

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/1-79
6 - 11871

Г-874

И.И.Громова, Я.Дупак, Я.Конишек, Т.И.Крацикова,
Н.А.Лебедев, Б.С.Неганов, В.Н.Павлов,
И.Прохазка, М.Фингер, В.М.Цупко-Ситников,
А.Ф.Щусь, А.Махова, У.Д.Гамильтон, Р.А.Фокс

141/2-79

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДА

ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР ^{160}Tb

1978

6 - 11871

И.И.Громова, Я.Дупак, Я.Конишек, Т.И.Крацкова,
Н.А.Лебедев, Б.С.Неганов, В.Н.Павлов,
И.Прохазка, М.Фингер, В.М.Цупко-Ситников,
А.Ф.Щусь,¹ А.Махова,² У.Д.Гамильтон,³ Р.А.Фокс³

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДА
ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР ¹⁶⁰Ть

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./



¹ Харьковский государственный университет.

² Политехнический институт, Прага.

³ Сассекский университет, Брайтон, Великобритания.

Громова И.И. и др.

6 - 11871

Изучение распада ориентированных ядер ^{160}Tb

Методом ядерной ориентации при сверхнизких температурах проведено исследование распада ядер ^{160}Tb , внедренных в гадолиниевую матрицу. Образцы, содержащие микроскопические количества Tb в гадолинии, были приготовлены пятью различными способами. Измерены асимметрии углового распределения для 20 гамма-переходов при температуре ± 14 мК. Получены значения параметров смешивания мультипольностей для 17 гамма-переходов в ^{160}Dy . Параметры $\delta(872) = -0,70 \pm 0,10 (M1 + E2)$ и $\delta(1251) = 0,02 \pm 0,19 (E1 + M2)$ ранее не определялись. На основе анализа температурной зависимости асимметрии углового распределения для гамма-переходов 299 и 1178 кэВ определены параметры сверхтонкого взаимодействия для атомов ^{160}Tb в гадолинии:

$$a_0 = (8,81 \pm 0,62) \times 10^{-18} \text{ эрг};$$

$$P = (0,79 \pm 0,14) \times 10^{-18} \text{ эрг}.$$

Для сверхтонкого магнитного поля получено значение $H_{\text{hf}} = (3,10 \pm 0,22)$ МГс.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Gromova I.I. et al.

6 - 11871

The Nuclear Orientation Investigation of the Decay of ^{160}Tb

The technique of nuclear orientation at low temperatures has been used for the investigation of the decay of ^{160}Tb nuclei dissolved in gadolinium lattice. The samples containing a microscopic amount of Tb in gadolinium were prepared by five different methods. Asymmetries for twenty gamma-rays have been measured at the temperature of ~ 14 mK. Multipole mixing ratios have been determined for seventeen gamma-transitions in ^{160}Dy . The parameters $\delta(872) = -0.70 \pm 0.10 (M1 + E2)$ and $\delta(1251) = 0.02 \pm 0.19 (E1 + M2)$ were not determined previously. The constants of hyperfine interaction for the ^{160}Tb atoms in gadolinium, $a_0 = (8.81 \pm 0.62) 10^{-18}$ erg, $P = (0.79 \pm 0.14) \times 10^{-18}$ erg, were evaluated from the analysis of asymmetry for the 299 and 1178 keV transitions measured as a function of temperature. For the magnetic hyperfine field we obtained then the value $H_{\text{hf}} = (3.10 \pm 0.22)$ MGs.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхтонкое взаимодействие для изотопов тербия в гадолинии было изучено в нескольких работах^{/1-3/}. Кобаяши и др.^{/1/} методом ядерного магнитного резонанса на ядрах ^{159}Tb в сплаве Tb - Gd /концентрация Tb - 10 ат %/ определили параметры сверхтонкого взаимодействия для примесных атомов тербия. Результаты работы^{/2/} показывают, что для микроскопического количества изотопа ^{160}Tb в гадолинии параметры сверхтонкого взаимодействия отличаются от величин, полученных Кобаяши и др.^{/1/}, в то время как данные^{/3/} их подтверждают.

В настоящей работе мы выполнили опыты по ядерному ориентированию ^{160}Tb в гадолинии с целью получения новой информации о параметрах сверхтонкого взаимодействия для примесных атомов Tb в Gd. Особое внимание уделялось методике приготовления образцов.

В работе получены также значения параметров смешивания мультипольностей для 17 γ -переходов в ^{160}Dy .

Все измерения были выполнены на установке^{/4/}, созданной в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Приготовление образцов

Радиоактивный изотоп ^{160}Tb / $T_{1/2} = 72,3$ дн / в форме окиси тербия Tb_2O_3 был получен из В/О "Изотоп".

Для измерений было приготовлено пять разных образцов Tb(Gd):

Образец 1. Окись тербия вместе с металлическим гадолинием весом ~ 0,05 г /чистота Gd - 99,9%/ плавилась на танталовой фольге толщиной 0,1 мм в вакууме ~ 10^{-6} мм рт.ст.

Образец 2. Изотоп ^{160}Tb имплантировался на электромагнитном масс-сепараторе при ускоряющем потенциале 25 кВ в заранее подготовленную гадолиниевую матрицу на танталовой фольге. Затем производилась плавка в вакуумной печи.

Образец 3. Окись тербия переводилась в хлорид тербия. TbCl_3 наносился на танталовую фольгу, высушивался и вместе с металлическим гадолинием весом ~ 0,05 г плавился в вакуумной печи.

Во всех трех случаях плавка осуществлялась при температуре 1400°C в течение нескольких секунд /образец 2/ или нескольких десятков секунд /образцы 1 и 3/. Последующее охлаждение образцов велось сначала медленно - в течение 10 мин до температуры 950°C , а затем при выключенном нагревателе печи.

Активность ^{160}Tb в полученных образцах составляла несколько микрокюри при концентрации тербия в гадолинии менее 0,1%.

Каждый из полученных образцов припаивался в вакууме к медной пластинке с помощью активного титанового припоя при температуре ~ 800°C .

Образцам придавалась форма диска диаметром ~ 5 мм, затем производилась механическая очистка их поверхности.

Образцы 4 и 5. После проведения серии измерений с образцами 1 и 2 они отжигались в вакууме при температуре 400°C в течение 24 ч. Таким образом были получены соответственно образцы 4 и 5.

2.2. Экспериментальная аппаратура

Охлаждение образцов до сверхнизких температур осуществлялось с помощью комбинированного рефриже-

ратора растворения ^3He в $^4\text{He}^{/5/}$, конструктивные особенности которого позволяют вводить образцы непосредственно в ванну растворения.

Исследуемый образец вместе с ядерным ориентационным термометром $^{54}\text{Mn}(\text{Ni})$ припаивался к тепловой подложке рефрижератора. Матрицы Gd и Ni приводились в состояние магнитного насыщения внешним магнитным полем 8,5 кГс, создаваемым парой сверхпроводящих катушек Гельмгольца.

Гамма-излучение регистрировалось одновременно под углами 0° и 90° по отношению к направлению внешнего магнитного поля Ge(Li) - детекторами с рабочими объемами от 30 до 50 см^3 /разрешение ~ 3,5 кэВ при энергии 1332,5 кэВ/. Детекторы устанавливались на расстоянии 10-11 см от радиоактивного источника.

В измерениях использовались 4096-канальные анализаторы ICA-70.

Обработка гамма-спектров проводилась на ЭВМ "Минск-2" и БЭСМ-6 при помощи программ^{/6/}.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Угловое распределение гамма-излучения ориентированных радиоактивных ядер при температуре T может быть записано^{/7/}:

$$W(\theta, T) = \sum_k B_k(T) A_k U_k Q_k P_k(\cos\theta), \quad /1/$$

где θ - угол между направлением излучения и осью ориентации, $B_k(T)$ - параметры ориентации, A_k - коэффициенты угловой корреляции, U_k - коэффициенты деориентации предшествующими переходами, Q_k - поправки на конечный телесный угол детектора, P_k - полиномы Лежандра. Суммирование ведется в пределах $0 \leq k \leq \leq \min(2L, 2I_i, 2I_f)$, где L - мультипольность наблюдаемого гамма-перехода между состояниями со спинами I_i и I_f , I - спин распадающихся ориентированных ядер.

Для определения асимметрий $1 - W(0^\circ)$ и $W(90^\circ) - 1$ было проведено девять серий измерений /по одной серии с образцами 1,2, 4 и по три - с образцами 3 и 5/. Дли-

тельность экспозиций в каждой серии - 10^4 с. Нормированные интенсивности $W^{ex}(\theta, T)$ определялись как отношения $S(T) / S(-1K) / S(T)$ - площадь пика в спектре при температуре T ; $S(-1K)$ - площадь соответствующего пика в спектре при температуре $-1 K$, при которой угловое распределение гамма-излучения изотропно/. В пределах экспериментальных ошибок результаты,

Таблица 1

Асимметрии гамма-лучей с энергиями 299 и 966 кэВ, полученные с разными образцами

Номер образца	[1 - W(0°)] %		Примечание
	E _γ =299 кэВ	E _γ =966 кэВ	
1	30,3(10)	32,0(20)	Tb ₄ O ₇ , плавка
2	31,7(10)	31,0(20)	Tb ₄ O ₇ , имплантация, плавка
3	22,5(8)	24,9(11)	TbCl ₃ , плавка
4	30,8(10)	32,0(10)	Tb ₄ O ₇ , плавка, отжиг
5	30,5(6)	33,2(10)	Tb ₄ O ₇ , имплантация, плавка, отжиг

полученные для образцов 1,2,4 и 5, совпадают между собой и превышают в 1,5-2 раза асимметрии, полученные при измерениях с образцом 3. В табл. 1 сравниваются асимметрии 1 - W(0°) для гамма-переходов с энергиями 299 и 966 кэВ, измеренные для всех пяти образцов.

На рис. 1 показан фрагмент схемы распада ¹⁶⁰Tb, взятый из работы /15/.

В табл. 2 приведены значения асимметрий углового распределения для 20 гамма-переходов в ¹⁶⁰Dy, полученные при измерениях с образцами 5 /T = 13,5/5/ мК и 3 /T = 15,5/7/ мК/. Там же для сравнения приведены результаты Фокса и др. /8/, полученные при температуре 9,8/2/ мК и значении внешнего магнитного поля 6 кГс. Отметим, что Фокс и др. при изготовлении образца использовали хлорид тербия и их результаты в пределах экспериментальных ошибок согласуются с нашими данными, полученными с образцом 3.

Таблица 2

Асимметрии гамма-лучей, сопровождающих распад ¹⁶⁰Tb

Энергия перехода, кэВ	Настоящая работа					Фокс и др. /8/	
	Образец 5		Образец 3			[I - W(0°)] %	[W(90°) - I] %
	[I - W(0°)] %	[W(90°) - I] %	[I - W(0°)] %	[W(90°) - I] %	[I - W(0°)] %		
I							
86,8	6,9(13)	8,2(30)	3,3(20)	3,8(8)	4,7(8)	6,2(20)	
197,0	22,4(5)	13,7(10)	15,0(19)	9,2(10)	14,0(3)	6,6(7)	
215,6	-9,6(10)	-3,4(13)	-8,0(25)	-2,0(10)	-5,3(3)	-1,3(8)	
298,6	30,5(6)	17,3(12)	22,5(8)	11,1(6)	19,4(3)	9,5(3)	
309,6	-8,4(25)	-5,5(60)			-4,3(8)	-0,8(21)	
337,3	-22,3(30)	-19,0(90)	-15,5(40)	-13,3(90)	-12,0(30)		
392,5	30,0(6)	6,8(38)	18,6(20)	10,9(30)	16,7(6)	6,5(19)	
765,3	-8,8(28)	-5,3(20)	-7,5(44)	-3,6(30)	-3,5(5)	-2,7(14)	
872,0	-9,4(50)	-2,9(30)					
879,4	-11,8(10)	-6,5(5)	-7,9(10)	-5,8(10)	-7,5(3)	-2,6(3)	
962,3	2,9(20)	2,7(20)	2,0(20)	2,4(13)	-2,5(20)		
966,2	33,2(10)	17,0(12)	24,9(11)	11,5(10)	18,0(10)		
1002,9	-16,4(15)	-11,0(30)	-6,9(50)	-5,6(24)	-5,7(10)	-3,0(27)	

Таблица 2 /продолжение/

I	2	3	4	5	6	7
II02,6	31,3(25)	15,3(46)	16,6(30)	6,9(50)	16,1(10)	8,9(34)
III5,2	-10,3(15)	-2,7(20)	-6,9(20)	-3,7(16)	-6,0(7)	-1,7(20)
II78,0	27,4(8)	12,6(9)	19,1(8)	9,1(10)	17,4(3)	8,5(5)
II99,9	-27,9(8)	-13,8(16)	-21,7(18)	-9,3(10)	-15,7(5)	-7,8(12)
I271,9	30,3(8)	15,9(9)	20,1(10)	9,5(10)	19,0(3)	10,0(7)
I312,2	-25,2(10)	-16,5(22)	-18,8(13)	-9,5(9)	-15,7(4)	-5,1(11)
I251,3	33,5(90)					

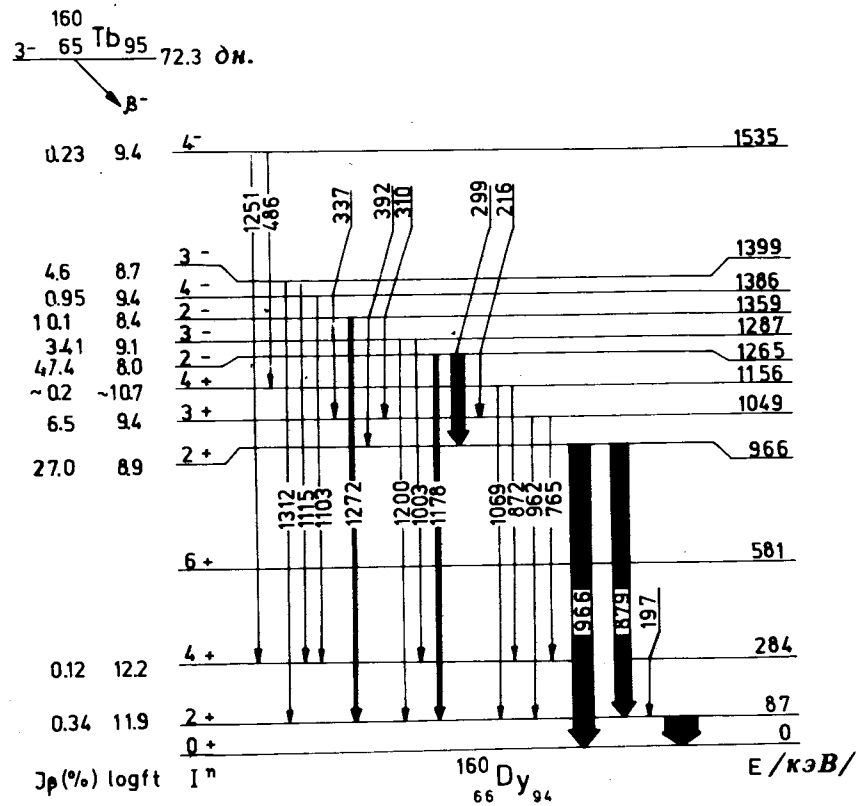


Рис. 1. Фрагмент схемы распада ^{160}Tb , на котором приведены гамма-переходы, изученные в настоящей работе.

Для проверки степени магнитного насыщения матрицы образца 3 были проведены измерения зависимости асимметрии $1 - W(0^\circ)$ для гамма-переходов ^{160}Tb от величины внешнего магнитного поля H_0 . На рис. 2 эта зависимость приведена для перехода 299 кэВ. Видно, что при значениях магнитного поля > 7 кГс матрица находится практически в состоянии полного насыщения.

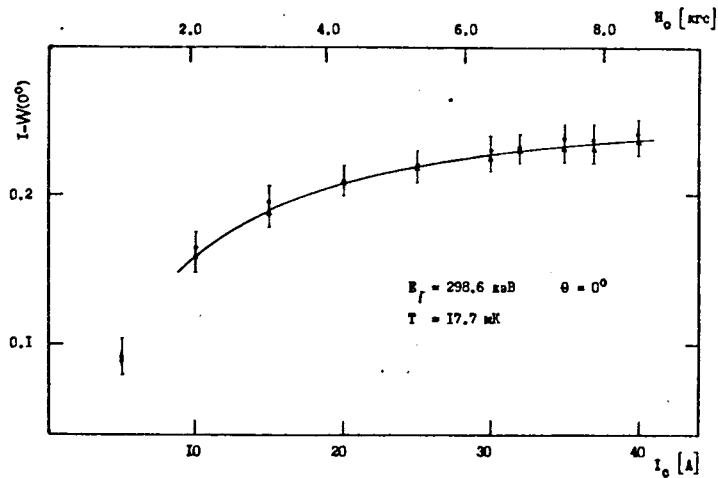


Рис. 2. Зависимость асимметрии углового распределения гамма-квантов с энергией 299 кэВ от величины внешнего магнитного поля H .

Размагничивающее поле, рассчитанное согласно^{/9/}, в нашем случае получено равным 1,5 кГс.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

4.1. Параметры смешивания мультипольностей

Для гамма-переходов между состояниями I_i и I_f коэффициенты угловой корреляции A_k записываются в виде:

$$A_k = [F_k(L, L, I_f, I_i) + 2\delta F_k(L, L+1, I_f, I_i) + \delta^2 F_k(L+1, L+1, I_f, I_i)] (1 + \delta^2)^{-1} \quad /2/$$

где δ - параметр смешивания мультипольностей $L+1/L$

$$(\delta = \frac{\langle I_f || L+1 || I_i \rangle}{\langle I_f || L || I_i \rangle}) . \text{Значения коэффициентов } F_k \text{ табу-}$$

лированы, например, в работе^{/10/}.

Параметры δ были определены из средних взвешенных значений коэффициентов A_2 , полученных по экспериментальным асимметриям, измеренным во всех 9 сериях.

Коэффициенты Q_k , учитывающие геометрию опыта, мы вычисляли аналогично^{/11/}. Получены следующие численные значения /точность не хуже 0,5%/: $Q_2(0^\circ) = 0,990$, $Q_4(0^\circ) = 0,967$, $Q_2(90^\circ) = 0,972$, $Q_4(90^\circ) = 0,910$ /образец 3/ и $Q_2(0^\circ) = 0,964$, $Q_4(0^\circ) = 0,883$, $Q_2(90^\circ) = 0,980$, $Q_4(90^\circ) = 0,951$ /образец 5/.

Значения коэффициентов $B_2(T)$ для каждой серии определялись по данным для перехода 299 кэВ. При этом из разных значений $\delta(299)$, опубликованных в работах^{/12-14/} выбрано наиболее точное значение $\delta(299) = 0,029/5/$ ^{/12/}. Для серий, приведенных в табл. 2, получены значения: $B_2(T) = 0,84$ /2/ - образец 5 и $B_2(T) = 0,61/2/$ - образец 3.

Переходы с уровней отрицательной четности являются переходами типа $E1$ с малой примесью $M2$, поэтому членом с $k=4$ в выражении /1/ можно пренебречь^{/8/}. Полученные значения δ для этих переходов приведены в табл. 3, где они сравниваются с результатами работ^{/8, 12-14/}. Отметим, что значение δ для гамма-перехода 1251 кэВ с уровня 1535 кэВ ($I=4$)^{/15/} ранее не определялось. Поскольку для этого перехода получено только значение $W(0^\circ)$, анализ проводился в предположении, что его мультипольность либо типа $E1+M2$, либо $M1+E2$. В последнем случае необходимо знать величину $B_4(T)$, и она будет приведена ниже. Из четырех возможных значений δ только одно: $\delta = 0,02^{+0,19}_{-0,12}$, полученное для смеси $E1+M2$, находится в соответствии с экспериментальным значением коэффициента конверсии $a_k \leq 0,0004$ ^{/15/}. Таким образом, отрицательная четность уровня 1535 кэВ подтверждается.

Для переходов с уровней положительной четности член с $k=4$ в выражении /1/ не обязательно мал. В этом случае на основе экспериментальных асимметрий $1 - W(0^\circ)$ и $W(90^\circ) - 1$, полученных во всех сериях, из уравнений /1/ исключались произведения $B_4 A_4 U_4$ и определялись средние взвешенные значения коэффициентов A_2 . Однако такой подход дает для

Таблица 3.

Параметры смешивания δ (М2/Е1) для гамма-переходов с урневой отрицательной четности

Еур, кэВ	u_2	Еу, кэВ	$I_i^n - I_f^n$	δ (М2/Е1)					Яклевич и др. /13/	
				Настоящая работа	Фокс и др. /8/	Крэйг и др. /14/	Гинтер и др. /12/	Яклевич и др. /13/		
I535	0,905	I25I	4 ⁺ - 4 ⁺	0,02 ^{+0,19} _{-0,12}						
I399	0,750	I115 I312	3 ⁻ - 4 ⁺ 3 ⁻ - 2 ⁺	0,011(14) -0,045(11)	0,000(12) -0,017(8)					
I386	0,905	337 I103	4 ⁻ - 3 ⁺ 4 ⁻ - 4 ⁺	0,034(27) -0,013(46)	0,039(32) -0,156(25)					
I358	0,828	310 392	2 ⁻ - 3 ⁺ 2 ⁻ - 2 ⁺	-0,06(3) -0,018(17)	-0,020(14) -0,043(15)					
I287	0,750	I272	2 ⁻ - 2 ⁺	0,026(9)	-0,003(12)	-0,02(8) -0,03(3)	0,023(7)			0,063 ^{+0,086} _{-0,070}
I265	0,828	I003 I200	3 ⁻ - 4 ⁺ 3 ⁻ - 2 ⁺	-0,094(21) -0,050(11)	-0,004(17) -0,017(8)					-0,199(49) -0,02(2) 0,040(43)
		216 299 I178	2 ⁻ - 3 ⁺ 2 ⁻ - 2 ⁺ 2 ⁻ - 2 ⁺	0,016(8) 0,023(18) -0,015(8)	-0,003(6)	-0,18(10) 0,005(10) 0,02(2)	0,029(5)			

Таблица 4

Параметры смешивания δ (Е2/М) для гамма-переходов с урневой положительной четности

Еур, кэВ	u_2	Еу, кэВ	u_4	$I_i^n - I_f^n$	δ (Е2/М)					Яклевич и др. /13/	
					Настоящая работа	Фокс и др. /8/	Крэйг и др. /14/	Гинтер и др. /12/	Яклевич и др. /13/		
I156		872	0,86(12)	0,58(10)	4 ⁺ - 4 ⁺	-0,70(10)					
I049		765	0,72(2)	0,18(2)	3 ⁺ - 4 ⁺	-9,0 ^{+2,4} -5,0	-7,7(7)	-7 ⁺²⁰ -5			
		962			3 ⁺ - 2 ⁺	6,5(45)		18 (5)			7,0 ^{+8,1} -2,4
966		879	0,63(2)	0,08(1)	2 ⁺ - 2 ⁺	-12,8(15)	-18 ⁺⁴ -8	-17,7 ^{+2,8} -1,5	-17,7 ^{+2,8} -5,2		-11 ⁺¹³ -3

параметра δ два корня. Для выбора одного из них анализ данных одной из серий /с образцом 5/ проводился с учетом члена с $k=4$. При этом значение коэффициента $B_4(T) = 0,43(30) / T = 13,5/5 / \text{мК}$ получено из анализа температурной зависимости асимметрии углового распределения для гамма-перехода 299 кэВ. Полученные значения параметров смешивания приведены в табл. 4.

При расчете коэффициентов U_k предполагалось, что бета-переходы на уровни положительной четности переносят одну единицу углового момента, а на уровни отрицательной четности - являются чистыми переходами типа Гамова-Теллера. Необходимые значения интенсивностей бета- и гамма-переходов взяты из работы /15/.

Переходы 197 и 966 кэВ являются чистыми E2-переходами. Из экспериментальных значений асимметрий для них, полученных в одной из серий /с образцом 5/, определены соответственно независимые значения $B_2(T) = 0,85/4/$ и $0,92/6/$. Первое хорошо согласуется с величиной $0,84 /2/$, определенной ранее, и позволяет получить независимо параметр $\delta /299/ = 0,023/18/$. Второе значение несколько выше, что связано, по-видимому, с примесью $L=2$ в бета-переходе $/3^- - 2^+$ на уровень 966 кэВ /8/.

4.2. Параметры сверхтонкого взаимодействия для ^{160}Tb в гадолинии

Коэффициенты ориентации $B_k(T)$ зависят от средних заселенностей $p(m)$ энергетических подуровней. В состоянии теплового равновесия заселенности $p(m)$ подчиняются распределению Больцмана:

$$p(m) \sim \exp(-E_m/kT). \quad /3/$$

Здесь энергии подуровней E_m являются собственными значениями гамильтониана, описывающего сверхтонкое взаимодействие, который для нашего случая можно записать в виде /16/

$$H = -a_0 I_z + P [I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1)], \quad /4/$$

где $a_0 = \mu H_{hf}/I$ и $P = 3eQV_{zz}/4I(2I-1)$ - параметры соответственно магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий, μ и Q - магнитный и квадрупольный моменты исследуемых ядер, H_{hf} - сверхтонкое магнитное поле на ядрах примеси, V_{zz} - составляющая градиента электрического поля вдоль оси z , параллельной направлению внешнего магнитного поля.

Сверхтонкое взаимодействие для ^{160}Tb в гадолинии исследовалось нами на основе анализа температурной зависимости углового распределения для гамма-переходов 299 и 1178 кэВ. Измерения проведены в интервале температур $16 \leq T \leq 120 \text{ мК}$ с образцом 3. Указанные переходы являются переходами типа E1 с малой $< 0,1\%$ примесью M2. Поэтому полученные температурные зависимости $W(0^\circ, T)$ сравнивались с выражением /1/, записанным как

$$W(\theta, T(\Omega)) = 1 + K_2 B_2(I, a_0, P, T(\Omega)), \quad /5/$$

где температура T исследуемого образца выражается через нормированную интенсивность Ω гамма-излучения ядерного ориентационного термометра. Подбор параметров K_2 , a_0 и P производился на ЭВМ CDC-6500, методом минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [(\frac{W_i^{ex} - W_i^t}{\Delta W_i^{ex}})^2 + (\frac{\Omega_i^{ex} - \Omega_i^t}{\Delta \Omega_i^{ex}})^2], \quad /6/$$

где W_i^{ex} и Ω_i^{ex} - экспериментальные значения нормированных интенсивностей исследуемого перехода и перехода ядерного ориентационного термометра; W_i^t и Ω_i^t - их расчетные значения, подчиняющиеся условию связи: $W_i^t = 1 + K_2 B_2(T(\Omega_i^t))$; N - число экспериментальных точек.

На рис. 3 приведена зависимость $W = W(0^\circ, T(\Omega))$ для перехода 299 кэВ /точки - экспериментальные значения, сплошная линия - соответствующая расчетная кривая/.

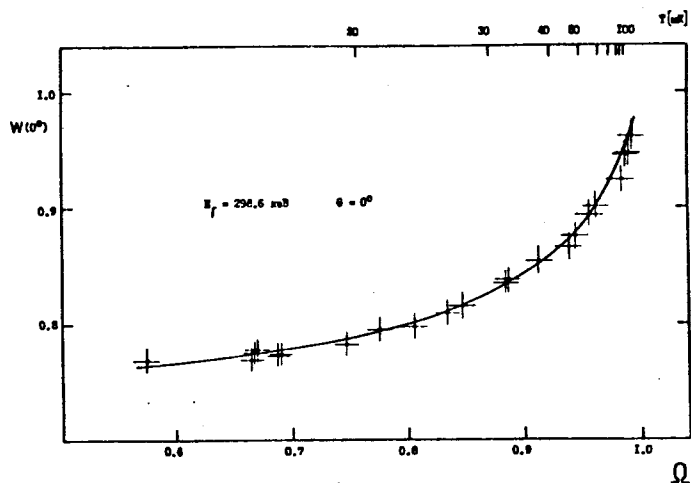


Рис. 3. Температурная зависимость нормированной интенсивности $W(0^\circ, T(\Omega))$ для гамма-перехода с энергией 299 кэВ. Точки изображают экспериментальные значения, а соответствующая расчетная кривая показана сплошной линией.

На основе проведенного анализа получены следующие значения параметров сверхтонкого взаимодействия для ^{160}Tb в гадолинии: $a_0 = /8,81 \pm 0,62/ 10^{-18}$ эрг = $= /1,74 \pm 0,12/$ я.м. \times МГц и $P = /0,79 \pm 0,14/ 10^{-18}$ эрг. Эти значения получены как средние взвешенные для гамма-переходов 299 и 1178 кэВ. В табл. 5 они сравниваются с соответствующими значениями, полученными другими авторами.

Для проверки полученных результатов анализ экспериментальных данных проводился и несколько иным способом. В этом случае отношения $[1 - W_i^{\text{ex}}] / [1 - W_R^{\text{ex}}]$ сравнивались с теоретическим выражением $B_2(T(\Omega_i)) / B_2(T(\Omega_R))$, где индексом R обозначена одна из всей совокупности экспериментальных точек $i = 1, 2, \dots, N$. Минимизация функционала типа /6/ с соответствующими условиями связи дает возможность получать значения параметров a_0 и P независимо от

значения параметра K_2 , входящего в выражение /5/. В результате получены значения параметров $a_0 = /9,2 \pm 1,0/ \times 10^{-18}$ эрг и $P = /0,97 \pm 0,26/ \times 10^{-18}$ эрг, хорошо согласующиеся с приведенными выше величинами.

Используя значение магнитного момента ^{160}Tb $\mu = 1,685/8/$ я.м. $^{16/}$ для сверхтонкого магнитного поля мы получаем величину $H_{\text{hf}} = /3,10 \pm 0,22/$ МГц, которая хорошо согласуется со значениями, приведенными в работах Кобаяши и др. $^{1/}$ и Ерзинкян и др. $^{3/}$ /см. табл. 5/.

Таблица 5

Параметры сверхтонкого взаимодействия и значения сверхтонкого магнитного поля для изотопов тербия в гадолинии

Изотоп	Концентрация Tb, %	$a_0 \times 10^{18}$, эрг	$P \times 10^{18}$, эрг	Литература	H_{hf} , МГц
^{159}Tb	100	20,671	2,233	/16/	3,08
^{159}Tb	10	20,327(20)	2,326(13)	/1/	3,03(3)
^{160}Tb	< 0,1	9,6	2,0	/2/	3,4
^{160}Tb	< 0,1	8,60(87)	1,38(21)	/3/	3,06(31)
^{160}Tb	< 0,1	8,81(62)	0,79(14)	наст. раб.	3,10(22)

Полученная нами величина параметра электрического квадрупольного взаимодействия $P = 0,79/14/ 10^{-18}$ эрг в пределах экспериментальных ошибок согласуется с величиной $P = 1,1/2/ 10^{-18}$ эрг, которая получена путем пересчета значения Кобаяши и др. $^{1/}$ для ^{159}Tb на изотоп ^{160}Tb при использовании значений квадрупольных моментов $Q(^{160}\text{Tb}) = 3,0/5/$ барн $^{17/}$ и $Q(^{159}\text{Tb}) = 1,32/10/$ барн $^{18/}$. Некоторое несогласие со значением $P = 1,38/21/ 10^{-18}$ эрг $^{3/}$ можно, по-видимому, отнести за счет вклада в величину P от кристаллического поля решетки и электронов проводимости. Этот вклад

может быть разным при различной ориентации зерен Gd в поликристаллической матрице, что связано с технологией приготовления образца.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В связи с тем, что значения параметров сверхтонкого взаимодействия для Tb в гадолинии, полученные методом ядерной ориентации при сверхнизких температурах^{2,3/}, не согласуются между собой, нами были проведены новые измерения этих параметров тем же методом. Полученное нами значение параметра сверхтонкого магнитного взаимодействия находится в хорошем согласии со значениями Ерзинкян и др.^{3/}, а также с результатом Кобаяши и др.^{1/}, полученным независимым методом ядерного магнитного резонанса. Значение параметра электрического квадрупольного взаимодействия, как отмечено выше, согласуется с результатом Кобаяши и др., но несколько отличается от значения Ерзинкян и др.

Определенные нами значения параметров смешивания мультипольностей гамма-переходов в ^{160}Dy в основном согласуются с данными предыдущих работ.

Особое внимание уделялось методике приготовления образцов. Что касается вопроса о заметной разнице в величинах асимметрий гамма-излучения ^{160}Tb , измеренных с образцами, приготовленными на основе оксида и хлорида тербия, то его решение требует дополнительных исследований.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Хан Хен Мо за помощь при изготовлении образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kobayashi S., Sano N., Otoh J. *J.Phys. Soc. Jap.*, 1967, 23, p.474.

2. Fox R.A., Hamilton W.D. In: *The International Conference on Hyperfine Interaction Studies in Nuclear Reactions and Decay*, Uppsala. 1974. p.176.
3. Ерзинкян А.Л. и др. *ЖЭТФ*, 1977, 72, с.1902.
4. Громова И.И. и др. *ОИЯИ*, P13-11363, Дубна, 1978.
5. Pavlov V.N. e.a. *Cryogenics*, 1978, 18, p.115.
6. Гаджоков В. *ПТЭ*, 1970, 5, с.82; Аврамов С.Р., Сосновская Е.В., Цупко-Ситников В.М. *ОИЯИ*, P10-9741, Дубна, 1976.
7. Hamilton W.D. In: *The Electromagnetic Interactions in Nuclear Spectroscopy*, Ed. W.D.Hamilton, North-Holland, Amsterdam, 1975, p.645.
8. Fox R.A., Hamilton W.D., Warner D.D. *J.Phys.*, 1974, A7, p.1716.
9. Osborn J.A. *Phys. Rev.*, 1945, 67, p.351.
10. Krane K.S. Preprint LA-4677, Los Alamos, 1971.
11. Krane K.S. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1972, 98, p.205.
12. Günther C. e.a. *Z.Phys.*, 1965, 183, p.472.
13. Jaklevic J.M., Funk E.C., Mihelich J.W. *Nucl.Phys.*, 1967, A99, p.83.
14. Krane K.S., Steffen R.M. *Nucl.Phys.*, 1971, A164, p.439.
15. Tuli J.K. *Nucl. Data Sheets*, 1974, 12, p.477.
16. Bleaney B. In: *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, Ed. R.J. Elliott. Plenum Press, New York, 1972, p.383.
17. Easley W.C., Barclay J.A., Shirley D.A. *Phys. Rev.*, 1968, 170, p.1083.
18. Лундгрен И. Возмущенные угловые корреляции. /Ред. Э.Карлссон, Э.Маттиас, К.Зигбан/. Атомиздат, М., 1966, с.340.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1978 года.