

05,11

Магнотриксционные аномалии редкоземельных фаз Лавеса с морфотропным фазовым переходом

© Г.А. Политова^{1,2}, М.А. Ганин¹, А.Б. Михайлова¹, А.В. Филимонов^{2,3}

¹ Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: gpolitova@gmail.com

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

В последние годы в процессе поиска соединений с высокими или, наоборот, почти нулевыми значениями магнотриксции особое внимание привлек ряд псевдобинарных фаз Лавеса RT_2 с морфотропными фазовыми переходами, то есть системы соединений, имеющие на фазовой диаграмме морфотропную фазовую границу. В данной работе исследованы магнитные и магнотриксционные свойства многокомпонентных систем соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$, в которых при замещении диспрозия гадолинием наблюдается морфотропный фазовый переход. Выявлена связь между температурным поведением, знаком и величиной магнотриксционных деформаций и типом искажения кубической решетки исследуемых фаз Лавеса. В области магнитных фазовых переходов исследован магнитокалорический эффект.

Ключевые слова: редкоземельные интерметаллиды, фазы Лавеса, магнотриксция, морфотропная фазовая граница, магнитокалорический эффект.

DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49334.28M

1. Введение

Редкоземельные фазы Лавеса RT_2 (R — редкоземельный элемент; T — $3d$ -переходный металл) уже более полувека вызывают большой интерес специалистов в области как физики конденсированных сред, так и функциональных материалов, благодаря разнообразию наблюдаемых в них физических явлений, таких как гигантская магнотриксция, магнитокалорический и магнитоэлектрический эффекты [1–10]. Наиболее известной является система $TbFe_2$ – $DyFe_2$, в которой при определенных условиях состава и температуры можно достичь компенсации магнитокристаллической анизотропии (МКА) и получить состав с гигантскими значениями магнотриксции ($\lambda_s \sim 2000$ ppm) в слабых магнитных полях в широкой области температур. В области комнатной температуры таким составом является $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$, известный как Терфенол-D [2,6]. Данный материал широко используется в высокочувствительных датчиках, источниках ультразвука и других механизмах [11–13]. Работы по поиску материалов с компенсированной МКА и высокой магнотриксцией ведутся отечественными учеными давно [14–16], а в настоящее время вызывают большой интерес и в мировом сообществе [17,18].

С начала открытия данного класса соединений считалось, что они имеют кубическую кристаллическую структуру типа $MgCu_2$ ($C15$, пространственная группа $Fd\bar{3}m$). Однако кубическая кристаллическая симметрия сохраняется в этих соединениях только в парамагнитном

состоянии, когда спонтанная намагниченность M_S и, следовательно, спонтанная деформация близка к нулю. При появлении спонтанной намагниченности в магнитоупорядоченном состоянии в кубическом ферромагнетике появляется и спонтанная деформация, которая понижает симметрию кристалла. При этом симметрия кристалла всегда зависит от направления M_S [19,20]. Например, если M_S направлен вдоль оси $\langle 001 \rangle$ кристалла, то создается тетрагональная симметрия с осью c кристалла, лежащей вдоль направления M_S . Аналогично, когда M_S направлен вдоль оси $\langle 111 \rangle$, возникает ромбоэдрическое искажение решетки. Следовательно, в дополнение к упорядочению магнитного момента, при магнитном фазовом переходе происходит и изменение структуры. Однако, хотя изменение структуры при магнитном упорядочении происходит во всех псевдокубических ферромагнитных системах, искажение часто слишком мало, чтобы его обнаружить.

Благодаря современным синхротронным рентгеновским исследованиям удалось доказать, что разные магнитоупорядоченные состояния действительно соответствуют различным симметриям кристалла [21]. Фазовая же граница между магнитными ромбоэдрической и тетрагональной фазами (спин-переориентационный фазовый переход) является одновременно и границей кристаллографических фаз, то есть является магнитной морфотропной фазовой границей (МФГ). Системы составов с магнитной МФГ аналогичны давно обнаруженным и нашедшим практическое применение

сегнетоэлектрикам с МФГ [22–24]. Магнитная МФГ формируется в зависимости от температуры на фазовой диаграмме. С помощью синхротронного рентгеновского излучения, в последние годы были обнаружены ферромагнитные системы с МФГ: $TbFe_2-DyFe_2$ и $TbCo_2-DyCo_2$ [25,26], $TbCo_2-GdCo_2$ [27], $TbFe_2-GdFe_2$ [28], $TbCo_2-NdCo_2$ [29] и $DyCo_2-DyFe_2$ [30]. В отличие от сегнетоэлектрической МФГ, при которой всегда наблюдается усиление эффекта, ферромагнитные МФГ могут как усилить, так и ослабить магнитострикцию в зависимости от типа магнитного упорядочения исходных соединений на фазовой диаграмме. Усиление магнитострикционного эффекта было обнаружено в системах $TbFe_2-DyFe_2$ и $TbCo_2-DyCo_2$, тогда как МФГ в $TbCo_2-GdCo_2$ ослабляет магнитострикцию. Согласно [27] такие МФГ можно классифицировать как МФГ первого и второго типа, соответственно. Таким образом, определенный подбор исходных составов (с необходимым типом кристаллической и магнитной структуры) системы с МФГ, может позволить „настроить“ магнитострикционные свойства материала для различных инженерных приложений.

Целью данной работы было исследование влияния частичного замещения в редкоземельной подрешетке (диспрозия на гадолиний) и подрешетке $3d$ металла (кобальта на алюминий) на магнитные и магнитострикционные свойства соединения $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$, выявление МФГ в данной системе. Соединение $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$ было взято в качестве исходного, поскольку является тройной точкой на фазовой диаграмме $TbCo_2-DyCo_2$ [25].

2. Синтез соединений и методики эксперимента

Синтез соединений проводился в дуговой электропечи фирмы Leubold-Heraeus прямым сплавлением в атмосфере аргона при избыточном давлении в камере равном 1.1 atm. В качестве исходных компонентов использовались металлы с пониженным содержанием металлических и газообразующих примесей (чистота 99.978 mass.%). В результате были получены поликристаллы массами по 20 g исходного состава $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$, сплавов с частичным замещением диспрозия на гадолиний $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ ($x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и 0.5), а также этой же серии образцов, но с частичным замещением (5%) кобальта на алюминий $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$. Трехкратная переплавка и последующий отжиг при температуре 850–900°C позволили получить однородные и практически однофазные образцы.

Съемка дифракционных спектров проводилась в $CuK\alpha$ -излучении при комнатной температуре на порошковых образцах при помощи рентгеновского дифрактометра „Ultima IV“ (Rigaku, Япония). Рентгеноструктурный и фазовый анализ полученных образцов был выполнен с использованием программного комплекса PDXL, интегрированном с международной базой данных

ICDD, а также в программном комплексе MAUD по методу Ритвельда.

Намагниченность образцов измерялась с помощью индукционного магнетометра (вставка к установке MagEq MMS 901, ООО „ПМТик“, г. Троицк (Москва)). Данная установка позволяет получать петли гистерезиса в магнитных полях до 1.8 Т в температурном интервале от 80 до 350 К как в автоматическом, так и в ручном режимах. Используя уравнения Максвелла и полученные изомеры намагниченности, были рассчитаны температурные зависимости изменения магнитной части энтропии. Магнитокалорический эффект измерялся также прямым методом (адиабатическое изменение температуры) с использованием установки MagEq MMS 901 (ООО „ПМТик“, г. Троицк (Москва)). Магнитострикция изучалась тензометрическим методом в том же диапазоне температур 80–350 К в магнитных полях до 1.2 Т. Измерения деформации проводились вдоль направления магнитного поля (продольная магнитострикция, $\lambda_{||}$) и перпендикулярно ему (поперечная магнитострикция, λ_{\perp}).

3. Результаты и обсуждение

В результате проведенных рентгеноструктурных и фазовых исследований при комнатной температуре установлено, что все соединения, как исходное, так и замещенные, имеют кубическую структуру фазы Лавеса ($MgCu_2$) $C15$ (пр.гр.: $Fd-3m$). Дифракционные спектры составов с алюминием представлены на рис. 1, а. Расщеплений пиков, свидетельствующих о искажении кубической структуры выявить не удалось как в области комнатной температуры, так и при низкотемпературных исследованиях, проводимых нами ранее [31,32]. Все исследуемые составы оказались практически однофазными, количество второй фазы типа RCO_3 для разных стехиометрических композиций не превышает 3–5%, а в некоторых случаях данная фаза практически полностью отсутствует. Методом Ритвельда определены параметры элементарной ячейки основной фазы RCO_2 исследованных сплавов (таблица).

Как видно из таблицы и из рис. 1, б, с увеличением содержания гадолиния в системах $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$ наблюдается практически линейный рост параметра и объема элементарной ячейки. Объем элементарной ячейки при замещении 10% диспрозия на гадолиний увеличивается в среднем на 0.3%, в то время как при замещении 5% кобальта на алюминий — в среднем на 0.7%.

На рис. 2, а показана температурная зависимость намагниченности $M(T)$ соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ в магнитном поле 0.01 Т. Аналогичный вид кривых и в системе с алюминием. На вставке к рис. 2, а приведена петля гистерезиса для исходного состава, измеренная при температуре 100 К. Видно, что в поле 1.8 Т намагниченность почти выходит на насыщение, величина коэрцитивной силы составляет 50 Ое. В замещенных составах, а также с ростом температуры, коэрцитивная

Основные структурные и магнитные характеристики соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$ ($x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и 0.5).

Соединение	$a, \text{Å}$	T_C, K	T_{SR}, K^*	$\lambda_a^{\max}, \text{ppm}^*$	$\lambda_\omega^{\max}, \text{ppm}^*$	$-\Delta S_M^{\max}, \text{J/kg K}^{**}$	$\Delta T_{ad}^{\max}, \text{K}^{**}$
$Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$	7.191	161	—	—	720	3.4	4.1
$Tb_{0.2}Dy_{0.7}Gd_{0.1}Co_2$	7.201	190	150	180	430	2.9	1.85
$Tb_{0.2}Dy_{0.6}Gd_{0.2}Co_2$	7.206	218	157	125	260	1.9	1.35
$Tb_{0.2}Dy_{0.5}Gd_{0.3}Co_2$	7.212	245	155	170	240	1.5	1.2
$Tb_{0.2}Dy_{0.4}Gd_{0.4}Co_2$	7.216	276	139	80	250	1.6	1.2
$Tb_{0.2}Dy_{0.3}Gd_{0.5}Co_2$	7.219	296	110	50	240	1.4	1.2
$Tb_{0.2}Dy_{0.7}Gd_{0.1}Co_{1.9}Al_{0.1}$	7.215	220	156	310	315	1.9	1.4
$Tb_{0.2}Dy_{0.6}Gd_{0.2}Co_{1.9}Al_{0.1}$	7.222	242	154	240	195	1.6	1.15
$Tb_{0.2}Dy_{0.5}Gd_{0.3}Co_{1.9}Al_{0.1}$	7.230	272	153	265	195	1.2	1.0
$Tb_{0.2}Dy_{0.4}Gd_{0.4}Co_{1.9}Al_{0.1}$	7.235	286	139	285	160	1.2	1.0
$Tb_{0.2}Dy_{0.3}Gd_{0.5}Co_{1.9}Al_{0.1}$	7.241	317	111	306	175	1.1	1.0

Примечание. * в магнитном поле 1.2Т; ** в магнитном поле 1.8Т.

сила уменьшается до 5 Ое, что отлично характеризует данные материалы как магнитомягкие.

По пику на температурной зависимости dM/dT определена температура Кюри (T_C) для всех соединений. Для уточнения полученных значений температур был

применен метод Белова–Аррота, позволяющий определить температуру Кюри по изотермам намагниченности, измеренным в области перехода. Полученные значения приведены в таблице. Как в системе с алюминием, так и без него, замещение диспрозия на гадолиний приводит к линейному росту температуры Кюри. Скорости роста составляют 24 и 27 К/10%. Частичное же замещение кобальта на алюминий (5%) приводит к увеличению температуры Кюри в среднем на 22 К.

При анализе магнитных фазовых диаграмм систем $TbCo_2-DyCo_2$ [25] и $TbCo_2-GdCo_2$ [27], можно предположить наличие МФГ в системе $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2-Tb_{0.2}Gd_{0.8}Co_2$. Однако, в слабых магнитных полях особенностей на температурной зависимости намагниченности, связанных со спин-переориентационными фазовыми переходами выявлено не было. С ростом же напряженности внешнего магнитного поля данные особенности начинают проявляться, что хорошо видно на рис. 2, b. Однако определение точной температуры спиновой переориентации из полученных данных затруднительно.

Известно [9,33], что фазы Лавеса RCo_2 , наряду с высокими магнитострикционными свойствами, в области температуры Кюри демонстрируют значительный по величине магнитокалорический эффект. Из изотерм намагниченности, косвенным метом, используя уравнения Максвелла [33], была определена величина МКЭ исследованных соединений (см. таблицу). Температурная зависимость изменения магнитной части энтропии ($-\Delta S_M$) для системы $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ при изменении величины магнитного поля 1.8Т показана на рис. 3, a. Видно, что в области температуры Кюри наблюдается максимум $-\Delta S_M$. Определенные значения $-\Delta S_M$ хорошо коррелируют с полученными нами ранее [31] значениями адиабатического изменения температуры образцов, представленными в таблице. В интервале температур 100–200 К на зависимостях $\Delta S_M(T)$ также наблюдаются аномалии, связанные с изменением магнитной структуры соединений.

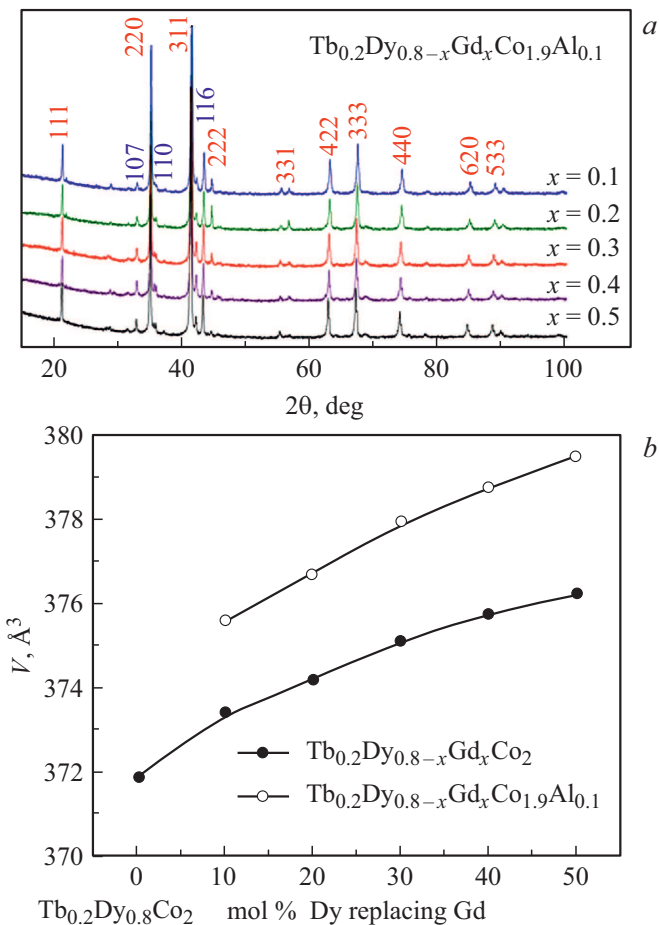


Рис. 1. Дифракционные спектры (a) и (b) концентрационная зависимость объема элементарной ячейки соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$.

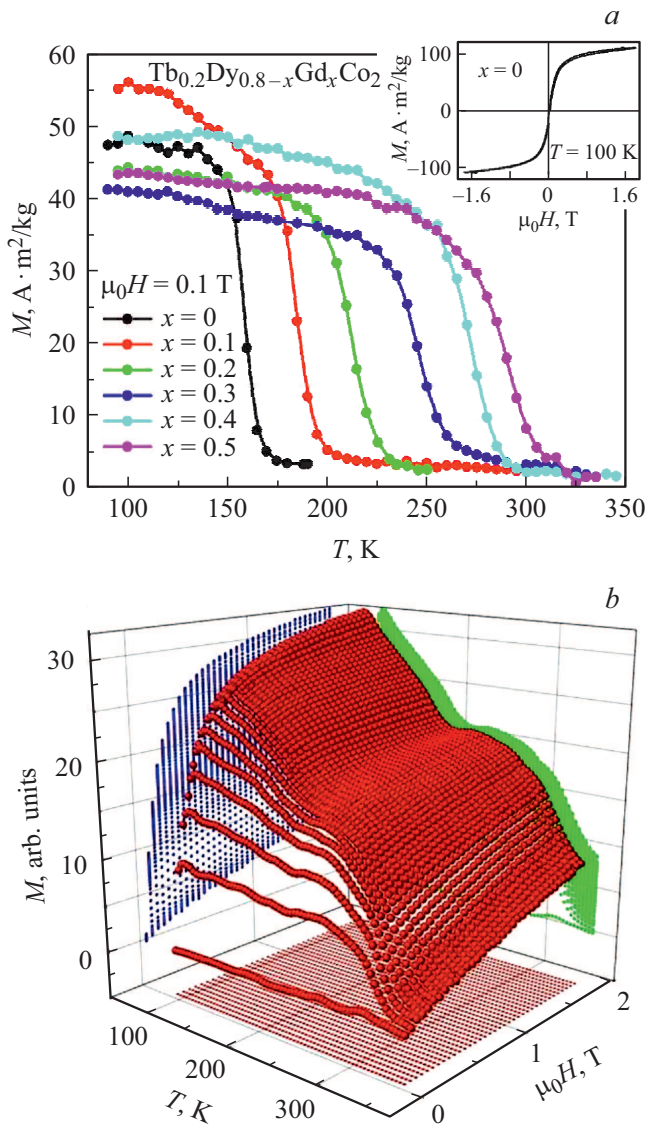


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ (a) и 3D зависимость намагниченности от температуры и величины магнитного поля для $Tb_{0.2}Dy_{0.3}Gd_{0.5}Co_{1.9}Al_{0.1}$ (b). Вставка к рис. 2, a: Петля гистерезиса для $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$ при $T = 100$ K.

Для этих же образцов были проведены исследования магнитоэлектрических свойств. Измерения проводились на поликристаллических образцах. Из полученных значений продольной и поперечной магнитоэлектрики были рассчитаны объемная λ_ω и анизотропная λ_a магнитоэлектрики по следующим выражениям: $\lambda_\omega = \lambda_{||} + 2\lambda_{\perp}$, $\lambda_a = \lambda_{||} - \lambda_{\perp}$. Максимальные значения объемной и анизотропной магнитоэлектрики представлены в таблице. Известно [3], что в области температуры Кюри объемная магнитоэлектрика и МКЭ должны быть пропорциональны квадрату намагниченности и, следовательно, между ними должна наблюдаться прямая зависимость [37]. Как видно из рис. 3, b, объемная магнитоэлектрика, так же как и величина МКЭ соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$

уменьшается с увеличением содержания гадолиния, а при $x = 0.3-0.5$ имеет постоянную величину.

Для исходного соединения $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$ при температуре жидкого азота продольная магнитоэлектрика отрицательна, а поперечная магнитоэлектрика положительна. Это означает, что кубическая решетка сжимается, аналогично поведению $SmFe_2$ [39]. С ростом температуры абсолютные значения магнитоэлектрики монотонно уменьшаются. Вблизи температуры Кюри продольная и поперечная магнитоэлектрики имеют положительный знак. Максимальное значение магнитоэлектрики соответствует температуре Кюри и не зависит от величины приложенного магнитного поля [36].

Для всех исследованных замещенных соединений ниже температуры Кюри температурные зависимости продольной и поперечной магнитоэлектрики немонотонны и имеют экстремумы. На рис. 4, a в качестве примера приведены температурные зависимости продольной магнитоэлектрики соединения

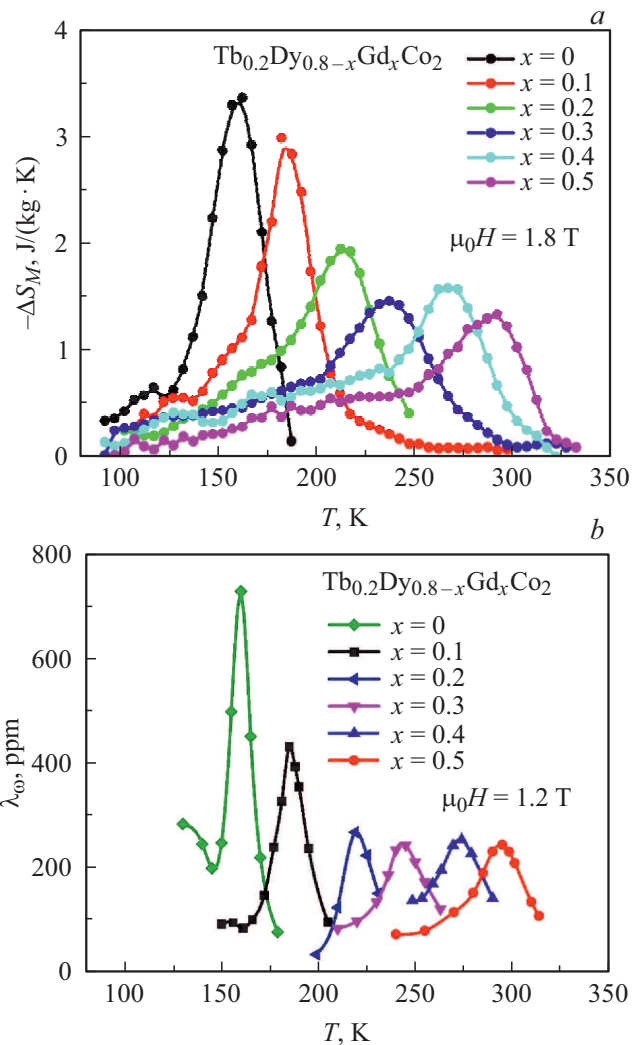


Рис. 3. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии (a) и объемной магнитоэлектрики (b) соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$.

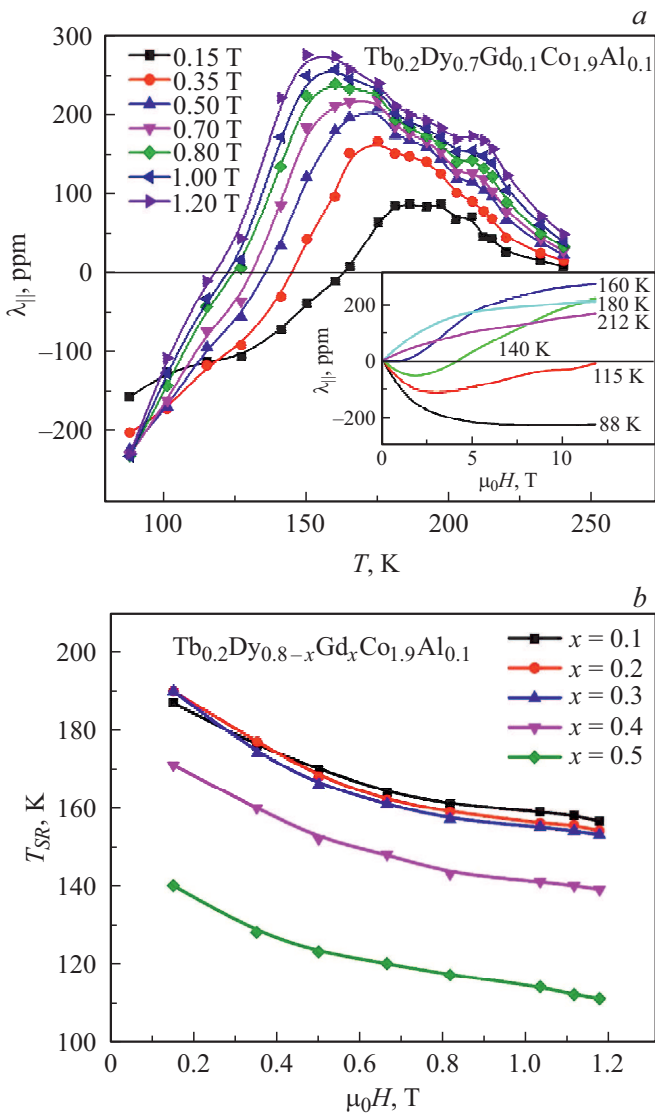


Рис. 4. (а) Температурные зависимости продольной магнитострикции соединения $Tb_{0.2}Dy_{0.7}Gd_{0.1}Co_{1.9}Al_{0.1}$; (б) зависимости температуры спин-переориентационного перехода от величины магнитного поля. На вставку к рис. 4, а: полевые зависимости продольной магнитострикции.

$Tb_{0.2}Dy_{0.7}Gd_{0.1}Co_{1.9}Al_{0.1}$. При максимальном приложенном внешнем магнитном поле (1.2 Т) хорошо видны два максимума в области магнитных фазовых переходов. При малых полях для данного состава максимумы сливаются в один, что связано с близкими значениями температур переходов. Правый максимум соответствует температуре Кюри, то есть переходу из магнитоупорядоченного в магнитоупорядоченное состояние. Как видно, температура этого перехода, также как у исходного состава $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$, не зависит от величины приложенного поля. Ниже температуры Кюри наблюдается увеличение магнитострикции, что свидетельствует о другом типе искажения кубической решетки, чем в соединении $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2$. В этом случае кубическая решетка растягивается, что аналогично растяжению

вдоль направления „111“ кубической решетки соединения $TbFe_2$ в магнитоупорядоченном состоянии. Левый максимум на рисунке (при более низких температурах) соответствует температуре спин-переориентационного фазового перехода из ромбоэдрической фазы в тетрагональную, или, как было отмечено выше МФГ. Температура данного перехода сильно зависит от величины приложенного магнитного поля. Так, при изменении магнитного поля от 0.15 до 1.2 Т температура перехода уменьшается на 30 К. Данная зависимость носит немонотонный характер, присуща всем составам системы и представлена на рис. 4, б.

Наряду с магнитострикцией насыщения, наиболее важной характеристикой магнитострикционных матери-

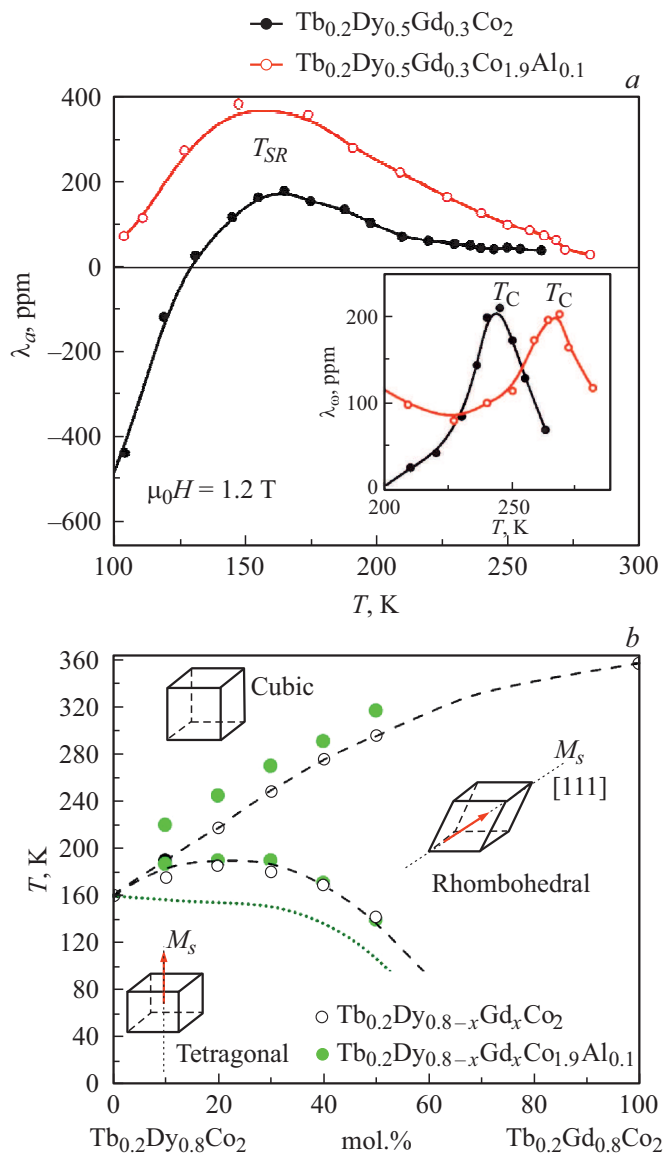


Рис. 5. (а) Температурные зависимости анизотропной и объемной (вставка) магнитострикции соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.5}Gd_{0.3}Co_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.5}Gd_{0.3}Co_{1.9}Al_{0.1}$; (б) Магнито-структурная фазовая диаграмма систем $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$.

алов при их практическом применении является магнито-стрикционная восприимчивость $d\lambda/dH$, поскольку она отражает способность генерировать большую магнито-стрикцию небольшим магнитным полем. На вставке к рис. 4, *a* показаны полевые зависимости магнито-стрикции этого соединения при различных температурах. Видно, что в области МФГ магнито-стрикция достигает наибольших значений и уже в магнитном поле 1.2 Т стремится к насыщению. Однако, поскольку температура МФГ сильно зависит от величины магнитного поля, возможно получение изотерм магнито-стрикции либо с высокими значениями магнито-стрикции в высоких полях, но „провалом“ при низких, то есть низкой $d\lambda/dH$ (изотерма при 160 К), либо высокой $d\lambda/dH$, но меньшими значениями магнито-стрикции насыщения (изотерма при 180 К). Стоит отметить и наблюдаемое изменение знака продольной магнито-стрикции с увеличением напряженности магнитного поля. Материалы с подобным эффектом могут найти практическое применение [30].

При анализе температурных зависимостей магнито-стрикции соединений $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$ установлено, что при частичном замещении кобальта алюминием (5%) температура Кюри исследованных соединений увеличивается в среднем на 20 К, в то время как температура спиновой переориентации практически не меняется (рис. 5, *a*).

В результате проведенных исследований магнитных и магнито-стрикционных свойств систем $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$ нами была построена магнито-структурная фазовая диаграмма (рис. 5, *b*). Исследованные нами соединения по виду данной диаграммы можно отнести к системе соединений с МФГ первого типа, которые являются перспективными для использования в устройствах, требующих высоких значений магнито-стрикции. Положение МФГ сильно зависит от напряженности внешнего магнитного поля, под действием которого смещается в область низких температур.

4. Заключение

Таким образом, в системе $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_2-Tb_{0.2}Gd_{0.8}Co_2$ и системе с частичным (5%) замещением кобальта на алюминий $Tb_{0.2}Dy_{0.8}Co_{1.9}Al_{0.1}-Tb_{0.2}Gd_{0.8}Co_{1.9}Al_{0.1}$ была обнаружена магнитная морфотропная фазовая граница, в области которой происходит усиление магнито-стрикционных свойств. Кроме того, в ряде соединений наблюдается смена знака продольной магнито-стрикции в зависимости от температуры и напряженности внешнего магнитного поля. Установлено, что при частичном замещении кобальта алюминием (5%) температура Кюри исследованных соединений увеличивается в среднем на 20 К, в то время как температура спиновой переориентации практически не меняется. Температура Кюри не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, в то время как МФГ сдвигается в область низких

температур. В области температуры Кюри в системах $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$ и $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_{1.9}Al_{0.1}$ величина магнитокалорического эффекта пропорциональна объемной магнито-стрикции. При замещении диспрозия гадолинием МКЭ сначала уменьшается, а, начиная с $x = 0.3$, имеет постоянное значение.

Благодарности

Авторы благодарят профессора, д.ф.-м.н. С.А. Никитина и к.ф.-м.н. Н.Ю. Панкратова (Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет) за предоставление возможности проведения магнито-стрикционных исследований.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-03-00798-а.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.H.J. Buschow. Rep. Prog. Phys. **40**, 1179 (1977).
- [2] A.E. Clark. Ferromagnetic Materials. North-Holland, Amsterdam, (1980).
- [3] К.П. Белов Магнито-стрикционные явления и их технические приложения. Наука, М., (1987).
- [4] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М., (1989).
- [5] A.V. Andreev. Thermal expansion anomalies and spontaneous magnetostriction in rare-earth intermetallics with cobalt and iron. In: Handbook of Magnetic Materials / Ed. K.H.J. Buschow (1995). Т. 8. С. 2.
- [6] U. Atzmony, M.P. Dariel, G. Dublon. Phys. Rev. B **15**, 3565 (1977).
- [7] M.D. Kuz'min, A.M. Tishin. In: Handbook of Magnetic Materials Elsevier, Amsterdam, (2007), Т. 17, P. 149.
- [8] A. del Moral. Handbook of Magnetostriction and Magnetostrictive Materials Zaragoza, Spain (2008).
- [9] N. Duc, D.K. Anh, P. Brommer. Phys. B: Condens. Matter **319**, 1–4, 1 (2002).
- [10] V.B. Chzhan, I.S. Tereshina, A.Yu. Karpenkov, E.A. Tereshina-Chitrova. Acta Mater. **154**, 303 (2018).
- [11] N.J. Wang, Y. Liu, H.W. Zhang, X. Chen, Y.X. Li. China Foundry **13**, 2, 75 (2016).
- [12] A.G. Olabi, A. Grunwald. Mater. Des. **29**, 469 (2008).
- [13] G. Lanza, G. Breglio, M. Giordano, A. Gaddi, S. Buontempo, A. Cusano. Sens. Actuators A **172**, 420 (2011).
- [14] И.С. Терешина, А.П. Туляков, С.А. Никитин, Г.А. Политова, К.П. Скоков. ФТТ **49**, 2, 304 (2007).
- [15] И.С. Терёшина, С.А. Никитин, Г.А. Политова, А.А. Опаленко, Е.А. Терёшина, И.В. Телегина. ФТТ **51**, 1, 85 (2009).
- [16] Г.А. Политова, И.С. Терешина, С.А. Никитин, Т.Г. Соченкова, В.Н. Вербецкий, А.А. Саламова, М.В. Макарова. ФТТ **47**, 10, 1834 (2005).

- [17] W.J. Ren, Z.D. Zhang. *Chin. Phys. B.* **22**, 7, 077507 (2013).
- [18] G.B. Zhang, W.G. Zheng, Y. Cui, Y.G. Shi, D.N. Shi. *J. Superconductivity Novel Magn.* **31**, 2217 (2018).
- [19] E.R. Callen, H.B. Callen. *Phys. Rev.* **129**, 578 (1963).
- [20] S. Yang, H. Bao, Ch. Zhou, Yu. Wang, X. Ren, X. Song, M. Yoshitaka, K. Yoshio, T. Masahiko, K. Keisuke. *Chin. Phys. B* **22**, 4 (2013).
- [21] D.C. Jiles. *Acta Mater.* **51**, 5907 (2003).
- [22] M. Ahart, M. Somayazulu, R.E. Cohen, P. Ganesh, P. Dera, H.K. Mao, R.J. Hemley, Y. Ren, P. Liermann, Z. Wu. *Nature (London)* **451**, 545 (2008).
- [23] W.F. Liu, X.B. Ren. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 257602 (2009).
- [24] R.G. Burkovsky, Yu. Bronwald, D. Andronikova, B. Wehinger, M. Krisch, J. Jacobs, D. Gambetti, K. Roleder, A. Majchrowski, A.V. Filimonov, A.I. Rudskoy, S.B. Vakhru-shev, A.K. Tagantsev. *Sci. Rep.* **7**, 41512 (2017).
- [25] S. Yang, H.X. Bao, C. Zhou, Y. Wang, X.B. Ren, Y. Matsushita, Y. Katsuya, M. Tanaka, K. Kobayashi, X.P. Song, J.R. Gao. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 197201 (2010).
- [26] R. Bergstrom, Jr., M. Wuttig, J. Cullen, P. Zavalij, R. Briber, C. Dennis, V.O. Garlea, M. Laver. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 017203 (2013).
- [27] C. Zhou, S. Ren, H. Bao, S. Yang, Y.G. Yao, Y.C. Ji, X.B. Ren, Y. Matsushita, Y. Katsuya, M. Tanaka, K. Kobayashi. *Phys. Rev. B* **89**, 100101(R) (2014).
- [28] A. Murtaza, S. Yang, M. Mi, C. Zhou, J.Q. Wang, R. Zhang, X.Q. Liao, Y. Wang, X.B. Ren, X.P. Song, Y. Ren. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 132403 (2015).
- [29] A. Murtaza, S. Yang, C. Zhou, T.Y. Chang, K.Y. Chen, F.H. Tian, X.P. Song, M.R. Suchomel, Y. Ren. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 052904 (2016).
- [30] T.Y. Ma, X.L. Liu, J. Gou, Y. Wang, C. Wu, C. Zhou, Y. Wang, S. Yang, X.B. Ren. *Phys. Rev. Mater.* **3**, 034411 (2019).
- [31] G. Politova, T. Kaminskaya, A. Mikhailova, M. Ganin, O. Alekseeva, P. Vanina, B. Nacke, A. Filimonov, A. Rudskoy, G. Burkhanov. *Key Eng. Mater.* **806**, 136 (2019).
- [32] G.A. Politova, N.Yu. Pankratov, P.Yu. Vanina, A.V. Filimonov, A.I. Rudskoy, G.S. Burkhanov, A.S. Ilyushin, I.S. Tereshina. *J. Magn. Magn. Mater.* **470**, 50-54 (2019).
- [33] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. *The Magnetocaloric Effect and its Applications.* Institute of Physics. N.Y. (2003).
- [34] I.S. Tereshina, J. Cwik, E.A. Tereshina, G. Politova, G. Burkhanov, V. Chzhan, A.S. Ilyushin, M. Miller, A. Zaleski, K. Nenkov, L. Schultz. *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504604 (2014).
- [35] Г.А. Политова, А.Ю. Карпенков, Т.П. Каминская, М.А. Ганин, Рави Кумар, А.В. Филимонов. *Научн.-техн. ведомости Санкт-Петербургского гос политехн. ун-та. Физ.-мат. науки*, **12**, 1, 28 (2019).
- [36] G. Politova, M. Ganin, T. Kaminskaya, A. Mikhailova, B. Nacke, A. Filimonov, G. Burkhanov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **389**, 012097 (2019).

Редактор Д.В. Жуманов