

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/III 79

P6 - 11987

Д-839

923/2-79

Я.Дупак, М.Фингер, Хан Хен Мо, Н.А.Лебедев,  
А.Махова, В.Н.Павлов, И.Ржиковска, А.Ф.Шусь,  
Р.А.Фокс, У.Д.Гамильтон

ЯДЕРНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ 156 ТЬ  
В ГАДОЛИНИЕВОЙ МАТРИЦЕ

**1978**

Р6 - 11987

Я.Дупак, М.Фингер, Хан Хен Мо, Н.А.Лебедев.  
А.Махова<sup>1</sup>, В.Н.Павлов, И.Ржиковска<sup>1</sup>, А.Ф.Шусь<sup>2</sup>.  
Р.А.Фокс<sup>3</sup>, У.Д.Гамильтон<sup>3</sup>

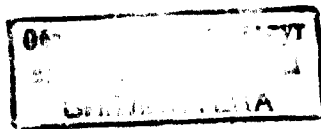
ЯДЕРНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ <sup>156</sup> ТЬ  
В ГАДОЛИНИЕВОЙ МАТРИЦЕ

*Направлено в "Чехословацкий физический журнал"*

<sup>1</sup> Политехнический институт, Прага.

<sup>2</sup> Харьковский государственный университет.

<sup>3</sup> Сассекский университет, Брайтон, Великобритания.



Дупак Я. и др.

P6 - 11987

Ядерная ориентация  $^{156}\text{Tb}$  в гадолиниевой матрице

Методом ядерной ориентации при сверхнизких температурах изучался распад  $^{156}\text{Tb}$ . В диапазоне температур 14,6–68,4 мК измерены асимметрии гамма-излучения ориентированных ядер  $^{156}\text{Tb}$ . Определены константы сверхтонкого магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий для  $^{156}\text{Tb}$  в гадолинии:

$$a_0 = (9,70 \pm 1,26) \cdot 10^{-18} \text{ эрг}$$

$$P = (1,02 \pm 0,38) \cdot 10^{-18} \text{ эрг}$$

и рассчитаны значения магнитного и квадрупольного моментов  $^{156}\text{Tb}$ :  $|\mu| = (1,9 \pm 0,3)$  я.м.,  $Q = (2,9 \pm 1,0)$  барн. Для ряда гамма-переходов в  $^{156}\text{Gd}$  определены параметры смешивания мультипольностей.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Dupak J. et al.

P6 - 11987

Nuclear Orientation of  $^{156}\text{Tb}$  in Gadolinium Matrix

The decay of  $^{156}\text{Tb}$  was studied using the method of nuclear orientation at ultralow temperatures. Anisotropies of gamma-rays emitted by the oriented  $^{156}\text{Tb}$  nuclei have been measured in the temperature region from 14.6 to 68.4 mK. Parameters of magnetic dipole and electric quadrupole hyperfine splitting were determined for  $^{156}\text{Tb}$  in gadolinium matrix

$$a_0 = (9.70 \pm 1.26) \cdot 10^{-18} \text{ erg}$$

$$P = (1.02 \pm 0.38) \cdot 10^{-18} \text{ erg}$$

and the values of magnetic dipole and electric quadrupole moment of  $^{156}\text{Tb}$  were calculated  $|\mu| = (1.9 \pm 0.3)$  m.m.,  $Q = (2.9 \pm 1.0)$  bn. Multipole mixing ratios were determined for a number of gamma-transitions in  $^{156}\text{Gd}$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Угловое распределение  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер  $^{156}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} = 5,35$  дн.) изучалось в /1,2/. В работе /1/ ядра  $^{156}\text{Tb}$  были ориентированы в монокристаллах Nd- и Y-этилсульфата, охлажденных до сверхнизких температур методом адиабатического размагничивания. На основании экспериментальных данных был определен спин  $^{156}\text{Tb}$   $I=3$ , а также значения магнитного и квадрупольного моментов:  $|\mu| = 1,45(18)$  я.м.  $Q = 1,4(5)$  барн. В работе /2/ ядра  $^{156}\text{Tb}$  ориентировались в гадолиниевой матрице, охлажденной до сверхнизких температур с помощью  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  рефрижератора. В этой работе изучались также  $f$ - $f$ - и  $e$ - $f$ -угловые корреляции. Получены значения параметров смешивания мультипольностей для  $2I$   $f$ -перехода в  $^{156}\text{Gd}$ .

В настоящей работе выполнены опыты по ядерному ориентированию  $^{156}\text{Tb}$  в гадолинии с целью определения констант сверхтонкого взаимодействия для примесных атомов Tb в гадолинии и для получения новых данных о магнитном и квадрупольном моментах  $^{156}\text{Tb}$ . Получена также новая информация о мультипольностях  $f$ -переходов в  $^{156}\text{Gd}$ .

### I. Экспериментальная часть

#### I.1. Условия эксперимента

Радиоактивный источник  $^{156}\text{Tb}$  был получен при облучении гадолиниевой мишени дейтонами с энергией 6,7 МэВ на циклотроне У-120 ИЯИ

АН УССР. Химическое выделение тербия из мишени осуществлялось методом экстракционной хроматографии /3/. Образец для ядерной ориентации был приготовлен имплантацией  $^{156}\text{Tb}$  в гадолиниевую матрицу (чистота Gd - 99,9%) на электромагнитном масс-сепараторе при ускоряющем напряжении 25 кВ. После имплантации образец быстро (в течение нескольких десятков секунд) нагревали в вакуумной печи до температуры  $1400^\circ\text{C}$ . Для получения однородного распределения тербия в гадолинии делали выдержку в несколько секунд при этой температуре. Технология приготовления образца должна обеспечивать правильную кристаллическую структуру матрицы. В связи с этим последующее его охлаждение в области фазового перехода гадолиния из объемноцентрированной кубической в гексагональную плотноупакованную структуру ( $\sim 1260^\circ\text{C}$ ) осуществлялось достаточно медленно ( $\sim 45^\circ\text{C}/\text{мин}$ . в течение 10 мин.).

Вся термообработка производилась в вакууме  $\sim 10^{-6}$  мм рт.ст.

Охлаждение образца до сверхнизких температур производилось с помощью комбинированного рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  /4/. Внешнее магнитное поле (8,5 кГс), используемое для магнитного насыщения матрицы, создавалось парой сверхпроводящих катушек Гельмгольца.

Гамма-излучение от ориентированных ядер  $^{156}\text{Tb}$  регистрировалось двумя Ge(Li)-детекторами с рабочими объемами 30 и 35 см<sup>3</sup> (разрешение  $\sim 3$  кэВ при  $E_f = 1332,5$  кэВ), установленными под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  по отношению к направлению внешнего магнитного поля. Гамма-спектры накапливались в 4096-канальных анализаторах ICA-70.

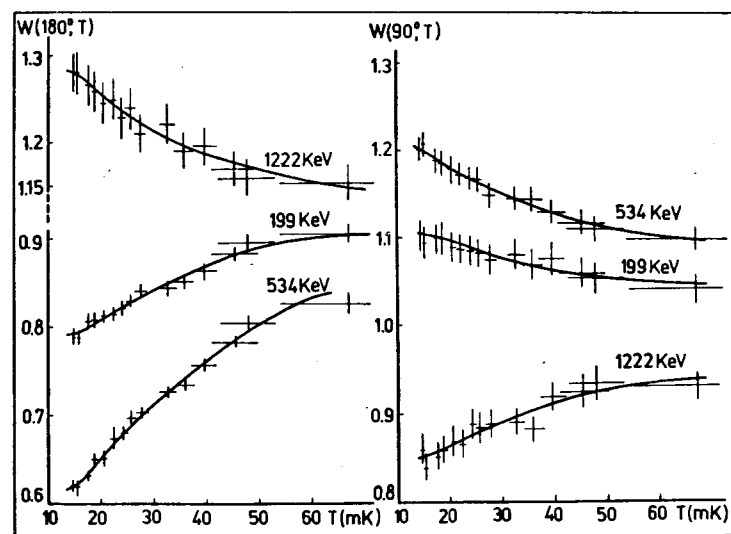
Обработка полученных данных осуществлялась с помощью ЭВМ "Минск-2" и ICL-4/72.

## 1.2. Экспериментальные результаты

С целью определения констант сверхтонкого взаимодействия для  $^{156}\text{Tb}$  в гадолинии были измерены температурные зависимости асимметрии

$\gamma$ -лучей с энергиями 199, 356, 534, 1222 и 1422 кэВ. Измерения проведены в интервале температур 14,6–68,4 мК. Интенсивности  $\gamma$ -лучей нормировались по соответствующим значениям при температуре  $\sim 1,2$  К. Температура определялась с помощью  $^{54}\text{Mn}(\text{Ni})$ -термометра. Температурные зависимости  $W(\theta, T)$  для гамма-лучей 199, 534 и 1222 кэВ показаны на рисунке.

Для определения параметров смешивания мультипольностей  $\gamma$ -переходов мы использовали данные, полученные при  $T=14,6$  мК. Значения нормированных интенсивностей  $W^{\text{н}}(\theta, T=14,6 \text{ мК})$  для 25  $\gamma$ -переходов приводятся в табл. I. Там же, для сравнения, приведены и данные работы /2/.



Температурные зависимости нормированных интенсивностей  $W(\theta, T)$  для гамма-переходов 199, 534 и 1222 кэВ.

Таблица I Значения нормированных интенсивностей  
 $W(\theta, T=14.6 \text{ мК})$  гамма-переходов в  
 $^{156}\text{Gd}$ .

№ п/п	$E_{\gamma}$ , кэВ	$W(0^\circ)$		$W(90^\circ)$	
		1	2	1	2
I	199,2	0,789(5)	0,800(2)	I,09I(6)	I,105(3)
2	262,6	0,85I(I7)	0,872(3)	I,II6(29)	I,093(7)
3	296,5	0,759(2I)	0,749(3)	I,III(37)	I,132(8)
4	356,4	0,669(7)	0,682(3)	I,I3I(I4)	I,I50(4)
5	38I,I	0,57(I4)	-	-	-
6	422,4	I,I43(I6)	I,I37(3)	<b>0,9I4(20)</b>	0,946(5)
7	534,3	0,627(4)	0,637(2)	I,20I(5)	I,I88(3)
8	578,9	I,05(2I)	-	0,84(38)	-
9	747,9	0,7I(25)	-	-	-
IO	780,2	I,237(7I)	I,254(7)	0,938(83)	0,875(I6)
II	926,0	0,920(40)	0,899(4)	I,042(6I)	I,06I(I2)
I2	949,3	I,40(I2)	I,26I(I3)	0,9I(I3)	0,936(3I)
I3	959,8	I,I09(89)	I,076(II)	0,94(I2)	0,963(26)
I4	II54,2	0,648(I2)	0,69I(3)	I,I66(29)	I,I29(5)
I5	II59,0	I,060(22)	I,0I3(3)	0,988(33)	0,980(8)
I6	II87,I	I,33(25)	I,263(2I)	0,87(I7)	0,827(53)
I7	I222,4	I,274(9)	I,258(2)	0,872(9)	0,862(3)
I8	I230,7	0,73(IO)	-	I,06(I5)	-
I9	I266,5	0,699(59)	-	I,05(II)	-
20	I334,3	I,4I3(44)	I,430(5)	0,804(42)	0,857(IO)
2I	I42I,6	0,702(IO)	0,68I(3)	I,I64(I9)	I,I48(5)
22	I646,2	I,II8(29)	I,I05(3)	0,972(35)	0,959(9)
23	I8I5,3	I,07(II)	-	0,938(I8)	-
24	I845,4	I,220(28)	I,26I(3)	0,969(29)	0,878(8)
25	20I4,5	I,254(54)	I,240(7)	0,863(57)	0,879(I5)

I - Настоящая работа

2 - Uluer I. et al. /2/

## 2. Анализ экспериментальных данных

### 2.1. Константы сверхтонкого взаимодействия

Тербий с гадолинием во всем диапазоне концентраций образует твердый раствор /5/, который при низких температурах является ферромагнетиком /6/. Ядра  $^{156}\text{Tb}$  в гадолиниевой матрице "чувствуют" эффективное магнитное поле:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{hf}} + \vec{H}_0 - 4\pi D \vec{M}, \quad (2.1)$$

где:  $\vec{H}_{\text{hf}}$  - сверхтонкое магнитное поле,  $\vec{H}_0$  - внешнее магнитное поле,  $4\pi D \vec{M}$  - размагничивающее поле ( $D$  - фактор размагничивания,  $\vec{M}$  - намагниченность образца). Взаимодействие эффективного поля

$H_{\text{eff}}$  с магнитным моментом ядра описывается гамильтонианом:

$$H_M = -\vec{\mu} \vec{H}_{\text{eff}}. \quad (2.2)$$

Эксперименты и теоретические оценки /7,8/ показывают, что в случае чистого металлического тербия или атомов Tb, растворенных в гадолиниевой матрице, кроме магнитного дипольного взаимодействия, необходимо учитывать и электрическое квадрупольное взаимодействие. Таким образом, полный гамильтониан содержит два члена:

$$H = H_M + H_a. \quad (2.3)$$

Если градиент электрического поля обладает осевой симметрией относительно направления магнитного поля, то собственные значения гамильтониана  $H$  определяются выражением:

$$E_m = -a_0 I_z + P \left[ I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right], \quad (2.4)$$

где  $a_0 = \frac{\mu}{I} H_{\text{eff}}$  и  $P = 3eQ V_{zz} / 4I(2I-1)$  - константы соответственно магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий.

При определении констант сверхтонкого взаимодействия  $a_0$  и  $P$  методом ядерной ориентации измеряется температурная зависимость углового распределения  $\gamma$ -лучей ориентированных ядер. Эту зависимость можно записать в виде /9/:

$$W(\theta, T) = \sum_{k=0}^{K_{\text{max}}} B_k A_k U_k Q_k P_k (\cos \theta). \quad (2.5)$$

Здесь  $\theta$  - угол между направлением испускания гамма-кванта и направлением магнитного поля,  $B_k$  - коэффициенты ориентации;  $A_k$  - коэффициенты угловой корреляции;  $U_k$  - коэффициенты, описывающие изменение ориентации, обусловленное переходами, предшествующими наблюдаемому;  $Q_k$  - поправки на конечный телесный угол детектора;  $P_k(\cos\theta)$  - полиномы Лежандра. Суммирование ведется только по четным индексам.

Как правило,  $k_{\max} = 2, 4$ .

Выражение (2.5) является точным только в случае полного магнитного насыщения матрицы. Незначительное отклонение от состояния полного насыщения может заметно ослабить асимметрию гамма-излучения /10/. При малых отклонениях от полного насыщения выражение (2,5) следует писать в виде /11/:

$$W(\theta, T) = \{ + (1-3\varepsilon) B_2 A_2 U_2 Q_2 P_2(\cos\theta) + (1-10\varepsilon) B_4 A_4 U_4 Q_4 P_4(\cos\theta) \} \quad (2.6)$$

Здесь  $\varepsilon = 1 - M/M_s$  - относительное отклонение от полного насыщения матрицы ( $M_s$  - намагниченность матрицы при насыщении).

Проведя анализ температурных зависимостей (подробно см. приложение), мы получили следующие значения констант сверхтонкого взаимодействия для  $^{156}\text{Tb}$  в гадолинии:

$$Q_0 = (9,70 \pm 1,26) \cdot 10^{-18} \text{ эрг} = (1,92 \pm 0,25) \text{ я.м.} \times \text{МГц}$$

$$P = (1,02 \pm 0,38) \cdot 10^{-18} \text{ эрг.}$$

## 2.2. Магнитный момент $^{156}\text{Tb}$

Кобаяши и др. /7/ методом ядерного магнитного резонанса определили константы сверхтонкого взаимодействия для сплава Tb - Gd, содержащего 10 ат.%,  $^{159}\text{Tb}$ . По их данным,  $H_{hf}$  на ядрах  $^{159}\text{Tb}$  равно 3,03(3) МГц. Это значение  $H_{hf}$  можно использовать для определения магнитного момента  $^{156}\text{Tb}$ , т.к. эксперименты /8/ показывают, что для редкоземельных элементов магнитная сверхтонкая аномалия пренебрежимо мала и, кроме того, величина сверхтонкого магнитного поля не очень чувствительна к концентрации примесных атомов Tb в гадолинии.

Таким образом, используя значение  $H_{hf} = 3,03(3)$  МГц, получаем:

$$\mu(^{156}\text{Tb}) = 1,9(3) \text{ я.м.}$$

Так как для редкоземельных элементов можно не учитывать сверхтонкую магнитную аномалию, то отношения магнитных расщеплений для разных изотопов Tb в гадолинии должны быть равны отношениям соответствующих  $g$ -факторов. Взяв в качестве "опорного"  $^{160}\text{Tb}$ , для которого есть независимые измерения магнитного момента ( $\mu = 1,685(5)$  я.м. /12/) и параметра сверхтонкого магнитного расщепления в гадолиниевой матрице ( $Q_0 = 8,60(87) \cdot 10^{-18}$  эрг /13/), получим:

$$Q_0^{160} / Q_0^{156} = 0,89(15); \quad g^{160} / g^{156} = 0,89(17) - \text{настоящая работа};$$

$$g^{160} / g^{156} = 1,16(13) - \text{работа /1/}.$$

Видно, что указанные отношения хорошо согласуются друг с другом в первом случае и только удовлетворительно во втором.

Если на основе экспериментального значения константы сверхтонкого магнитного расщепления для  $^{156}\text{Tb}$  в гадолинии и значения магнитного момента  $\mu(^{156}\text{Tb}) = 1,45(18)$  я.м. /1/ вычислить эффективное поле на ядрах тербия в гадолинии, то получим  $H_{hf} = 4,0(7)$  МГц. Это значение намного выше результата, полученного Кобаяши и др. /7/. Причем столь большую разность нельзя объяснить отличием электронных структур  $^{156}\text{Tb}$  и  $^{159}\text{Tb}$  при их растворении в гадолиниевой матрице.

Полученное нами значение магнитного момента  $^{156}\text{Tb}$  хорошо согласуется с расчетным в рамках модели Нильссона без учета взаимодействия нечетных частиц:  $\mu(^{156}\text{Tb}) = 1,92$  я.м.

## 2.3. Квадрупольный момент $^{156}\text{Tb}$

В кристаллической решетке к градиенту электрического поля (ГЭП) на ядре от собственных  $4f$ -электронов необходимо добавить вклад от кристаллического поля решетки и электронов проводимости. В случае гадолиниевой матрицы тензор ГЭП аксиально симметричен относительно главной кристаллографической оси  $C$ . При наложении внешнего магнитного поля направление магнитного момента  $4f$ -электронов может не сов-

падать с направлением оси  $C$ . Это приводит к неаксиальности тензора ГЭП. В таком случае для отдельного кристалла константа электрического квадрупольного взаимодействия в первом приближении имеет вид /8/:

$$P = P_{\parallel} + \frac{1}{2} (3 \cos^2 \alpha - 1) P_c \quad (2.7)$$

Здесь  $P_{\parallel}$  - вклад собственных  $4f$ -электронов,  $P_c$  - вклад кристаллического поля решетки и электронов проводимости ( $P_c \sim 5-10\% P_{\parallel}$  у всех редкоземельных элементов, за исключением гадолиния /8/),  $\alpha$  - угол между направлением электронной намагниченности и осью кристалла  $C$ .

Полученное значение константы электрического квадрупольного взаимодействия  $P = (1,02 \pm 0,38) \cdot 10^{-18}$  эрг можно понимать как среднее по совокупности отдельных кристаллов. Это не совсем точно, ибо на самом деле усредняются не значения  $P$  отдельных кристаллов, а величины  $V_K / I_4$ .

Тот факт, что градиент электрического поля на примесных ядрах ТЬ в  $Gd$  определяется, в основном, собственной  $4f$ -оболочкой, позволяет определить квадрупольный момент  $I_{56}^{ТЬ}$ :  $Q = 2,9(10)$  барн ( $V_{zz}$

вычислено по известному значению квадрупольного момента  $I_{59}^{ТЬ}$  -  $Q = 1,32(10)$  барн /15/ и известному значению константы квадрупольного взаимодействия для  $I_{59}^{ТЬ}$  в гадолинии -  $P = 2,326(13) \cdot 10^{-18}$  эрг /7/). Соответствующее значение внутреннего квадрупольного момента  $Q_0 = 6,9(14)$  барн находится в хорошем согласии со значениями внутренних квадрупольных моментов  $I_{58}^{ТЬ}$  и  $I_{60}^{ТЬ}$ :  $6,5(12)$  /12/ и  $7,2(12)$  /12/, соответственно.

Для изотопов  $I_{60}^{ТЬ}$  и  $I_{56}^{ТЬ}$  в гадолинии должно выполняться соотношение:  $P^{I_{60}}/P^{I_{56}} = Q^{I_{60}}/Q^{I_{56}}$ . Подставляя экспериментальные данные ( $P^{I_{56}} = 1,02(38) \cdot 10^{-18}$  эрг - настоящая работа,  $P^{I_{60}} = 1,38(21) \cdot 10^{-18}$  эрг - работа /13/  $Q^{I_{60}} = 3,0(5)$  барн - работа /12/), получаем:

$$\frac{P^{I_{60}}}{P^{I_{56}}} = 1,35(54)$$

$$\frac{Q^{I_{60}}}{Q^{I_{56}}} = 1,03(39)$$

$$Q^{I_{56}} = 2,9(10)$$

$$\frac{Q^{I_{60}}}{Q^{I_{56}}} = 2,14(84)$$

Видно, что указанное соотношение лучше выполняется, когда для  $Q^{I_{56}}$  берется значение, полученное в настоящей работе.

Величина  $eV_{zz}/H_{hf}$  для изотопов ТЬ в гадолинии определяется, в основном, электронной структурой ТЬ и не должна сильно зависеть ни от концентрации тербия в гадолинии, ни от того, для какого конкретного изотопа ТЬ она рассчитана. Это, в общем, подтверждается данными табл.2 (результаты /16/ мы считаем ошибочными). Если же взять в качестве исходных данных значения  $\mu^{I_{56}}$  и  $Q^{I_{56}}$  из работы /1/, то для  $eV_{zz}/H_{hf}$  получим  $0,73(40)$  я.м./барн.

#### 2.4. Мультипольности гамма-переходов

Коэффициенты угловой корреляции  $A_K$ , входящие в выражение (2.6), в случае смешанных переходов имеют следующий вид /18/:

$$A_K = [F_K(L, L', I_f, I_i) + 2\delta F_K(L, L', I_f, I_i) + \delta^2 F_K(L, L', I_f, I_i)] / (1 + \delta^2)$$

( $F_K(L, L', I_f, I_i)$  - это  $F$ -коэффициенты угловой корреляции, они табулированы, например, в /19/;  $\delta$  - отношение приведенных матричных элементов:  $\frac{\langle I_f \parallel L' \parallel I_i \rangle}{\langle I_f \parallel L \parallel I_i \rangle}$ ).

Если измерения выполняются под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  по отношению к направлению внешнего магнитного поля, то можно однозначно определить величины  $R(T) = (1-3\varepsilon) B_2 A_2 U_2$  и  $S(T) = (1-10\varepsilon) B_4 A_4 U_4$ :

$$R(T) = - \frac{8A(90^\circ) + 3A(0^\circ) [Q_4(90^\circ)/Q_4(0^\circ)]}{4Q_2(90^\circ) + 3Q_2(0^\circ) [Q_4(90^\circ)/Q_4(0^\circ)]} \quad (2.8)$$

$$S(T) = - \frac{A(0^\circ) + Q_2(0^\circ) R(T)}{Q_4(0^\circ)}$$

Здесь  $A(0^\circ) = I - W^{ex}(0^\circ)$  и  $A(90^\circ) = W^{ex}(90^\circ) - I$ . Далее, если известны величины  $B_2^{ex} = (1-3\varepsilon) B_2$ ,  $B_4^{ex} = (1-10\varepsilon) B_4$  и  $U_K$ , можно определить коэффициенты угловой корреляции  $A_K$  и, следовательно, получить информацию о мультипольности перехода.

В принципе анализ мультипольностей можно проводить по экспериментальным данным  $W^{ex}(\theta, T)$ , полученным при измерениях только под одним из углов. Именно так мы поступали для переходов  $38I$  и  $748$  кэВ. Но выражения (2.8) являются более предпочтительными при интер-

Таблица 2 Значения магнитных и квадрупольных моментов некоторых изотопов Тб. Константы сверхтонкого взаимодействия и величины  $\epsilon V_{zz} / H_{hf}$  для этих изотопов в гадолиниевой матрице.

Изотоп	Кон-центр. Тб, %	$\mu$ , я.м.	$Q$ , барн		$U_0 \times 10^{18}$ , эрг		$R \times 10^{18}$ , эрг		$\epsilon V_{zz} / H_{hf}$ , я.м./барн
			/I/ наст. работа	/I/ наст. работа	/I/ наст. работа	/I/ наст. работа	/8/ наст. работа	/8/ наст. работа	
I56Тб	< 0,1	I,45(I8)	/I/ наст. работа	/I/ наст. работа	-	-	-	-	
		I,9(3)	/I5/ наст. работа	/I5/ наст. работа	9,70(I26)	9,70(I26)	I,02(38)	I,02(38)	
I59Тб	I00 ~ I0	I,994(4)	/I5/ наст. работа	/I5/ наст. работа	20,67I	20,327(20)	2,233	2,233	0,44
									0,46(3)
I60Тб	< 0,1	I,685(5)	/I2/ наст. работа	/I2/ наст. работа	9,6	8,60(87)	2,0	2,0	0,78
									0,60(I5)
	< 0,1				8,8I(62)	0,79(I4)	0,79(I4)	0,34(9)	

Примечание:  $\frac{\epsilon V_{zz}}{H_{hf}} = \frac{4}{3} (2I - 1) \frac{\mu}{a_0} \frac{h}{a}$

Таблица 3 Мультипольности гамма-переходов в I56 Gd.

$E_{ур}$ , кэВ	$U_2$	$U_4$	$E_f$ , кэВ	$I_i - I_f$	Параметр смешивания $\delta$					
					Настоящая работа					
					$E2/M1$	$M2/E1$	$E2/M1$	$M2/E1$		
I	2	3	4	5	6	7	8	9		
2103,5	0,750	0,167	2014,2	$3^- - 2_1^+$		-0,024(54)			-0,013(7)	
			1815,0	$3^- - 4_1^+$		0,002(I04)				
			949,1	$3^- - 2_1^+$		-0,027(31)				-0,025(I2)
			747,9	$3^- - 4_1^+$		-0,56(24)				
2044,9	0,905	0,681	534,3	$4^- - 4_1^+$		0,006(2)а)			0,06(2)	
			422,3	$4^- - 5_1^+$		-0,024(I9)			-0,009(4)	
1934,4	0,750	0,167	1845,4	$3^- - 2_1^+$		-0,008(25)			-0,030(5)	
			1646,1	$3^- - 4_1^+$		-0,015(35)			0,012(4)	
			780,1	$3^- - 2_1^+$		0,048(21)			-0,024(8)	
			578,9	$3^- - 4_1^+$		-0,048(11)				
1622,5	0,850(4)	0,543(5)	1334,5	$5_1^+ - 4_1^+$						
			1037,9	$5_1^+ - 6_1^+$		3,40(+45,-57)			-3,8(2)	
1510,6	0,776(7)	0,363(18)	1222,4	$4_1^+ - 4_2^+$						
			262,5	$4_1^+ - 3_1^+$		-1,70(+16,-29)			-2,07(I3)	
				$4_1^+ - 3_1^+$		7,65(55)			I,2(7)	
1355,4	0,643(18)	0,153(53)	1067,2	$4_1^+ - 4_2^+$						
									-4,0(+9,-16)	



Продолжение

1	2	3	4	5	6	7	8	9
I319,7	0,754(62)		I230,7	$2_{\text{out}}^+ - 2_{\text{in}}^+$		-0,156(+11,-8)		
I276,1	0,690(34)		I276,1	$3_{\text{out}}^- - 2_{\text{in}}^+$		-0,061(37)		-0,08(3)
I248,0	0,535(17)	0,018(7)	II59,0 959,7	$3_f^+ - 2_g^+$ $3_f^- - 4_g^+$	-8,6(+23,-48) -19,3(190)		-II,8(7) -II,7(+27,-53)	
II54,2	0,638(6)	0,161(7)	I065,1	$2_f^+ - 2_g^+$				-6,5(+26,-79)
M3/E2								
I510,6	0,776(7)	0,363(18)	I421,6 925,7 381,1 356,4	$4_4^+ - 2_4^+$ $4_4^+ - 6_4^+$ $4_4^+ - 2_4^+$ $4_4^+ - 2_4^+$	0,002(26) 0,095(85) 0,16(+24,-19) -0,029(23)		0,014(12) 0,068(6) 0,014(12)	
I355,4	0,643(18)	0,153(53)	I266,6	$4_f^+ - 2_f^+$	-0,12(25)			

а) Значение  $\delta = 0,06(2)$  было взято в качестве "опорного" при вычислении коэффициента  $B_2$ .

претации данных опыта, т.к. в этом случае уменьшается вклад систематических ошибок величин  $W^{ex}(\theta, T)$ .

Для определения  $B_2^{ex}$  в качестве "опорного" взят переход с энергией 534 кэВ. Считая, что его мультипольность E1+M2 с  $\delta = 0,06(2)$  /2/ и что уровень 2045 кэВ ( $4^-$ ) заселяется разрешенным бета-переходом, мы получили  $B_2^{ex} = 0,914(16)$ .

Коэффициенты  $U_k$ , учитывающие геометрию опыта, вычислялись аналогично /20/. Интенсивности  $\gamma^-$  и  $\beta^-$ -переходов, необходимые для вычислений коэффициентов  $U_k$ , взяты из работ /21,22/.

Анализ экспериментальных данных проводился последовательно, так, чтобы в расчетах использовались значения  $\delta$ , определенные уже в настоящей работе. Полученные результаты сведены в табл.3. Видно, в общем, хорошее согласие с результатами работы /2/. Для ряда переходов получены новые данные.

Авторы /2/ обратили внимание на наличие M3-примесей в переходах  $4_4^+ - 2_4^+$ ,  $4_4^+ - 6_4^+$  и  $4_4^+ - 2_f^+$ , разряжающих двухквантовых уровней I510,6 кэВ. Наши данные подтверждают наличие M3-компонентов в этих переходах. Кроме того, не исключена M3-примесь и в переходе 380,1 кэВ ( $4_4^+ - 2_f^+$ ). В принципе, в этом нет ничего удивительного, ибо переходы типа E2 из этого состояния на уровни ротационных полос с  $K^\pi = 0^+$  запрещены правилами отбора по квантовому числу K.

Наши данные также подтверждают тот факт, что разрядка уровней 2103,5 кэВ ( $3^-$ ) и 1934,4 кэВ ( $3^-$ ) происходит практически чистыми E1-переходами (M2-примеси не превышают 0,4%).

В работе /23/ в рамках микроскопической модели Кумара, учитывающей спаривание и квадрупольное взаимодействие, рассчитаны значения параметров  $\delta$  для переходов с уровней бета- и гамма-вибрационных полос для конкретного случая  $^{156}\text{Gd}$ . В табл.4 проведено сравнение экспериментальных значений  $\delta^{ex}$  с расчетными для переходов с уровней гамма-вибрационной полосы. Видно, что абсолютные значения  $\delta^t$  на-

**Таблица 4** Сравнение расчетных значений параметров смешивания с экспериментальными для переходов с уровней гамма-вибрационной полосы.

$I_i^\pi - I_f^\pi$	$E_\gamma$ , кэВ	$\delta^t$ , /23/	$\delta^{ex}$
$2^+_{\gamma} - 2^+_{\beta}$	1065,2	-41,0	-6,5(+26, -79) <sup>a)</sup>
$3^+_{\gamma} - 2^+_{\beta}$	1159,0	-57,5	-8,58(+212, -415)
$3^+_{\gamma} - 4^+_{\beta}$	959,8	-37,3	-19,3(190)
$4^+_{\gamma} - 4^+_{\beta}$	1067,2	13,7	-4,0(+9, -16) <sup>a)</sup>

a) Ulmer I. et al. /2/.

**Таблица 5** Значения констант сверхтонкого взаимодействия и P для  $^{156}\text{Tb}$  в  $Gd$ , полученные разными методами анализа температурной зависимости гамма-лучей с энергией 534 кэВ.

$Q_0$ , я.м. x МГц	$P \times 10^{19}$ , эрг	Метод	Примечание
$2,63 \pm 0,71$	$24,2 \pm 4,7$	А	$\theta = 0^\circ$ , $\varepsilon = 0$ , $\delta = 0,06$
$2,06 \pm 0,43$	$12,0 \pm 5,2$	Б	$\theta = 0^\circ$
$1,92 \pm 0,34$	$10,0 \pm 3,7$	Б	$\theta = 0^\circ$ , "поправленные" температуры а)
$2,06 \pm 0,36$	$10,9 \pm 4,6$	Б	$\theta = 90^\circ$ , "поправленные" температуры а)
$2,06 \pm 0,32$	$9,9 \pm 3,3$	В	$\theta = 0^\circ$
$1,92 \pm 0,25$	$10,4 \pm 3,8$	Г	$\theta = 0^\circ, 90^\circ$ , $T_r = 14,6$ мК

a) "Поправленные" температуры - это расчетные значения температур, полученные методом Г.

много выше  $|\delta^{ex}|$ . Кроме того, для перехода  $4^+_{\gamma} - 4^+_{\beta}$  они имеют разные знаки.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Тришкину (ИЯИ АН УССР) за помощь при приготовлении радиоактивного источника  $^{156}\text{Tb}$  и В.А.Держге, И.Гавору, Я.Коничеку за помощь при проведении измерений.

#### Приложение

Перепишем выражение (2.6) в виде:

$$W(a_0, P, \theta, T) = 1 + K_2(\theta) B_2(a_0, P, T) + K_4(\theta) B_4(a_0, P, T). \quad (\text{A.1})$$

Здесь  $K_2(\theta) = (1 - 3\varepsilon) A_2 U_2 Q_2 P_2 (\cos \theta)$   
 $K_4(\theta) = (1 - 10\varepsilon) A_4 U_4 Q_4 P_4 (\cos \theta)$ .

Искомые параметры  $Q_0$  и P определяются методом наименьших квадратов путем согласования выражения (A.1) с экспериментальными данными. При этом возможны различные подходы к решению этой задачи.

А. Фиксируются коэффициенты  $K_2$ ,  $K_4$  и угол  $\theta$ . Предполагается, что температура измеряется точно. Тогда параметры  $Q_0$  и P находят путем минимизации функционала:

$$\chi^2(a_0, P) = \sum_1^N \left[ \frac{W^{ex}(T_i) - W(a_0, P, T_i)}{\Delta W^{ex}(T_i)} \right]^2 \quad (\text{A.2})$$

(N - число экспериментальных точек).

Б. Параметры  $Q_0$ , P,  $K_2$  и  $K_4$  определяются путем минимизации функционала:

$$\chi^2(a_0, P, K_2, K_4) = \sum_1^N \left[ \frac{W^{ex}(T_i) - W(a_0, P, K_2, K_4, T_i)}{\Delta W^{ex}(T_i)} \right]^2. \quad (\text{A.3})$$

В. Учитываются ошибки температур  $\Delta T_i$ :

$$\chi^2(a_0, P, K_2, K_4, T_i, W_i, \lambda_i) = \sum_1^N \left[ \left( \frac{T_i^{ex} - T_i}{\Delta T_i^{ex}} \right)^2 + \left( \frac{W_i^{ex} - W_i}{\Delta W_i^{ex}} \right)^2 + 2\lambda_i F(a_0, P, K_2, K_4, T_i, W_i) \right]. \quad (\text{A.4})$$

Здесь  $\lambda_i$  - множители Лагранжа, а функции F представляют N связывающих условий, накладываемых на параметры подгонки:

$$F(a_0, P, K_2, K_4, T_i, W_i) \equiv W_i - W(a_0, P, K_2, K_4, T_i) = 0. \quad (\text{A.5})$$

Определяются параметры  $Q_0$ , P,  $K_2$  и  $K_4$ .

Г. Если температурные зависимости углового распределения  $\Gamma$  -излучения измеряются для двух различных углов  $\dagger$ , то по экспериментальным данным можно однозначно определить величины  $R^{ex}(T_i)$  и  $S^{ex}(T_i)$  (см. 2.8). Отношения типа  $R^{ex}(T_i)/R^{ex}(T_r)$  и  $S^{ex}(T_i)/S^{ex}(T_r)$  не зависят от величин  $\varepsilon$ ,  $A_2$ ,  $U_2$ ,  $A_4$ ,  $U_4$  ( $T_r$  - некоторое фиксированное значение температуры). В этом случае

$$\chi^2(a_0, p, x_i, Y_i, \lambda_i^F, \lambda_i^G) = \sum_i \left[ \left( \frac{T_i^{ex} - T_i}{\Delta T_i^{ex}} \right)^2 + \left( \frac{x_i^{ex} - x_i}{\Delta x_i^{ex}} \right)^2 + \left( \frac{Y_i^{ex} - Y_i}{\Delta Y_i^{ex}} \right)^2 + 2 \left( \frac{x_i^{ex} - x_i}{\Delta x_i^{ex}} \right) \left( \frac{Y_i^{ex} - Y_i}{\Delta Y_i^{ex}} \right) + 2 \lambda_i^F F(a_0, p, T_i, x_i) + 2 \lambda_i^G G(a_0, p, T_i, Y_i) \right]. \quad (A.6)$$

Здесь  $\chi_i^{ex} = R_i^{ex}/R^{ex}(T_r)$ ,  $Y_i^{ex} = S_i^{ex}/S^{ex}(T_r)$ , а условия связи имеют вид:

$$F(a_0, p, T_i, x_i) \equiv x_i^{ex} - \frac{B_2(a_0, p, T_i)}{B_2(a_0, p, T_r)} = 0; \quad G(a_0, p, T_i, Y_i) \equiv Y_i^{ex} - \frac{B_4(a_0, p, T_i)}{B_4(a_0, p, T_r)} = 0.$$

Коротко остановимся на недостатках и преимуществах конкретных методов. Недостатком метода А является то, что значения параметров  $a_0$  и  $p$  могут иметь систематическую ошибку, которая обусловлена тем, что в большинстве случаев мы не знаем точно коэффициентов  $K_2$  и  $K_4$ . Более правильным было бы осуществлять подгонку и этих параметров, как это делается в Б и В. Еще одним недостатком этого метода является то, что не учитываются ошибки значений температур, в то время как эти ошибки сравнимы с  $\Delta W^{ex}$  и, более того, сильно увеличиваются с ростом температур. Этот недостаток присущ также и методу Б. Результаты вычислений в случае Г могут иметь систематическую ошибку, обусловленную неточным значением  $T_r$ . Выбирая  $T_r$  в области наибольшей чувствительности термометра, можно уменьшить вклад этой ошибки.

Сравнение результатов, полученных разными методами, проводится в табл.5.

## Литература.

1. Lovejoy C.A. and Shirley D.A., Nucl. Phys. 30(1962)452.
2. Uluer I. et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. 1(1975)476.
3. Do Kim Tiung et al., J. Radionucl. Chem. 30(1976)353.
4. Pavlov V.N. et al., Cryogenics, 18(1978)115.
5. Shunk F.A., in Constitution of Binary Alloys. Second supplement, McGraw Hill, New York, 1969, p. 383.
6. Тейлор К., Дарби М., Физика редкоземельных соединений. Перев. с англ. М., "МИР", 1974.
7. Kobayashi S., Sano N., Itoh J., J. Phys. Soc. Japan, 23(1967)474.
8. Bleaney B., in Magnetic Properties of Rare Earth Metals, ed. by Elliot R.J. Plenum Press New York, 1972, pp. 383-420.
9. Hamilton W.D., in Electromagnetic Interaction in Nuclear Physics, ed. by Hamilton W.D., North-Holland, Amsterdam, 1975.
10. Cameron J.A. et al., Low Temperature Physics, Part B, Plenum Press, New York, 1965, p. 1033.
11. Berglund P.M. et al., J. Low Temp. Phys. 6(1972)357.
12. Easley W.S., Barclay J.A., Shirley D.A., Phys. Rev. 170(1968)1083.
13. Ерзинкян А.Л. и др., ЖЭТФ, 72(1977)1902
14. Haroutunian R., Meyer M. and Coussemant R., Phys. Rev. C17(1973)292.
15. Авотина М.П. и Волотовин А.В., Моменты основных и возбужденных состояний ядер. ЛЯФ АН СССР, 1976.
16. Fox R.A. and Hamilton W.D. in Int. Conf. Hyperfine Inter., Uppsala, 1974, p. 176.

17. Громова И.И. и др., ОИЯИ, Р6 - II87I, 1978.
18. Steffen R.M. and Alder K., in Electromagnetic Interaction in Nuclear Physics, ed. by Hamilton W.D., North-Holland, Amsterdam, 1975.
19. Krane K.S., LA-4677, Los Alamos, 1971.
20. Krane K.S., Nucl. Instr. Meth. 98(1972)205.
21. Fujioka M., Nucl. Phys. A153(1970)337.
22. McMillan D.J., Hamilton J.H. and Pinajian J.J., Phys. Rev. C4(1971)542.
23. Gupta J.B., Kumar K. and Hamilton J.H., Phys. Rev. C16(1977)427.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 октября 1978 года.