

05,07

Влияние иттрия на магнитные свойства и сверхтонкие взаимодействия в многокомпонентных сплавах замещения $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$

© З.С. Умхаева¹, В.С. Русаков², Т.В. Губайдулина², А.Ю. Карпенков³, И.С. Терёшина², Н.Ю. Панкратов², И.М. Алиев¹

¹ Комплексный научно-исследовательский институт им. Х.И. Ибрагимова РАН, Грозный, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Тверской государственный университет, Тверь, Россия

E-mail: zargan.umhaeva@yandex.ru

Поступила в Редакцию 6 октября 2023 г.

В окончательной редакции 23 октября 2023 г.

Принята к публикации 13 ноября 2023 г.

Представлены результаты исследования структуры, магнитных свойств и сверхтонких взаимодействий в многокомпонентных сплавах на основе редкоземельных элементов (R) диспрозия, самария и их аналога иттрия стехиометрии $R\text{Fe}_2$. Для получения новых сплавов использован сложный тип замещения в редкоземельной подрешетке, а именно, в подрешетку Dy сначала введены атомы слабомагнитного Sm в фиксированной концентрации 20 at.%, а затем атомы немагнитного Y при значениях параметра замещения $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$. Такой тип замещения, прежде всего, приводит к конкуренции обменных взаимодействий между магнитоактивными ионами в области их магнитного упорядочения. Конкуренция приводит в полученных сплавах к ряду уникальных магнитных фазовых превращений, включая явление магнитной компенсации редкоземельной и 3d-подрешеток, а также спиновую переориентацию. Определены значения основных параметров мёссбауэровских спектров на ядрах ^{57}Fe в сплавах $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ и их зависимость от концентрации иттрия при $T = 300$ К. Исследованы полевые зависимости магнитострикции в полях до 12 кОе.

Ключевые слова: фазы Лавеса, намагниченность, температура Кюри, магнитный момент, эффект Мёссбауэра, сверхтонкие поля.

DOI: 10.61011/FTT.2024.01.56943.220

1. Введение

Интерметаллические соединения редкоземельных металлов (РЗМ) с элементами группы железа (Fe, Co, Ni) обладают уникальными магнитными свойствами. Прежде всего это соединения стехиометрии $R\text{Fe}_2$, которые носят название фаз Лавеса. Фазы Лавеса данной стехиометрии встречаются в двух структурных типах: кубическая фаза Лавеса C15 и гексагональная фаза Лавеса C14 [1–3].

Для изучения возможности формирования новых магнитных материалов с заданным комплексом физико-химических характеристик наиболее интересны многокомпонентные сплавы на основе сочетания в одной подрешетке различных редкоземельных элементов. При этом в сплавах замещения можно варьировать межатомные расстояния, а следовательно, и характер обменных взаимодействий, приводящих к тому или иному типу магнитного упорядочения, а также к различного рода фазовым превращениям, существенно зависящим от величины и типа замещения в РЗМ- или 3d-подрешетках. Чувствительными к изменению знака и типа обменных

взаимодействий являются сверхтонкие взаимодействия, которые изучаются, как правило, с помощью эффекта Мёссбауэра на ядрах ^{57}Fe . Комплексное изучение структуры, магнитных свойств и сверхтонких взаимодействий в сплавах РЗМ с 3d-переходными металлами представляет собой актуальную задачу.

В связи с вышеизложенным, целью настоящей работы являлось детальное исследование атомно-кристаллической структуры, магнитных свойств и параметров мёссбауэровских спектров многокомпонентных сплавов на основе диспрозия $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, где x — параметр замещения в редкоземельной подрешетке. Выбор объектов исследования обусловлен тем, что при замещении атомов тяжелого редкоземельного металла Dy сначала легким редкоземельным элементом Sm в фиксированной концентрации, а затем Y (немагнитным аналогом РЗМ), в сплавах системы будет наблюдаться конкуренция межподрешеточных обменных взаимодействий в парах Dy–Fe и Sm–Fe в зависимости от концентрации иттрия, вводимого в редкоземельную подрешетку. Исследование сплавов $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ позволит получить важную информацию не только

о межподрешеточном обменном взаимодействии $R-Fe$, но и об обменном взаимодействии в редкоземельной подрешетке, что естественно должно отразиться на характере сверхтонких взаимодействий ядер ^{57}Fe .

Практическая значимость исследования свойств редкоземельных интерметаллидов со структурой фаз Лавеса обусловлена тем, что они широко применяются в различных областях науки и техники в качестве магнестрикционных элементов, датчиков и сенсоров малых перемещений [4]. Поэтому исследование магнестрикционных деформаций полученных сплавов $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ также важно.

2. Получение образцов и методика эксперимента

Для достижения поставленной цели нами впервые синтезированы новые многокомпонентные сплавы на основе тяжелого редкоземельного металла диспрозия $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$. Параметр замещения в данных сплавах принимает значения $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$.

Сплавы системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ изготовлены методом высокочастотной индукционной плавки в алундовом тигле в атмосфере особо чистого аргона, давление которого составляло 70 кПа. Перед термическими обработками кусочки слитков массой 10–20 г заворачивались в железоникелевую фольгу и помещались в кварцевую ампулу, из которой сначала откачивался воздух до высокого вакуума, а затем ампула наполнялась аргоном до давления 70 кПа и герметически закрывалась. Все образцы отжигались в течение 40 h при температуре 800°C, что определялось температурой кристаллизации фазы $SmFe_2$ (900°C). После отжига ампула с образцами помещалась в воду при температуре около 0°C. Наличие в ампуле инертного газа аргона способствовало ускоренной передаче тепла при закаливании, по сравнению с вакуумной атмосферой, а также предотвращало испарение компонентов сплава на стадии отжига.

Рентгенофазовый анализ (РФА) проводился для всех образцов на дифрактометре ДРОН-7 в $CuK\alpha$ -излучении ($\lambda = 0.1540598$ nm) при комнатной температуре в диапазоне углов $2\theta = 15-105^\circ$. Для определения структурных свойств дифрактограммы анализировались с помощью процедуры подгонки спектра. При этом каждая структурная модель была уточнена до сходимости, и наилучшие результаты были выбраны на основе коэффициента согласия и стабильности уточнения. Фазовый состав образца исследовался с помощью анализа методом Ритвелда.

Намагниченность сплавов измерялась на автоматизированном вибрационном магнетометре в стационарных магнитных полях до 1 Т в интервале температур от 300 до 750 К.

Измерения магнестрикции проводилось тензометрическим методом в магнитном поле напряженностью до 12 кОе при температуре $T = 300$ К. Используемые в данной работе фольговые тензорезисторы были изготовлены из сплава, не обладавшего заметным галь-

ваномагнитным эффектом. Коэффициент тензочувствительности составлял $S = 2.15$ во всем температурном интервале. Датчики имели базу с линейным размером 5 mm и сопротивление 120 Ω . При измерениях один датчик наклеивался на образец, а другой, компенсационный, наклеивался на тонкую кварцевую пластинку, которая прижималась к образцу. Сопротивления рабочего и компенсационного тензодатчиков отличались не более чем на 1%. Измерения магнестрикции были выполнены на поликристаллических образцах. Были измерены продольная ($\lambda_{||}$) и поперечная (λ_{\perp}) магнестрикции.

Мёссбауэровские спектры получены в геометрии пропускания на спектрометре MS-1104Ем в режиме постоянного ускорения. При проведении эксперимента использовался источник гамма-излучения ^{57}Co в матрице Rh активностью ~ 20 mCi. Спектрометр калиброван при комнатной температуре по эталонному образцу $\alpha-Fe$. Спектры обработаны с помощью программы SpectrRelax [5,6].

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В результате синтеза нами получены многокомпонентные сплавы системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, а именно: $Dy_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{0.8}Y_{0.2})_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{0.6}Y_{0.4})_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{0.4}Y_{0.6})_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, $(Dy_{0.2}Y_{0.8})_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $Sm_{0.2}Y_{0.8}Fe_2$. Дифракционные спектры указанных сплавов получены при комнатной температуре (см. рис. 1). Согласно РФА, все сплавы

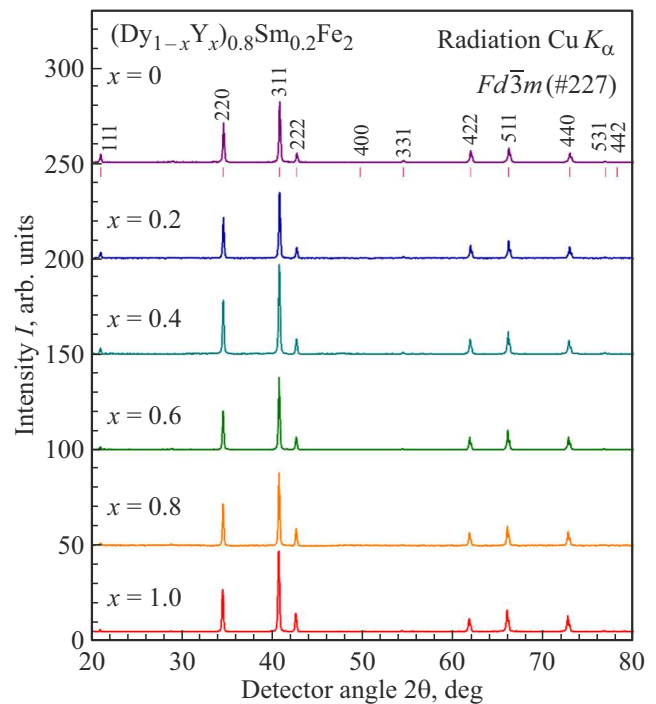


Рис. 1. Спектры рентгеновского отражения сплавов системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ при различных значениях параметра замещения x .

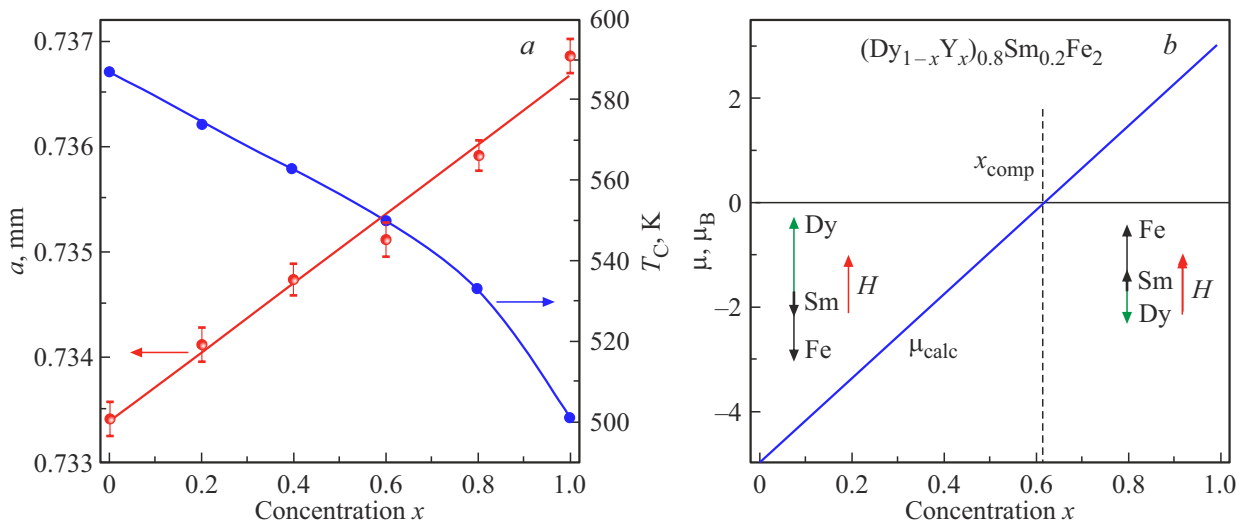


Рис. 2. *a)* Зависимость параметра кристаллической решетки и температуры Кюри от параметра замещения x в системе $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$. *b)* Расчетная зависимость полного магнитного момента от концентрации иттрия x при температуре 0 К для сплавов системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$.

системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ являются однофазными и обладают структурой кубической фазы Лавеса C15 (пр. гр. $Fd\bar{3}m$). Особенности кристаллической структуры соединений стехиометрии RFe_2 достаточно хорошо изучены и описаны во многих работах [1,3,6–8].

Расчет параметров решетки по дифракционным максимумам основной фазы позволил установить, что с ростом концентрации иттрия в соединениях $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ параметр кубической решетки возрастает с ростом концентрации иттрия x от значения $a = 0.7338$ nm в $Dy_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ ($x = 0$) до значения $a = 0.7368$ nm в $Y_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ ($x = 1.0$) (рис. 2, *a*). Как известно, в бинарных соединениях $DyFe_2$, $SmFe_2$ и YFe_2 параметры кубических элементарных ячеек равны 0.7309, 0.7401 и 0.7363 nm соответственно [9], т.е. в сплаве с наибольшим содержанием иттрия,

$Y_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, параметр решетки очень близок к значению для бинарного YFe_2 .

Методом терромагнитного анализа для сплавов данной системы нами определены температуры магнитного упорядочения — температура Кюри (см. рис. 2, *a*). Установлено, что она уменьшается от значения $T_C = 587$ К для сплава $Dy_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ ($x = 0$) до $T_C = 501$ К для сплава $Dy_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ ($x = 1$). При указанных температурах в сплавах наблюдается переход в парамагнитное состояние (данное фазовое превращение является превращением типа „порядок–беспорядок“).

Теоретические расчеты в рамках модели коллинеарных магнитных моментов, проведенные нами, показали, что в области температур вблизи абсолютного нуля точка магнитной компенсации в данной системе приходится на состав с концентрацией иттрия $x_{comp} = 0.62$ [10]. В наших расчетах величина полного магнитного момента определялась по формуле

$$\mu_{calc} = 2\mu_{Fe} + 0.2\mu_{Sm} - 0.8(1-x)\mu_{Dy},$$

где $\mu_{Fe} = 1.45 \mu_B/at.$ — магнитный момент Fe, определенный из намагниченности соединения YFe_2 ; $\mu_{Dy} = 10 \mu_B/at.$ (магнитные моменты ионов Dy^{3+} выстраиваются антипараллельно моменту подрешетки Fe); $\mu_{Sm} = 0.7 \mu_B/at.$ — магнитный момент иона Sm^{3+} , который ориентируется параллельно моменту подрешетки Fe. Таким образом, величина суммарного магнитного момента исследуемых соединений линейно зависит от параметра замещения x (см. рис. 2, *b*). Состав, при котором наблюдается явление компенсации, называют компенсационным составом. В нашем случае это состав $Dy_{0.3}Y_{0.5}Sm_{0.2}Fe_2$.

На рис. 3 приведены кривые удельной намагниченности сплавов $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля при температуре

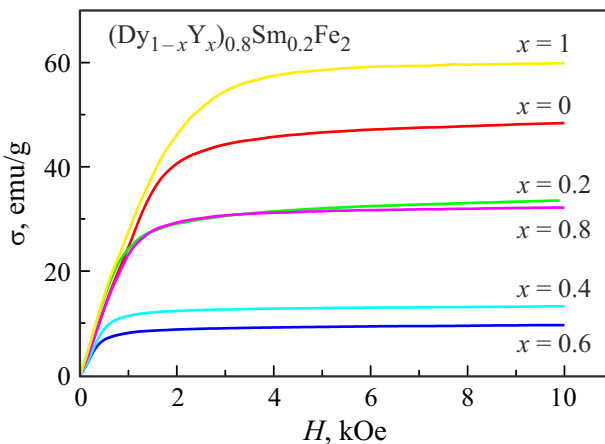


Рис. 3. Зависимость удельной намагниченности сплавов $(Dy_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ от внешнего магнитного поля при температуре 300 К.

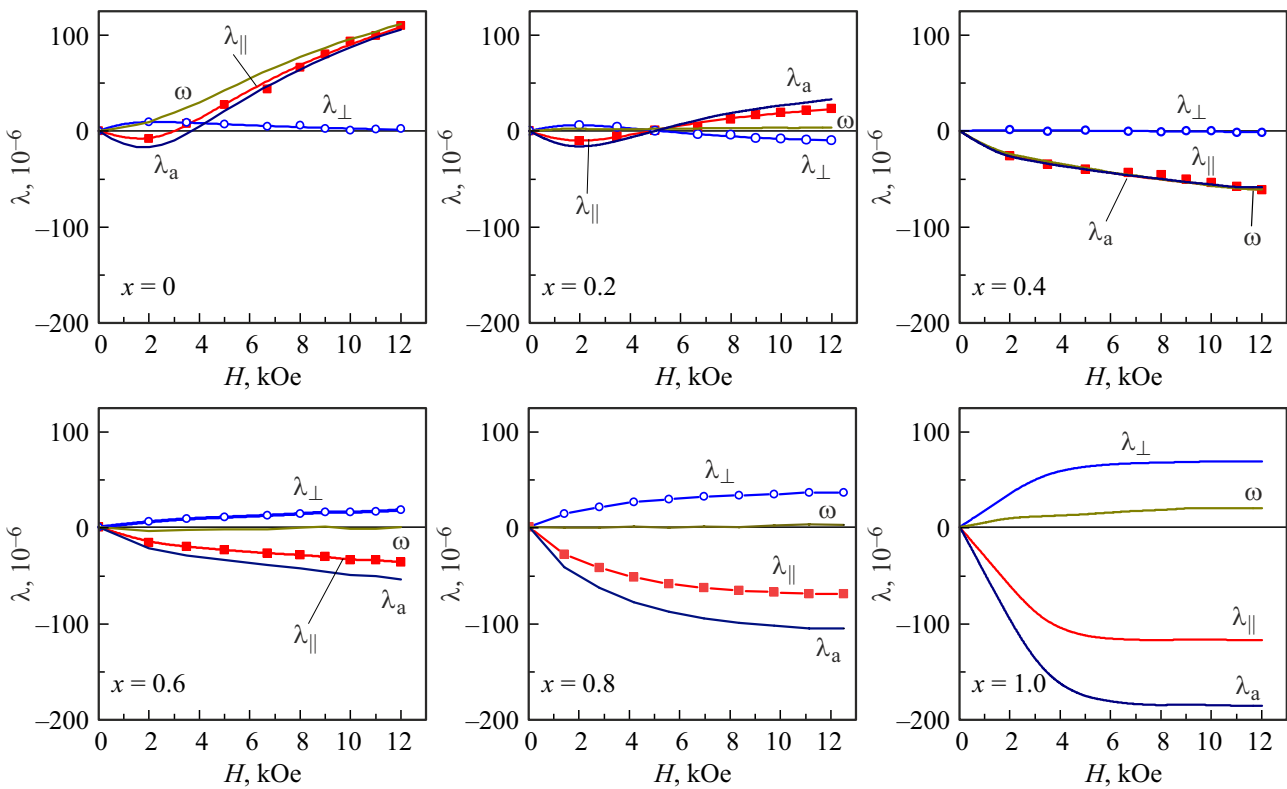


Рис. 4. Зависимости продольной, поперечной, анизотропной и объемной магнитострикции от напряженности магнитного поля при температуре 300 К для соединений $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

$T = 300$ К. Из рисунка видно, что зависимости $\sigma(H)$ для всех составов близки к насыщению в полях $H = 7$ кОе. При этом в полях $H < 3$ кОе наблюдается быстрый рост удельной намагниченности, а при $H > 3$ кОе наблюдается незначительное линейное возрастание кривых $\sigma(H)$ (парапроцесс).

Из рис. 3 также видно, что замещение магнитоактивных атомов диспрозия атомами немагнитного иттрия в соответствие со значением параметра замещения $x = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ приводит к значительным изменениям в значениях удельной намагниченности. Из полевых измерений намагниченности с помощью экстраполяции зависимости $\sigma(1/H)$ в область высоких полей нами определены значения намагниченности насыщения для этих составов σ_s .

Установлено, что намагниченность насыщения резко падает от значения 47.8 emu/g при $x = 0$ до значения $\sigma_s = 9.26$ emu/g при значениях параметра замещения $x = 0.6$. Затем намагниченность насыщения снова возрастает до значения 59 emu/g при $x = 1$. Таким образом, в области концентрации иттрия $x = 0.6$ можно ожидать явление взаимной магнитной компенсации магнитных моментов редкоземельной и железной подрешеток, как и следовало из теоретических расчетов ($x_{\text{comp}} = 0.62$).

На рис. 4 показаны полевые зависимости магнитострикции соединений $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ с различным параметром замещения x . Отметим, что объемная (ω) и анизотропная (λ_a) магнитострикции рассчитывались по

формулам

$$\omega = \lambda_{||} + 2\lambda_{\perp}, \quad \lambda_a = \lambda_{||} - \lambda_{\perp}.$$

В соединениях с пониженной концентрацией иттрия ($x \leq 0.2$) продольная магнитострикция демонстрирует сложный знакопеременный характер полевой зависимости: в магнитном поле $H < 4$ кОе она отрицательная, а при дальнейшем увеличении поля меняет знак и становится положительной. Следует отметить, что поперечная магнитострикция в составах с $x \leq 0.4$ находится вблизи нулевого значения, поэтому в этих соединениях основной вклад в объемную и анизотропную магнитострикции дает продольная магнитострикция.

В соединениях с $x \geq 0.4$ продольная магнитострикция отрицательная в магнитном поле до 12 кОе. В тоже время при $x > 0.5$ возникает положительная поперечная магнитострикция. В соединениях $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ с параметром замещения $x \leq 0.6$ магнитного поля величиной 12 кОе недостаточно для выхода на насыщение магнитострикционных кривых $\lambda(H)$, вследствие большой концентрации высокоанизотропного иона Dy^{3+} . В тоже время, в составах с высокой концентрацией иттрия ($x \geq 0.8$) и низким содержанием диспрозия магнитострикционные кривые $\lambda(H)$ выходят на насыщения в магнитном поле $H > 8$ кОе. При этом продольная магнитострикция отрицательная, а поперечная — положительная. Во всех исследованных соединениях объемная магнитострикция мала, кроме состава $\text{Dy}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

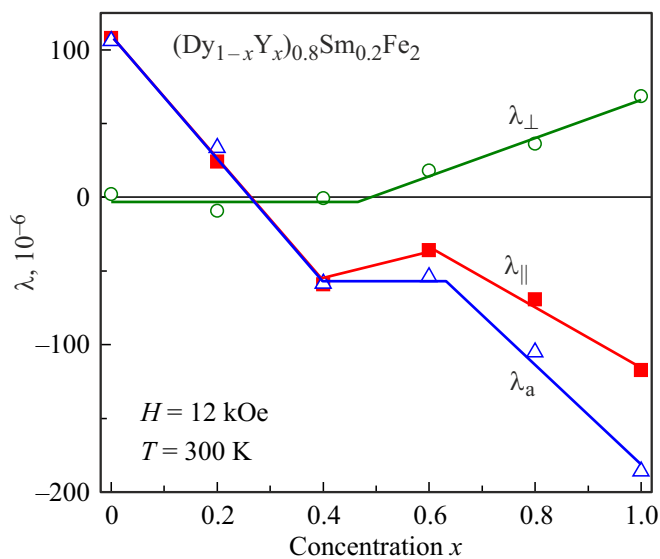


Рис. 5. Зависимость магнитоэрикции сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ от концентрации иттрия при температуре 300 К.

На рис. 5 показаны концентрационные зависимости продольной, поперечной и анизотропной магнитоэрикции в магнитном поле 12 кОе при комнатной температуре. На всех зависимостях можно выделить два линейных участка: первый — при концентрациях $x \leq 0.4$ и второй — при концентрациях $x \geq 0.6$.

Анализ величины и знака продольной, поперечной, объемной и анизотропной магнитоэрикции в соединениях с низким содержанием магнитоактивных РЗ-ионов (Dy и Sm) показывает, что основной вклад в магнитоэриксию может быть описан в рамках одноионной модели по механизму кристаллического поля, а следовательно, в данных составах наряду с обменными взаимодействиями важную роль играют магнитокристаллические взаимодействия.

Известно, что в соединениях $R\text{Fe}_2$ и сплавах замещения на их основе, как правило, принято считать магнитный момент на атоме Fe практически постоянным в пределах ошибки эксперимента и равным $\mu_{\text{Fe}} = 1.45 \mu_{\text{B}}$, как в ферромагнитном соединении YFe_2 [9]. Расчеты магнитного момента на атоме Fe, проведенные с использованием значений намагниченности насыщения σ_s , определенных из эксперимента, показали, что μ_{Fe} для сплавов исследуемой нами системы меньше этого значения и зависит от содержания иттрия в РЗМ-подрешетке. В исходном соединении $\text{Dy}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ ($x = 0$) экспериментально установленное нами значение μ_{Fe} составляет $1.16 \mu_{\text{B}}$. При полном замещении атомов Dy атомами Y (сплав $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$) магнитный момент $\mu_{\text{Fe}} = 1.12 \mu_{\text{B}}$. Поэтому нами были проведены исследования эффекта Мёссбауэра и определены значения сверхтонких магнитных полей, которые непосредственно связаны с магнитными моментами атомов Fe [11].

Мёссбауэровские спектры на ядрах ^{57}Fe в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, полученные при комнатной температуре (рис. 6), анализировались нами в рамках тензорного описания магнитных сверхтонких взаимодействий [12,13]. Расшифровка спектров проводилась с помощью программы SpectrRelax [5,6] с использованием модели „Laves“, подробно описанной в работах [14,15]. Модель состоит из четырех зеемановских секстетов

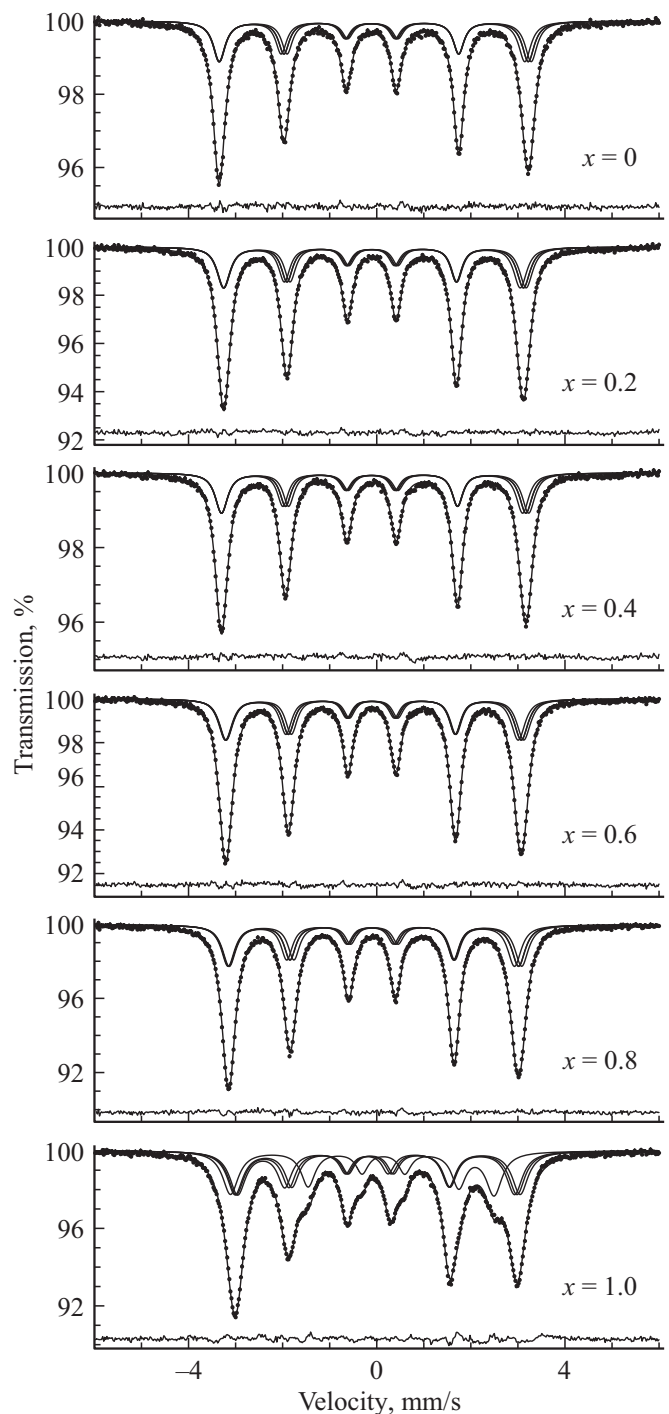


Рис. 6. Результаты модельной расшифровки спектров ядер ^{57}Fe в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

со сверхтонкими параметрами, связи между которыми учитывают локальную магнитную неоднородность позиций атомов Fe в соединениях типа RFe_2 с коллинеарной магнитной и кубической (пр. гр. $Fd\bar{3}m$) атомной структурами и основаны на соотношениях (19)–(30), приведенных в работе [14]. В результате применения данной модели в процессе минимизации функционала χ^2 удается найти оптимальные значения интересующих нас физических величин:

- сдвига спектра δ , связанного с плотностью электронов в области расположения ядра;
- константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ ядер с его окружением, создающим неоднородное электрическое поле на ядре;
- изотропного поля H_{is} , обусловленного в основном контактным взаимодействием Ферми с локализованными на ядре s-электронами и поляризованными электронами проводимости;
- анизотропного поля H_{an} , обусловленного магнитным диполь-дипольным взаимодействием с локализованными магнитными моментами атомов решетки и поляризованными электронами проводимости;
- азимутального φ и полярного ϑ углов, задающих ориентацию оси легкого намагничивания (ОЛН) относительно кристаллографических осей.

На рис. 6 видно, что использование модели „Laves“ позволяют хорошо описать полученные спектры ядер ^{57}Fe в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

Зависимость сдвига спектра δ от концентрации атомов Y, полученная в результате модельной расшифровки, представлена на рис. 7. Как видим, сдвиг спектра δ , который равен сумме изомерного сдвига, обусловленного плотностью электронов в области расположения ядра, и температурного сдвига, обусловленного динамическими свойствами ядра, практически линейно возрастает с концентрацией Y.

Наблюдаемое увеличение сдвига, на $0.0071(7)$ mm/s при полном замещении атомов Dy на атомы Y (рис. 7),

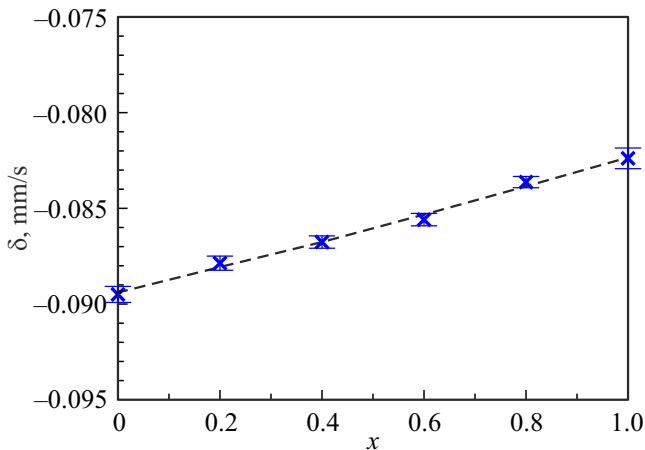


Рис. 7. Сдвиг спектра δ ядер ^{57}Fe в зависимости от концентрации Y в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

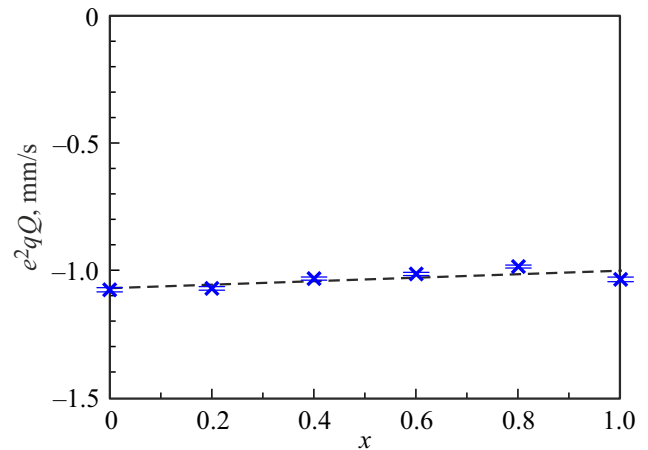


Рис. 8. Константа квадрупольного взаимодействия e^2qQ ядер ^{57}Fe в зависимости от концентрации Y в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

связано в первую очередь с увеличением изомерного сдвига из-за уменьшения электронной плотности на ядре при увеличении параметра элементарной ячейки (см. рис. 2), а значит, и расстояния между атомами, при замещении атомов Dy на атомы Y.

Наблюдаемая в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ тенденция к уменьшению величины (модуля) константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ при атомном замещении Dy на Y (рис. 8) обусловлено уменьшением величины градиента электрического поля eq .

Такое уменьшение градиента eq может быть вызвано уменьшением вкладов в неоднородное электрическое поле на ядре от локализованных зарядов ионных остовов атомов и поляризованных электронов проводимости при увеличении межатомных расстояний, которые увеличиваются при замещении атомов Dy на атомы Y.

В сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ при замещении атомов Dy на атомы Y наблюдается уменьшение на $19.94(6)$ kOe изотропного магнитного поля в области расположения ядра ^{57}Fe (рис. 9). Согласно результатам расчета электронной структуры редкоземельных фаз Лавеса RFe_2 [16,17] 3d–5d-гибридизация электронов при ферромагнитном локальном спиновом взаимодействии 4f–5d приводит к увеличению спина (и магнитного момента) иона железа при увеличении спина редкой земли.

Такое увеличение спина иона железа в свою очередь приводит к увеличению основного вклада в изотропное поле — фермиевского вклада H_{Fermi} . В соответствии с теоретическими расчетами [18], фермиевский вклад в изотропное поле пропорционален величине магнитного момента 3d-оболочки атома железа. Для кристаллических и аморфных сплавов редкая земля — железо обычно используется коэффициент пропорциональности между величиной сверхтонкого магнитного поля и магнитным моментом атома железа, равный $145 \text{ kOe}/\mu_B$ [11,19]. Воспользовавшись данными об изотропном поле, можно

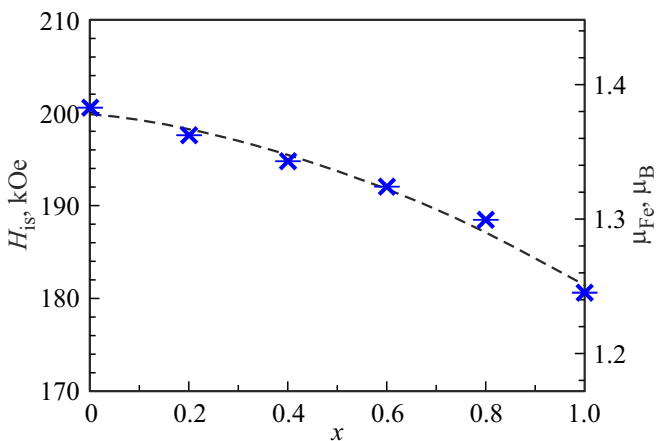


Рис. 9. Изотропное поле H_{is} на ядрах ^{57}Fe и магнитный момент μ_{Fe} атома Fe в зависимости от концентрации Y в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

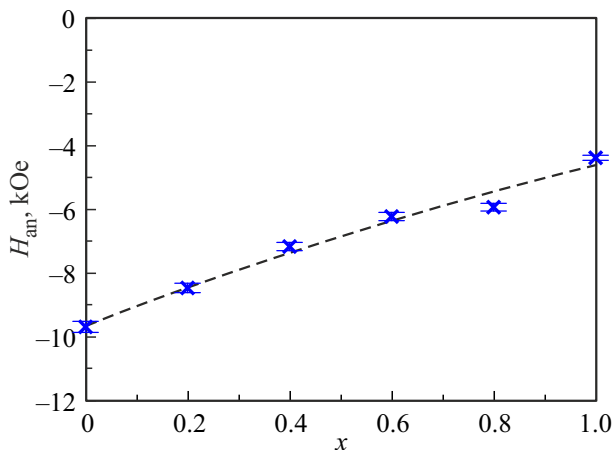


Рис. 10. Анизотропное поле H_{an} на ядрах ^{57}Fe в зависимости от концентрации Y в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

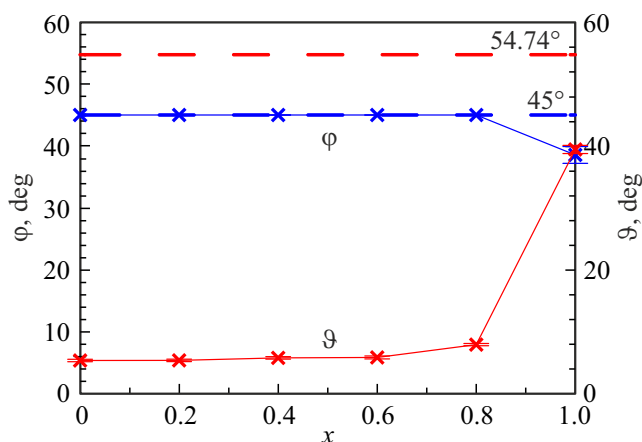


Рис. 11. Зависимость азимутального φ и полярного ϑ углов, задающих ориентацию оси легкого намагничивания относительно кристаллографических осей, от концентрации Y в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$.

оценить величину магнитного момента атома железа в сплавах системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ при комнатной температуре. С этой целью на рис. 9 наряду с осью ординат для изотропного поля H_{is} проведена ось для магнитного момента μ_{Fe} атомов Fe. Значения μ_{Fe} , рассчитанные из значений H_{is} , оказались выше полученных нами из исследований намагниченности в среднем на 11%.

Для анизотропного сверхтонкого магнитного поля H_{an} наблюдается аналогичная случаю изотропного поля H_{is} зависимость от концентрации Y: величина (модуль) анизотропного поля уменьшается на $5.3(2)$ kOe при замещении атомов Dy на атомы Y (рис. 10). Согласно [20,21], вклад в анизотропное поле, обусловленный электронами проводимости из гибридизированной 3d–5d-полосы, поляризованными магнитным дипольным полем локализованных магнитных моментов атомов решетки, имеет тот же знак, что и диполь-дипольный вклад. Оба вклада в анизотропное поле, как диполь-дипольный от локализованных магнитных моментов атомов решетки, так и вклад от электронов проводимости, при замещении атомов Dy атомами Y уменьшаются, поскольку уменьшается средний магнитный момент редкоземельных атомов и увеличивается расстояние между атомами.

Расшифровка спектров сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ в модели „Laves“ позволила определить ориентацию ОЛН в зависимости от степени замещения атомов Dy на атомы Y (рис. 11). Обработка спектров показала, что вплоть до концентрации $x = 0.8$ ОЛН лежит в плоскости $(1\bar{1}0)$ (азимутальный угол $\varphi = 45^\circ$) и отклоняется от оси (001) на малый угол ϑ , который несколько возрастает от $5.4(2)^\circ$ (при $x = 0$) до $7.9(2)^\circ$ (при $x = 0.8$). При полном замещении атомов Dy на атомы Y ОЛН выходит из плоскости $(1\bar{1}0)$ ($\varphi = 38.6(1.4)^\circ$) и отклоняется от оси (001) в сторону пространственной диагонали ($\vartheta \cong 54.74^\circ$) на угол $\vartheta = 39.4(7)^\circ$. Как видим, для всех сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ при комнатной температуре ОЛН не совпадает с кристаллографическими направлениями в кристалле. Подобные отклонения ориентации ОЛН от кристаллографических направлений при комнатной температуре наблюдались в RFe_2 и ранее [21–23].

4. Заключение

Полученные результаты показывают, что иттрий, введенный в редкоземельную подрешетку системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, достаточно активно влияет на параметры решетки и основные магнитные характеристики сплавов. Рост параметра замещения x приводит к увеличению параметра кристаллической решетки от значения $a = 0.7338$ nm в исходном сплаве $\text{Dy}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ ($x = 0$) до значения $a = 0.7368$ nm в $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ ($x = 1.0$). При этом меняются межатомные

расстояния в самой редкоземельной подрешетке, что сопровождается изменением не только межподрешеточных обменных взаимодействий в парах Dy–Fe и Sm–Fe, но и изменением обменных взаимодействий внутри самих магнитных подрешеток Dy–Dy, Dy–Sm, Sm–Sm и Fe–Fe. Конкуренция между перечисленными видами взаимодействий позволяет получать составы с полной магнитной компенсацией намагниченности в широком диапазоне температур, как в данной системе. Получено, что явление магнитной компенсации наблюдается в области концентрации иттрия $x_{\text{comp}} = 0.6$, что совпало с теоретически рассчитанным нами для данной системы значением $x_{\text{comp}} = 0.62$.

Для сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ определены основные магнитные характеристики. Установлено, что при замещении магнитоактивных атомов Dy атомами немагнитного Y межподрешеточное обменное взаимодействие Dy–Fe, ответственное за величину температуры Кюри, ослабевает. В результате, с ростом параметра замещения x температура Кюри сплавов системы убывает от значения $T_C = 587$ К в соединении $\text{Dy}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ до $T_C = 501$ К для $\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$. Определены значения магнитного момента на формульную единицу μ и на атом железа μ_{Fe} для каждого из сплавов системы.

Показано, что в системе наблюдается спиновая переориентация в области концентраций $0.8 \leq x \leq 1$ и знакопеременный характер полевых зависимостей продольной магнитострикции (для составов с $x = 0$ и 0.2), как наиболее чувствительного параметра к изменению величины и знака обменных взаимодействий.

Результаты исследования эффекта Мёссбауэра позволили установить ряд параметров сверхтонкой структуры мёссбауэровских спектров сплавов системы, определить их поведение в зависимости от концентрации Y. Показано, что с ростом концентрации иттрия изотропное поле H_{is} монотонно уменьшается, пропорционально тому, как падает магнитный момент на атоме Fe. При этом наблюдается уменьшение анизотропного поля H_{an} по модулю на величину 5.3 кОе. Зависят от концентрации Y также величины изомерного сдвига δ и константы квадратного взаимодействия e^2qQ .

Расшифровка мёссбауэровских спектров сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ в модели „Laves“ позволила определить ориентацию ОЛН в зависимости от степени замещения атомов Dy на атомы Y. Получено, что у всех сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ при комнатной температуре ОЛН не совпадает с кристаллографическими направлениями в кристалле.

Таким образом, совместное влияние концентрации компонент и внешних магнитных полей позволяют целенаправленно влиять на обменные и магнитокристаллические взаимодействия с целью прогнозирования и получения новых магнитоупорядоченных сплавов с оптимальными физико-химическими параметрами для технических приложений.

Благодарности

Авторы благодарят Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова за обновление оборудования для научных исследований, использованного при выполнении работы.

Выплавка и термическая обработка сплавов, рентгенофазовый анализ и измерения полевых и температурных кривых удельной намагниченности проведены на оборудовании научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования научной аппаратурой и оборудованием Тверского государственного университета

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00313, <https://rscf.ru/project/22-22-00313/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] А.С. Илюшин. Введение в структурную физику интерметаллических соединений. МГУ, М. (1984). 99 с.
- [2] А.К. Куприянов, С.А. Никитин, А.М. Сальникова, З.С. Умхаева. ФТТ **31**, 11, 297 (1989).
- [3] К. Гшнайнднер, Л. Айринг. Физика и химия редкоземельных элементов. Металлургия, М. (1982). 336 с. [K.A. Gschneidner Jr., L. Eyring. Physics and chemistry of rare earth elements. Nord-Holland Publishing Company, Amsterdam, N.Y., Oxford (1978). 336 p.].
- [4] К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. Наука, М. (1987). 159 с.
- [5] М.Е. Matsnev, V.S. Rusakov. AIP Conf. Proc. **1489**, 178 (2012).
- [6] М.Е. Matsnev, V.S. Rusakov. AIP Conf. Proc. **1622**, 40 (2014).
- [7] Т.А. Алероева, И.С. Терешина, Т.П. Каминская, З.С. Умхаева, А.В. Филимонов, П.Ю. Ванина, О.А. Алексеева, А.С. Илюшин. ФТТ **61**, 12, 2471 (2019). [T.A. Aleroeva, I.S. Tereshina, T.P. Kaminskaya, Z.S. Umkhaeva, A.V. Filimonov, P.Yu. Vanina, O.A. Alekseeva, A.S. Ilyushin. Phys. Solid State **61**, 12, 2503 (2019)].
- [8] З.С. Умхаева, И.С. Терешина, Н.Ю. Панкратов, И.М. Алиев, А.Ю. Карпенков, З.Ш. Гацаев. Вестн. КНИИ РАН. Сер. Естеств. и тех. науки **2**, 101 (2022).
- [9] К. Тейлор. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. Мир, М. (1974). 221 с. [K.N.R. Taylor. Intermetallic compounds of rare earth metals. University of Durham, UK (1971). Published: Adv. Phys. **20**, 87, 551 (1971)].
- [10] З.С. Умхаева, И.С. Терешина, Н.Ю. Панкратов, И.М. Алиев, Ф.С.-А. Саид-Ахматова. Изв. ЧГУ **2**, 26, 7 (2022).
- [11] J. Chappert, J.M.D. Coey, D. Givord, A. Lienard, J.P. Rebouilliat. J. Phys. F **11**, 12, 2727 (1981).

- [12] В.И. Николаев, В.С. Русаков, Т.Б. Солодченкова. Изв. АН СССР. Сер. физ. **54**, 9, 1681 (1990). [V.I. Nikolaev, V.S. Rusakov, T.B. Solodchenkova. Izv. A. N. SSSR. Ser. fiz. **54**, 9, 1681 (1990). (In Russian)].
- [13] В.С. Русаков. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. ИЯФ НЯЦ РК, Алматы (2000). 431 с.
- [14] В.С. Русаков, В.С. Покатилов, Т.В. Губайдулина, М.Е. Мацнев. ФММ **120**, 4, 366 (2019). [V.S. Rusakov, T.V. Gubaidulina, M.E. Matsnev, V.S. Pokatilov. Phys. Met. Metallogr. **120**, 4, 339 (2019)].
- [15] М.Е. Мацнев, В.С. Русаков. ФММ **124**, 3, 292 (2023). [M.E. Matsnev, V.S. Rusakov. Phys. Met. Metallogr. **124**, 3, 279 (2019)].
- [16] M.S.S. Brooks, O. Eriksson, B. Johansson. J. Phys.: Condens. Matter **1**, 34, 5861 (1989).
- [17] M.S.S. Brooks, L. Nordstrom, B. Johansson. J. Appl. Phys. **69**, 8, 5683 (1991).
- [18] R.E. Watson, A.J. Freeman. Phys. Rev. **123**, 6, 2027 (1961).
- [19] K.H.J. Buschow, A.M. Van der Kraan. J. Magn. Magn. Mater. **22**, 3, 220 (1981).
- [20] U. Atzmony, M.P. Dariel. Phys. Rev. B **10**, 5, 2060 (1974).
- [21] P. Ray, S.K. Kulshreshtha. J. Physique **41**, 12, 1487 (1980).
- [22] C. Meyer, F. Hartmann-Boutron, Y. Gros, Y. Berthier, J.L. Buevoz. J. Physique **42**, 4, 605 (1981).
- [23] E.R. Bauminger, H.T. Savage. J. Appl. Phys. **52**, 3, 2055 (1981).

Редактор Е.В. Толстякова