

05,11

## Спонтанная и индуцированная внешним магнитным полем магнитострикция в многокомпонентных сплавах на основе $R\text{Co}_2$

© Г.А. Политова<sup>1,2</sup>, В.Б. Чжан<sup>1,2</sup>, И.С. Терёшина<sup>1-3</sup>, Г.С. Бурханов<sup>1,2</sup>, А.А. Манаков<sup>1</sup>,  
О.А. Алексеева<sup>4</sup>, А.В. Филимонов<sup>4</sup>, А.С. Илюшин<sup>3,5</sup>

<sup>1</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,  
Вроцлав, Польша

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> Комплексный научно-исследовательский институт им. Х.И. Ибрагимова РАН,  
Грозный, Россия

E-mail: gpolitova@gmail.com

(Поступила в Редакцию 26 мая 2015 г.)

Изучена спонтанная и индуцированная внешним магнитным полем магнитострикция в многокомпонентных сплавах  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$  и  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ , изотипных фазам Лавеса  $\text{C15}$ . Получены температурные зависимости параметров элементарной ячейки в интервале 110–280 К. Установлено, что ниже температур магнитного упорядочения этих сплавов (148.5 и 243 К соответственно) наблюдаются ромбоэдрические искажения кристаллической решетки. Исследованы температурные (4.2–280 К) и полевые (0–8 Т) зависимости продольной и поперечной магнитострикции. Обнаружены большие магнитоупругие эффекты.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-03-31342 мол-а и 13-03-00744-а.

### 1. Введение

Редкоземельные интерметаллические соединения, изотипные фазам Лавеса типа  $\text{C15}$ , при переходах в магнитоупорядоченное состояние претерпевают структурные фазовые переходы, сопровождающиеся искажениями их атомно-кристаллической структуры. Начало исследованиям структурных фазовых переходов в таких объектах было положено в 1977 г., когда одновременно в работах [1,2] были опубликованы сообщения о наличии низкосимметричных модификаций у интерметаллидов  $\text{TbCo}_2$ ,  $\text{TbFe}_2$  и  $\text{TmFe}_2$ . В обеих публикациях в качестве причины, вызвавшей искажения кубической структуры  $\text{C15}$ , была указана спонтанная магнитострикция, достигавшая в этих интерметаллидах „гигантских“ значений  $\sim 10^{-3}$ .

Работы [1,2] стимулировали интенсивные исследования структурных и магнитных фазовых переходов в широком классе редкоземельных интерметаллических соединений, а также в сплавах на их основе [3–11]. Наряду со стандартными методами рентгеноструктурного анализа и магнитометрии использование методов ядерного гамма-резонанса существенно расширило возможности экспериментаторов [12–15]. В результате проведенных исследований было установлено, что кубическая структура соединений может изменяться в зависимости от ориентации вектора спонтанного магнитного момента  $\mathbf{M}$  и становится тетрагональной ( $\mathbf{M} \parallel \langle 100 \rangle$ ), ромбической

( $\mathbf{M} \parallel \langle 110 \rangle$ ) и ромбоэдрической ( $\mathbf{M} \parallel \langle 100 \rangle$ ) [16,17]. Возникающие структурные изменения, однако, можно рассматривать как искажения элементарной ячейки, причем величина искажений составляет  $\sim 10^{-3} - 10^{-5}$ . Важно, что эти искажения приводят к трансформации рентгеновских дифракционных спектров поликристаллов, поэтому, исследуя характер трансформации спектров, можно выявить тип искажений элементарной ячейки, а также оценить их величину. Методика подобных рентгеновских дифракционных исследований подробно изложена в работе [8].

Среди фаз Лавеса  $RT_2$  ( $R$  — редкоземельный металл,  $T$  — Fe, Co) есть такие интерметаллиды, которые наряду с большой спонтанной магнитострикцией демонстрируют также гигантскую магнитострикцию, индуцированную внешним магнитным полем [18,19]. Такие соединения находят практическое применение в гидролокации, оптоэлектронике, гидравлике и автоматике в качестве ультразвуковых преобразователей, сенсоров, датчиков перемещения [20]. В настоящей работе исследована спонтанная и индуцированная внешним магнитным полем магнитострикция двух многокомпонентных сплавов:  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$  и  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ . Эти сплавы демонстрируют высокие значения магнитострикционных деформаций в области слабых магнитных полей, главным образом благодаря компенсации магнитной анизотропии в редкоземельной подрешетке [18,21–25].

## 2. Методика эксперимента

В настоящей работе для приготовления сплавов  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  и  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  были использованы редкоземельные металлы Tb, Dy и Ho, очищенные методом вакуумной дистилляции с низким содержанием металлических и газообразующих примесей. Синтез образцов проводился методом дуговой плавки. Для получения однородного по составу сплава исходные слитки переплавлялись по три раза с последующим гомогенизирующим отжигом в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре  $900^\circ C$  в течение 1 месяца. Контроль элементного состава образцов проводился на настольном рентгенофлуоресцентном энергодисперсионном анализаторе PEAN (ЗАО „Научные приборы“, Санкт-Петербург). Анализ осуществлялся на воздухе при напряжении источника питания рентгеновской трубки 20 kV с использованием фильтров Ti-10 и Cu-40. Фазовый анализ проводился на порошковых образцах методом рентгеновской дифрактометрии при комнатной температуре на рентгеновском дифрактометре SuperNova (Agilent) с использованием фильтрованного  $K_\alpha$ -излучения от молибденового анода. Рентгеновская температурная съемка проводилась в низкотемпературной приставке COBRA в интервале температур от 80 до 300 К. Для выявления фазовых переходов типа порядок–беспорядок в сплавах  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  был выбран температурный интервал 110–250 К. Обработка рентгеновских дифракционных спектров, полученных при разных температурах, проводилась методом полнопрофильного анализа Ритвельда в программной среде Fullprof. Варьировались значения параметров элементарных ячеек. Значения  $R$ -фактора для всех обработанных дифрактограмм лежали в диапазоне 3–5% [26].

На первом этапе обработка всех дифрактограмм проводилась в рамках кубической элементарной ячейки (пространственная группа  $Fd\bar{3}m$ ), относящейся к высокотемпературной парамагнитной фазе. Затем выполнялось построение температурной зависимости параметра элементарной ячейки. Излом на полученной кривой при некоторой температуре свидетельствовал о структурном фазовом переходе. Погрешность определения параметров ячейки составила от 0.003 до 0.006 Å. Кроме того, для определения типа дисторсионного фазового перехода была изучена температурная зависимость ширины дифракционных максимумов (222) и (422).

Термомагнитный анализ проводился с использованием вставки вибрационного магнитометра для сверхпроводящего соленоида „Oxford Instruments“ в температурном интервале 4.2–300 К.

Измерения магнитострикции на поликристаллических образцах осуществлялась с помощью дилатометра при температурах от 4.2 до 300 К и в полях до 8 Т. Принцип работы установки основан на измерении емкости конденсатора, изменение расстояния между обкладками которого определяется изменением размера образца.

Линейная магнитострикция образца рассчитывалась по формуле  $\lambda = (d/l)(\Delta C/C)$ , где  $l$  — длина образца,  $d$  — расстояние между пластинами конденсатора,  $\Delta C/C$  — изменение емкости конденсатора. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль направления измерения магнитострикции (продольная магнитострикция  $\lambda_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ему (поперечная магнитострикция  $\lambda_{\perp}$ ).

## 3. Результаты и обсуждение

Исследуемые сплавы  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  после отжига являются однофазными и имеют структурный тип C15 (см., например, рис. 1, на котором показана дифрактограмма  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ , полученная при  $T = 285$  К). Все дифрактограммы, полученные при температурах ниже температуры перехода, обрабатывались в рамках пространственной группы  $R\bar{3}m$ . Проведенный элементный анализ показал, что состав полученных образцов в пределах погрешности соответствует заявленному (см., например, рис. 2, на котором представлен спектр  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ ). Было

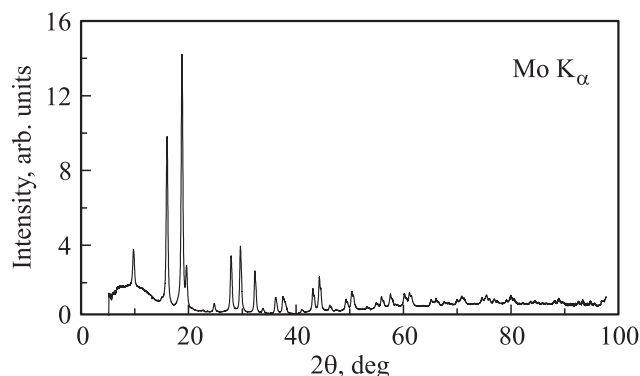


Рис. 1. Дифрактограмма сплава  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ , полученная при  $T = 285$  К.

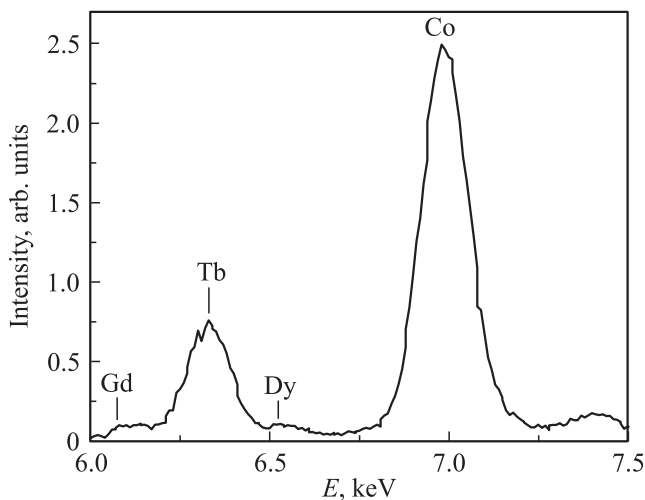


Рис. 2. Рентгеновский спектр сплава  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ .

Температуры Кюри ( $T_C$ ) и значения параметров элементарной ячейки исследованных интерметаллидов и  $TbCo_2$  [27]

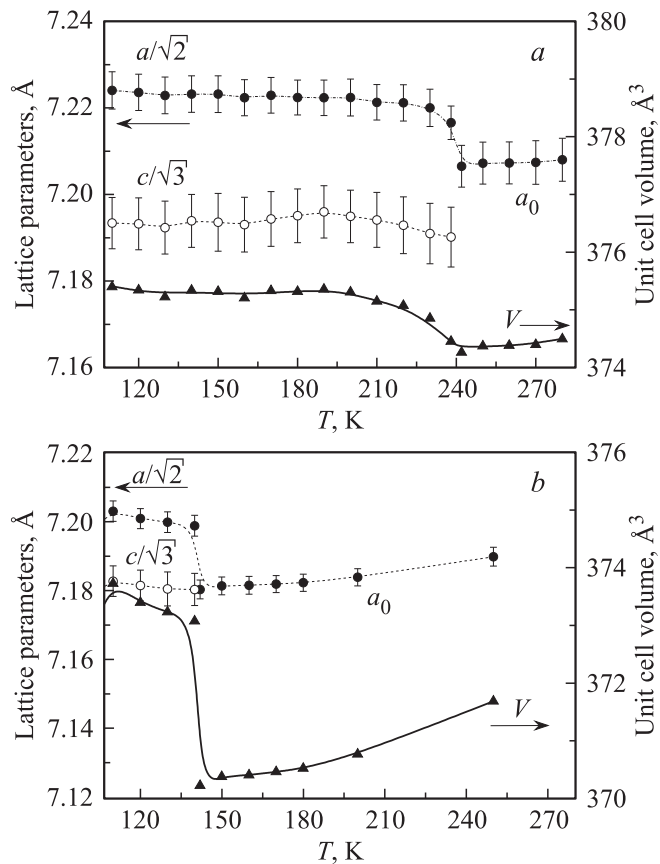
Сплав	$T_C^*$ , K	$T > T_C$			$T < T_C^*$	
		$a_0$ , Å	$a$ , Å	$c$ , Å	$a$ , Å	$c$ , Å
$TbCo_2$	240	7.209 (300 K)	5.09 (150 K)	12.514 (150 K)		
$Tb_{0.8}Gd_{0.1}Dy_{0.1}Co_2$	243	7.208 (285 K)	5.107 (150 K)	12.459 (150 K)		
$Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$	148.5	7.189 (250 K)	5.091 (130 K)	12.437 (130 K)		

Примечание. \* Температура Кюри определена методом термоманнитного анализа (см. ниже).

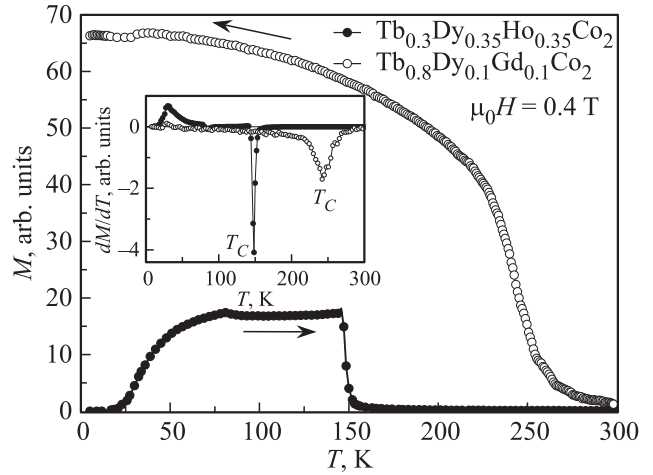
установлено, что с понижением температуры в обоих исследуемых сплавах ( $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$ ) происходит переход из кубической в ромбоэдрическую фазу.

На рис. 3, *a, b* приведены температурные зависимости параметров и объема элементарной ячейки ниже и выше температуры перехода. Для исследуемых соединений  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  температура перехода равна  $245 \pm 5$  и  $145 \pm 5$  K соответственно.

В таблице приведены значения параметров ячейки исследованных сплавов в высокотемпературной и низкотемпературной фазах (температуры указаны в скобках) в сравнении с параметрами ячейки соединения  $TbCo_2$  [27].



**Рис. 3.** Температурные зависимости параметров и объема ячейки сплавов  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  (*a*) и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  (*b*).  $a_0$  — для кубической решетки,  $a/\sqrt{2}$  и  $c/\sqrt{3}$  — для ромбоэдрической решетки.



**Рис. 4.** Термоманнитный анализ сплавов  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  и  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ . На вставке — температурная зависимость производной намагниченности по температуре  $dM/dT$  для этих сплавов.

Из таблицы видно, что полученные нами параметры хорошо коррелируют с известными литературными данными для соединений, близких по составу.

Оценить величину спонтанной объемной магнитострикции, возникающей при переходе из магнитоупорядоченного в магнитоупорядоченное состояние (в области температуры Кюри), можно с помощью следующей формулы [27]:

$$\omega_s = (V_m(T) - V_p(T))/V_p(T), \quad (1)$$

где  $V_m$  — объем элементарной ячейки при данной температуре,  $V_p$  — объем элементарной ячейки в парамагнитной области. Установлено, что в области перехода величина спонтанной магнитострикции сплава  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ , что больше по величине, чем в сплаве  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  ( $\omega_s \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ).

Для более точного определения температуры Кюри в исследованных соединениях был проведен термоманнитный анализ в интервале температур 4.2–300 K в постоянном магнитном поле 0.04 T. Предварительно образцы были охлаждены в отсутствие магнитного поля. На рис. 4 приведена кривая  $M(T)$  для образца  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$ , полученная при нагревании, в то время как температурная зависимость намагниченности

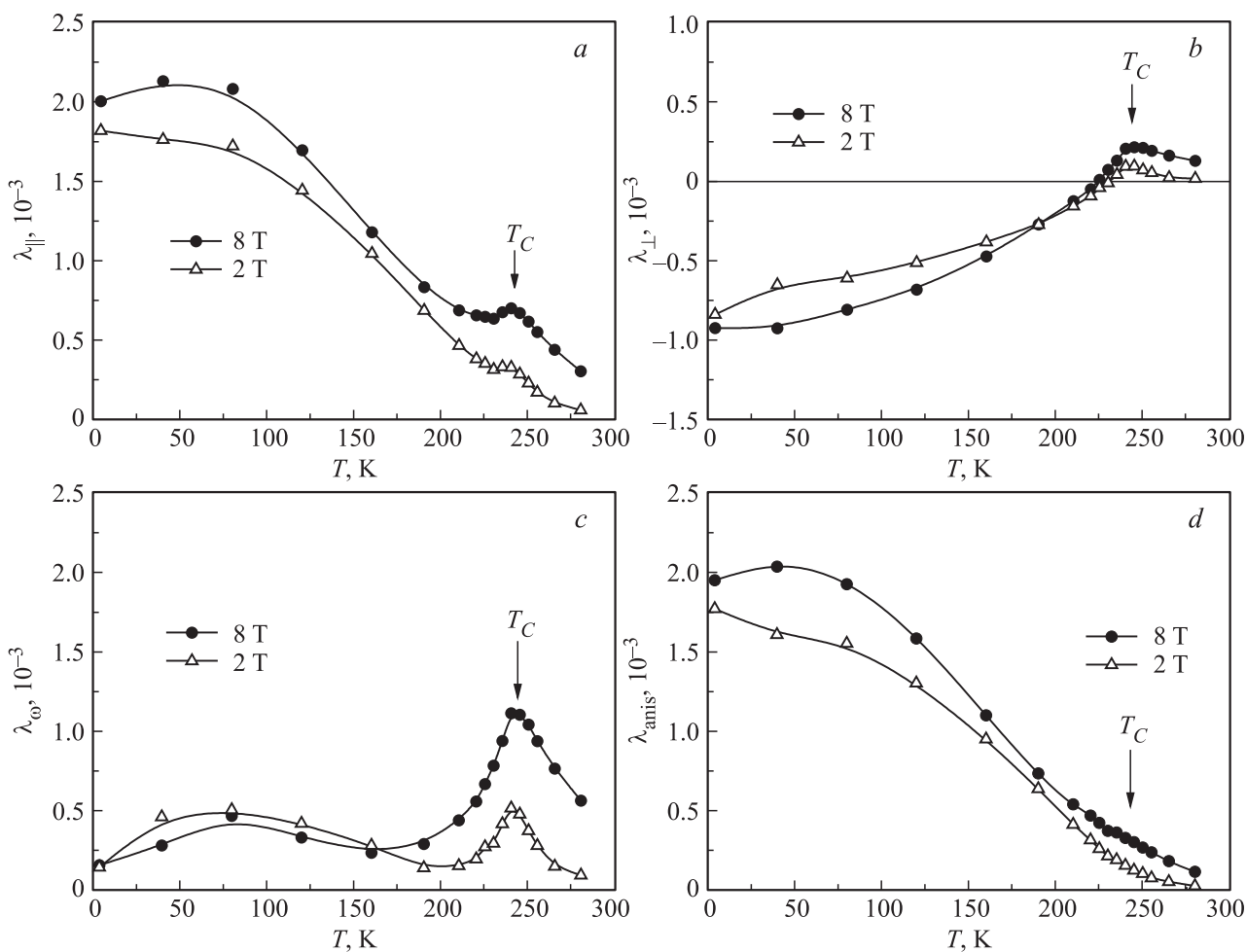
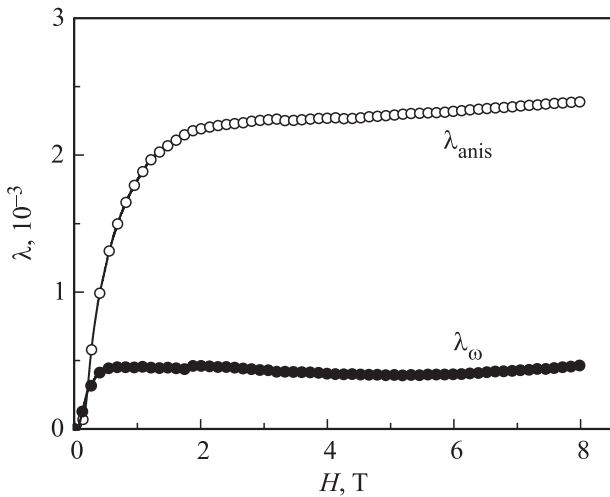


Рис. 5. Температурные зависимости магнитострикции сплава  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  при внешних магнитных полях 2 и 8 Т.

сплава  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  показана при охлаждении образца во внешнем магнитном поле. Значительная разница в характере поведения кривых намагниченности  $M(T)$ , известная в литературе как термомагнитная необратимость, объясняется сложным поведением доменных стенок [28] в соединениях типа  $RCO_2$ . В случае проведения измерений намагниченности при нагреве (после предварительного охлаждения образца в отсутствие магнитного поля) в области низких температур происходит закрепление доменных стенок. С увеличением температуры намагниченность возрастает практически от нуля и достигает максимального значения, которое сохраняется вплоть до температуры  $T_C$ , где наблюдается резкое падение намагниченности, связанное с переходом в парамагнитное состояние. В случае проведения измерений при охлаждении внешнее магнитное поле препятствует закреплению доменных стенок, что приводит к росту намагниченности с понижением температуры. Таким образом, данные многокомпонентные соединения также демонстрируют интересный необратимый эффект [29]. Кроме того, из рис. 4 видно, что переход из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние происходит

скачком в соединении  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  и плавно в соединении  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ , что указывает на разный тип перехода. Для определения значений температур Кюри (перехода типа порядок–беспорядок) использовался метод дифференцирования кривых  $M(T)$ . По пику производной  $dM/dT$  (см. вставку на рис. 4) определены значения температур Кюри 243 и 148.5 К для соединений  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  соответственно (см. таблицу). Также в области низких температур (50–80 К) на кривых температурных зависимостей  $M(T)$  и  $dM/dT(T)$  наблюдаются аномалии, свидетельствующие, по всей видимости, о спиновой переориентации в этих соединениях в указанной области температур, т.е. о дополнительных переходах типа порядок–порядок [29].

В работе также изучено изменение величины и знака магнитострикции образцов  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  и  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  в зависимости от температуры и приложенного внешнего магнитного поля. На рис. 5, *a, b* показаны температурные зависимости продольной и поперечной магнитострикции соединения  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ , измеренные в температурном интервале 4.2–300 К в



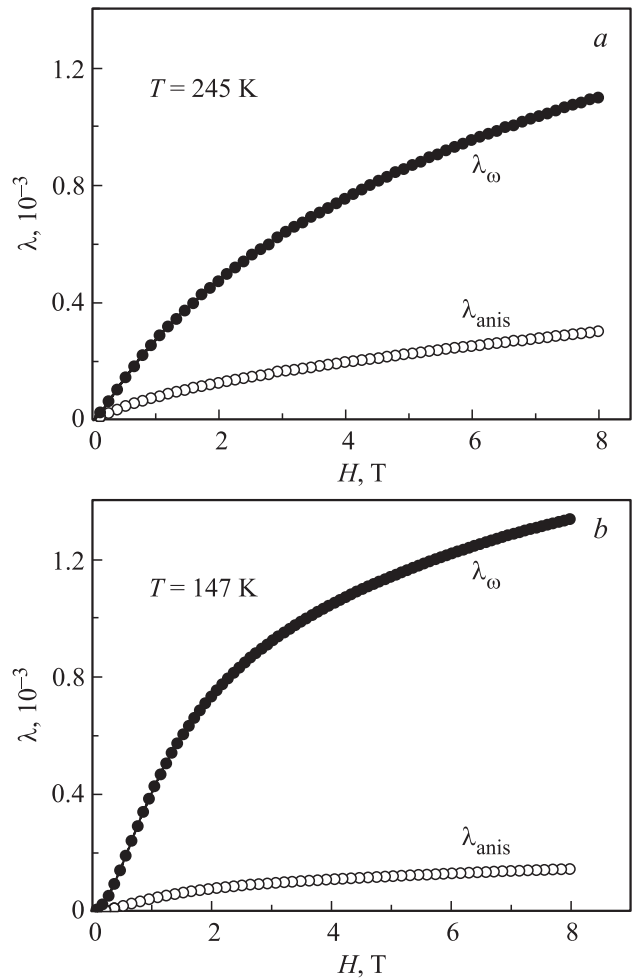
**Рис. 6.** Полевые зависимости объемной  $\lambda_\omega$  и анизотропной  $\lambda_{\text{anis}}$  магнитострикции сплава  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$  при температуре 50 К.

магнитных полях 2 и 8 Т. Все указанные зависимости демонстрируют максимумы при температуре Кюри. Температурные зависимости продольной и поперечной магнитострикции соединения  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$  имеют вид, типичный для поликристаллических образцов. В отсутствие текстуры продольная магнитострикция положительна как в области низких температур, так и в области температур, близких к  $T_C$ . Поперечная магнитострикция отрицательна в области низких температур и при  $T = 4.2$  К примерно составляет половину по абсолютной величине от значения продольной магнитострикции. При увеличении температуры  $\lambda_\perp$  меняет знак и в области температуры Кюри демонстрирует максимальное положительное значение.

Объемная и анизотропная магнитострикция исследуемых поликристаллических образцов определялась по следующим формулам:  $\lambda_\omega = \lambda_\parallel + 2\lambda_\perp$  и  $\lambda_{\text{anis}} = \frac{2}{3}(\lambda_\parallel - 2\lambda_\perp)$ . Температурные зависимости рассчитанных объемной и анизотропной магнитострикции представлены на рис. 5, *c, d* для соединения  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ . Из рис. 5, *c* видно, что объемная магнитострикция достигает максимального значения при  $T_C$  и составляет  $1.2 \cdot 10^{-3}$  в поле 8 Т. По сравнению с зависимостями  $\lambda_\omega(T)$ ,  $\lambda_\parallel(T)$ ,  $\lambda_\perp(T)$  температурная зависимость анизотропной магнитострикции  $\lambda_{\text{anis}}(T)$  не имеет ярко выраженного пика при  $T_C$ . При низких температурах ее значение составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  в поле 8 Т. Максимального значения  $\lambda_{\text{anis}}(T)$  достигает в интервале температур 50–80 К, что связано с явлением спиновой переориентации, происходящим в данной области (см. вставку на рис. 4). Гигантская анизотропная магнитострикция наблюдается в соединениях  $R\text{Co}_2$  при низких температурах не только вследствие локализации  $4f$ -магнитного момента редкоземельных атомов, но и, как показано в работе [30], благодаря наличию у ато-

мов кобальта локализованной части спиновой плотности  $3d$ -электронов. В связи с изложенным выше особый интерес представляет сравнение величин анизотропной и объемной магнитострикции в области низких температур, а также в области перехода из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние. Для исследуемого сплава  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$  были измерены полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции при различных температурах от 4.2 до 275 К в полях до 8 Т и рассчитаны значения  $\lambda_\omega(H)$  и  $\lambda_{\text{anis}}(H)$ . Из рис. 6 видно, что в широкой области магнитных полей от 2 до 8 Т при  $T = 50$  К анизотропная магнитострикция в 4 раза превышает значения объемной магнитострикции.

В области температур, близких к  $T_C$  (рис. 7, *a*), для сплава  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$  наблюдается гигантская объемная магнитострикция, причем соотношение объемной и анизотропной магнитострикции составляет 3:1. Подобное поведение температурных зависимостей магнитострикции наблюдается и у сплава  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$  (рис. 7, *b*). Следует напомнить, что температура Кюри для последнего почти на 100 К ниже, чем у сплава



**Рис. 7.** Полевые зависимости объемной  $\lambda_\omega$  и анизотропной  $\lambda_{\text{anis}}$  магнитострикции сплавов  $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$  (*a*) и  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$  (*b*) вблизи температуры Кюри.

Tb<sub>0.8</sub>Dy<sub>0.1</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>2</sub>, и, как следствие соотношение  $\lambda_{\omega}(H)$  и  $\lambda_{anis}(H)$  выше (10:1). Для обоих сплавов в исследуемом интервале полей (от 0 до 8 Т) зависимости  $\lambda_{\omega}(H)$  и  $\lambda_{anis}(H)$  не выходят на насыщение, что является характерным для их поведения в области температур, близких к  $T_C$ , где сильны флуктуационные процессы.

#### 4. Заключение

В работе проведено исследование магнитострикции двух многокомпонентных сплавов Tb<sub>0.3</sub>Dy<sub>0.35</sub>Ho<sub>0.35</sub>Co<sub>2</sub> и Tb<sub>0.8</sub>Dy<sub>0.1</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>2</sub> в широком интервале температур и магнитных полей. Детально изучено и проанализировано поведение спонтанной, продольной, поперечной, объемной и анизотропной магнитострикции. Показано, что данные соединения демонстрируют магнито-структурные фазовые переходы, в области которых обнаружена гигантская объемная магнитострикция. Наряду с переходами типа порядок–беспорядок в исследованных соединениях в области низких температур фиксируются переходы типа порядок–порядок, оказывающие влияние на величину анизотропной магнитострикции (в области перехода  $\lambda_{anis}$  демонстрирует максимальные значения).

#### Список литературы

- [1] А.С. Илюшин, Ю.В. Тебеньков. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **18**, 5, 139 (1977).
- [2] В. Barbara, J.P. Giraud, J. Laforest, R. Lemaire, E. Siaud, J. Schweizer. Physica B **86**, 155 (1977).
- [3] Л.А. Кириличева, А.С. Илюшин, А.П. Перов. ФММ **52**, 430 (1981); Изв. вузов. Физика **1**, 126 (1983).
- [4] А.С. Илюшин, Л.А. Кириличева, А.П. Перов, Ю.В. Тебеньков. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **24**, 6, 18 (1983).
- [5] А.С. Илюшин, И.А. Махмуд. Изв. вузов. Физика **7**, 52 (1984).
- [6] А.С. Илюшин, А.А. Николаев, О.В. Михнев. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **25**, 5, 133 (1984).
- [7] А.С. Илюшин, Ю.В. Тебеньков, А.П. Перов, А.Г.-М. Нальчиев. ФММ **56**, 6, 1127 (1983).
- [8] А.С. Илюшин. Основы структурной физики редкоземельных интерметаллических соединений. Изд-во МГУ, Москва. (2005). 174 с.
- [9] А.С. Илюшин, С.О. Кахадзе, И.А. Махмуд. Изв. вузов. Физика **7**, 85 (1987).
- [10] М.М. Abd El-Aal, A.S. Pyushin, V.I. Chechernikov. J. Magn. Mater. **69**, 325 (1987).
- [11] А.С. Илюшин, И.А. Никанорова, А.В. Цвященко, А.С. Виноградова, М.В. Фомичева, И.С. Спажакин. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **2**, 51 (2004).
- [12] А.С. Илюшин, Д.А. Кастро, В.С. Засимов. ФММ **61**, 3, 622 (1986).
- [13] А.С. Илюшин, Д.А. Кастро, И.А. Махмуд. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **27**, 2, 83 (1986); Изв. вузов. Физика **6**, 55 (1986).
- [14] А.С. Илюшин, В.С. Русаков, И.А. Никанорова, И.В. Авдеева, И.В. Корчажкин, Э.Я. Граудиньш. ФТТ **38**, 9, 2875 (1996).
- [15] В.С. Русаков, А.С. Илюшин, А.Б. Баранов. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия **3**, 47 (1999).
- [16] А.С. Маркосян. ФТТ **23**, 6, 1656 (1981).
- [17] E. Gratz. Solid State Commun. **48**, 825 (1983).
- [18] К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. Наука, М. (1987). 159 с.
- [19] A.E. Clark. Magnetostrictive RFe<sub>2</sub> intermetallic compounds. Handbook on the physics and chemistry of rare-earth. North-Holland, Amsterdam (1979). P. 231.
- [20] N.C. Koon, C.M. Williams, B.N. Das. J. Magn. Mater. **100**, 173 (1991).
- [21] И.С. Терёшина, С.А. Никитин, Г.А. Политова, А.А. Опаленко, Е.А. Терёшина, И.В. Телегина. ФТТ **51**, 1, 85 (2009).
- [22] Г.А. Политова, И.С. Терёшина, Г.С. Бурханов, О.Д. Чистяков, В.Б. Чжан, Т.П. Каминская, В.В. Попов, А. Залески, В.И. Нижанковский. ФТТ **53**, 10, 1925 (2011).
- [23] I.S. Tereshina, J. Cwik, E.A. Tereshina, G. Politova, G. Burkhanov, V. Chzhan, A.S. Pyushin, M. Miller, K. Nenkov, L. Schultz. IEEE Trans. Magn. **50**, 11, 2504 604 (2014).
- [24] Г.С. Бурханов, И.С. Терёшина, Г.А. Политова, О.Д. Чистяков, Г. Друлис, А. Залески. Докл. РАН **440**, 5, 611 (2011).
- [25] I. Tereshina, G. Politova, E. Tereshina, J. Cwik, S. Nikitin, O. Chistyakov, A. Karpenkov, D. Karpenkov, T. Palewski. J. Phys.: Conf. Ser. **303**, 012 024 (2011).
- [26] R.G. Burkovsky, A.V. Filimonov, A.I. Rudskoy, K. Hirota, M. Matsuura, S.B. Vakhrushev. Phys. Rev. B **85**, 9, 094 108 (2012).
- [27] Z.W. Ouyang, F.W. Wang, Q. Hang, W.F. Liu, G.Y. Liu, J.W. Lynn, J.K. Liang, G.H. Rao. J. Alloys Comp. **390**, 21 (2005).
- [28] J.L. Wang, C.C. Tang, G.H. Wu, Q.L. Liu, N. Tang, W.Q. Wang, W.H. Wang, F.M. Yang, J.K. Liang, F.R. de Boer, K.H.J. Buschow. Solid State Commun. **121**, 615 (2002).
- [29] J. Cwik. J. Alloys Comp. **580**, 341 (2013).
- [30] Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, В.В. Снегирев. Письма в ЖЭТФ **36**, 10, 367 (1982).