

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ
И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

УДК 538.91:538.955

СТРУКТУРА И ОСНОВНЫЕ МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВОВ $(R_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$
(R – ТЯЖЕЛЫЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ МЕТАЛЛЫ)© 2023 г. З. С. Умхаева^{1,*}, И. С. Терёшина², Н. Ю. Панкратов², И. М. Алиев¹, М. Р. Хоменко²,
А. Ю. Карпенков³¹Комплексный научно-исследовательский институт им. Х.И. Ибрагимова РАН, Грозный, Россия²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия³Тверской государственный университет, Тверь, Россия

*E-mail: zargan.umhaeva@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.01.2023 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 18.01.2023 г.

Представлены результаты синтеза и исследования структуры, магнитных и магнитострикционных свойств новых многокомпонентных сплавов на основе тяжелых редкоземельных металлов $(R_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, где $R = Tb, Gd, Dy$ и Er , $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$. Установлено, что сплавы указанных систем (за исключением системы с Tb) однофазны и обладают кубической структурой фазы Лавеса $C15$. Показано, что параметр решетки для всех систем изменяется линейно с ростом x . Определены основные магнитные характеристики сплавов. Обнаружены практически важные явления: магнитная компенсация намагниченности подрешеток, спиновая переориентация и инверсия знака констант магнитострикции.

DOI: 10.31857/S0023476123700169, EDN: XCSYSZ

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что многие редкоземельные ($P3$) металлы в области комнатных температур и выше обладают гексагональной структурой [1, 2]. Их сплавы с $3d$ -металлами (Fe, Mn, Co и Ni) в определенной стехиометрии $1 : 2$, в частности с Fe , обладающим кубической ОЦК-решеткой, могут кристаллизоваться в одной из структур, которая не соответствует ни структуре $P3$ -элемента, ни структуре $3d$ -металла. $P3$ -интерметаллиды указанной стехиометрии RFe_2 принято называть фазами Лавеса в честь Ф. Лавеса, впервые описавшего их [1]. Данная стехиометрия встречается в двух структурных типах: кубическая решетка типа $MgCu_2$ или фаза Лавеса $C15$ и гексагональная решетка типа $MgZn_2$ – фаза Лавеса $C14$. Известно, что кубическая фаза Лавеса $C15$ содержит 8 формульных единиц, т.е. 24 атома, располагающихся в двух неэквивалентных положениях: $8(a)$ и $16(d)$, из которых 8 атомов $P3$ -металлов и 16 атомов Fe [3]. А гексагональная фаза Лавеса $C14$ содержит 4 формульных единицы, следовательно, всего 12 атомов: 4 атома $P3$ -металла и 8 атомов Fe . Фазы Лавеса RFe_2 обладают высокой плотностью упаковки, большими координационными числами и высокой симметрией.

Наиболее интересны их магнитные свойства, которые существенно зависят от их структурных особенностей [1, 2]. Поэтому изучение структуры этих фаз и физических свойств в их органической взаимосвязи является актуальной задачей физики конденсированного состояния и позволяет прогнозировать и получать материалы с заданными свойствами. При относительно простой кристаллической структуре фазы Лавеса могут обладать такими уникальными магнитными свойствами, как гигантская магнитострикция [4], большой магнитокалорический эффект [5] и достаточно высокие температуры магнитного упорядочения (температуры Кюри).

Если в фазах Лавеса RFe_2 оба типа атомов обладают магнитными моментами, то чаще всего их представляют в виде двухподрешеточных магнетиков, у которых одна подрешетка состоит из редкоземельных R -ионов, а другая – из $3d$ -переходных ионов [6]. В результате, как правило, возникает коллинеарная магнитная структура, в которой магнитные моменты R - и $3d$ -подрешеток параллельны друг другу, причем для легких $P3$ -элементов суммарные магнитные моменты M_R и M_{3d} редкоземельной и $3d$ -переходной подрешеток направлены в одну сторону, поэтому полный магнитный момент равен $M_{RM2} = M_R + 2M_{3d}$.

Если РЗ-элемент относится к тяжелым РЗ-металлам, то суммарные магнитные моменты M_R и M_{3d} редкоземельной и 3d-переходной подрешеток антипараллельны, поэтому полный магнитный момент равен $M_{RT2} = M_R - 2M_{3d}$.

Среди фаз Лавеса RFe_2 есть такие интерметаллиды, которые наряду с большой спонтанной магнитострикцией демонстрируют гигантскую магнитострикцию, индуцированную внешним магнитным полем [7]. Такие соединения находят практическое применение в гидролокации, оптоэлектронике, гидравлике и автоматике в качестве ультразвуковых преобразователей, сенсоров, датчиков перемещения. В последнее время интерметаллиды интенсивно используются в медицине и энергосберегающих технологиях.

Многие практически важные свойства РЗ-магнетиков обусловлены обменными взаимодействиями, которые, как известно, в бинарных соединениях бывают трех типов: между переходными 3d-ионами (Fe–Fe), между РЗ-ионами (R – R) и между редкоземельными и 3d-переходными ионами (R –Fe). Обменные взаимодействия могут иметь разные знаки, они могут быть как положительными, так и отрицательными. В зависимости от знака интеграла обменного взаимодействия [6] в магнетиках реализуется, как отмечалось выше, ферро- или ферромагнитный порядок расположения магнитных моментов атомов, из которых состоит магнетик.

При замещении атомов в РЗ- или 3d-подрешетке создаются многокомпонентные композиции, в которых, изменяя значение параметра замещения, а следовательно, и межатомные расстояния, можно влиять на обменные взаимодействия для получения сплавов с наиболее оптимальными магнитными характеристиками для современного материаловедения. При этом можно наблюдать большое разнообразие фазовых переходов: структурных, структурно-магнитных, магнитоориентационных, спин-переориентационных в многокомпонентных составах. Более того, варьируя не только концентрацию компонент, но и температуру и внешние магнитные поля, можно изменять параметры обменных взаимодействий и наблюдать уникальные явления в области указанных выше фазовых превращений.

В данной работе впервые получены сплавы новых квазитернарных систем $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$. За их основу взяты бинарные соединения $TbFe_2$, $GdFe_2$, $DyFe_2$, $ErFe_2$ и $SmFe_2$, обладающие рекордными значениями констант магнитострикции [3, 8, 9]. Идея создания многокомпонентных сплавов указанных составов была выдвинута в 2017 г. заведующим кафедрой физики твердого тела МГУ им. М.В. Ломоносова, про-

фессором А.С. Илюшиным. В данных системах происходит замещение тяжелых РЗ-металлов (Tb, Gd, Dy и Er) сначала легким РЗ-элементом Sm в фиксированной концентрации, а затем Y (немагнитным аналогом РЗ-металла) при значениях параметра замещения $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$. В результате в сплавах системы будет наблюдаться конкуренция обменных взаимодействий R –Fe ($R = Tb, Gd, Dy$ и Er) и Sm–Fe в зависимости от концентрации иттрия, вводимого в РЗ-подрешетку.

Цель данной работы – синтез, исследование фазового состава, атомно-кристаллической структуры и определение основных магнитных характеристик многокомпонентных сплавов $(R_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, где $R = Tb, Gd, Dy$ и Er , обладающих кубической симметрией фазы Лавеса $C15$, в зависимости от параметра замещения ($0 \leq x \leq 1.0$), температуры и величины внешних магнитных полей.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Для достижения поставленной цели синтезировали новые многокомпонентные сплавы четырех систем на основе тяжелых РЗ-металлов $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ с шагом по концентрации иттрия, равным 0.2, из высокочистых РЗ-металлов и Fe в дуговой печи с нерасходуемым вольфрамовым электродом на медном водоохлаждаемом поду специальной конструкции в атмосфере очищенного инертного газа Ar при нормальном давлении. Затем образцы подвергали гомогенизирующему отжигу в течение 2 нед.

Сплавы систем $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ готовили методом высокочастотной индукционной плавки в алундовом тигле в атмосфере особо чистого Ar, давление которого составляло 1.1–1.2 атм. Затем образцы подвергали гомогенизирующему отжигу. Скорость остывания сплавов была достаточно низкой (~1–2 град/с), что способствовало достижению состояния, близкого к равновесному.

Рентгеноструктурный анализ (РСА) проводили на дифрактометре Panalytical Empyrean в $CuK\alpha$ -излучении ($\lambda = 0.1540598$ нм) при комнатной температуре на порошковых образцах в геометрии Брэгга–Брентано (рабочий режим $I = 40$ мА, $U = 40$ кВ) в диапазоне углов $2\theta = 15^\circ$ – 105° с шагом 0.026° с использованием двухкоординатного детектора Pixel3D, системы варьирования щелей, Ni-фильтра. Фазу идентифицировали по рефлексам (222), (311) и (220). Анализ дифрактограмм проводили с помощью программного обеспече-

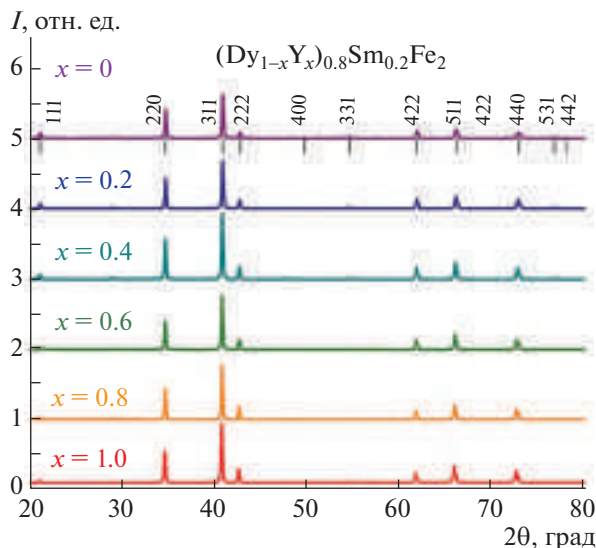


Рис. 1. Спектры рентгеновского отражения для сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ в зависимости от концентрации иттрия.

ния FullProf. Фазовый состав образца исследовали методом Ритвельда в программе Powder Cell 2.4.

РСА показал, что все сплавы систем $(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и $(\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, а также крайние составы системы с тербием $\text{Tb}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ являются однофазными и обладают структурой кубической фазы Лавеса C15 (рис. 1) [8, 10]. В более сложных составах системы с тербием $\text{Tb}_{0.64}\text{Y}_{0.16}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $\text{Tb}_{0.48}\text{Y}_{0.32}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $\text{Tb}_{0.32}\text{Y}_{0.48}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $\text{Tb}_{0.16}\text{Y}_{0.64}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ имело место явление фазового расслоения. В данных образцах содержалась вторая фаза RFe_3 , количество которой варьировалось от 5 до 10%.

Намагниченность сплавов измеряли на вибрационном магнетометре на основе многофункциональной системы измерения физических свойств со сверхпроводящим магнитом (PPMS-14, Quantum Design) при непрерывном изменении магнитного поля до 140 кЭ.

Измерения магнитострикции сплавов данных систем проведены тензометрическим методом в интервале температур 80–300 К в магнитных полях до 12 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сплавы квазитернарных систем $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и $(\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ синтезированы впервые. На рис. 1 для примера представлены дифрактограммы сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, полученные при комнатной температуре.

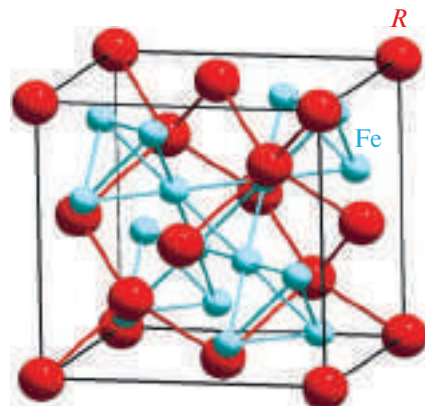


Рис. 2. Кристаллическая структура фаз Лавеса типа C15.

Рентгенодифракционные исследования показали, что все сплавы данной системы обладают кубической структурой фазы Лавеса C15. Элементарная ячейка указанной атомно-кристаллической структуры представлена на рис. 2. Решетку этого типа можно представить в виде двух подрешеток, образованных соответственно атомами R и Fe, вставленных одна в другую. Атомы Fe располагаются в вершинах тетраэдров, которые соединяются друг с другом своими вершинами, образуя непрерывный каркас (рис. 2). Пустоты, образованные такими тетраэдрами, заполняются крупными атомами R.

Расположение атомов R аналогично расположению атомов в структуре алмаза. Ближайшими соседями РЗ-элемента являются 12 ионов Fe и 4 иона РЗ-металла; ближайшими соседями атома Fe — 6 ионов РЗ-металла и 6 ионов 3d-металла. Если исходить из представлений модели плотной упаковки шаров, то оказывается, что образование фаз Лавеса достигается при таком расположении атомов, когда однородные атомы между собой соприкасаются, а между разнородными атомами точек соприкосновения нет. Характерно, что в большей части этих соединений расстояние между эквивалентными атомами меньше, а между разнородными атомами больше суммы значений атомных радиусов в структурах соответствующих исходных компонентов.

Параметры элементарных ячеек бинарных соединений тяжелых РЗ-элементов с железом стехиометрии RFe_2 хорошо известны [1, 2, 11]. Изготовленные в данной работе квазитернарные сплавы на их основе имеют параметры решетки, схожие с литературными данными. Они линейно изменяются при соответствующем замещении в подрешетке РЗ-металла в зависимости от концентрации Y (рис. 3). Видно, что в сплавах систем $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и $(\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ наблюдается рост параметра

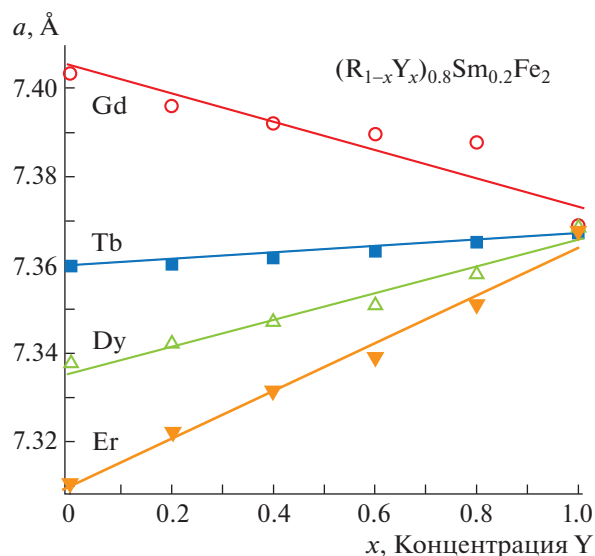


Рис. 3. Концентрационные зависимости параметров решетки сплавов многокомпонентных систем $(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и $(\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

решетки a с ростом концентрации иттрия x . Этот рост незначителен в сплавах с Tb и достаточно заметен в сплавах с Dy и Er. В системе с Gd, наоборот, наблюдается достаточно значительное уменьшение параметра решетки от значения $a = 7.4036 \text{ Å}$ для $\text{Gd}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ до $a = 7.3704 \text{ Å}$ для $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$. Такое поведение при переходе от Gd к Er может быть связано, во-первых, с явлением лантаноидного сжатия в ряду РЗ-металлов и, во-вторых, с наличием в сплавах слабо- (Gd) и сильноанизотропных (Tb, Dy, Er) ионов.

Определение основных магнитных характеристик вещества проведено с помощью измерений намагниченности и магнитострикции сплавов. Зависимости намагниченности сплавов системы $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ от напряженности магнитного поля получены при непрерывном изменении магнитного поля до 140 кЭ и температуре 5 К (рис. 4).

Таблица 1. Основные магнитные характеристики сплавов $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$

x	Сплавы	σ_s , Гс·см ³ /Г	μ , μ_B	T_C , К
0	$\text{Tb}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	74	3.56	672
0.2	$\text{Tb}_{0.64}\text{Y}_{0.16}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	48	2.20	613
0.4	$\text{Tb}_{0.48}\text{Y}_{0.32}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	33	1.47	601
0.6	$\text{Tb}_{0.32}\text{Y}_{0.48}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	11	0.47	576
0.8	$\text{Tb}_{0.16}\text{Y}_{0.64}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	50	2.02	568
1	$\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$	64	2.45	539

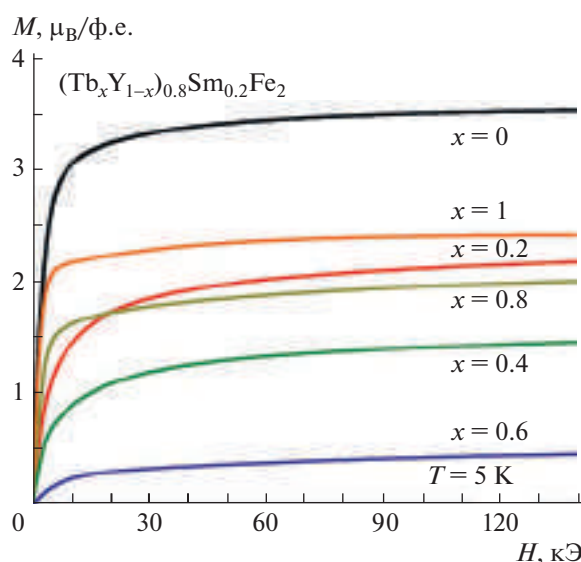


Рис. 4. Зависимость намагниченности соединений $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ от напряженности магнитного поля при температуре $T = 5 \text{ К}$.

Из рис. 4 видно, что кривые зависимости $M(H)$ для всех сплавов системы достаточно быстро выходят на насыщение. С помощью экстраполяции зависимости $M(1/H)$ в область высоких полей определены значения намагниченности насыщения для этих составов. Полученные значения намагниченности насыщения использовали для определения магнитного момента соединения, а также магнитного момента на атоме железа. Магнитный момент на атоме Fe практически постоянен в пределах ошибки эксперимента во всех сплавах данной системы и имеет значение $\mu_{\text{Fe}} = 1.73 \mu_B$. Температуры Кюри сплавов определены с помощью термомагнитного анализа и приведены в табл. 1.

Видно, что иттрий и самарий, введенные в Tb-подрешетку системы $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, заметным образом влияют на свойства и основные магнитные характеристики сплавов системы в зависимости от параметра замещения x . Температура Кюри сплавов монотонно уменьшается от значения $T_C = 672 \text{ К}$ для соединения $\text{Tb}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ до $T_C = 539 \text{ К}$ для $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

При этом значения намагниченности насыщения и магнитного момента на формульную единицу, представленные в табл. 1, имеют минимум при концентрации иттрия $x = 0.6$. Иными словами, в области концентрации иттрия $x = 0.6$ наблюдается взаимная магнитная компенсация РЗ-и Fe-подрешеток. В области данной концентрации намагниченность практически падает до нуля. Дальнейшее увеличение концентрации иттрия приводит к резкому росту намагниченности

до значений, характерных для исходного соединения $Tb_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$.

Таким образом, компенсационный состав для системы $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ приходится на концентрацию иттрия $x = 0.6$, что подтверждается проведенными теоретическими расчетами полного магнитного момента сплавов системы на основе ферримагнитной системы ($x = 0.58$) [12, 13].

В [14–16] в системе $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ был обнаружен ряд таких важных явлений, как спиновая переориентация и инверсия знака констант магнитострикции в зависимости от концентрации Y и температуры. В данной системе наблюдались два спин-переориентационных перехода из состояния [111] в состояние [110] через угловые магнитные структуры.

Для проведения расчетов полных магнитных моментов сплавов полученных систем и прогнозирования новых составов с наиболее оптимальными магнитными и магнитострикционными характеристиками предположили, как и в случае с системой $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, что магнитная структура сплавов систем $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ может быть рассмотрена в модели трех подрешеток: соответствующего тяжелого РЗ-элемента, самария и железа, магнитные моменты которых ориентированы коллинеарно. При этом магнитный момент на атомах легкого РЗ-металла самария составляет $0.07 \mu_B$ [10] и упорядочивается сонаправленно магнитному моменту железа. Магнитные моменты тяжелых РЗ-металлов и Fe хорошо известны [2, 11]. В результате точка компенсации в указанных системах должна приходиться на составы с содержанием иттрия $x = 0.46, 0.62$ и 0.52 для систем с Gd, Dy и Er соответственно. Для системы $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ экспериментально определили при $T = 5$ К приходящиеся на формульную единицу магнитные моменты для каждого состава и провели их сравнение с расчетными значениями, найденными по описанной выше ферримагнитной модели. Полученные результаты представлены на рис. 5. Несмотря на некоторый разброс экспериментальных значений (отдельные точки) относительно расчетных (сплошная линия), явно прослеживается общая тенденция к взаимной компенсации намагниченности обеих подрешеток – редкоземельной и 3d.

Отметим, что точки компенсации намагниченности присутствуют на кривых $M(x)$ всех приведенных в данной работе систем. Точка магнитной компенсации по температуре была обнаружена в [12] только для системы $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ для компенсационного состава при $T = 140$ К.

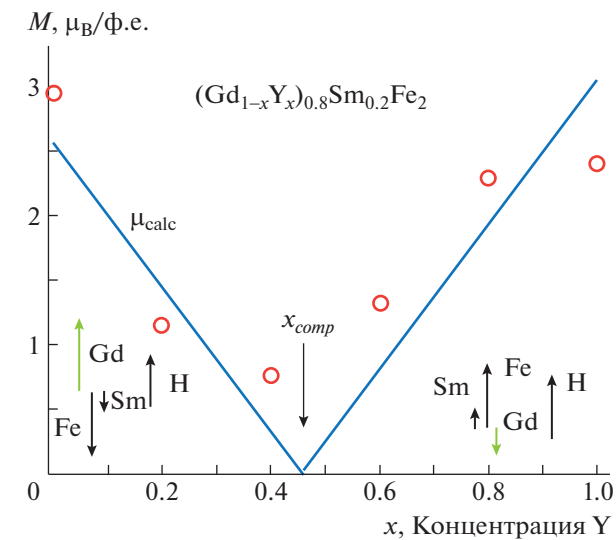


Рис. 5. Расчетная зависимость полного магнитного момента (сплошная линия) от концентрации иттрия x и экспериментальные значения намагниченности насыщения (кружки) при температуре 5 К для соединений $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$.

В табл. 2 собраны результаты исследования основных магнитных характеристик сплавов системы $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$: магнитный момент соединения, приходящийся на формульную единицу M_{calc} , температура Кюри T_C , температуры указанных выше двух спин-переориентационных превращений T_{SR1} и T_{SR2} , а также константа магнитной анизотропии λ_{111} .

Инверсия знака обменного взаимодействия в точках магнитной компенсации, сопровождающаяся тем, что одно упорядочение сменяется другим, должна существенным образом сказаться на магнитострикции сплавов, вплоть до изменения величины и знака констант магнитострикции.

Известно, что магнитострикция – это изменение формы и размеров тела при его намагничивании. Различают, как правило, продольную маг-

Таблица 2. Намагниченность насыщения, магнитный момент соединения, рассчитанный в трехподрешеточной модели, температуры фазовых переходов и константа магнитострикции соединений системы $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$

x	M_{calc}, μ_B	T_C, K	T_{SR1}, K	T_{SR2}, K	λ_{111}
0	–4	718	150	95	–320
0.2	–2.6	681	126	113	–397
0.4	–1.2	640	147	88	–178
0.6	0.2	610	120	85	–167
0.8	1.6	578	178	106	–140
1	3	541	93	110	–200

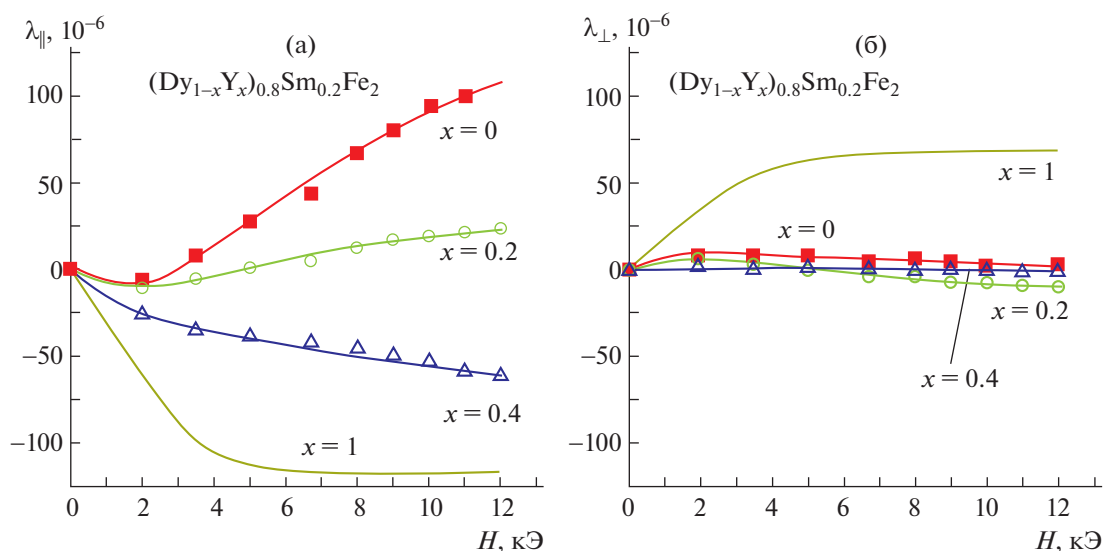


Рис. 6. Зависимость продольной $\lambda_{||}$ (а) и поперечной $\lambda_{\perp}$ (б) магнитострикций для сплавов системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ в зависимости от внешнего магнитного поля.

нитострикцию $\lambda_{||}$, когда напряженность поля совпадает с направлением измерения, и поперечную, когда указанные направления взаимно перпендикулярны $\lambda_{\perp}$.

На рис. 6 представлены результаты исследования магнитострикции сплавов системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ для $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ и 1.0 . Измерения магнитострикции проведены в области комнатной температуры в зависимости от величины приложенного магнитного поля.

Видно, что продольная магнитострикция $\lambda_{||}$ в области слабых полей отрицательна, а поперечная $\lambda_{\perp}$ — положительна. С ростом напряженности магнитного поля на всех кривых $\lambda_{||}(x)$ и $\lambda_{\perp}(x)$ сначала появляются составляющие противоположных знаков, а затем происходит инверсия знака констант магнитострикции: продольная $\lambda_{||}$ становится положительной, поперечная $\lambda_{\perp}$ — отрицательной. Величина магнитострикционных деформаций при комнатной температуре не превышает 10^{-4} .

Температурные исследования магнитострикции сплава $Sm_{0.2}Y_{0.8}Fe_2$ (общего для всех систем) в полях до 12 кЭ показали, что поведение магнитострикции изменяется заметным образом в окрестности спин-переориентационного перехода [17]. На кривых $\lambda_{||}(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ появляются локальные экстремумы, обусловленные поворотом магнитного момента при спин-переориентационном фазовом переходе.

Причиной возникновения всех наблюдаемых особенностей в системах $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и

$(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ является тот факт, что комбинация в одной и той же РЗ-подрешетке ионов легких и тяжелых элементов (Gd, Tb, Dy, Er и Sm), затем разбавление ее немагнитными атомами Y приводит к изменению величины и знака соответствующих конкурирующих между собой междоузельных обменных взаимодействий Gd—Fe, Tb—Fe, Dy—Fe, Er—Fe и Sm—Fe, при этом изменяются обменные взаимодействия внутри самих магнитных подрешеток. Всего в каждой системе различного рода обменных взаимодействий не менее шести. К примеру, для системы $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ это взаимодействия Gd—Gd, Gd—Sm, Gd—Fe, Sm—Sm, Sm—Fe и Fe—Fe. Конкуренция между перечисленными видами взаимодействий позволяет получать составы не только с полной магнитной компенсацией намагниченности при изменении концентрации Y, но и в самом концентрационном составе при изменении температуры. Более того, в сплавах может наблюдаться каскад спин-ориентационных и магнитных фазовых превращений. Становится возможным получение сплавов со скомпенсированной магнитокристаллической анизотропией, а следовательно, и значительными магнитострикционными деформациями в слабых магнитных полях, а также сплавов, в которых магнитострикционные константы меняют свой знак при заданных значениях температуры или величине магнитного поля. Последнее обстоятельство важно для получения и прогнозирования перспективных материалов для новой техники и развития инновационных технологий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что выбранный тип замещения в подрешетке РЗ-металла является достаточно эффективным инструментом для влияния на величину обменных взаимодействий в случае многокомпонентных сплавов стехиометрии RFe_2 . Расчеты концентраций иттрия, при которых происходит взаимная компенсация намагниченностей R - и $3d$ -подрешеток в каждой системе, проведенные в рамках модели коллинеарных магнитных моментов, показали, что системы $(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Tb_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ имеют компенсационные составы при $x_{comp} = 0.46, 0.58, 0.62$ и 0.52 соответственно.

Экспериментальные исследования зависимости намагниченности указанных систем от концентрации Y и приложенного поля подтвердили расчетные данные. Состав $(Tb_{0.4}Y_{0.6})_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, наиболее близкий по составу к расчетному ($x = 0.58$), при $T = 140$ К также демонстрирует явление магнитной компенсации по температуре.

Инверсия знака констант магнитострикции, аномалии на кривых теплового расширения всех сплавов подтверждают, что совместное воздействие концентрации компонентов, температуры и приложенных полей позволяет целенаправленно влиять на величину и тип обменных взаимодействий для прогнозирования и формирования в данных магнитоупорядоченных сплавах наиболее оптимальных физико-химических параметров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00313, <https://rscf.ru/project/22-22-00313/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Илюшин А.С. Основы структурной физики редкоземельных интерметаллических соединений. М.: МГУ, 2005. 174 с.
2. Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М.: Мир, 1974. 221 с.
3. Umkhaeva Z.S., Ilyushin A.S., Aleroeva T.A. et al. // Adv. Eng. Res. 2018. V. 177. P. 198.
4. Engdahl G. Handbook of giant magnetostrictive materials. Academic Press, 2000. 386 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-238640-4.X5014-1>
5. Gschneidner K.A., Jr. // Rep. Progr. Phys. 2005. V. 68. P. 1479.
6. Илюшин А.С. Введение в структурную физику интерметаллических соединений. М.: МГУ, 1984. 99 с.
7. Илюшин А.С., Умхаева З.С., Терёшина И.С. и др. // Вестн. МГУ. Сер. 3. 2020. № 3. С. 59.
8. Aleroeva T.A., Tereshina I.S., Kaminskaya T.P. et al. // Phys. Solid State. 2019. V. 61. № 12. P. 2503. <https://doi.org/10.3103/S0027134920030029>
9. Илюшин А.С., Умхаева З.С., Алероева Т.А. и др. // Сб. трудов VII Междунар. молодеж. симп. "Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов", Ростов-на-Дону—Туапсе, 20–24 сентября 2018. С. 362.
10. Алероева Т.А., Терёшина И.С., Умхаева З.С. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 12. С. 2471.
11. Гунайднер К., Айринг Л. Физика и химия редкоземельных элементов. М.: Металлургия, 1982. 336 с.
12. Ilyushin A.S., Tereshina I.S., Aleroeva T.A. et al. // J. Alloys Compd. 2020. V. 847. P. 155976. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.155976>
13. Umkhaeva Z.S., Ilyushin A.S., Nikitin S.A. et al. // Adv. Eng. Res. 2020. V. 905. P. 012071.
14. Aleroeva T.A., Ilyushin A.S., Umkhaeva Z.S. et al. // Phys. Condens. State Matter. 2020. № 3. P. 257. <https://doi.org/10.3103/S0027134920030029>
15. Илюшин А.С., Опаленко А.А., Солодов Е.В. и др. // Перспективные материалы. 2013. № 11. С. 42.
16. Умхаева З.С., Илюшин А.С., Алероева Т.А. // Вестн. КНИИ РАН. 2021. № 4. С. 97. <https://doi.org/10.34824/VKNIIRAN.2021.8.4.009>
17. Pankratov N.Y., Tereshina I.S., Politova G.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2021. V. 527. P. 167728.