

С 341.18

Б-817

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р6 - 3452



Н.А. Бонч-Осмоловская, Я. Врзал, Е.П. Григорьев,  
Н.Г. Зайцева, Я. Липтак, В.Г. Тишин, Я. Урбанец

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

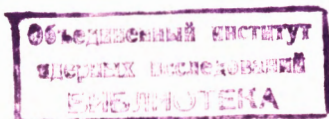
РАСПАД  $^{170}\text{Lu}$

1967.

P6 - 3452

Н.А. Бонч-Осмоловская, Я. Врзал, Е.П. Григорьев,  
Н.Г. Зайцева, Я. Липтак, В.Г. Тишин, Я. Урбанец

РАСПАД  $^{170}\text{Lu}$



5345/1 up

## В в е д е н и е

Ядро  $^{170}\text{Yb}$  является сильно деформированным чётно-чётным ядром. Оно расположено в середине области деформации и в некоторых свойствах должно быть похоже на соседние ядра. До последнего времени сведения о его возбужденных состояниях ограничивались практически знанием энергий ротационных уровней основной полосы. Недавно появилась работа Берка и Элбека<sup>/1/</sup>, в которой по ядерным реакциям были установлены уровни  $\gamma$ -вибрационной полосы, октупольные состояния и ряд других возбужденных уровней.

В более ранних работах<sup>/2,3/</sup> распад  $^{170}\text{Lu}$  изучался по электронам внутренней конверсии. Спектр оказался очень сложным. Он содержит около 170 переходов. Мультипольности переходов не были установлены особенно для жестких  $\gamma$ -переходов, так как не производилось измерений спектра  $\gamma$ -лучей на приборах с хорошим разрешением. При такой сложности спектра точность в определении энергий переходов была недостаточной, чтобы из данных об энергиях конверсионных электронов построить схему уровней  $^{170}\text{Yb}$ , возбуждающихся при распаде  $^{170}\text{Lu}$ . Следует отметить, что методом  $\beta^+$ - $\gamma$ -совпадений<sup>/4,5/</sup> было установлено, что жесткая компонента  $\beta^+$ -спектра соответствует переходу в основное состояние  $^{170}\text{Yb}$  и сделан вывод, что спин основного состояния  $^{170}\text{Lu} - 0^+$ . Отсюда следует, что путем  $\beta$ -распада с заметной интенсивностью могут заселяться уровни  $^{170}\text{Yb}$  с характеристиками  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $0^-$ ,  $1^-, 2^-$ .

Целью настоящей работы было определение энергий, квантовых характеристик и свойств возбужденных уровней  $^{170}\text{Yb}$ , которые возникают при распаде  $^{170}\text{Lu}$ .

### И с т о ч н и к и

Радиоактивный  $^{170}\text{Lu}$  был получен как продукт облучения танталовой мишени протонами с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне ОИЯИ. После химического и хроматографического выделения лютециевой фракции были приготовлены источники, которые содержали  $^{169}\text{Lu}$ ,  $^{170}\text{Lu}$ ,  $^{171}\text{Lu}$ ,  $^{172}\text{Lu}$ ,  $^{173}\text{Lu}$  и  $^{174}\text{Lu}$ . Излучение двух последних было малоинтенсивно и не проявлялось в спектрах  $\gamma$ -лучей на фоне излучения других изотопов. Для получения более чистых препаратов  $^{170}\text{Lu}$  из гафниевой фракции выделялся  $^{170}\text{Lu}$  через  $\approx 40$  часов после облучения. За 20 часов до этого гафний очищался от дочерних изотопов, с которыми уходил  $^{169}\text{Lu}$ , накопившийся из  $^{169}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 1,5$  часа). Полученные таким образом источники кроме  $^{170}\text{Lu}$  содержали  $^{171}\text{Lu}$  и немного  $^{172}\text{Lu}$ , которые по периоду полураспада отличаются от  $^{172}\text{Lu}$  в 3-4 раза. В спектре  $\gamma$ -лучей удалось, таким образом, выделить линии  $^{170}\text{Lu}$  и определить их энергии и интенсивности.

### С п е к т р о м е т р

Для исследований был использован гамма-спектрометр с  $\text{Ge}(\text{Li})$  детекторами коаксиального типа объемом  $\approx 5 \text{ см}^3$  и  $\approx 12 \text{ см}^3$ . Ширина линий на половине высоты составляла 4,5 - 6 кэв в широком диапазоне энергий. Регистрация импульсов производилась 2048-канальным анализатором.

### Р е з у л ь т а т ы и з м е р е н и я

Результаты измерений энергий и интенсивностей  $\gamma$ -лучей представлены в таблице 1.

На рис. 1 а,б,в показаны отдельные участки спектра  $\gamma$ -лучей.

Для градуировки  $\gamma$ -спектрометра по энергиям использовалась энергия  $\gamma$ -перехода 1115 кэВ  $^{85}\text{Zn}$  и энергии некоторых  $\gamma$ -переходов  $^{170}\text{Lu}$ , уточненные значения которых были сообщены нам С.А.Шестопаловой по измерениям спектра конверсионных электронов на спектрометре типа  $2\pi\sqrt{2}$ . В первой колонке таблицы 1 приводятся значения  $E_\gamma$ , полученные нами при измерении спектра  $\gamma$ -лучей  $^{170}\text{Lu}$ , в колонке два —  $E_\gamma$ , полученные при измерениях конверсионных электронов.

На совещание по ядерной спектроскопии в Дубне в июне 1967 г. был представлен доклад Балалаева и др.<sup>/6/</sup>, в котором приводятся результаты по отдельным участкам конверсионного спектра  $^{170}\text{Lu}$ , перемеренного с лучшим разрешением и более точным определением энергии переходов, чем это сделано в работе<sup>/3/</sup>. Мы ввели уточнения в таблицу 1 согласно данным этой работы. Значения  $E_\gamma$  во втором столбце, данные с точностью до десятых долей кэВ, а также соответствующие им  $1k$  приведены из этой работы. Остальные  $E_\gamma$  во второй колонке взяты из<sup>/2/</sup> и из сообщения С. А.Шестопаловой, уточняющего данные<sup>/3/</sup>.

Коэффициенты внутренней конверсии и мультипольности  $\gamma$ -переходов были определены по интенсивностям конверсионных электронов, полученным в работах<sup>/2,3,6/</sup>, и по интенсивностям  $\gamma$ -лучей. Нормировка производилась по коэффициентам конверсии  $\gamma$ -переходов 1138 кэВ  $\alpha_k(E2) = 2,3 \cdot 10^{-3}$  и 1054 кэВ  $\alpha_k(E2) = 2,7 \cdot 10^{-3}$ . В работе Бёрка и Элбека<sup>/1/</sup> было установлено, что уровень 1138 кэВ является  $\gamma$ -вибрационным уровнем с характеристиками  $2^+$ , 2. При анализе схемы распада было установлено, что уровень 2125 кэВ имеет характеристики  $1^-$ . Теоретическое значение  $\alpha_k(E1) = 3,4 \cdot 10^{-4}$  для перехода 2125 кэВ использовалось для уточнения нормировочного множителя. Аннигиляционный пик относится к  $^{170}\text{Lu}$ . Его интенсивность определена из измерений с "чистым" источником, в котором отсутствовал  $^{169}\text{Lu}$ , в спектрах же более долгоживущих изотопов  $^{171}\text{Lu}$  и  $^{172}\text{Lu}$  он не был обнаружен. Из работы<sup>/5/</sup> известно, что весь позитронный распад идет на основное состояние  $^{170}\text{Yb}$ . Исходя из баланса интенсивностей  $\gamma$ -переходов, в обсуждаемой ниже схеме мы определили, что  $\log ft = 9,5$ , что неплохо согласуется с величиной 9,76, полученной в работе Хансена<sup>/4/</sup> и  $\log ft > 9,5$ , следующим из работы Джеллепова и др.<sup>/5/</sup>.

Интенсивности  $\gamma$ -лучей ряда переходов, определенные при измерениях в лютециевой фракции, заметно превышали соответствующие величины при измерениях  $^{170}\text{Lu}$ , выделенного из гафния. Это объясняется наложением близких по энергии линий различных изотопов. Интенсивность в таких случаях принималась по измерениям в более чистых условиях.

При энергиях выше  $\approx 2$  Мэв все линии принадлежат  $^{170}\text{Lu}$ , ниже 1 Мэв из измерений на  $\beta$ -спектрографе <sup>/2/</sup> известны линии, относящиеся к  $^{169}\text{Lu}$ , которые были учтены при анализе спектра. Однако в средней области энергий учёт примесей встретил ряд трудностей.

В работе Желепова и др. <sup>/3/</sup> спектр конверсионных электронов содержал линии  $^{169}\text{Lu}$  и  $^{170}\text{Lu}$ . В некоторых случаях они имели близкие энергии, и то, что линия сложная, стало ясно лишь после анализа спектра  $\gamma$ -лучей.

Самой сильной линией в лютециевой фракции выше 1 Мэв оказалась  $\gamma$  - 1450 кэв (рис. 16), причём большая часть ее интенсивности относится к  $^{169}\text{Lu}$  (таблицы 1,2). К сожалению, в измерениях Хармаца и др. <sup>/2/</sup> конверсионная линия этого перехода в  $^{169}\text{Yb}$ , по-видимому, не попала в рабочий диапазон спектрографа. В нашей работе и в работе Желепова и др. <sup>/3/</sup> источники были получены одинаковым способом, и можно сделать предположение, что отношение числа распадов  $^{169}\text{Lu}$  и  $^{170}\text{Lu}$  в исследуемых препаратах должно быть приблизительно одинаково. Тогда в предположении, что в  $^{169}\text{Lu}$  мультипольность перехода 1450 - E1, получаем, что половина интенсивности K-1450 относится к  $^{170}\text{Lu}$ , и либо в этом изотопе имеется два близких перехода, причём один из них E0, либо это один переход типа M2. Если переход в  $^{169}\text{Lu}$  типа E2, то большая часть интенсивности K-1450 относится к нему, и нельзя сделать вывод о мультипольности перехода в  $^{170}\text{Lu}$ . Однако второй вариант менее вероятен по следующим причинам:

- 1) В работах <sup>/3,6/</sup> измерялся период полураспада этого  $\gamma$ -перехода по конверсионным электронам. Он оказался ближе к 48 часам, нежели к 36 часам.
- 2) Согласно работе <sup>/2/</sup>, в схеме уровней  $^{169}\text{Yb}$  имеется состояние  $1450 \text{ кэв } 9/2^-$ , с которого может идти E1 переход в основное состояние  $^{169}\text{Yb } 7/2^+$ .

Учитывая все это, мы полагаем, что к распаду  $^{170}\text{Lu}$  относится половина интенсивности линии K-1450 в таблице 1, то есть 500 единиц.

В работе <sup>/7/</sup> было установлено, что к  $^{170}\text{Lu}$  относится приблизительно 80% интенсивности линии K-1450. Это число отличается от расчёта по интенсивности  $\gamma$ -лучей, по расчётное значение ближе к опыту, если принимать мультипольность перехода в  $^{169}\text{Lu} - E1$ .

Таблица 1

Энергии, относительные интенсивности, коэффициенты  
конверсии и мультипольности гамма-переходов в  $^{170}\text{Lu}$

$E_\gamma$ кэВ		$I_\gamma$	$I_\gamma$		$I_\gamma$ ср.	$a_\gamma$	Мульти- польность
настоящ. работа	по ковв. эл.		Lu - фр.	Lu из Hf			
1	2	3	4	5	6	7	8
84	84	$3,7 \cdot 10^4$	-	183	$183 \pm 18$	$a_{L, III} = 2000$	E2
153	153	6500	-	5,8	$5,8 \pm 0,6$	1100	MI
193,5	193,5	12600	-	52	$52 \pm 5$	240	E2
-	221	234	-	-	-	-	-
-	223	505	-	-	-	-	-
-	224	216	-	-	-	-	-
-	228	755	-	-	-	-	-
-	236	270	-	-	-	-	-
242	242	1910	-	5,4	$5,4 \pm 0,8$	350	MI
-	252	206	-	-	-	-	-
283	283	1150	-	8,5	$8,5 \pm 0,8$	130	MI
287	287	360	-	12,2	$12 \pm 1$	30	E1
-	302	130	-	-	-	-	-
324	324	1260	10,2	9,2	$10 \pm 1$	126	MI
-	366	97	-	$\leq 2$	$\leq 2$	$\geq 50$	(MI)
371	{ 370 372	{ 82,5 108	70	$\leq 2$	$\leq 2$	-	-
384	{ <del>383</del> 385	{ <del>108</del> 54	13	$\leq 2$	$\leq 2$	-	-
-	390	234	-	$\leq 3$	$\leq 3$	$\geq 80$	(MI)
396	396	$300 \pm 50$	-	$\leq 3$	$\leq 3$	$\geq 100$	M2, E0 + ?
-	410,3	60	-	$< 1$	$< 1$	$> 60$	(M2)
420	419,7	$600 \pm 100$	10	10	$10 \pm 2$	$60 \pm 20$	MI
444	443,3	$48 \pm 9$	-	$\leq 1$	$\leq 1$	$\geq 48$	(MI, M2)
456	455,6	$110 \pm 30$	-	$\leq 3$	$\leq 3$	$\geq 37$	(MI)
479	478,7	$63 \pm 12$	-	$\leq 3$	$\leq 3$	$\geq 21$	(MI)
492	492,5	$75 \pm 10$	15	10	$10 \pm 2$	$7,5 \pm 2,5$	E1
-	497,0	$50 \pm 12$	-	$< 1$	$< 1$	$> 50$	(M2)
511	-	-	-	18	18	-	-

1	2	3	4	5	6	7	8	
540	540,2	160±30	-	≤3	≤3	≥53	(M2)	
-	542,9	26±13	}	50	16	16±3	37±12	MI
544	544,3	590±40						
-	547,4	40±13						
-	563,1	~22	-	-	-	-	-	
572	{ 571,4 572,3	{ 32±11 110±16	-	26	26±5	-	EI(E2)	
579	579,4	~30	29,6	6,4	6,4±1,0	4,7	(M1, M2)	
-	587,0	31±16	-	-	-	-	-	
619	618,5	25±7	-	~4	~4	~6,3	(E2)	
-	621,4	30±12	-	-	-	-	-	
688	689	108	48	~6	~6	~18	(M1)	
839	841	180	24	20	22±4	8,2	MI	
854	857	234	25	21	23±5	10	MI	
939	938,6	270±20	42	30	36±6	7,5±1,5	MI	
-	942,0	21±10	-	≤1	≤1	≥21	(M2)	
-	947,6	37±16	-	-	-	-	-	
953	{ 952,6 954,7	{ 33±16 25±12	-	≤6	≤6	-	-	
985	{ 984,9 987,0	{ 500±40 190±30	180	170	175±10	-	he EI	
999	I001	I08	}	47	47±12	2,3	(EI, E2)	
I003	I005	540		230	72	72±18	7,5	MI
I029	I028,6	90	≤22	14	14±3	6,4	MI	
-	I050,4	62±13	}	132	123	128±10	2,2±0,6	E2
I054	I054,0	280±20						
-	I060,0	34±8						
I061	I061,3	133±11	200	54	54±5	-	hē EI	
-	I069,3	17±3	-	≤1	≤1	≥17	(M2, EO-9)	
-	I071,2	7±3	-	-	-	-	-	
II01	II01,5	55±5	}	~3	~3	~18,3	M2	
(II05)	II07,0	67±3		17	12	12	5,6	MI
II33	II33,1	100±8	~35	~20	~28	~3,5	E2, MI	
II38	II38,2	188±7	II3	77	77±8	-	E2	
-	II40,8	37±6	}	80	77	75±8	-	-
II44,5	II44,0	89±10						
-	II45,3	112±10						



1	2	3	4	5	6	7	8
-	II54,8	~4	-	-	-	-	-
-	II64,3	5±2	-	-	-	-	-
-	II79,8	6±2	-	-	-	-	-
-	I2I2,4	~5	-	-	-	-	-
I2I8,5	I2I7,8	26±4	29	30	30±5	0,86±0,30	EI
-	I22I,7	134±7	}	98	98±I5	0,88±0,20	EI
I225	I225,I	86±5					
I228	I228,4	92±6	-	~I4	~I4	6,5	MI, M2
-	I235,4	22±3	-	<5	<5	>4,5	(MI, M2)
-	I25I,4	7	-	≤I	≤I	≥5,5	(MI, M2)
I256,5	I256,2	36±5	57	3I	3I±4	-	-
	I257,0	28±5					
I263	I262,9	35±5	I8	4	4±I	8,7±3,0	M2
I280	I279,8	156±I4	290	I74	I74±I7	0,90±0,15	EI
I295	I294,4	56±7	~30	59	50±I0	I,I±0,4	EI
I306,5	I306,2	39±5	25	24	30±5	-	he EI he EI
	I307,3	56±5					
I323	I323,I	I4±4	35	3	3±I	4,7±2,0	MI
I34I	I340,6	8I±6	I53	70	70±7	I,2±0,3	EI, E2
I364	I364,0	72±II	I00	I00	I00	0,72	EI
-	I382,9	20±5	-	-	-	-	-
-	I393,0	7	I00	52	52±6	-	-
I395	I395,3	86±6					
I404,5	I404,I	24±5	6I	5I	56±6	-	-
	I405	30±5					
-	I4I3	7±2	-	-	-	-	-
-	I4I7,9	3±I	-	-	-	-	-
I427,5	I427,3	60±3	I18	88	88±5	-	-
	I428,I	23±3					
-	I435,5	I6±3	-	-	-	-	-
I450	I449,9	I000	775	60	60±6	≥8 <sup>a)</sup>	M2, E0
I455	I455,I	44±4	-	30	30±6	I,5±0,4	E2
I459	I459,5	I4±2	-	23	23±4	0,6±0,2	EI
-	I479,5	609±I6	-	-	-	-	E0
I482,0	I48I,5	28±6	I4	I0	I0±4	2,8±I,4	MI, E2
-	I49I,9	~5	-	-	-	-	-
I5I2	I5II,9	34±3	64	64	64±6	0,5±0,I	EI

1	2	3	4	5	6	7	8
I5I6	I5I4,0	35±3	~I8	7	~I0	~3,5	(MI, M2)
I534	I534,2	25±2	24	24	24±3	1,0±0,2	EI, E2
I55I	I550,5	46±3	I3	8,5	II±4	4,2±I,2	M2
-	I557,7	4±I	-	-	-	-	-
I562	I564	I2±3	-	3,3	3,3±I,0	3,6±I,8	MI, M2
I566	I565,9	95±5	-	2,7	2,7±I,0	35±I5	EO + ?
I575	I576	28±2	I7	II,2	I4±3	2,0±0,6	MI
I583	I584	I0±2	I7	3,4	3,4±I,4	3,0±I,5	(MI)
I6I0,5	{ I609,7 I6I0,9	{ 7,5±I,5 I5,5±I,5	I3	I5	I4±2	-	- he EI
I6I9	I620		23	9	9	-	-
I630	I63I	5±I	} 9,8	4,I	4,6±I,5	I,I±0,4	E2
I634	I635	9±2		3,5	3,9±I,2	2,3±0,8	MI
-	I64I	7±2		-	~I	~I	~7
-	I646	7±2	-	~2	~2	~3,5	(M2)
I65I	I652	5±I	-	2,3	2,3±I,I	2,2±I,2	(E2, MI)
I660	I66I	5±2	39	3,6	3,6±I,4	I,4±0,8	(E2, MI)
-	I668	4±I	-	-	-	-	-
I676	I675	7±2	I6	2I	I8±4	0,40±0,2	EI
I687	I688	4±2	-	3,7	3,7±0,8	I,I±0,6	(E2)
I703	I704	7±2	3,2	3,4	3,5±I,3	2,I±I,0	MI, (E2)
I775	I776	Ii,3±I,5	5,2	5,5	5,4±I,I	I,8±0,4	MI
I809	I8I0	I0±2	I9	I5	I7±4	0,6±0,2	EI
I840	I84I	3,0±0,8	4	5,0	5±I	0,6±0,2	(EI, E2)
I859	I860	9,5±I,5	~20	I3,0	I3,0±3	0,73±0,I8	E2
I877	I878	7±I	I3,5	I4	I4±2	0,5±0,I	EI
I90I	I902	7±2	I6	I7	I7±4	0,4I±0,I6	EI
I935	I936	3,3±0,8	~5,3	~2,0	~2,0	~I,6	(MI)
I955	I956	36±3	} 35	28	28±3	I,3±0,2	MI
I96I	I962	7±2		4,4	4,4±0,8	I,6±0,6	MI
2030	2032	9±2		67,5	23	23 <del>±</del> ±4	0,4±0,I
204I	{ 2039,3 204I,2	{ ~50 ~50	I90	I96	I93±I0	-	- -
2II7	2II8	4,7±0,5	I2,7	I8,5	I6±3	0,30±0,06	EI
2I25	2I25,5	4I,8±I,5	I33	I34	I34±7	0,3I±0,02	EI
2I5I	2I5I	9,3±I,0	4,4	4,7	4,6±I,I	2,0±0,5	M2
2I9I	2I9I	I3,4±0,7	35	40	38±3	0,35±0,05	EI

1	2	3	4	5	6	7	8
-	2208	2,0±0,4	-	-	-	-	-
-	2218	1,3±0,3	~3	-	~3	~0,4	(E1)
-	2232	1,4±0,5	~3,7	≤1,7	~2,7	~0,5	(E1,E2)
-	2268	2,6±0,8	} 23,4	~4,6	~4	~0,65	(E2)
2275	2275	7,2±0,8		23,5	22±3	0,33±0,06	E1
-	2279	2,0±0,5	3,8	3,4	3,6±0,7	0,54±0,17	E1 (E2)
-	2290	1,5±0,4	~2,3	<1,7	~2	~0,8	(E2,M1)
-	2299	1,0±0,5	-	~1,7	~1,7	~0,6	(E2,M1)
2306	2308	1,4±0,7	~4	~2	~3	~0,5	(E1,E2)
-	2327	3,9±0,6	~7	~2	~4	~1	(M1)
2342	2343	2,1±0,4	3,6	-	~3,6	~0,6	(E2)
2363	2365	11,6±0,7	32	32	32±3	0,36±0,04	E1
2399	2399	3,7±0,5	12	12	12,0±1,2	0,31±0,05	E1
2411	2410,6	6,0±0,7	21	24	22,5±2,5	0,27±0,04	E1
2423	2423,2	3,2±0,4	9	-	9±3	0,4±0,1	(E1)
-	2437	2,7±0,5	-	-	-	-	-
2452	2449,2	1,7±0,5	<10	~5	~5	~0,3	(E1)
2495	2494,4	5,5±0,5	20	19	19,5±3,0	0,28±0,05	E1
2520	2521,3	3,0±0,4	~5	~2	~3	~1	(M1,M2)
-	2533,I	1,0±0,2	2	-	~2	~0,5	(E2)
-	2556,9	1,6±0,3	~1,8	-	~1,8	~1	(M1,M2)
2575	2575,3	1,8±0,3	4,4	5,0	5,0	0,4	E1,E2
2586	2585,4	1,4±0,2	6	~7	~6	~0,23	(E1)
-	2591,9	0,7±0,2	~1,6	≤3	<3	>0,2	-
2602	2601,5	0,7±0,2	4,5	10	~10	>0,1	-
(2614)	2616,2	0,6±0,3	~1	-	~1	~0,6	(M1,E2)
-	2641,7	1,9±0,3	~2	-	~2	~1	(M1,M2)
-	2654,I	I	~2	-	~2	~0,5	(E2,M1)
2663	2663,4	9,9±0,6	32	31	32±3	0,31±0,04	E1
2691	2691	12,9±0,7	56	54	55±6	0,24±0,03	E1
-	2698,2	7,8±0,6	8	16	~12	~0,6	(M1)
2748	2747,8	12,6±1,5	44	44	44±5	0,29±0,05	E1
2782	2782,3	13,5±0,7	25	23	24±3	0,56±0,06	M1
2845	2845,5	9,7±1,2	40	40	40±4	0,24±0,04	E1
2856	2855,8	2,2±0,6	5,4	10,3	7,8±2,6	0,28±0,12	(E1)
2882	2881,8	10,2±0,6	19	19	19±3	0,54±0,08	M1

1	2	3	4	5	6	7	8
2920	(292I)	-	-	4,8	4,8	-	-
2929	2927,9	3,8±0,7	I3	I9	16±3	0,24±0,06	EI
2940	2939,9	8,1±0,7	33	36	35±4	0,23±0,03	EI
2948	2948,0	3,9±0,5	10,6	15,5	13±2	0,30±0,06	E2, EI
2956	(2960)	-	-	5,0	5,0	-	-
2966	2965,6	15,6±0,8	27	29	28±3	0,56±0,08	MI
2984	2984,2	1,1±0,4	2,4	2,8	2,6±0,8	0,4±0,2	(E2, MI)
3009	3009,4	1,8±0,5	3,6	5,2	4,4±0,9	0,41±0,14	E2, MI
3015	3017	-	6,2	5,8	6,0±1,2	-	-
3031	3030,6	6,0±0,4	27	28	27,5±3	0,22±0,03	EI
3040	3044,8	1,4±0,2	3,3	5,1	4,4±0,9	0,32±0,08	E2, (MI)
3052	3054	(0,8)	2	-	~2	~0,4	(E2, MI)
3065	3064,9	2,6±0,3	9,7	7,8	8,8±1,3	0,29±0,06	E2
3083	3086	-	~ I	~3,4	~2	-	-
3095	3094,2	3,2±0,5	} II,2	10	10±1,5	0,30±0,06	(E2)
3102	3102,3	1,8±0,4		6	6,0±1,5	0,30±0,08	(E2, MI)
3115	3115,1	4,6±0,3	20	21	20±2	0,23±0,05	EI
3127	3123,5	0,5±0,1	1,9	1,7	1,8±0,4	0,28±0,08	E2
3148	3146,7	1,4±0,2	4,4	3,5	4,0±0,8	0,35±0,09	E2, MI
3165	3164,9	0,9±0,1	2,0	2,4	2,2±0,5	0,41±0,09	MI, E2
3183	3183,1	0,9±0,1	0,7	1,9	~1,5	~0,6	(MI, M2)
3196	3196,4	0,6±0,2	-	2,2	2,2±0,5	0,27±0,12	EI-MI
3203	3202,6	1,0±0,2	-	1,5	1,5±0,5	0,7±0,2	M2
-	3296	(0,14)	-	-	-	-	-

а) Для определения  $\alpha_x$  у 1450 кэВ берется половина  $I_x$  (см. стр. 6 текста).

б) Погрешность для  $I_\gamma$  в случае  $E_\gamma < 2$  МэВ определена по измерениям  $^{170}\text{Lu}$  из  $\text{Hf}$  при  $E_\gamma > 2$  МэВ по измерениям  $^{170}\text{Lu}$  из  $\text{Hf}$  и из  $\text{Lu}$  - фракция.

Измерения  $\gamma$ -спектра  $^{170}\text{Lu}$  в лютециевой фракции и в источнике лютеция, выделенного из гафния, во многих случаях позволили решить вопрос о принадлежности  $\gamma$ -перехода  $^{169}\text{Lu}$  или  $^{170}\text{Lu}$ . Однако для ряда неясных случаев был поставлен опыт по определению периода спадания интенсивностей таких  $\gamma$ -переходов. Интенсивности их определялись относительно линии 1115 кэв  $^{65}\text{Zn}$ , небольшое количество которого было добавлено к источнику. Большой период полураспада  $^{65}\text{Zn}$   $T_{1/2} = 265$  дней позволил провести измерения с достаточной точностью. Результаты для ряда сильных  $\gamma$ -переходов, принадлежность которых была неизвестна ранее, приведены в таблице 2. Линия 1378 кэв достоверно относится к  $^{169}\text{Lu}$ , линии 2041 кэв и 2125 кэв - к  $^{170}\text{Lu}$  и они служат проверкой правильности определения периодов полураспада.

Таблица 2

Периоды спадания интенсивностей некоторых  $\gamma$ -линий  
в лютециевой фракции

$E_{\gamma}$ кэв	$T_{1/2}$ час	идентификация изотопа (A)
1138	$45 \pm 5$	$^{170} + (^{169})$
1257	$44 \pm 6$	$^{170} + (^{169})$
1341	$41 \pm 4$	$^{169} + ^{170}$
1364	$44 \pm 4$	$^{170}$
1378	$34 \pm 3$	$^{169}$
1428	$42 \pm 4$	$^{170} + (^{169})$
1450	$35 \pm 3$	$^{169}$
1482	$50 \pm 10$	$^{170}$
2041	$49 \pm 5$	$^{170}$
2125	$50 \pm 5$	$^{170}$

## С х е м а р а с п а д а

Предлагаемая в настоящей работе схема распада  $^{170}\text{Lu}$  (рис. 2) включает в себя уровни  $^{170}\text{Yb}$ , которые были известны до настоящего времени, и около 20 новых уровней. Основой для ее построения было совпадение энергий прямых и каскадных переходов и совместимость мультипольностей переходов, связанных с одним уровнем. Одновременно с нашей работой на совещание по ядерной спектроскопии в июне 1967 г. в Дубне был представлен доклад Джелепова и др. <sup>/7/</sup>, в котором на основе уточнения энергий конверсионного спектра  $^{170}\text{Lu}$  делается попытка построения схемы распада  $^{170}\text{Lu}$  по энергетическому балансу. Из уровней, приведенных в <sup>/7/</sup> и отсутствующих у нас, мы включаем в анализ схемы три (2039, 2363 и 3094 кэВ), как проявляющиеся наиболее четко и разряжающиеся  $\gamma$ -переходами, совместимыми по мультипольности.

При построении схемы распада  $^{170}\text{Lu}$  учитывалась разность масс  $^{170}\text{Yb}$  и  $^{170}\text{Lu}$   $Q = 3462$  кэВ <sup>/5/</sup>, которая накладывала предел на значения энергий возбужденных состояний и позволила оценить значения  $\log ft$   $\beta$ -переходов. Уровни  $2^+$  при  $\beta$ -распаде возбуждаться не должны ( $\log ft > 11$ ), и для них интенсивность приходящих  $\gamma$ -переходов должна равняться интенсивности уходящих.

### У р о в н и о с н о в н о й п о л о с ы

Уровни основной ротационной полосы в  $^{170}\text{Yb}$  четко проявились в спектре  $\gamma$ -лучей по переходам 84 кэВ,  $2^+ \longrightarrow 0^+$  и 193,5 кэВ  $4^+ \longrightarrow 2^+$ . Полученные для них коэффициенты конверсии соответствуют E2 переходам, что является дополнительным подтверждением правильности выбора нормировочного множителя (таблица 1).

$$\underline{\text{Уровни с } I^\pi = 0^+}$$

В излучении  $^{170}\text{Lu}$  имеется несколько  $\gamma$ -переходов с большими коэффициентами конверсии. По-видимому, при распаде  $^{170}\text{Lu}$  со спином  $0^+$  мало-

вероятно возбуждение изомерных состояний  $^{170}\text{Yb}$  с большим спином, и мы принимаем, что мультипольности таких переходов E0. Слабые пики в спектре  $\gamma$ -лучей могут относиться к переходам с близкой энергией.

E0 переходы могут идти между состояниями с одинаковыми спинами, в частности, с состояний  $0^+$  на основное состояние.

Уровни с характеристиками  $0^+$  будут слабо заселяться при  $\beta$ -распаде  $^{170}\text{Lu}$  из-за запрета по изотопическому спину для фермиевских  $\beta$ -переходов, как это было показано на примере  $\beta$ -перехода в основное состояние  $^{170}\text{Lu}$  <sup>4,5/</sup>. Экспериментальные значения  $\log ft$  для них получились близкими к величине 9,5, полученной нами для  $\beta$ -перехода в основное состояние  $^{170}\text{Yb}$  (см. рис. 2).

Самое нижнее возбужденное состояние типа  $0^+$  было обнаружено в работе Берка и др. <sup>1/</sup> при энергии 1065 кэв. Наши данные не противоречат выводу о существовании уровня  $0^+$  с энергией 1069 кэв, но заселяется он относительно слабо. По-видимому, с этого уровня на первый возбужденный уровень идет переход 985 кэв, имеющий значительно меньшую интенсивность, чем указано в таблице 1. В противном случае отношение приведенных вероятностей E0 и E2 переходов X на основное и первое возбужденное состояние получается значительно меньше, чем известно из опыта для других деформированных ядер.

Два других уровня типа  $0^+$  имеют энергии 1479 кэв и 1566 кэв. Их разрядка происходит более интенсивными  $\gamma$ -переходами.

В таблице 3 экспериментальные значения энергий сравниваются с расчётными. Из таблицы видно, что учёт спин-квадрупольного взаимодействия между нуклонами в коллективном движении деформированных ядер по сравнению с чисто квадрупольным взаимодействием приводит к понижению энергий уровней и приближает их к экспериментальным значениям. Обращает на себя внимание факт, что второй и третий уровни типа  $0^+$  расположены близко как в ядрах  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{178}\text{Hf}$ , так и в ядре  $^{170}\text{Yb}$ .

Рассмотрим свойства уровней типа  $0^+$ .

Таблица 3  
 Экспериментальные и расчётные значения энергий  
 уровней типа  $0^+$

№ уровня	E кэВ				
	<sup>170</sup> Yb наши данные	По квадрупольной теории /8/	С учётом спинового взаимодействия /8/	<sup>178</sup> Hf /9/	<sup>184</sup> Er /10/
1	I069	I490-I560	II00-I370	II99	I245
2	I479	I640-I720	I480-I560	I434	I698
3	I566	I830	I620-I730	I444	I766

Зная интенсивности переходов на основное и первое возбужденное состояние <sup>170</sup>Yb, можно определить отношение приведенных вероятностей E0 и E2 переходов с уровней типа  $0^+$  по формуле

$$X = \frac{B(E0; i \rightarrow f)}{B(E2; i \rightarrow f)} = 2,56 \cdot 10^{-9} A^{4/3} \frac{E \gamma^5 (E2) \text{ МэВ}}{\Omega_k} \frac{I_k(E0)}{I_k(E2)}$$

где  $\Omega_k$  - параметр, зависящий от Z и энергии E0-перехода. Его значения определены по работе Черча и др. /11/. Из таблицы 4 видно заметное различие в значениях X для разных ядер. Сильная зависимость расчётных значений X от выбора параметров спин-квадрупольного взаимодействия затрудняет сравнение теории и опыта. Известно слишком мало состояний типа  $0^+$  в деформированных ядрах, чтобы можно было уверенно выбирать параметры теории и делать заключение о природе уровней.

По модели Давыдова /12/ могут существовать два типа колебательных уровней с  $I^\pi = 0^+$ .

Для  $\beta$ -колебательных состояний параметр X равен 0,47, для  $\gamma$ -колебательных он находится в диапазоне от 5 до 11 для интервала энергий 1000-1600 кэВ. Один из уровней, 1479 кэВ или 1566 кэВ, может быть интерпретирован как  $\beta$ -колебательный.



Таблица 4

Отношения приведенных вероятностей E0 и E2 переходов,  
идущих с уровней типа  $0^+$

№ уровня	E кэВ	$\Omega_k$	X эксп. $^{170}\text{Yb}$ , наши данные	X теор.*		X эксп.	
				квадрупольное взаимодействие	спин-квад- рупольное взаимодей- ствие	$^{170}\text{Hf}$ /9/	$^{164}\text{Er}$ /10/
1	1069	-	-	0,2	0,18	0,18	0,15
2	1479	$1,7 \cdot 10^{11}$	0,83	0,043	0,41	0,10	0,39
3	1566	$1,8 \cdot 10^{11}$	0,85	4,95	0,074	0,38	0,78

X теор., приведенные в таблице, рассчитаны при параметрах  $N_q = 8,2$  и  $N_t = 0$  в случае чистого квадрупольного взаимодействия и при  $N_q = N_t = 8,2$  для случая спин-квадрупольного взаимодействия. Объяснения к параметрам  $N_q$ ,  $N_t$  см. в работе Пятова и др.<sup>/8/</sup>.

На состоянии 1479 кэВ  $0^+$ ,  $0$ , по-видимому, основана ротационная полоса. В схему введен уровень 1534 кэВ, связанный с основной ротационной полосой переходами 1534 кэВ  $2^+ \rightarrow 0^+$  (E2), 1450 кэВ  $2^+ \rightarrow 2^+$  E2 (+E0) и 1257 кэВ  $2^+ \rightarrow 4^+$ , а также с первым уровнем  $\gamma$ -вибрационной полосы переходом 396 кэВ  $2^+ \rightarrow 2^+$ , (E2+E0).

Способ разрядки определяет спин и четность уровня  $2^+$ , а отношения приведенных вероятностей

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 4^+) / B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \leq 3,4 \text{ и}$$

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 2^+) / B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \leq 3,3$$

позволяют определить квантовое число  $K = 0$ . Первый ротационный уровень полосы лежит на 53 кэВ выше основного, что заметно меньше, чем в основной ротационной полосе и соответствует на 60% большему моменту инерции. В ядре  $^{170}\text{Hf}$  также наблюдалось увеличение на 66% момента инерции состояния  $0^+$  с энергией 1434 кэВ.<sup>/8/</sup>

По результатам таблицы 1 можно вычислить, что интенсивность E0 компоненты перехода 1450 кэВ составляет  $I_k = 410$  единиц. Это дает возможность оценить величину параметра X для уровня 1534 кэВ ( $X > 0,32$ ), который не

сильно отличается от значения  $X = 0,83$  для уровня 1479 кэв и может служить подтверждением принадлежности уровней  $0^+$  и  $2^+$  к одной полосе. Трудно сделать определенное заключение, являются ли уровни 1479 и 1566 кэв коллективными, двухквазичастичными или более сложными состояниями. Из работы /8/ следует, что энергия первого двухквазичастичного состояния равна 1,57 Мэв. Дополнительные сведения можно было бы получить из значений  $\log ft$  для  $\beta^-$ -переходов на эти уровни, но расчёты Соловьева /13/ выполнены только для разрешенных по изотопическому спину  $\beta^-$ -переходов, и в данном случае такой анализ невозможен.

### У р о в н и с $I^\pi = 1^+$

Наличие нескольких пар переходов типа  $M1$  или  $E2$  с разностью энергий 84 кэв послужило основанием для введения уровней с характеристиками  $1^+$ . Они могут заселяться как путем электронного захвата в  $^{170}\text{Lu}$ , так и  $\gamma$ -лучами с более высоких уровней.

В таблице 5 приводится перечень уровней со спином  $1^+$ . Для ряда из них возможно было на основе отношений приведенных вероятностей  $M1$ -переходов  $R(M1)$  сделать вывод о квантовом числе "К" и параметре смешивания "а". Для состояний с энергиями 2039, 2782, 2966, 3094 кэв мы получили  $R(M1)$  близким к 0,5, и, следовательно, делаем вывод, что К равно 1. Параметр смешивания "а" получается довольно малым.

О значении "К" для уровня 2698 кэв трудно сделать заключение ввиду большого различия в интенсивностях переходов на основное и первое возбужденное состояние.

Анализ интенсивностей  $\gamma$ -переходов, идущих с уровней 3148 и 3183 кэв, затруднителен ввиду неоднозначности в определении мультипольностей. Для этих уровней характерно, что с них идут переходы на возбужденные состояния типа  $0^+$  с большими приведенными вероятностями, чем на основное состояние. Это проиллюстрировано в таблице 6. Предполагается, что мультипольности всех переходов -  $M1$ .

Таблица 5  
 Энергии уровней типа  $1^+$  в  $^{170}\text{Yb}$  и отношения  
 приведенных вероятностей M1 переходов на основную  
 полосу

Уровни	$R(M1) = \frac{B(M1; 1^+ \rightarrow 2^+)}{B(M1; 1^+ \rightarrow 0^+)}$	Вывод о "К"	"а" /14/
I228	3,3	(0)	
2039	0,57		0,01
2782	0,56		0,01
2966	0,75	I	0,033
3094	0,48		$\sim 0$
I306	-	-	-
2698	-	-	-
3148	-	-	-
3183	-	-	-

Таблица 6  
 Относительные приведенные вероятности M1-переходов  
 с уровней 3148 кэВ и 3184 кэВ на уровни типа  $0^+$ .

$E(0^+)$ кэВ	0	I479	I566
$E(1^+)$ кэВ			
3148	I,0	-	$\leq 30$
3183	I,0	I5	45

Ротационные уровни, связанные с состояниями типа  $1^+$ , не обнаружены.  
 Возможно, исключение составляет уровень 1306 кэВ, который

вводится нами предположительно. Расположенный на 34 кэв выше уровень 1340 кэв может быть ротационным с  $K=1$ . Этому не противоречат ни интенсивности переходов, ни вычисленная величина инерционного параметра  $A=8,5$  кэв. Экспериментальное значение интенсивностей переходов с уровня 1340 кэв не позволяет исключить значение  $K=0$  для него, но в этом случае должен существовать уровень с  $1^\pi, K=0^+,0$  с энергией на 50–80 кэв меньшей. Для введения такого уровня в схему распада нет достаточных экспериментальных оснований.

Наиболее вероятно, что все состояния типа  $1^+$  связаны с изменением внутренней структуры ядра  $^{170}\text{Yb}$ . Расчёты по сверхтекучей модели предсказывают появление на высоте  $\approx 1200$  кэв уровня типа  $\pi 633 \uparrow - \pi 633 \uparrow$  или  $\pi 521 \downarrow - \pi 521 \downarrow$ . Нижний из рассматриваемых нами уровней типа  $1^+ 1228$  кэв был предложен еще Харматцем и др.<sup>/2/</sup> Возможно, он и является предсказываемым Соловьевым уровнем двухквaziчастичной природы. Однако он не подтверждается ни  $\gamma$ -переходами сверху, ни мультипольностями  $\gamma$ -переходов, идущих с него.

При энергии 2300 кэв также предсказываются два двухквaziчастичных состояния  $\pi 404 \downarrow - \pi 402 \uparrow$  и  $\pi 642 f - \pi 633 f$ <sup>/15/</sup>. Однако трудно идентифицировать какой-либо экспериментальный уровень как двухпротонный или двухнейтронный. При энергиях около 3 Мэв могут проявляться четырехквaziчастичные состояния.

У р о в н и с  $1^\pi = 2^+$

В работе<sup>/1/</sup> была обнаружена  $\gamma$ -вибрационная полоса на уровне 1138 кэв,  $2^+$ . Только этот уровень полосы проявился при распаде  $^{170}\text{Lu}$ . Отношение приведенных вероятностей  $\gamma$ -переходов на уровни основной полосы

$$\frac{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)}{B(E2; 2^+ \rightarrow 2^+)} = 0,41$$

меньше, чем величина 0,7 по правилам Алаги. Поправка  $Z$  на смешивание состояний с различными "K" получается равной 0,10, что несколько превышает обычные значения 0,03 – 0,05 для ядер в середине области деформации. Это можно связать с довольно большой энергией  $\gamma$ -вибрационного уровня и с нахождением поблизости уровней типа  $1^+$  и  $2^+$ . Переход на уровень  $4^+$  не наблюдался. Его интенсивность по правилам Алаги должна быть мала.

Уровни 1340 кэв и 1534 кэв были идентифицированы выше, как ротационные состояния.

Еще один уровень типа  $2^+$  может быть на высоте 1859 кэв. Некоторая неопределенность в интенсивностях и мультипольностях идущих с него переходов не позволяет проанализировать отношение их приведенных вероятностей. Возможна интерпретация уровня 1859 кэв как двухквaziчастичного. Сверхтекучая модель предсказывает энергию 1,7 Мэв для состояния типа  $2^+$  p 411 ↓ - p 402 ↑ и 2,0 Мэв - для состояния p 523 ↓ - n 521 ↓ /15/.

Несовпадение интенсивностей входящих и уходящих с уровнем  $2^+$  γ -переходов следует отнести за счёт неполноты схемы распада  $^{170}\text{Lu}$ . Имеется еще много неразмещенных переходов, некоторые из которых могут быть связаны с уровнями типа  $2^+$ .

$$\text{У р о в н и с } I^\pi = 0^-$$

Среди возбужденных уровней деформированных чётно-чётных ядер неизвестны состояния со спином и чётностью  $0^-$ . Обобщенная модель предсказывает, что октупольные вибрационные состояния с  $K = 0$  могут иметь только нечётные спины 1,3,5 . . . Этот вывод следует из симметрии соответствующих волновых функций. Однако заранее нельзя сказать, что среди возбужденных состояний не может быть уровней с  $I^\pi, K = 0^-, 0$ , так как волновые функции двухчастичных состояний не имеют соответствующих запретов. Разрядка уровней  $0^-$  может происходить M2 переходами на состояния типа  $2^+$ , а также на уровни  $1^+, 1^-$ . Рассмотрение экспериментальных данных приводит к возможности существования уровней типа  $0^-$  в  $^{170}\text{Yb}$  с энергиями 1635 кэв и 3288 кэв. Отношение приведенных вероятностей M2 переходов на γ -вибрационный уровень  $2^+$  и на первый ротационный уровень  $2^+$ ;  $B(M2; 0^- \rightarrow 2^+)/B(M2; 0^- \rightarrow 2^+_1)$  для состояния 1635 кэв равно 130, для состояния 3288 кэв - 22.

Заметная относительная заторможенность конкурирующих M1 и E1 переходов, как и различие в вероятностях M2 переходов, может быть вызвана особой структурой ядра в состояниях  $0^-$ .

Уровни с  $1^{\pi} = 1^{-}$

В схеме уровней  $^{170}\text{Yb}$  установлено 10 уровней с  $1^{\pi} = 1^{-}$ . По характеру разрядки на основную полосу они разделяются на 2 группы. В первую входят те состояния, для которых отношение  $R(E1) = \frac{B(E1; 1^{-} \rightarrow 2^{+})}{B(E1; 1^{-} \rightarrow 0^{+})}$

близко к 2, т.е. к величине, которую дает обобщенная модель в предположении, что  $K = 0$ . Во вторую группу входят уровни, для которых  $R(E1)$  близко к 0,5 - теоретическому значению для  $K = 1$  (таблица 7).

а) Уровни с  $1^{\pi}, K = 1^{-}, 0$ .

Только для уровня 2929 кэВ  $R(E1)$  сильно отличается от других значений. Поправки на смешивание полос для переходов  $K = 0 \rightarrow K = 0$  содержат два параметра, которые невозможно получить из одного отношения. Интерпретировать эти уровни можно по разному.

Таблица 7

Энергии уровней типа  $1^{-}$  в  $^{170}\text{Yb}$  и отношения приведенных вероятностей E1 переходов на основную полосу

Уровни кэВ	$R(E1) = \frac{B(E1; 1^{-} \rightarrow 2^{+})}{B(E1; 1^{-} \rightarrow 0^{+})}$	Вывод о "K"	"a" /14/
1364	2,1	0	-
2125	1,2	0	-
2275	2,0	0	-
2495	1,3	0	-
2929	2,8	0	-
3115	1,5	0	-
<hr/>			
2363	0,13	I	-0,1
2748	0,8	I	+0,04
2940	0,22	I	-0,065
<hr/>			
1512	0,6 - 1,6	0,1	-

Одна из возможностей состоит в трактовке состояний 1364 или 1512 кэв как октупольных колебательных, связанных с основным состоянием  $^{170}\text{Yb}$ . Какие-либо из уровней в области 2100 кэв и выше могут быть октупольными уровнями, связанными с квадрупольными  $\beta$ - или  $\gamma$ -колебаниями. Так, с уровнем 2125 кэв идет сильный  $\gamma$ -переход на  $\gamma$ -вибрационный уровень, что может быть доводом в пользу указанной интерпретации.

Другая возможность следует из расчётов по сверхтекучей модели <sup>/15/</sup>, которая предсказывает, что двухквазипротонный уровень  $p\ 523\uparrow - p\ 404\downarrow$  должен иметь энергию 2,0 Мэв. Двухнейтронный уровень  $n\ 633\uparrow - n\ 514\downarrow$  предсказывается на высоте 2,3 Мэв. Состояния с  $I^\pi, K = 1^-, 0$  2125 кэв, 2275 или 2495 кэв, возможно, имеют двухквазичастичную природу.

б) Уровни с  $I^\pi, K = 1^-, 1$

Эти уровни можно рассматривать как октупольные колебательные или как двухквазичастичные. Так, при энергии возбуждения 2,4 Мэв ожидается двухпротонное состояние  $p\ 404\downarrow - p\ 514\uparrow$ .

Из списка  $\gamma$ -переходов видно, что схема распада  $^{170}\text{Yb}$  должна быть гораздо сложнее, чем показанная на рис. 2. Однако для интерпретации уровней, для определения их природы нужны, по-видимому, дополнительные данные, полученные в ядерных реакциях.

#### Оценки интенсивностей переходов

Интенсивность размещенных в предлагаемой схеме распада  $\gamma$ -переходов, приходящих на основное состояние  $^{170}\text{Yb}$ , составляет 2200 в единицах таблицы 1 и на первое возбужденное состояние 1150 уходит с него переход 84 кэв с интенсивностью 1340 единиц. Полная интенсивность неразмещенных переходов составляет 700 единиц. Можно предположить, что значительная часть из них идет на основное состояние и тогда можно принять полную интенсивность приходящих туда переходов за 2500. В этом предположении были оценены заселенности уровней за счёт электронного захвата и величины  $\log ft$   $\beta$ -переходов. Эти значения указаны на схеме распада. Нужно отметить, что для низко расположенных уровней доля  $\beta$ -переходов может быть меньше за счёт заселения их  $\gamma$ -переходами, а для высоких эта доля может быть больше за счёт уxo-

дящих вниз  $\gamma$ -переходов. Полученные оценки  $\log ft$  не противоречат сделанным выводам о квантовых характеристиках уровней. Значения  $\log ft$  для переходов на уровни типа  $0^+$  велики за счёт запрета по изотопическому спину как и для основного состояния. Значения  $\log ft$  для переходов на уровни  $1^-$  группируются около 7. Не обнаружено ни одного разрешенного перехода  $0^+ \rightarrow 1^+$  с малым значением  $\log ft$ . Это может быть вызвано структурными запретами.

Авторы выражают признательность Б.С.Джелепову, К.Я.Громову, Н.И.Пятову за интерес к работе и полезные обсуждения, С.А.Шестопаловой за дискуссию и помощь в работе. Авторы благодарят также сотрудников Варшавского института ядерных исследований З.Преибыша, А.Зглинского, А.Плохоцкого за обсуждение схемы распада  $^{170}\text{Lu}$  и ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. D.G.Burke, B.Elbek. Nucl.Phys., (1967) (в печати).
2. В.Harmatz, T.H.Handley, Phys.Rev., 119, 1345 (1960).  
J.W.Mihelich.
3. Б.С.Джелепов, А.И.Медведев, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, №2 (1962); Nucl. Phys., 56, 283 (1964).
4. P.G.Hansen, H.L.Nielsen, K.Wilsky, J.Treherne. Phys.Lett., 19,304 (1965).
5. Б.С.Джелепов, Н.Г.Зайцева, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, В.М.Сигалов. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 30, 554 (1966).
6. В.А.Балалаев, Б.С.Джелепов, А.И.Медведев, В.Е.Тер-Нерсесянц, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. Доклад на 10 совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра Дубна, июнь, 1967 г.
7. Б.С.Джелепов, В.Е.Тер-Нерсесянц, С.А.Шестопалова. Доклад на 10 совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра, г. Дубна, июнь, 1967 г.
8. M.J.Chernej, N.I.Pyatov, K.M.Zheleznova. Preprint E4-3025, Dubna, 1966.
9. H.L.Nielsen, K.Wilsky, J.Zylicz, G.Sørensen, Nucl.Phys., 93A, 385 (1967).
10. Я.Врзал, К.Я.Громов, Я.Липтак, Ф.Молнар, В.А.Морозов, Я.Урбанец, В.Г.Чумин. Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 606 (1967).



11. E.L.Church, J.Weneser. Phys.Rev., 103, 1035 (1956).
12. A.S.Davydov, V.S.Rostovsky. Nucl.Phys., 60, 529 (1964).
13. V.G.Soloviev. Nucl.Phys., 69, 1 (1965).
14. В.М.Михайлов, Изв. АН СССР сер. физ. 30, 1334 (1966).
15. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Mat.Fys.Skr.Dan.Selskab. 2,N2 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 июля 1967 года.

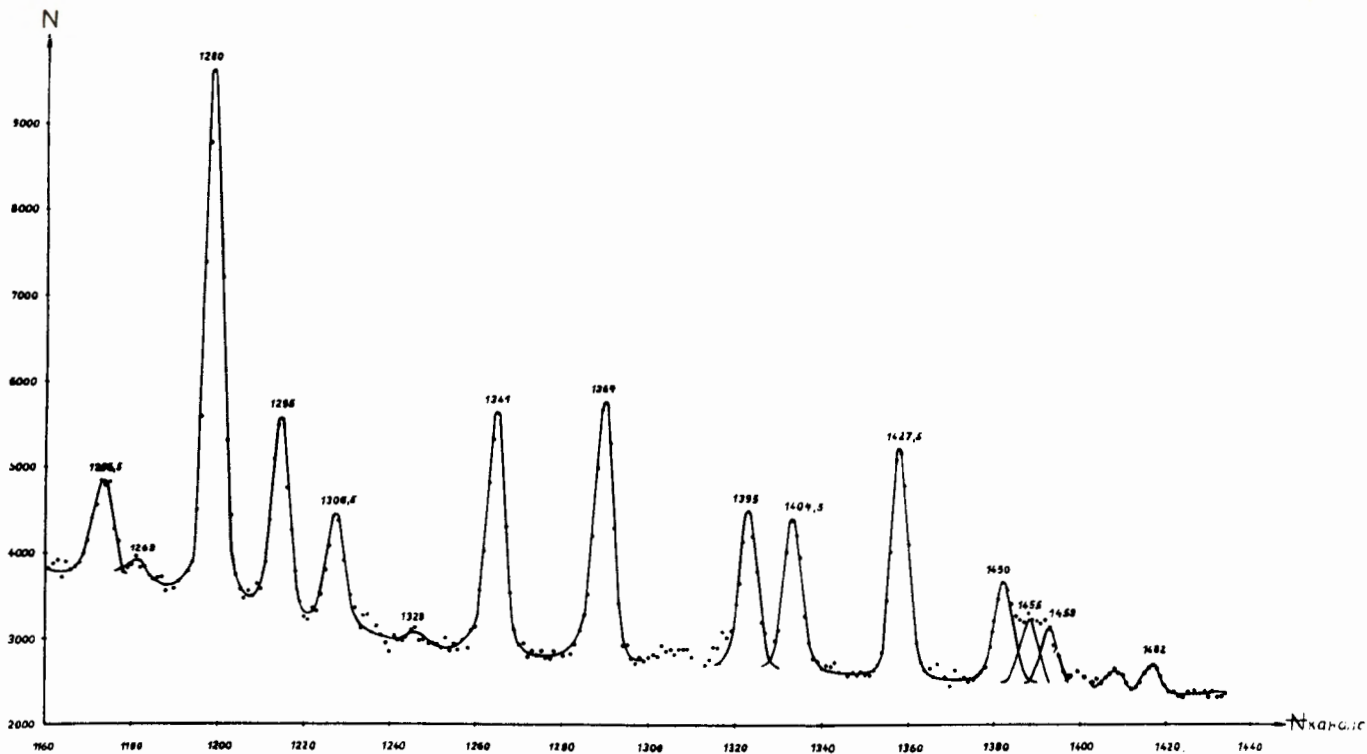


Рис. 1<sup>а</sup>. Спектр  $\gamma$ -лучей  $^{170}\text{Lu}$  из Hf в средней области энергий.

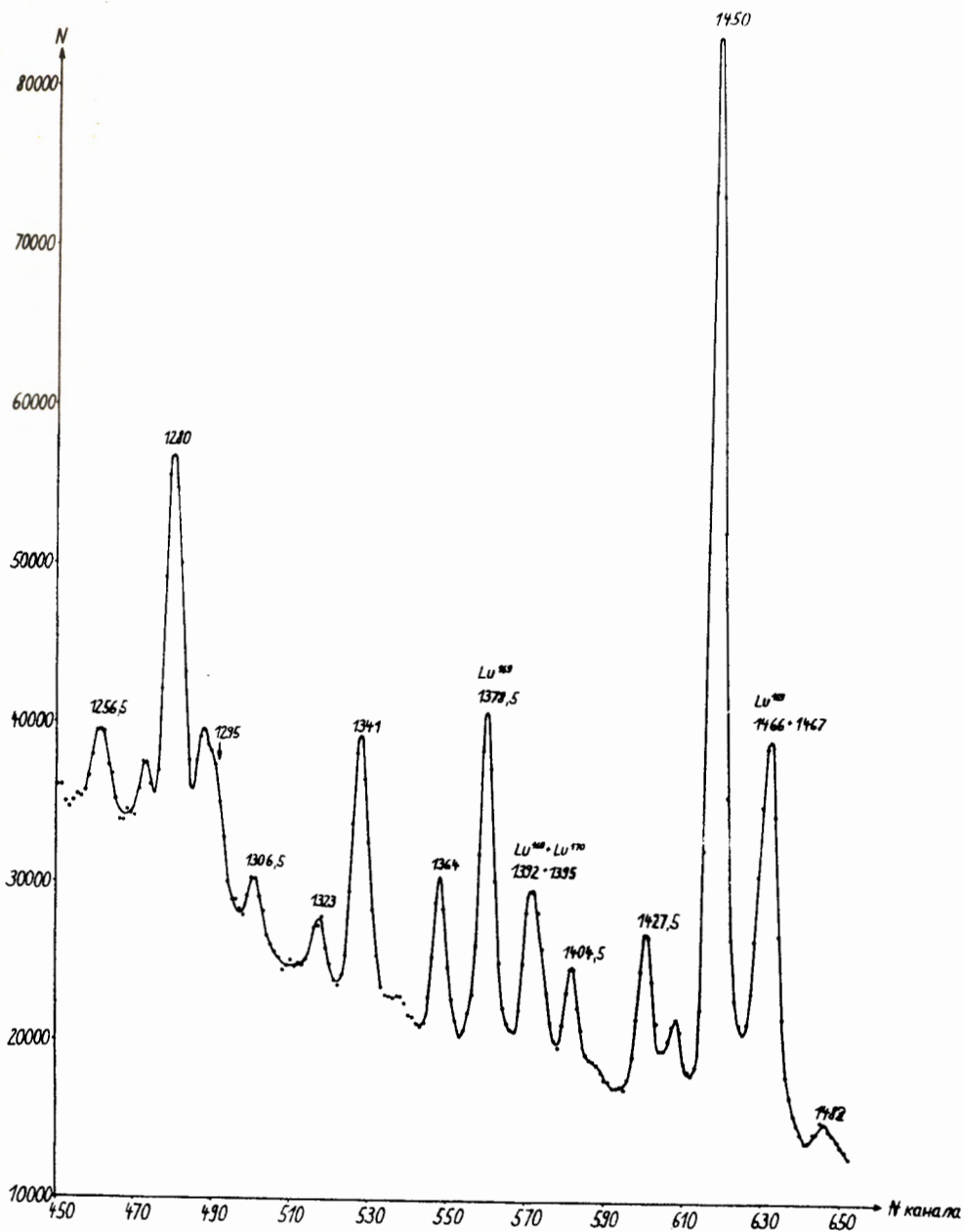


Рис. 1<sup>б</sup>. Спектр  $\gamma$ -лучей лутециевой фракции в средней области энергий.

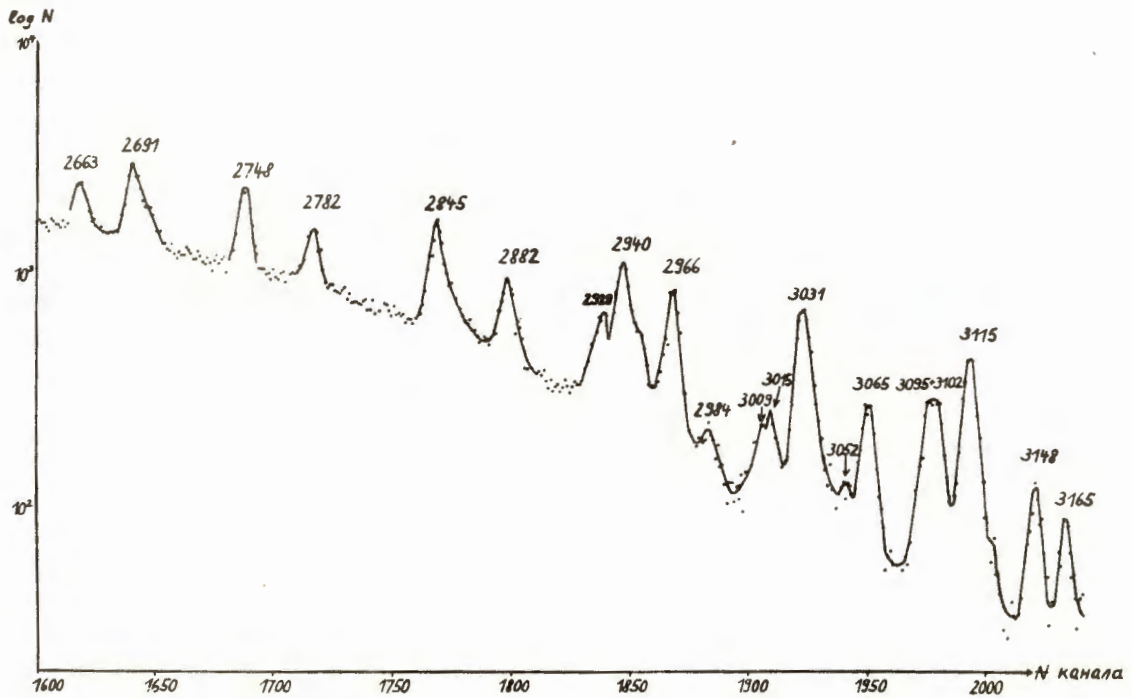


Рис. 1<sup>B</sup>. Спектр  $\gamma$ -лучей  $^{170}\text{Lu}$  в области энергий выше 2600 кэВ.

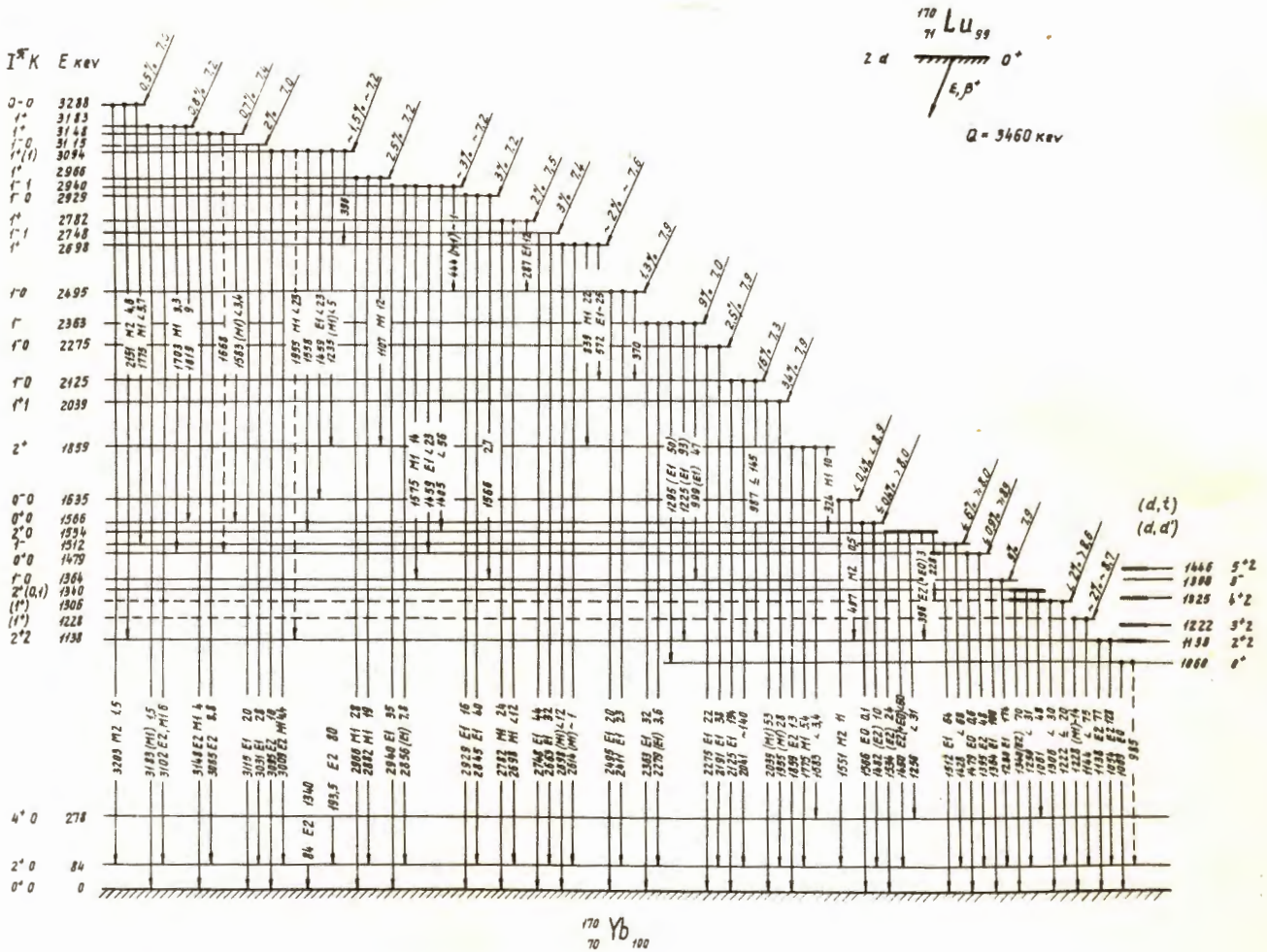


Рис. 2. Схема распада  $^{170}\text{Lu}$ .