

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

793/2-80

25/2-80
P6 - 12895

И.Адам, А.В.Будзьяк, З.Гонс, М.Гонусек,
В.В.Кузнецов, Т.М.Муминов, К.М.Муминов,
Р.Р.Усманов, Ф.Пражак, М.Яхим

УРОВНИ ^{161}Tm ,
ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПРИ РАСПАДЕ ^{161}Yb

1979

Адам И. и др.

P6 - 12895

Уровни ^{161}Tm , возбуждаемые при распаде ^{161}Yb

Исследовались спектры γ -лучей, конверсионных электронов, $e-\gamma$ -совпадений и трехмерных $\gamma\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ^{161}Yb . На основе анализа результатов предлагается и обсуждается схема возбужденных состояний ^{161}Tm . Измерено время жизни уровня 78,2 кэВ ^{161}Tm - $T_{1/2} = (112 \pm 5) \times 10^{-9}$ с.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Adam I. et al.

P6 - 12895

^{161}Tm Levels Excited at the ^{161}Yb Decay

Spectra of gamma-rays, of conversion electrons, $e-\gamma$ -coincidences and three-dimensional $\gamma\gamma\gamma$ -coincidences were investigated at the ^{161}Yb decay. On the basis of results analysed a scheme of ^{161}Tm excited states is proposed. The lifetime of 78.2 keV level has been measured: ^{161}Tm - $T_{1/2} = (112 \pm 5) \times 10^{-9}$ s.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

I. ВВЕДЕНИЕ

Изотоп ^{161}Yb был впервые обнаружен И.Адамом и др.^{/1/}, определен период полураспада ^{161}Yb $T_{1/2} = 4,2(2)$ мин по спаду интенсивности K_{α} , (Tm) рентгеновских лучей и γ -лучей с энергией 78,17; 140,2; 188,2; 599,8 и 631,3 кэВ, возникающих при распаде ^{161}Yb .

Первый вариант схемы распада ^{161}Yb , включающий в себя шесть уровней с энергией 78,2; 638,7; 647,9; 678,1; 709,6 и 1180,7 кэВ ^{161}Tm , был предложен в работе ^{/2/}.

В настоящей работе исследовались спектры γ -лучей, конверсионных электронов, $e-\gamma$ -совпадений и трехмерных $\gamma\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ^{161}Yb . На основе анализа результатов предлагается и обсуждается схема возбужденных состояний ^{161}Tm , возникающих при бета-распаде ^{161}Yb .

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Приготовление источников

Нейтрондефицитные изотопы редкоземельных элементов получались в реакциях расщепления тантала (гафния) протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Мишени тантала (гафния) в виде металлической фольги толщиной 50 мкм и весом $\sim 0,5$ г облучались на выведенном пучке ($J_p = 0,1$ мкА) синхротрона в течение 5-10 мин. Облученные мишени транспортировались при помощи пневмопочты и помещались в ионный источник с поверхностной ионизацией^{/3/} электромагнитного масс-сепаратора^{/4/}.

Продукты ядерных реакций расщепления тантала (гафния) разделялись при помощи масс-сепаратора по изобарам по методу, описанному в работе ^{5/}. При исследовании спектров γ -лучей для получения источников ^{161}Yb использовалась мишень из гафния. В этом случае получается лучшее соотношение выхода изотопов иттербия по сравнению с выходом изотопов тулия ^{6/}. В остальных случаях исследований использовалась мишень из тантала.

Измерения радиоактивных источников изобары $A = 161$ начинались спустя 5 мин после окончания облучения, а в случае исследования спектров $e\gamma$ -совпадений спустя 10 минут.

2.2. Исследование спектров γ -лучей ^{161}Yb

Спектры γ -лучей измерялись при помощи спектрометров с полупроводниковыми детекторами (ПЩД) — $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторами с чувствительными объемами $0,5 \text{ см}^3$ с разрешением $0,8 \text{ кэВ}$ при $E_\gamma = 122 \text{ кэВ}$ ^{57}Co и 41 см^3 с разрешением $2,4 \text{ кэВ}$ при $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$ ^{60}Co . Спектры накапливались в 4096-канальном анализаторе АИ-4096, записывались на магнитную ленту и обрабатывались на ЭВМ НР-2ИЭС.

На рис.1 и 2 представлены спектры γ -лучей изобары $A = 161$.

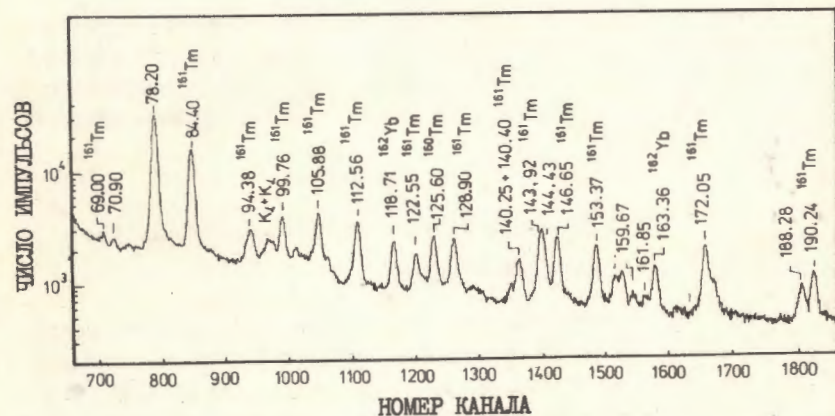


Рис.1. Участок спектра γ -лучей ^{161}Yb (изобары $A = 161$), полученный при измерении на спектрометре с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с чувствительным объемом $0,5 \text{ см}^3$.

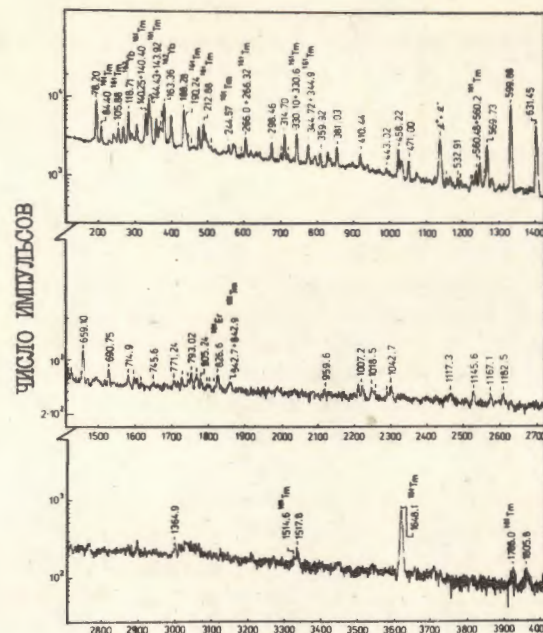


Рис.2 Спектр γ -лучей ^{161}Yb (изобары $A = 161$), полученный при измерении на спектрометре с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с чувствительным объемом 41 см^3 .

В измеренных спектрах γ -лучей помимо фотопиков γ -лучей ^{161}Yb наблюдаются фотопики γ -лучей ^{161}Tm , ^{161}Er и в небольшом количестве соседних изобар. Гамма-лучи ^{161}Tm и ^{161}Er идентифицировались согласно работам ^{7,8/}. Гамма-лучи, возникающие при распаде ^{161}Yb идентифицировались по спаду их интенсивностей в нескольких сериях измерений спектров изобары $A = 161$.

Энергии γ -лучей определялись при измерениях спектров изобары $A = 161$ вместе с калибровочными источниками ^{9/} — ^{133}Ba , ^{182}Ra , ^{110m}Ag , ^{152}Eu и ^{226}Ra . Кривые эффективности регистрации γ -излучения $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторами определялись с использованием стандартных источников и описывались аналитической функцией с шестью параметрами, как в работе ^{10/}.

Определение интенсивности аннигиляционного излучения проводилось в специальном опыте в определенной геометрии с окружением источника поглотителем из свинца для более эффективной остановки позитронов.

Таблица I

Эnergии и интенсивности γ -лучей, возникающих при распаде ^{161}Lu

$E_\gamma (\Delta E_\gamma)$ кэВ	$J_\gamma (\Delta J_\gamma)$	$E_\gamma (\Delta E_\gamma)$ кэВ	$J_\gamma (\Delta J_\gamma)$
K_α (J_m)	530(40) ^{a)}	569,73(14)	43,2(20)
18,9		599,88(10)	197,5(92)
70,90(10)	3,7(8)	631,45(10)	105,5(4,6)
78,20(3)	260(20)	641,22(21)	4,2(5)
140,25(8)	21,5(20)	644,9(4)	3,4(7)
144,43(6)	35,0(40)	659,10(14)	24,6(10)
159,67(18)	4,5(10)	690,75(20)	8,2(7)
161,85(15)	5,3(10)	714,9(4)	4,0(7)
188,28(5)	27,2(20)	722,15(23)	5,7(8)
192,26(14)	4,4(4)	730,9(5)	2,0(7)
197,7(5)	0,3	745,6(4)	1,9(5)
222,47(20)	1,8(3)	771,24(28)	3,5(6)
261,2(3)	1,8(5)	781,2(3)	4,3(8)
266,0(5)	6,0(20)	789,47(27)	4,3(5)
298,45(15)	10,3(6)	793,02(23)	9,3(6)
310,3(3)	3,4(6)	800,45(28)	7,5(10)
314,70(15)	20,3(8)	805,24(24)	5,4(6)
318,63(18)	4,9(4)	813,15(28)	3,0(4)
330,10(24)	21,0(13)	816,5(3)	2,3(4)
344,72(28)	11,0(10)	823,5(5)	1,8(6)
359,92(17)	8,5(6)	842,7(3)	4,5(6)
381,03(14)	12,6(6)	959,6(4)	3,2(7)
410,44(17)	9,4(7)	1007,2(4)	7,0(8)
443,02(24)	3,1(5)	1018,5(4)	6,2(6)
458,22(16)	21,8(8)	1022,0(4)	3,9(5)
471,00(10)	12,6(7)	1038,2(5)	3,5(6)
511	222(30) ^{b)}	1042,7(4)	7,7(6)
519,12(20)	4,8(5)	1117,3(5)	3,6(9)
532,91(23)	4,8(7)	1145,6(5)	7,3(7)
536,6(3)	3,3(7)	1167,1(6)	4,5(7)
550,0(5)	2,0(6)	1182,5(5)	6,4(7)
552,1(5)	2,0(6)	1364,9(5)	7,3(7)
555,50(15)	11,1(6)	1517,8(5)	7,2(9)
560,48(20)	16,2(12)	1805,8(15)	4,6(10)
566,92(22)	5,4(7)		

а) Значение интенсивности K_α (J_m) взято из работы /1/.б) Значение интенсивности аннигиляционного излучения ^{161}Lu .

Результаты анализа спектров γ -лучей сведены в таблице I. Обнаружено 67 γ -переходов, принадлежащих распаду ^{161}Lu .

2.3. Исследование спектров конверсионных электронов

Измерение спектров конверсионных электронов проводилось при помощи спектрометра с $\text{Si}(\text{Li})$ -детектором толщиной 3 мм, площадью 150 мм^2 и разрешением 2,2 кэВ в области $E_e = 100 \text{ кэВ}$, и безжелезного бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем /11/.

Одновременное измерение спектров конверсионных электронов и γ -лучей при помощи ППД позволило определить мультипольности нескольких переходов, принадлежащих распаду ^{161}Lu относительным методом по γ -переходам, возникающим при распаде ^{161}Tm /7/. В таблице 2 приведены полученные значения коэффициентов внутренней конверсии и выводы о мультипольности для 8 переходов в ^{161}Tm .

Таблица 2

Значения коэффициентов внутренней конверсии (КВК) и выводы о мультипольности переходов в ^{161}Tm

E_γ , кэВ	КВК а)	Мультипольность
18,9 ^{b)}		
78,20 ^{b)}	0,12	E1 + 0,2% M2
140,25	K 1,7	E1, E2, M1
144,43	K 1,1	E1, E2, M1
188,28	K 0,20	E1, E2
314,70	K 0,12	M1, (E2)
330,10	K 0,12	M1, (E2)
599,88	K 0,02	M1(E2)
631,45	K 0,023	M1(E2)

а) Погрешность в определении КВК составляла $\pm 30\%$.б) Интенсивность $J_{M18,9}$ и $J_{K78,20}$ определялась при измерениях на бета-спектрометре с тороидальным магнитным полем /11/.

Интенсивность конверсионных электронов перехода с энергией 18,9 кэВ определялась из спектра, измеренного при помощи безжелезного бета-спектрометра. При расчете баланса интенсивностей схемы распада ^{161}Lu принималось, что переход с энергией 18,9 кэВ типа E2 (см. ниже).

2.4. Исследование спектров γ - γ - t -совпадений

Для исследования спектров многомерных совпадений использовалась установка /12/ с двумя $Ge(Li)$ -детекторами с чувствительным объемом 41 см^3 и 48 см^3 с разрешением $2,4 \text{ кэВ}$ и $2,8 \text{ кэВ}$ при $E_{\gamma} = 1332 \text{ кэВ}$ ^{60}Co , соответственно. Временное разрешение аппаратуры составляло $25 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Спектры совпадений регистрировались в матрице $4096 \times 4096 \times 4096$ каналов и записывались на магнитную ленту ЭВИ НР2И6С, сортировались и обрабатывались по методике, описанной в работе /12/. На рисунке 3 показан выбранный из матрицы спектр задержанных совпадений γ -лучей с γ -лучами с энергией $78,2 \text{ кэВ}$.

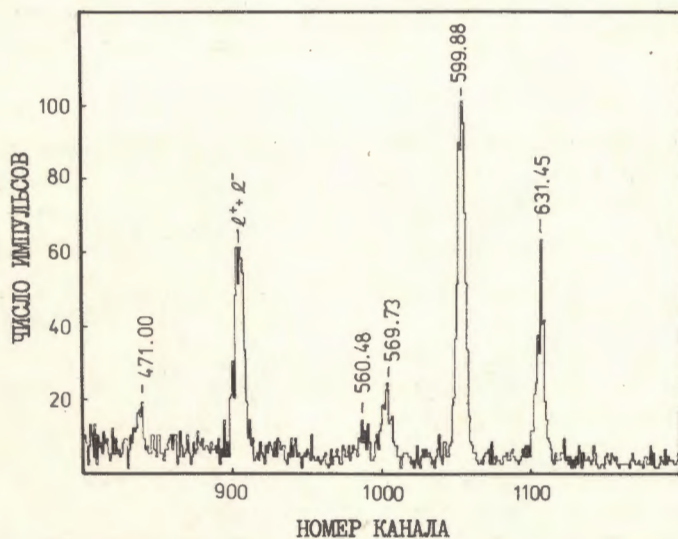


Рис.3 Спектр задержанных γ 78,20 - γ -совпадений.

Из анализа временного распределения совпадений γ 78,20 кэВ с γ -лучами ^{161}Yb оценено значение периода полураспада возбужденного уровня с энергией $78,2 \text{ кэВ}$ ^{161}Yb : $T_{1/2} = 140(20) \times 10^{-9} \text{ с}$ (рис.4).

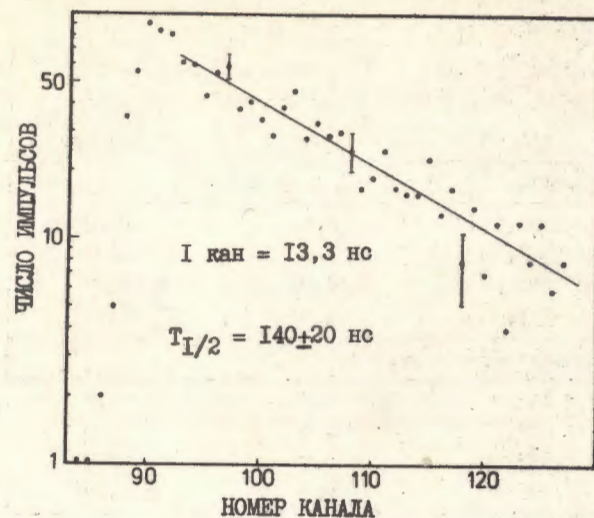


Рис.4 Кривая временного распределения (γ 78,20- γ 599,88)-совпадений, полученная при обработке γ - γ - t -совпадений.

В таблице 3 сведены результаты обработки многомерных спектров γ - γ - t -совпадений.

2.5. Исследование спектров $e\gamma$ -совпадений

Измерения спектров $e\gamma$ -совпадений проводились при помощи установки /13/, созданной на базе безжелезного бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем /11/ и спектрометра с $Ge(Li)$ -детектором с чувствительным объемом 35 см^3 (энергетическое разрешение $3,5 \text{ кэВ}$ при $E_{\gamma} = 1332 \text{ кэВ}$ ^{60}Co). Временное разрешение установки составляло $50 \times 10^{-9} \text{ с}$.

Измерения спектров $e\gamma$ -совпадений длились полчаса с использованием шести источников в каждом случае (рис.5).

Информация накапливалась в памяти 4096-канального амплитудного анализатора ИСА-70 с выводом на цифropечать и плоттер.

На рис.5 приведены спектры совпадений γ -лучей с электронами К 78,20, К 144,43 и М 18,9 ^{161}Yb , а также спектр γ -лучей изобары А = 161 (вверху). На этом же рисунке показан участок спек-

Таблица 3

Результаты анализа спектров $\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ^{161}I

E_{γ} , кэВ	E_{γ} , кэВ	$J_{\gamma\gamma}$ эксп. а)	$J_{\gamma\gamma}$ расч. б)
Задержанные (γ 78,20 - γ) совпадения			
78,20	560,48	~ 8,5	10,0
	569,73	25,8	26,7
	599,88	122,0	\approx 122,0
	631,45	64,3	65,4
Мгновенные $\gamma\gamma$ -совпадения			
144,28	266,0	~ 3,2	6,0
298,46	159,67	~ 2,8	3,5
569,73	532,91	~ 6,8	4,8
631,45	471,00	11,7	\approx 11,7

а) Погрешности в определении интенсивностей совпадений составляют 20% для интенсивных совпадений и $\leq 50\%$ для случаев совпадений, обозначенных ~.

б) Расчетные значения $J_{\gamma\gamma}$ получены согласно предложенному нами варианту схемы распада $^{161}\text{I}\gamma\beta$.

ра конверсионных электронов изобары $A = ^{161}\text{I}$, измеренный на безжелезном бета-спектрометре (вверху справа).

В таблице 4 приведены относительные интенсивности γ -лучей, полученные из анализа спектров $e\gamma$ -совпадений, здесь же даны интенсивности, рассчитанные из предлагаемой нами схемы распада $^{161}\text{I}\gamma\beta$.

Как видно из рис.3 и 5, таблиц 3 и 4 результаты $e\gamma$ -совпадений хорошо согласуются с данными анализа $\gamma\gamma$ -совпадений (γ 78,2- γ).

2.6. Исследование времени жизни уровня с энергией 78,2 кэВ $^{161}\text{I}\gamma_m$

Нами исследовались временные распределения совпадений при распаде изобаров $^{161}\text{I}\gamma\beta \rightarrow ^{161}\text{I}\gamma_m \rightarrow ^{161}\text{I}\epsilon_r$ как методом $\gamma\gamma$ -совпадений (γ 78,2- γ - t), так и методом совпадений γ -лучей ($E_{\gamma} > 30$ кэВ) с ЭВК K 78,2 $^{161}\text{I}\gamma\beta + L27,9$ $^{161}\text{I}\gamma_m$, при помощи установки $\gamma/\text{IЗ}$.

Таблица 4

Результаты анализа спектров $e\gamma$ -совпадений при распаде $^{161}\text{I}\gamma\beta$

Конверсионные электроны переходов	E_{γ} , кэВ	$I_{e\gamma}$ эксп. а)	$I_{e\gamma}$ расч. б)
Задержанные $e\gamma$ -совпадения			
K 78,20	560,48	2,7	3,0
	569,73	11,2	7,9
	599,88	37,5	36,3
	631,45	19,5	\approx 19,5
Мгновенные $e\gamma$ -совпадения			
K 144,43	266,0	~ 1,7	1,5
	298,46	~ 2,5	\approx 2,5
	458,22	~ 2,8	
M 18,9	140,25	~ 1,6	2,9
	659,10	~ 3,3	\approx 3,3
	690,75	~ 2,6	1,1

а) Погрешности в определении интенсивностей совпадений γ -лучей с K 78,20 составляют $\leq 20\%$, для совпадений с K 144,43 и M 18,9 ~ 50%.

б) Расчетные значения $I_{e\gamma}$ получены согласно предложенному нами варианту схемы распада $^{161}\text{I}\gamma\beta$.

На рис.6 представлено временное распределение (K 78,2 $^{161}\text{I}\gamma\beta + L27,9$ $^{161}\text{I}\gamma_m$) γ -совпадений. Левый склон характеризует время жизни уровня с энергией 189 кэВ $^{161}\text{I}\epsilon_r$ ($T_{1/2} = 73(3) \times 10^{-9}$ с), правый склон кривой характеризует время жизни уровня с энергией 78,2 кэВ $^{161}\text{I}\gamma_m$ ($T_{1/2} = 112(5) \times 10^{-9}$ с). Оценка $T_{1/2}$ уровня 78,2 кэВ $^{161}\text{I}\gamma_m$, полученная из анализа $\gamma\gamma$ -совпадений (рис.4), не противоречит этому результату.

На рис.5 вверху (справа) показан участок спектра ЭВК изобары $A = ^{161}\text{I}$.

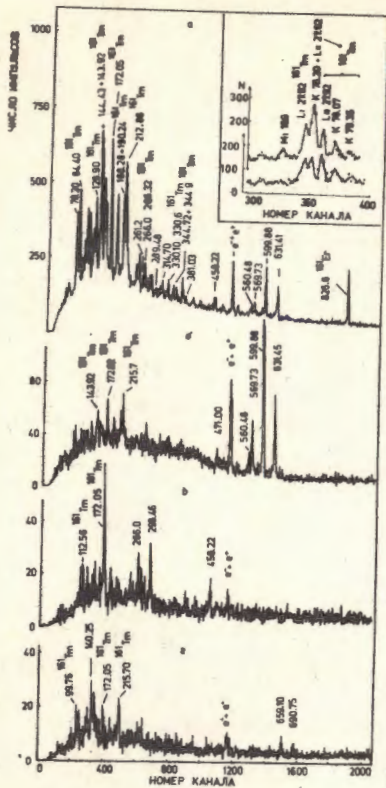


Рис.5 Спектр γ - и $e\gamma$ -совпадений γ -лучей при распаде ^{161}Yb .
 а) Спектр γ -лучей изобары $A = 161$;
 б) Спектр задержанных совпадений γ -лучей с К 78,20;
 в) Спектр мгновенных совпадений γ -лучей с К 144,43;
 г) Спектр мгновенных совпадений с М 18,9 сверху, справа - участки спектра ЭВК изобары $A = 161$, измеренные с интервалом $\Delta t = 6$ микс.

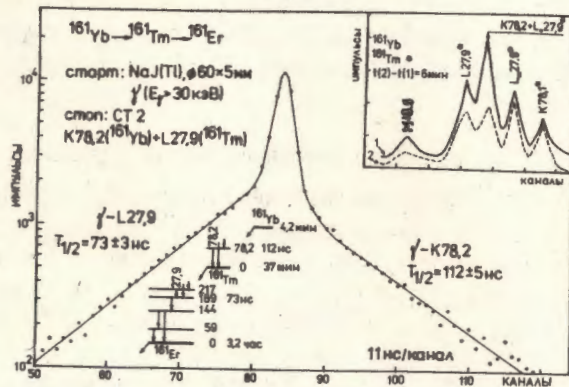


Рис.6 Кривая временного распределения ($L_{27,9}$ $^{161}\text{Tm} + K_{78,2}$ ^{161}Yb) γ ($E_\gamma > 30$ кэВ) совпадений при распаде изобары $A = 161$. Справа, сверху - участок спектра ЭВК изобары $A = 161$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Схема распада $^{161}\text{Yb} \rightarrow ^{161}\text{Tm}$

На основе анализа спектров γ -лучей, ЭВК, $\gamma\gamma$, мгновенных и задержанных $e\gamma$ -совпадений нами предлагается схема распада $^{161}\text{Yb} \rightarrow ^{161}\text{Tm}$. При составлении баланса интенсивностей схемы распада для относительно высокоэнергетических переходов принималось $J_{\text{полн.}} \approx J_\gamma$. Предполагая, что в основное состояние ^{161}Tm не идет бета-распад ^{161}Yb , мы оценили из отношения $\epsilon/\beta^+ / I_\gamma$ энергию распада ^{161}Yb равной $Q_\beta = 3850(250)$ кэВ.

На рис.7 показана схема распада ^{161}Yb , включающая в себя уровни с энергией 18,90; 78,20; 144,43; 159,20; 410,44; 442,90; 602,65; 638,63; 647,93; 678,10; 709,65 и 1180,7 кэВ. В схеме распада переход с энергией 159,67 кэВ размещен в двух местах. На основе анализа мгновенных совпадений (γ 298,40 γ 159,67) он размещен между уровнями с энергией 602,65 и 442,90 кэВ. Однако $J_{\gamma\gamma}$ эксп. меньше $J_{\gamma\gamma}$ расч. Исходя из этого, мы заключили, что переход с энергией 159,67 кэВ сложный. В схеме распада не размещено $< 20\%$ по интенсивности γ -переходов. Из анализа интенсивности K_α -излучения можно сделать заключение о возможном су-

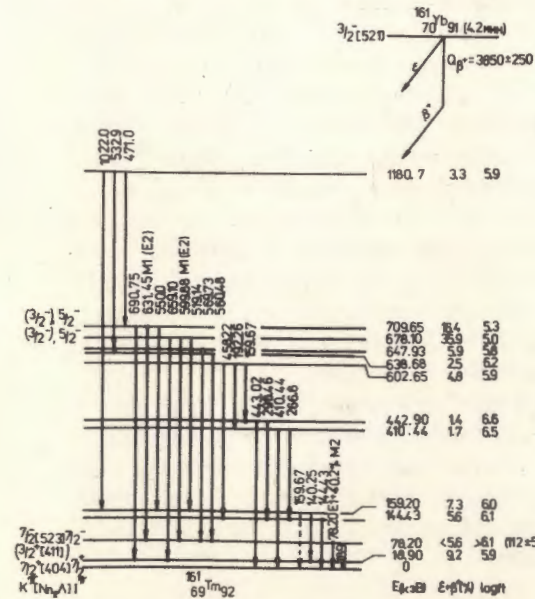


Рис.7 Схема распада $^{161}\text{Yb} \rightarrow ^{161}\text{Tm}$

существовании высоковозбужденных состояний ^{161}Gm , заметно заселяемых при бета-распаде ^{161}Yb .

3.2. Идентификация состояний ^{161}Gm

По аналогии с ядрами с $N = 91$ /15/, предполагаем, что основное состояние ^{161}Yb имеет квантовые характеристики $3/2^-/521/$. Спин основного состояния ^{161}Gm измерен Экстремом и Ламмом /16/ и равен $7/2$. В работе /17/ оно идентифицируется как состояние $7/2^+/404/$. Вблизи состояния $7/2^+/404/$ в соседних ядрах, состояния которых рассчитывались с использованием потенциала Саксона-Вудса /15/, имеются состояния $7/2^-/523/$. Однако, состояние $7/2, 7/2^-/523/$ не может быть основным состоянием ^{161}Gm , так как при бета-распаде ^{161}Gm с относительно малой вероятностью заселяются состояния ротационной полосы $5/2^-/523/$ ^{161}Er /17/ (большие значения $\log ft$). Квантовые характеристики $7/2, 7/2^-/523/$ мы приписываем состоянию с энергией 78,2 кэВ ^{161}Gm . Это следует из сравнения с соседними ядрами тулия: из значений энергии и времени жизни этого уровня, разряжаемого типичным E1-переходом $7/2^-/523/ \rightarrow 7/2^-/404/$ /17/.

В ближайшем ядре ^{165}Gm состояние $7/2^-/523/$ с энергией 160,47 кэВ идентифицировано как в ядерных реакциях, так и при бета-распаде $^{165}\text{Yb}/^{165}\text{Yb}/^{163}\text{Yb}$. При бета-распаде ^{163}Yb авторы работы /19/ состояние $7/2^-/523/$ ^{163}Gm идентифицировали при энергии 86,95 кэВ. Андрейчев и др. /17/ характер зависимости $V(E1)$ от массового числа A для переходов $7/2^-/523/ \rightarrow 7/2^+/404/$ объясняют предположением об изменении величины гексадекапольной деформации. Чунг и др. /20/ на основе величин энергий возбужденных состояний в ядрах тулия $^{165}\text{Gm} + ^{171}\text{Gm}$ также делают заключение о том, что изменяется значение гексадекапольной деформации, а величина квадрупольной деформации остается приблизительно постоянной. Полученные нами значения $V(E1) = 4,9 \times 10^{-9} \text{e}^2 \cdot \text{барн}$ и фактор торможения по Вайскопфу $F_w(E1) = 1,2 \times 10^6$ для перехода с энергией 78,2 кэВ не противоречат этому заключению.

Введенное нами возбужденное состояние ^{161}Gm с энергией 18,9 кэВ вероятнее всего можно интерпретировать как состояние $3/2^+/411/$, либо $5/2^+/402/$. Однако для однозначной идентификации необходимо провести дополнительные эксперименты по определению, по крайней мере, мультипольности перехода 18,9 кэВ и измерению времени жизни этого состояния.

Мультипольности переходов с энергией 599,88 и 631,45 кэВ указывают на то, что состояния с энергией 678,08 и 709,65 кэВ имеют отрицательную четность. Значения $\log ft$ не противоречат выводу о квантовых характеристиках $3/2^-/521/$ основного состояния ^{161}Yb .

Состояния с энергией выше 600 кэВ

По величинам значений $\log ft$ для близлежащих уровней в области 600–700 кэВ можно сделать предположение, что они являются фрагментированными состояниями.

а) В случае переходов с энергией 599,88 и 631,45 кэВ типа E2 спины и четности уровней с энергией 678,08 и 709,65 кэВ будут $J^\pi = 3/2^-$. Наиболее вероятной примесью в этих состояниях является $5/2^-/404/ + Q_{22}$. Однако, как и в случае $^{163}\text{Gm}/^{21}/$, трудно построить такой вибратонный фон в микроскопической модели, чтобы объяснить малые значения $\log ft$.

б) Если же предположить, что мультипольности переходов с энергией 599,88 и 631,45 кэВ типа M1, то возможна примесь волновых функций $5/2^-/523/$ в этих состояниях по аналогии с $^{163}\text{Gm}/^{21}/$.

в) Исходя из значений $\log ft$, можно предположить, что в этой области энергий фрагментирована волновая функция трехквazi-частичного состояния $\{p 7/2^-/523/, n 3/2^-/521/, n 5/2^-/523/\}$. Более высокие состояния ^{161}Gm можно интерпретировать как состояния с примесью волновой функции трехквazi-частичного состояния с $K^\pi = 1/2^-$ и вибратонных состояний. Согласно работе /22/, трехквazi-частичные состояния данного вида с $K^\pi = 1/2^-$ должны быть выше трехквazi-частичных состояний с $K^\pi = 5/2^-$.

Нами были вычислены энергии одночастичных состояний нечетных изотопов тулия с использованием потенциала Саксона-Вудса и с учетом парного взаимодействия. Параметры потенциала были выбраны в соответствии с /23/: глубина потенциальной ямы $V_0 = 59,2$ МэВ, константа спин-орбитального взаимодействия $a = 0,355 \text{ фм}^2$, $R_0 = 1,25 \text{ фм}$ и параметр размытия края потенциальной ямы $\alpha = 1,63 \text{ фм}^{-1}$. В согласии с работой В.Г.Соловьева /24/, было принято значение парной энергии $\Delta = 1,0$ МэВ. Все расчеты производились для $A = 165$ при различных значениях величин квадрупольной $- \epsilon_2$ и гексадекапольной $- \epsilon_4$ деформации. Необходимость введения гексадекапольной деформации ϵ_4 для нечетных изотопов тулия была обусловлена анализом приведенных вероятностей переходов $7/2^+/404/ \rightarrow 7/2^-/523/$ и согласно работе /20/. Наилучшее согласие с экспериментом ранее

в /20/ было достигнуто при вычисленных значениях ϵ_4 /25/ с до-
бавлением к нему величины - 0,02. Нами же были приняты значения
квадрупольной и гексадекапольной деформаций, как в работе /26/, в
которой вычислены состояния нечетных изотопов тулия, за исключе-
нием того, что все значения ϵ_4 мы изменили на величину - 0,02,
как в /25/.

Параметры деформации для нечетных изотопов тогда равны:

A	I61	I63	I65	I67	I69	I71
ϵ_2	0,22	0,25	0,26	0,26	0,26	0,26
ϵ_4	-0,035	-0,02	-0,01	0	0,01	0,02.

При сравнении теоретических и экспериментальных данных сле-
дует подчеркнуть, что расчет проводился в рамках модели незави-
симых квазичастиц (без учета остаточного взаимодействия) и что
параметры потенциала специально не подгонялись. Несмотря на это,
можно сделать заключение о том, что зависимость рассчитанных
энергий от A соответствует экспериментальным данным, и что это
согласие нельзя получить без введения гексадекапольной деформа-
ции.

В заключение авторы благодарны К.Я.Громову за помощь и
ценные замечания, А.Ф.Новгородову, Ю.В.Юшкевичу - за приготовление
источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И. и др. ОИЯИ, Р6-7760, Дубна, 1974; Изв. АН СССР, сер. физ. 1974, 38, с.1572.
2. Адам И. и др. Тезисы докладов XXVIII Совещания по ядерной спектро-
скопии и структуре атомного ядра, Алма-Ата, 1978, с.96.
3. Beyer G. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1971, 96, p.437.
4. Musiol G., Raiko V.I., Tytloff H. Preprint JINR, P6-4487, Dubna, 1969.
5. Iatuszynski A. et al. Preprint JINR, E6-7780, Dubna, 1974.
6. Beyer G.J. et al. Preprint ZfK-307, Rossendorf, 1976.
7. Адам И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.1679.
8. Tuli J.K. Nucl. Data Sheets., 1974, 13, n.4, p.493.
9. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р6-7308, Дубна, 1973.
10. McNelles L.A., Campbell J.L. Nucl. Instr. and Meth., 1973, 109, p.241.
11. Громов К.Я. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия.
Атомиздат, 1978, 8, с.59.
12. Гонусек М. и др. ОИЯИ, IO-I0007, Дубна, 1976.

13. Кузнецов В.В. и др. ОИЯИ, Д6-II574, Дубна, 1978.
14. Джелепов Б.С. и др. В кн.: Бета-процессы. Наука, Ленинград,
1972.
15. Громов К.Я. и др. ЭЧАЯ, 1975, 6, вып. 4, с.971.
16. Ekstrom C., Olsmast M., Wannberg B. Nucl. Phys., 1971, A170, p.649.
17. Schilling K.D., Andrejtscheff W., Winter G. J. Phys., 1977, G3, n.9,
p.1255.
18. Adam I. et al. CERN, 76-13, 1976, p.406.
19. Adam I. et al. Preprint JINR, E6-8886, Dubna, 1975.
20. Cheung H.C., Burke D.G., Lovhoiden G. Can. J. Phys., 1974, 52, p.2108.
21. Gromov K. Ya. et al. Nucl. Phys., 1975, A254, p.63.
22. Громов К.Я. и др. ЭЧАЯ, 1971, I, с. 527.
23. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып. 2, с. 357.
24. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, Наука, 1971, с. 167.
25. Nielsen B.S., Bunker M.E. Nucl. Phys., 1975, A245, p.376.
26. Ekstrom C., Lamm I.-L. Physica Scripta, 1973, 7, p.31.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1979 года.