

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ
«МАГНИТОСТРИКЦИЯ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ НА
ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И ЖЕЛЕЗА СО СТРУКТУРОЙ ФАЗ
ЛАВЕСА»

Выполнила студентка

221м группы

Хоменко Марина Романовна

Научный руководитель:

Старший преподаватель, к.ф.-м.н.

Панкратов Николай Юрьевич

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____

Москва

2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	2
ГЛАВА 1.ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	4
1.1. Обменные взаимодействия в R-3d интерметаллидах	4
1.2. Магнитокристаллическая анизотропия	6
1.3. Магнитострикция	9
1.4. Фазы Лавеса	12
ГЛАВА 2.ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ	19
2.1. Образцы	19
2.2. Методики	20
ГЛАВА 3.РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ	22
3.1. Влияние замещения в 4f подрешётке на магнитные и магнитострикционные свойства	22
3.2. Влияние замещения в 3d подрешётке на магнитные и магнитострикционные свойства (Tb,Ho)(FeT) ₂	41
ВЫВОДЫ	58
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	60

ВВЕДЕНИЕ

Особое место среди редкоземельных интерметаллидов занимают составы со стехиометрической формулой RT_2 с кубической структурой типа фазы Лавеса $C15$, а также квазибинарные сплавы на их основе. Благодаря относительно простой кристаллической и магнитной структуре этих интерметаллидов они являются удобными объектами для экспериментального и теоретического исследования, а их свойства могут быть спрогнозированы.

Редкоземельные интерметаллиды RT_2 интересны также благодаря тому, что обладают гигантской магнитострикцией при сравнительно небольших значениях магнитного поля в широком диапазоне температур.

Магнитострикция – это изменение формы и размеров тела при его намагничивании. На этом явлении основывается действие многих устройств (датчиков, приводов, магнитострикционных преобразователей и т.д.). Обратный эффект находит применение в технологиях energy harvesting, которые позволяют обеспечивать энергией сенсоры и датчики. Вследствии этого актуальной задачей является поиск материалов, обладающих высокими значениями магнитострикции и магнитострикционной восприимчивости в заданном интервале температур.

В отличие от 3d-металлов, таких как железо, кобальт, никель, в которых магнитострикция достигает значений 10^{-6} , в редкоземельных металлах (РЗМ) она достигает гигантских значений 10^{-3} . Однако чистые редкоземельные металлы обладают также большой магнитокристаллической анизотропией (МКА), из-за чего магнитострикционная восприимчивость мала, а гигантские значения магнитострикции достигаются только в высоких полях $H > 10$ кЭ. МКА представляет собой явление преимущественной

ориентации вектора спонтанной намагниченности магнетика вдоль осей, характерных для кристаллографической симметрии магнетика.

В соединениях RT_2 типа фаз Лавеса $C15$ анизотропия снижается благодаря их кубической кристаллической структуре. Дополнительно снизить МКА для получения оптимальных значений магнитострикции, создав квазибинарные сплавы с несколькими редкоземельными и/или несколькими $3d$ -металлами с разными знаками констант МКА.

Среди бинарных РЗ соединений наибольшие значения магнитострикции насыщения при комнатной температуре демонстрируют $SmFe_2$ и $TbFe_2$ ($-1.5 \cdot 10^{-3}$ и $+1,7 \cdot 10^{-3}$, соответственно). Также в $SmFe_2$ при понижении температуры происходят два спин-переориентационных перехода.

Целью данной работы являлось комплексное изучение структурных, магнитных и магнитострикционных характеристик многокомпонентных соединений на основе $SmFe_2$ и $TbFe_2$.

Для исследования были выбраны следующие системы: $Sm_{0.2}(R)_{0.8}Fe_2$ ($R = Gd, Dy$), $Tb_{0.16}Ho_{0.84}(Fe, T)_2$ ($T = Co, Ni$). Такой выбор позволяет определить влияние замещения ионами с другим знаком обменного интеграла и/или констант магнитокристаллической анизотропии как в редкоземельной, так и в $3d$ -подрешётке на структурные, магнитные и магнитострикционные свойства интерметаллидов RT_2 , а также на характер магнитных фазовых переходов.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Обменные взаимодействия в R-3d интерметаллидах

Интерметаллиды на основе RЗ и 3d переходных металлов обычно исследуют, используя теорию Нееля, в которой рассматривается модель магнетика, состоящая из нескольких магнитных подрешёток. Соответственно, RT_2 можно рассматривать как двухподрешёточный магнетик с редкоземельной и 3d подрешётками. В такой модели есть 3 типа обменных взаимодействий: 4f-4f, 3d-4f и 3d-3d. Согласно расчётам, выполненным на основе теории молекулярного поля [1], 3d-3d взаимодействие является наиболее сильным, а 4f-4f взаимодействие - наиболее слабым. 4f-4f обмен может осуществляться только косвенным путём, через электроны проводимости, так как 4f орбитали RЗ ионов расположены глубоко под d и s орбиталями и прямого перекрытия между ними не происходит. 3d-4f взаимодействие по величине занимает промежуточное положение между ними, однако оно играет важную роль, так как оказывает значительное влияние на магнитное упорядочение [2; 3].

Интерметаллиды на основе RЗМ и железа обладают некоторыми особенностями магнитных свойств. На рис. 1 а приведены зависимости температур Кюри от квадрата магнитного момента 3d-иона для различных редкоземельных интерметаллидов с Fe, Co и Ni [4]. В составах с Ni и Co наблюдается монотонное возрастание значений температуры Кюри и магнитного момента с ростом содержания 3d-металла. Соединения с железом обладают большим магнитным моментом, чем соответствующие соедине-

ния с Ni и Co, что согласуется с предположением об увеличении степени локализации 3d-электронов у переходных металлов при переходе от Co к Fe и ослаблении 3d-3d обмена.

Температура Кюри R-Fe интерметаллидов определяется в основном 3d-3d обменным взаимодействием внутри железной подрешётки, хотя 3d-4f обмен также может вносить свой вклад. Как правило, температура Кюри R-Fe соединений значительно ниже температуры Кюри чистого железа. Это объясняется зависимостью обменного интеграла от расстояния между магнитными ионами. На рис. 1 б изображена кривая Бете-Слеттера, где точки, соответствующие железу, располагаются на наклонном участке, поэтому небольшое изменение расстояния между атомами железа приводит к ощутимому изменению величины обменного интеграла и даже изменению его знака. Примером проявления этой особенности являются аномалии температур упорядочивания и магнитных свойств в интерметаллидах с большим содержанием железа при приложении давления [5].

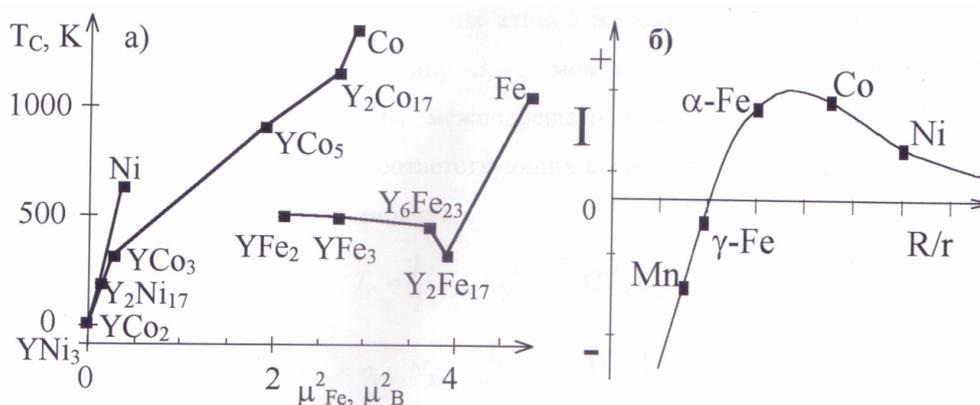


Рис. 1. Зависимость температуры Кюри от квадрата магнитного момента на 3d-атоме для соединений с Ni, Co и Fe. б) Кривая Бете-Слеттера. Зависимость обменной энергии I от расстояния между ионами R нормированного на ионный радиус r .

Интегралы обменного взаимодействия в 3d-подрешётке J_{FeFe} могут

быть вычислены на основе теории молекулярного поля, исходя из значений температур Кюри соединений с немагнитными РЗМ [6].

1.2. Магнитокристаллическая анизотропия

Магнитокристаллическая анизотропия (МКА) – это явление преимущественной ориентации спонтанной намагниченности магнетика вдоль осей кристаллографической симметрии. Для кубических кристаллов энергию магнитокристаллической анизотропии можно представить, как функцию направляющих косинусов α_1 , α_2 , α_3 вектора спонтанной намагниченности относительно осей куба:

$$\Phi = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + K_3(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2)^2, \quad (1)$$

где K_1 , K_2 и K_3 – константы кубической анизотропии.

МКА соединений RT_2 рассматривают в модели двух подрешеток, разделяя вклады в константы МКА от каждой подрешетки. В интерметаллидах РЗ ионы находятся на большом расстоянии друг от друга (разделенные 3d-атомами), в таком случае считают, что МКА обусловлена взаимодействием орбитальных моментов магнитных ионов с кристаллическим полем. Такую модель МКА называют одноионной [7]. Таким образом, константы K_1 можно представить как [8; 9]:

$$K_1 = K_{1R} + K_{13d}, \quad (2)$$

где K_{1R} и K_{13d} – константы МКА РЗ и 3d-подрешеток. Вторая константа

МКА для 3d-подрешетки обычно мала и её обычно не учитывают.

Направление вектора намагниченности в кристалле в отсутствие внешнего поля зависит от знаков первой и второй констант МКА [1], из чего следует что изменение констант МКА с температурой может привести к переориентации вектора намагниченности относительно кристаллографических осей, то есть спин-переориентационному переходу.

Спин-переориентационный фазовый переход (СПП) – изменение ориентации магнитных моментов относительно кристаллографических осей при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления). В области спиновой переориентации, где уменьшается поле анизотропии, внешние магнитные поля и механические напряжения вызывают наиболее интенсивную перестройку доменной структуры материала и поворот вектора намагниченности. Вблизи точек перехода наблюдаются следующие аномалии физических свойств: максимум магнитной восприимчивости и магнитосопротивления; минимум коэрцитивной силы и модуля Юнга, поэтому материалы, в которых возможны спин-переориентационные переходы интересны, например, с точки зрения создания магнитомягких материалов. Помимо этого, вблизи точек спин-переориентационных переходов существуют и аномалии магнитострикции. Таким образом, исследование полевых и температурных и полевых зависимостей магнитных и магнитоупругих характеристик позволяет выявить наличие в материале СПП.

Рассмотрим спин-переориентационный переход с точки зрения теории Ландау. Термодинамический потенциал $\Phi = \Phi(m, H, T, p)$ зависит от внешних параметров (поля, температуры, давления) и параметра порядка. В качестве параметра порядка можно использовать проекцию спонтанного

магнитного момента на заданную ось или ориентационные углы. Минимизация потенциала Φ по параметру порядка даёт набор возможных состояний (фаз), у каждой из которых есть своя область существования.

Потенциал однодоменного кубического кристалла можно представить в виде:

$$\Phi = \Phi_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (3)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ - направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности относительно осей куба.

Перейдём к сферической системе координат, направив полярную ось вдоль оси $[001]$, тогда $\cos \Theta = \alpha_3$ и $\alpha_1 = \alpha_2$:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{4}K_1 \sin^2 2\theta + \frac{1}{4}(K_1 + K_2 \cos^2 \theta) \sin^4 \theta \cos^2 \phi, \quad (4)$$

где $\phi = \frac{\pi}{2}$.

Выберем в качестве параметра порядка угол θ . Минимизируя (4) по θ и ϕ , получим, что при всех возможных соотношениях констант K_1 и K_2 минимуму термодинамического потенциала, а следовательно, и устойчивым фазам, удовлетворяют только 3 направления вектора намагниченности:

1. $M \parallel [001]$ при $K_1 \geq 0$
2. $M \parallel [110]$ при $0 \geq K_1 \geq -\frac{1}{2}K_2$
3. $M \parallel [111]$ при $K_1 \leq -\frac{1}{3}K_2$

Равенства соответствуют линиям потери устойчивости каждой из фаз. В рамках подхода с двумя константами МКА вблизи фазовых границ есть области, в которых сосуществуют две фазы.

Таким образом, легкими осями намагничивания в кубическом ферромагнетике могут быть только направления типа $[100]$, $[110]$, $[111]$, поэтому при учёте только первых двух констант МКА спонтанные спин-переориентационные переходы всегда происходят со скачком углов ориентации векторов намагниченности, то есть являются фазовыми переходами первого рода. В работе [10] показано, что если третья константа $K_3 \ll K_1$, то она не сказывается существенно на фазовых переходах $[111] - [100]$ и $[111] - [110]$, а при переходе $[110] - [100]$ учет третьей константы анизотропии приводит к возникновению гистерезиса (при $K_3 < 0$) или к появлению «угловой» фазы (при $K_3 > 0$), в которой магнитные моменты вращаются в плоскости (110) . Если значения всех трех констант магнитной анизотропии сравнимы по величине, то при этих условиях возможен также переход из фазы $[111]$ в фазу $[110]$ и из фазы $[111]$ в фазу $[001]$ через промежуточную угловую фазу, в которой магнитные моменты вращаются в плоскости (011) $[11]$.

1.3. Магнитострикция

Магнитострикция – это изменение формы и размеров тела при его намагничивании. Магнитострикционные материалы, обладающие высокими значениями магнитострикции насыщения и высокими значениями магнитострикционной восприимчивости в заданном интервале температур и магнитных полей, используются для создания различных датчиков, переключателей и преобразователей энергии, поэтому проблема создания таких материалов является актуальной [12].

Рассмотрим магнитострикцию кристалла кубической симметрии. В

зависимости от направления вектора спонтанной намагниченности относительно кристаллографических осей меняется не только величина магнитострикционной деформации, но и её знак. То есть, магнитострикционные свойства в общем случае анизотропны. Магнитострикцию можно представить в следующем виде:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{3}{2}\lambda_{100}(\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3 - \frac{1}{3}) + 3\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \quad (5)$$

где α_i и β_i – направляющие косинусы вектора намагниченности и направления измерения магнитострикционной деформации, $\lambda_0(H, T)$, $\lambda_{100}(H, T)$ и $\lambda_{111}(H, T)$ – константы магнитострикции: λ_0 – константа, ответственная за изотропное изменение размера, λ_{100} ответственна за тетрагональные, а λ_{111} – за ромбоэдрические искажения решётки.

Как уже было сказано выше, в 3d металлах магнитострикция достигает значений $\sim 10^{-6}$, в то время как в редкоземельных металлах $\sim 10^{-3}$. Это явление называют гигантской магнитострикцией. Оно было открыто на физическом факультете МГУ профессором К. П. Беловым и его учениками в середине XX века. Причина появления гигантской магнитострикции в РЗМ заключается в том, что магнитный момент редкоземельных элементов не «заморожен», как в 3d-металлах. Отвечающая за магнитный момент 4f оболочка расположена глубоко внутри атома и экранирована от действия кристаллического поля, кроме того в РЗ ионах весьма велико спин-орбитальное взаимодействие и кристаллическое поле не может его разрушить.

Для технического применения важны не только высокие значения

магнитострикции насыщения, но и магнитострикционная восприимчивость $d\lambda/dH$, характеризующая наклон линейного участка полевой зависимости магнитострикции. Многие материалы, обладающие большой магнитострикцией насыщения, достигают её только в магнитных полях ~ 10 кЭ, а для создания таких полей требуются мощные магниты.

Изменение обменной энергии может быть обусловлено как изменением температуры, так и увеличением спонтанной намагниченности в магнитном поле. В приближении молекулярного поля свободная энергия магнитного поля имеет вид [13]:

$$W = -\frac{1}{2}wM_s^2 - M_sH \quad (6)$$

где M_s – спонтанная намагниченность, w – константа обменного взаимодействия в ферромагнетике, H – внешнее поле.

Вызванное магнитным полем изменение объёма можно записать как:

$$d\omega = \frac{\delta v}{v} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial H} \left(\frac{\partial W}{\partial \omega} \right) dH = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial W}{\partial H} \right) dH = \frac{1}{c} \frac{\partial M_s}{\partial \omega} dH. \quad (7)$$

Магнитострикцию, возникающую вследствие того, что внешнее магнитное поле ориентирует намагниченность в одном направлении, называют вынужденной магнитострикцией. Вынужденная магнитострикция обусловлена обменным взаимодействием, которое входит как первое слагаемое в выражение для энергии взаимодействия между спинами, поэтому этот эффект изотропен.

Энергию упругой деформации, вызванной магнитострикционными

искажениями (λ), можно представить в виде:

$$W = \frac{E\lambda^2}{2} \quad (8)$$

где E - модуль Юнга. Из формул (6) и (8) видно, что энергия квадратично зависит как от M_s , так и от λ , следовательно, в первом приближении можно полагать, что величина магнитострикции насыщения пропорциональна спонтанной намагниченности $\lambda_s(T) \sim M_s(T)$.

1.4. Фазы Лавеса

Фазы Лавеса это обширное семейство структур бинарных соединений, которые в 1930х годах активно исследовал Ф. Лавес [14]. Фазы Лавеса обладают высокой плотностью упаковки, большими координационными числами и высокой симметрией. Фазы Лавеса образуются при соотношении атомных радиусов элементов $r_A : r_B$, лежащем в диапазоне от 1,04 до 1,68 [9].

Большинство соединений RFe_2 кристаллизуется в структуры фаз Лавеса C15(типа $MgCu_2$), C14 (типа $MgZn_2$) или C36 (типа $MgNi_2$). Фаза Лавеса C15 представляет собой кубическую структуру на основе ГЦК, содержащую 24 атома на элементарную ячейку, C14 и C36 - гексагональные структуры, содержащие 12 и 24 атома на элементарную ячейку соответственно. Кубический тип C15, который мы будем рассматривать далее, существует преимущественно при соотношении $r_A : r_B > 1,4$. Структуры приведённых выше фаз Лавеса представлены на рис. 2 [15].

Рассмотрим более подробно свойства редкоземельных интерметалли-

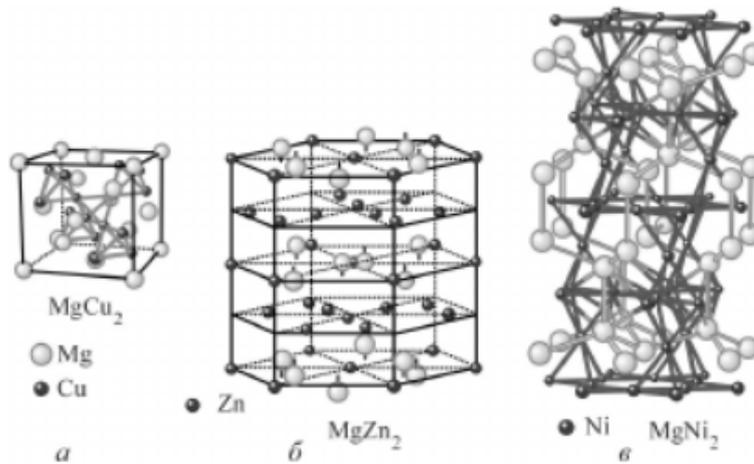


Рис. 2. Кристаллическая структура фаз Лавеса С15 (а), С14 (б), С36 (в).

дов со структурой типа фаз Лавеса С15. Гигантская магнитострикция в РЗМ наблюдается при низких температурах. Использование сплавов РЗМ и 3d-металлов позволяет повысить температуру Кюри по сравнению с чистыми редкоземельными металлами и получить гигантскую магнитострикцию вблизи комнатной температуры.

Большая спонтанная магнитострикция RFe_2 объясняется сильной анизотропией 4f-электронной плотности редкоземельного иона [16]. При наложении магнитного поля в кристалле поворачивается полный магнитный момент редкоземельного иона и возникает магнитострикция, анизотропная как по величине, так и по знаку. Поэтому, если рассматривать такой РЗМ как Gd, имеющий сферическую 4f-подоболочку, его магнитострикция будет невелика (см. табл. 1), так как мала анизотропия электронной плотности и магнитострикция возникает только за счёт обменного взаимодействия.

Для достижения наибольших значений магнитострикции в малых полях, необходимо минимизировать магнитную анизотропию, так как при её наличии магнитный момент выстраивается вдоль определённого направле-

ния, и чтобы повернуть его и, соответственно, изменить направление искажения решётки, потребуется большое магнитное поле. С этой точки зрения большой интерес представляют интерметаллиды с кубической структурой фаз Лавеса $C15$, содержащие РЗМ с различными осями лёгкого намагничивания.

Таблица 1. Температуры Кюри, константы МКА, магнитострикция насыщения и константы магнитострикции некоторых интерметаллидов RFe_2 при температуре 300К по данным [11; 17; 18]

Состав	T_C , К	K_1 , 10^6 Эрг/см ³	K_2 , 10^6 Эрг/см ³	λ_s , 10^{-6}	λ_{111} , 10^{-6}	λ_{100} , 10^{-6}
$SmFe_2$	674	-5.3	1.9	1500	-2300	-130
$GdFe_2$	789	<1	-	39	40	37
$TbFe_2$	694	-7.6	6.3	1700	2400	2000
$HoFe_2$	594	5.5	6.4	85	200	-67
$DyFe_2$	698	26.9	-	840	1260	4

Высокие величины констант магнитострикции λ_{111} и λ_{100} у ряда соединений RFe_2 в сочетании с высокой температурой Кюри (порядка 500-700 К) явились отправным моментом в попытках разработать на их основе новые высокомагнитострикционные сплавы для преобразователей электромагнитной энергии в механическую работу. Из таблицы 1 видно, что интерметаллид $TbFe_2$ имеет наиболее высокое значение магнитострикции насыщения, а значит, является перспективным для технических применений. Однако эксперименты показали, что в этом интерметаллиде при комнатной температуре насыщение магнитострикции происходит в полях выше 10–15 кЭ, что на порядок превышает магнитное поле в типичных магнитострикционных преобразователях на основе сплавов 3d-металлов (100–500 Э). Столь трудное магнитное насыщение этого

материала связано с высокой коэрцитивностью его доменных границ, обусловленной, в свою очередь, высокой плотностью их граничной энергии из-за большой величины констант K_1 и K_2 у $TbFe_2$. Уменьшить величины констант МКА оказалось возможным путем приготовления квазибинарного интерметаллида $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$. Разные знаки констант МКА соединений $TbFe_2$ и $DyFe_2$ и в то же время одинаковый знак λ_{111} позволили А. Кларку с коллегами из лаборатории ВМС США в 1980-е гг. «сконструировать» квазибинарный сплав «Terfenol» состава $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$, с гораздо большей, чем у $TbFe_2$, магнитной проницаемостью в малых и средних полях и, следовательно, большей величиной магнитострикционной восприимчивости $(d\lambda/dH)_{max}$.

Этот состав был найден эмпирическим путем. Однако полученные сведения о типе МКА и величинах констант МКА в RFe_2 , их температурных зависимостях и возможности адекватного описания последних теоретическими формулами позволили, используя принцип суперпозиции вкладов, вести поиск составов многокомпонентных систем с требуемыми потребительскими свойствами. Такая работа применительно к высокомагнитострикционным сплавам на основе RFe_2 была выполнена Н. В. Кудреватых и В. Н. Москалевым в 1980-е гг [7]. Ими были рассчитаны температурные и концентрационные зависимости констант МКА в $TbFe_2$ и $DyFe_2$ (рис. 3) и определено, что «критический» состав, при котором происходит концентрационный ориентационный переход ОЛН от направления $[111]$ к направлению $[001]$, т. е. когда $|K_2| = 9K_1$, соответствует значению $x = 0.69$, что практически совпадает с найденным эмпирическим значением $x = 0.7$ для сплава «Terfenol».

На рис. 3 показаны зависимости констант МКА для TbFe_2 и DyFe_2 .

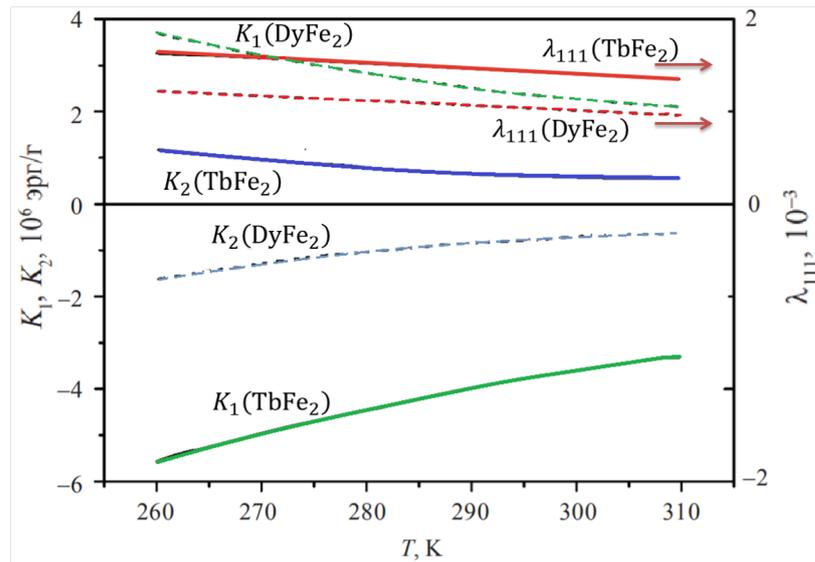


Рис. 3. Температурная зависимость констант магнитокристаллической анизотропии для соединений TbFe_2 и DyFe_2 .

После этого был произведён поиск четверного состава $(\text{Tb,Dy})(\text{Fe,Co})_2$, мотивированный большой величиной среднего атомного магнитного момента 3d-атома в подрешетке Fe–Co, что обеспечивает более высокую величину обменного поля, действующего со стороны подрешетки этих атомов на R-ионы. Это обстоятельство давало основание полагать, что при комнатной температуре в R-подрешетке будет более высокая степень магнитного порядка, а следовательно, и более высокая величина вклада в анизотропную магнитострикцию по сравнению с бескобальтовым интерметаллидом. Таким образом был найден состав $(\text{Tb}_{0.35}\text{Dy}_{0.65})(\text{Fe}_{0.8}\text{Co}_{0.2})_2$, который не только демонстрирует более высокой магнитострикционной восприимчивостью в малых и средних полях, но и химически более стоек.

Исходя из всего вышесказанного, можно предположить, что интерметаллиды $\text{Sm}_{0.2}(\text{R})_{0.8}\text{Fe}_2$ ($\text{R} = \text{Gd}, \text{Y}$) и $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe,T})_2$ ($\text{T} = \text{Co}, \text{Ni}$) будут иметь большие значения магнитотрикции и магнитострикционной воспри-

имчивости при комнатной температуре, так как в этих системах происходит компенсация магнитокристаллической анизотропии. Помимо этого в SmFe_2 происходят два спин-переориентационных перехода, которые, вероятно, сохраняются при разбавлении самария иттрием [19]. Таким образом, целью данной работы было изучение магнитных и магнитострикционных свойств интерметаллидов на основе SmFe_2 и TbFe_2 с замещением в РЗ и 3d подрешётках.

При переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние кубическая кристаллическая решетка соединения SmFe_2 испытывает ромбоэдрические искажения, сжимаясь вдоль направления $\langle 111 \rangle$. Такая структура в SmFe_2 сохраняется при понижении температуры до ~ 200 К. При дальнейшем уменьшении температуры сначала появляется "угловая" магнитная фаза: вектор спонтанного магнитного момента находится в плоскости (011) (не совпадая по направлению ни с осью [111], ни с осью [110]), и лишь затем, при температурах ниже ~ 125 К, магнитный момент достигает оси [110]. Температуры двух СПП в SmFe_2 заметно отличаются друг от друга по данным разных авторов [20; 21]. Аномалии в области СПП проявляются при исследовании многих физических свойств. В РЗ сплавах со структурой фаз Лавеса аномалии при температурах СПП особенно сильно проявляются на поведении магнитострикции.

На рис. 4 показаны температурные зависимости анизотропией магнитострикции в $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ в различных полях (3.5, 5, 6.5, 9.5 и 12 кЭ) и SmFe_2 в поле 12 кЭ, а также полевая зависимость анизотропией магнитострикции в $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ [19]. Оба состава демонстрируют отрицательную анизотропную магнитострикцию, при этом её величина для $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$

в 9-10 раз меньше, чем для SmFe_2 . Видно, что для обоих составов $\lambda_a(T)$ линейно уменьшается при понижении температуры ниже комнатной. Поведение изменяется в окрестности спин-переориентационного перехода. На графике $\lambda_a(T)$ для SmFe_2 наблюдаются локальные минимум и максимум при 126-190 К в поле 12 кЭ. В $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ при всех значениях поля (3.5; 12 кЭ), на $\lambda_a(T)$ наблюдается "плато", ширина которого зависит от приложенного поля: чем меньше поле, тем шире "плато". Так же для $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ наблюдается локальный экстремум вблизи $T=300\text{K}$, который может быть вызван поворотом магнитного момента в процессе намагничивания вблизи СПП.

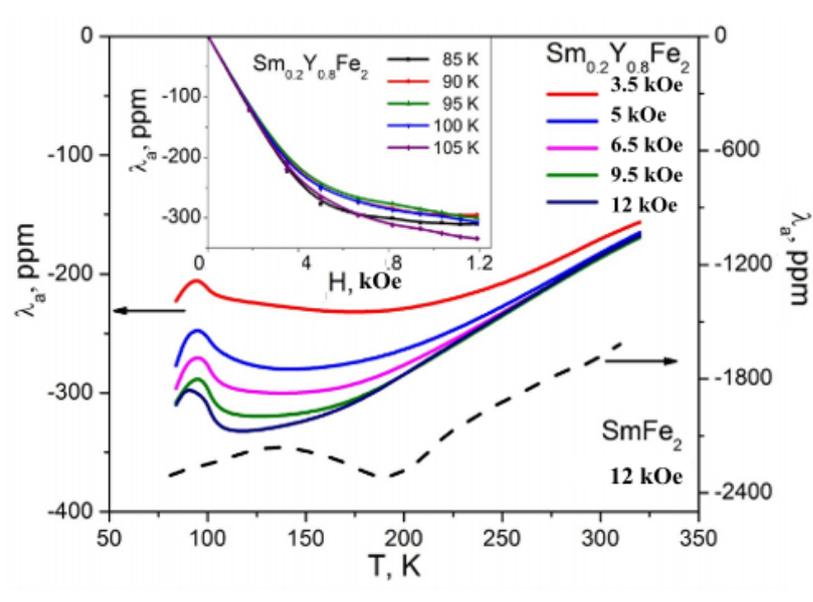


Рис. 4. Температурная зависимость анизотропной магнитострикции в $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ и SmFe_2 . На вставке показана полевая зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ [19]

ГЛАВА 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ

2.1. Образцы

Образцы были синтезированы и аттестованы в лаборатории магнитных материалов на кафедре магнетизма Физико-технического факультета Тверском Государственном университете. Синтез сплавов $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$, $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy}, \text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ (концентрация Gd, Dy = 0; 0.2; 0.4; 0.6; 0.8), $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ ($x = 0.1; 0.2; 0.3; 0.4$) и $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ ($x = 0.1; 0.2; 0.3$) проводился методом высокочастотной индукционной плавки в алундовом тигле в атмосфере особо чистого аргона (содержание влаги менее $0.02 \text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$, азота – 0.0005 %, кислорода – 0.001 %), давление которого составляло 1.1 – 1.2 атм. Затем образцы подвергали гомогенизирующему отжигу. Скорость остывания сплавов была достаточно низкой (около 1 – 2 К/с), что способствовало достижению состояния, близкого к равновесному.

Метод индукционной плавки основан на преобразовании энергии электромагнитного поля, поглощаемой электропроводящим нагреваемым веществом, в тепловую энергию. Индуктором служит соленоид, питание которого осуществляется переменным током высокой частоты. Создаваемое индуктором электромагнитное поле возбуждает в металле токи, под действием которых происходит плавление. В индукционных печах происходит интенсивное перемешивание расплава, благодаря чему можно поддерживать требуемую температуру во всей массе расплава [22; 23].

Рентгенодифракционные спектры регистрировались в CuK_α -излучении ($\lambda = 0.1540598 \text{ нм}$) при комнатной температуре на порошковых образцах с помощью рентгеновского дифрактометра «ДРОН-7»). Измельченные

до состояния порошка образцы сплавов помещались в специальные стеклянные кюветы, порошок равномерно распределялся и выравнивался до образования плоской поверхности, после чего осуществлялась регистрация рентгенодифракционного профиля. Параметры элементарной ячейки определялись по отражениям в области углов $2\theta = 15 - 105^\circ$.

Фазовый состав образца исследовался с помощью Ритвельд-анализа.

2.2. Методики

Намагниченность измерялась с помощью индукционного магнетометра на основе установки MagEq 1 в температурном диапазоне от 80 до 300 К и от 300 до 700 К в магнитных полях до 16 кЭ.

Магнитострикция была измерена в области температур от 80 до 300 К. Для измерения магнитострикции был применен тензометрический метод. Тензорезисторы были изготовлены из тензочувствительной проволоки,

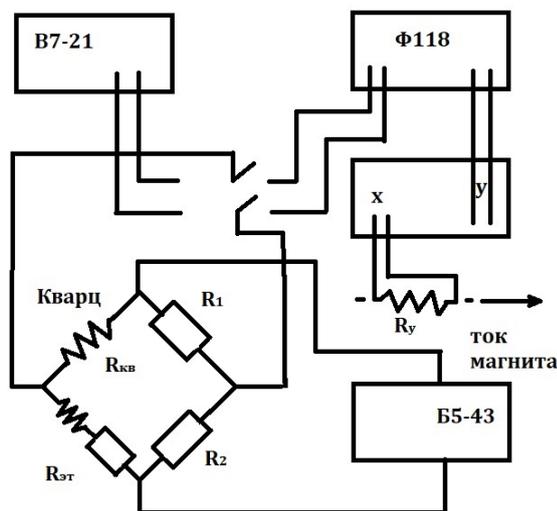


Рис. 5. Блок-схема установки для измерения магнитострикции.

не обладавшей заметным гальваномагнитным эффектом. Датчики имели

базу 5 мм и сопротивление около 120 Ом. Коэффициент тензочувствительности $S = 2$ во всём температурном диапазоне. При измерениях один датчик наклеивался на образец, а другой являлся компенсационным и наклеивался на тонкую кварцевую пластинку, которая прижималась к образцу. Оба датчика включались в противоположные плечи моста Уинстона. Сопротивления рабочего и компенсационного тензодатчиков отличались менее, чем на 1%. Для градуировки схемы измерялся сигнал разбаланса моста при включении эталонного сопротивления 0.1 Ом. В качестве эталонного образца для калибровки установки использовался поликристаллический никель. Величина стрикции определялась по формуле

$$\lambda = \frac{R_{\text{эт}}}{S \cdot R_{\text{т}} \cdot \alpha_{\text{эт}}} \cdot \alpha \quad (9)$$

где α - величина разбаланса моста, $R_{\text{эт}}$ - величина эталонного сопротивления (0,1 Ом), $\alpha_{\text{эт}}$ - величина разбаланса при включении эталонного сопротивления последовательно тензодатчику, $R_{\text{т}}$ - сопротивление тензодатчика, S - коэффициент тензочувствительности ($S = 2$). Ошибка измерений относительного удлинения не превышала 3 %. Абсолютная ошибка измерений определялась точностью измерения тока разбаланса моста и составляла около 10^{-5} (8%).

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Влияние замещения в 4f подрешётке на магнитные и магнитострикционные свойства

Система $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$

В работе были исследованы две системы на основе SmFe_2 с замещением в РЗ подрешётке: $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0,2}(\text{Dy}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ с содержанием иттрия $x = (0; 0.2; 0.4; 0.4; 0.6; 0.8; 1)$. Иттрий не обладает локализованным магнитным моментом и является немагнитным аналогом РЗМ.

В системе $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$ самарий сильно разбавлен гадолинием, имеющим сферическую 4f-подоболочку и иттрием – немагнитным аналогом РЗМ, за счёт чего понижается анизотропия в данной системе. Помимо этого, так как магнитный момент тяжёлого РЗ иона Gd, равный $\mu_{Gd} = 7 \mu_B/\text{атом}$, выстраивается антипараллельно моменту 3d-подрешётки, а момент лёгкого РЗ иона Sm ($\mu_{Sm} = 0.7 \mu_B/\text{атом}$) – параллельно, то при определённом соотношении концентраций Gd и Y можно наблюдать явление компенсации магнитных моментов РЗ и 3d-подрешётки.

Для поиска компенсационного состава был проведён расчёт магнитного момента в модели трёх коллинеарных подрешёток (Sm, Gd и Fe). Величина полного магнитного момента определялась по формуле:

$$\mu_{calc} = 2\mu_{Fe} + 0.2\mu_{Sm} - 0.8(1 - x)\mu_{Gd}, \quad (10)$$

где $\mu_{Fe} = 1.45 \mu_B/\text{атом}$ – магнитный момент в подрешетке Fe, определенный из намагниченности соединения YFe_2 [24].

Полученная в такой модели зависимость магнитного момента соединений $Sm_{0.2}(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Fe_2$ показана на рис. 6. Отрицательный знак перед значениями намагниченности означает, что магнитный момент подрешетки Gd превышает момент подрешеток Sm и Fe, при этом магнитный момент РЗ подрешётки выстраивается антипараллельно моменту подрешётки железа. После смены знака при разбавлении гадолиния иттрием, напротив, магнитный момент РЗ и 3d подрешёток сонаправлены. Таким образом, из теоретической концентрационной зависимости магнитного момента получаем, что при увеличении концентрации иттрия происходит переход из ферри-магнитного в ферромагнитное состояние. Из выражения видно, что компенсационный состав расположен вблизи концентрации иттрия $x_{comp}=0.4$.

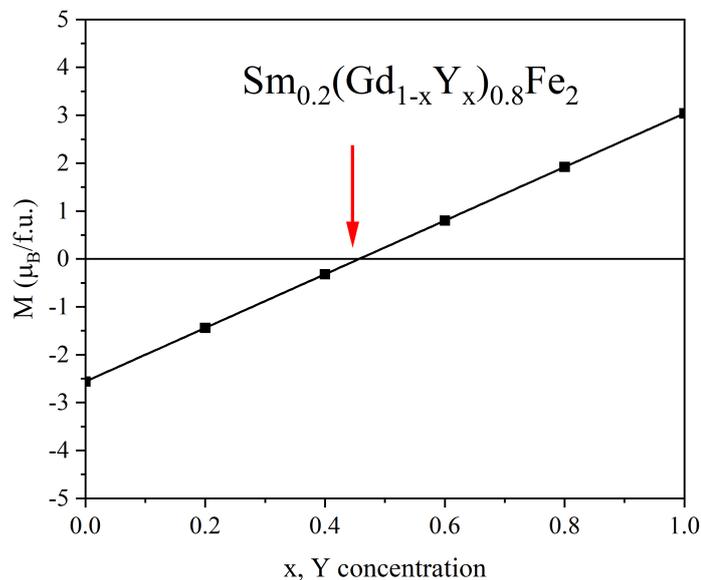


Рис. 6. Зависимость магнитного момента $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ в зависимости от концентрации Y в двухподрешёточной модели.

Рентгеноструктурный фазовый анализ показал, что все полученные

соединения являются практически однофазными и сохраняют кристаллическую структуру типа $MgCu_2$, а с ростом концентрации иттрия параметр кубической решетки незначительно уменьшается (см. рис. 7), что, предположительно, обусловлено тем, что радиус иона иттрия меньше радиуса иона гадолиния.

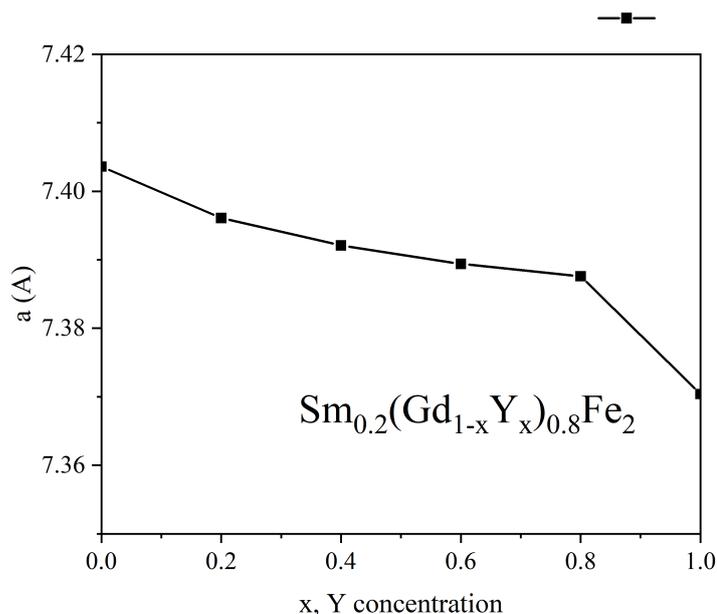


Рис. 7. Концентрационная зависимость параметра решётки $Sm_{0,2}(Gd,Y)_{0,8}Fe_2$.

Для составов системы $Sm_{0,2}(Gd,Y)_{0,8}Fe_2$ были получены температурные и полевые зависимости намагниченности в поле 5 кЭ при температурах от 300 до 770 К. Эти зависимости показаны на рис. 8 и рис. 9 соответственно. Для образцов с малым содержанием иттрия ($x = 0.2; 0.4$) наблюдается пологий спад намагниченности с ростом температуры, тогда как при увеличении содержания иттрия ($x = 0.6$) спад намагниченности становится более резким. Из температурных зависимостей намагниченности, приведённых на рис. 8, были определены температуры Кюри. Температура Кюри определялась как проекция на ось абсцисс точки пересечения касательной

к графику температурной зависимости намагниченности в точке наиболее резкого спада намагниченности с асимптотой, проведенной к конечной части графика.

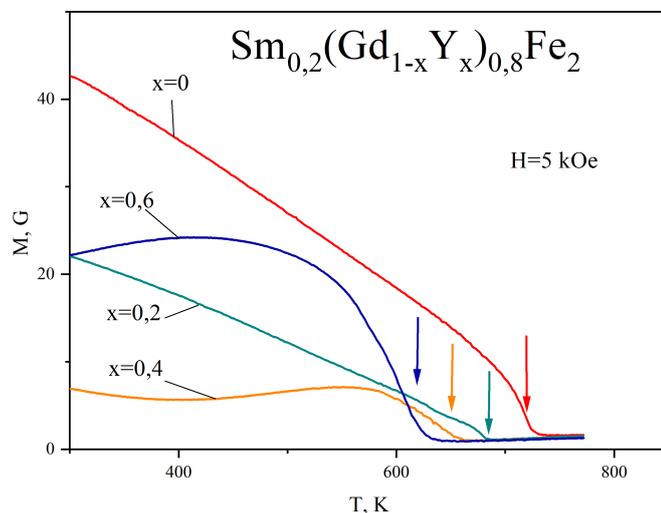


Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd},\text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в поле $H=5$ кЭ.

На рис. 9 изображены полевые зависимости намагниченности $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$ при температуре $T = 300$ К в поле до 18 кЭ. Ни в одном из составов системы не наблюдается заметного гистерезиса, что говорит о малой анизотропии в системе. Действительно, вклад в анизотропию определяется РЗ подрешёткой, однако большая часть, обладающего анизотропией, замещена сферически симметричными ионами Gd и немагнитным иттрием, не дающим вклада в магнитную анизотропию, что и приводит к понижению анизотропии по сравнению с SmFe_2 .

На рис. 10 изображена концентрационная зависимость магнитного момента, приходящегося на формульную единицу при $T = 300$ К. Пунктирной линией обозначен рассчитанный в модели коллинеарных подрешёток магнитный момент μ_{calc} . Минимум экспериментальной концентрационной

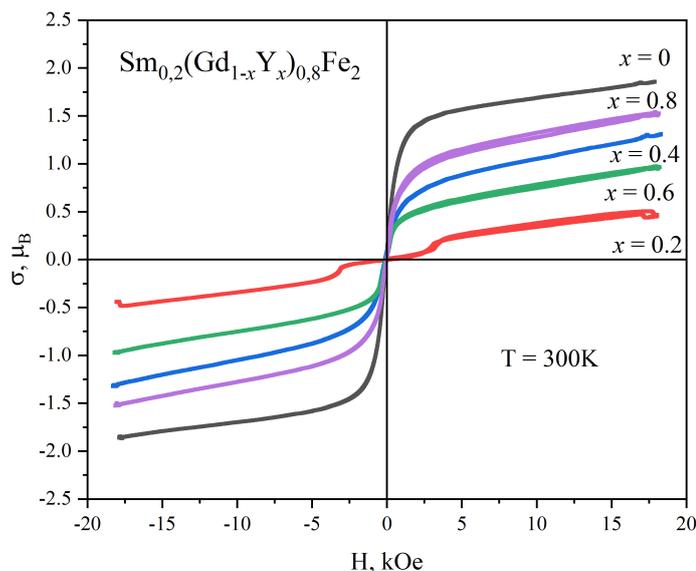


Рис. 9. Полевые зависимости намагниченности $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd},\text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ при $T=300\text{K}$.

зависимости практически совпадает с теоретическим, т. е. наименьший магнитный момент наблюдается, как и ожидалось, исходя из теоретической зависимости, в составе с концентрацией иттрия $x = 0.4$. Причиной различий между теоретическими и экспериментальными значениями может быть величина МКА подрешётки Sm, вследствие чего полная компенсация магнитных моментов при комнатной температуре в системе не достигается.

Были измерены температурные и полевые зависимости магнитострикции составов системы $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd},\text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в температурном диапазоне от 80 до 320 К в полях до 12 кЭ. Продольная магнитострикция системы $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$ отрицательна во всём диапазоне температур, поперечная – положительна при температурах выше температур спин-переориентационных переходов. При низких температурах поперечная магнитострикция меняет знак как при изменении температуры, так и при изменении магнитного поля.

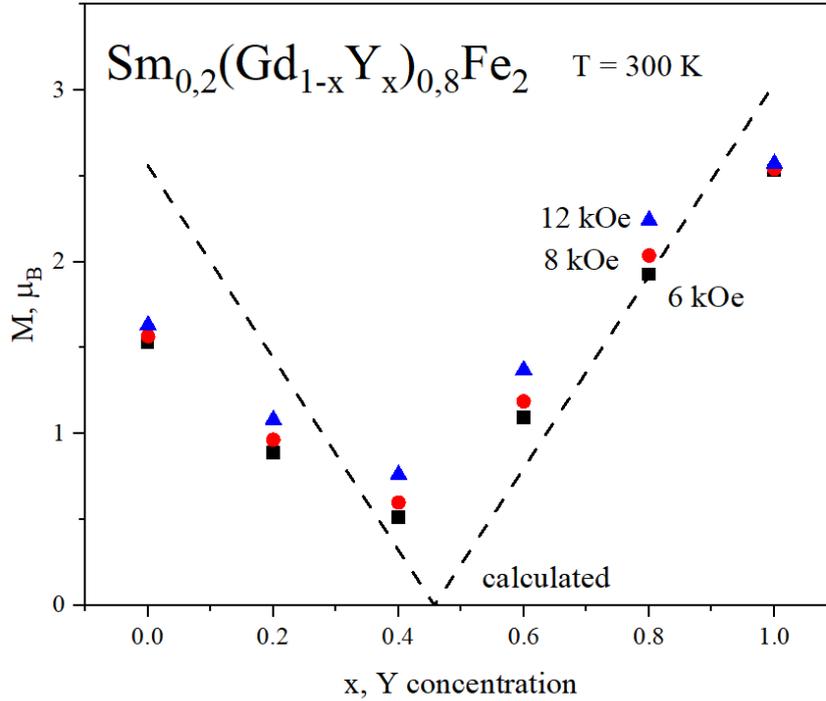


Рис. 10. Магнитный момент на формульную единицу $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в зависимости от концентрации иттрия.

Анизотропная и объёмная магнитострикция были рассчитаны следующим образом:

$$\lambda_a = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp} \quad (11)$$

$$\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp} \quad (12)$$

На рис. 13 и 14 представлены температурные зависимости объёмной и анизотропной магнитострикции системы $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$. Во всех исследованных сплавах наблюдается резкий рост объёмной магнитострикции при охлаждении ниже 150 К. Для составов с высоким содержанием Gd ($x = 1$, $x = 0.8$) зависимость $\omega(T)$ меняет знак с отрицательного на положительный, как и для безгадолиниевого образца ($x = 0$). В составах ($x = 0.2$; 0.4 ; 0.6) объёмная магнитострикция отрицательна во всём диапазоне температур. На температурных зависимостях анизотропной и объём-

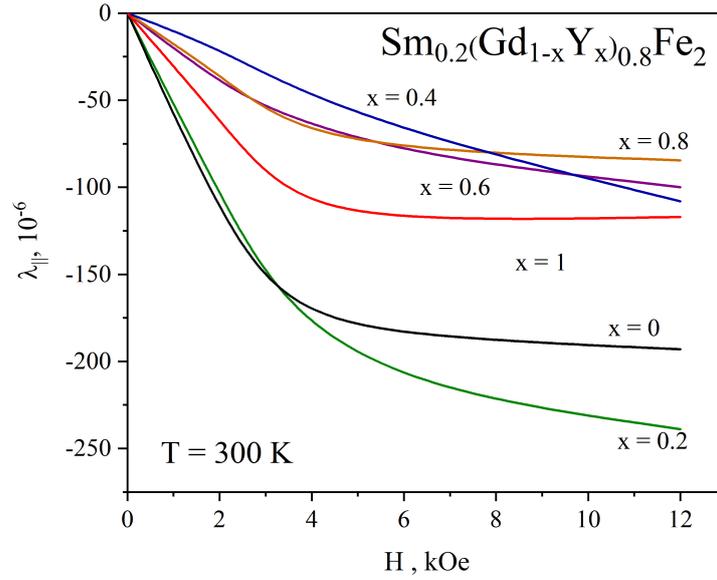


Рис. 11. Полевая зависимость продольной магнитострикции $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ при $T=300$ К.

ной магнитострикции наблюдаются особенности, по которым были определены температуры СПП. Для составов с $x=0; 0.2; 0.4; 1$ температуры СПП были определены как точка минимума и точка перегиба на температурной зависимости анизотропной магнитострикции; для $x=0.6$ - как точка минимума и точка перегиба на температурной зависимости поперечной магнитострикции $\lambda_{\perp}(T)$. Для $x=0.8$ T_{SR} были определены как температуры локального минимума и максимума на температурной зависимости объёмной магнитострикции $\omega(T)$. Концентрационные зависимости T_{SR} показаны на рис. 15 и имеют сложный характер. Выше температуры T_{SR1} находится фаза, в которой осью лёгкого намагничивания является направление $[111]$, между T_{SR1} и T_{SR2} располагается фаза, для которой магнитный момент располагается в диагональной плоскости (110) , а ниже T_{SR2} лежит фаза, для которой магнитный момент ориентируется вдоль направления $[110]$.

На рис. 15 изображена магнитная фазовая диаграмма системы

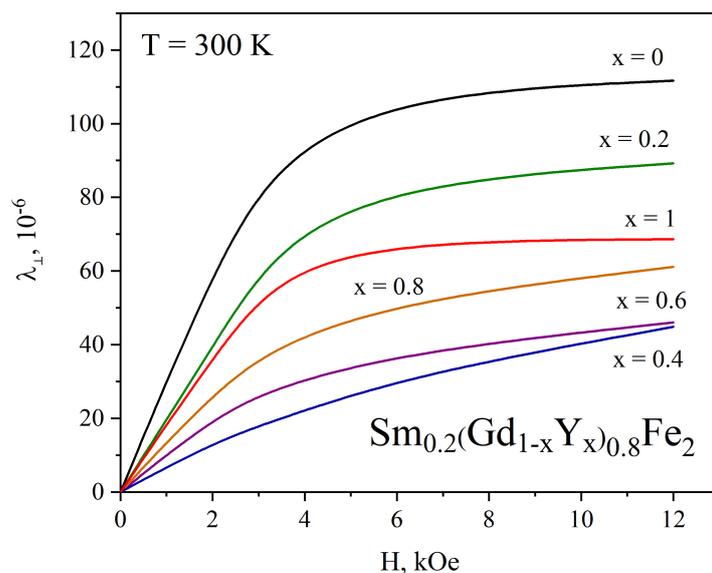


Рис. 12. Полевая зависимость поперечной магнитострикции $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ при $T=300$ К.

$\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$, на которой отображены температуры Кюри, полученные из результатов термомагнитных измерений, и температуры спин-переориентационных переходов, определённые по особенностям на температурных зависимостях анизотропной и объёмной магнитострикции. Температура Кюри линейно уменьшается с ростом концентрации иттрия, что соответствует линейному влиянию концентрации магнитных РЗМ на величину обменного взаимодействия. Температура Кюри при переходе от состава с $x = 0$ к составу с $x = 1$ изменяется на 180 К. Температуры спинпереориентационных переходов показывают немонотонную концентрационную зависимость, при этом T_{SR1} изменяется на 60 К, T_{SR2} изменяется на 20 К. Изменение температур СПП значительно меньше изменения температуры Кюри, что указывает на то, что наличие СПП вызвано одноионной анизотропией самария.

Основные структурные и магнитные характеристики сплавов систе-

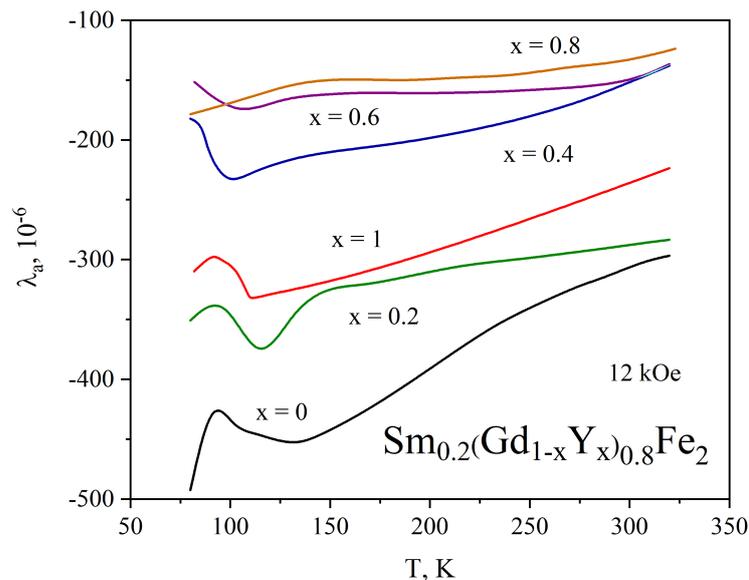


Рис. 13. Температурные зависимости анизотропной магнитострикции соединений системы $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в поле $H=12$ кЭ.

мы приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметр решетки (a), полный магнитный момент μ_{calc} , температура Кюри (T_C), температур СПП (T_{SR1} , T_{SR2}) и константа магнитострикции при комнатной температуре (λ_{111}) сплавов $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$.

x	a , Å	μ_{calc} , μ_B	T_C , K	T_{SR1} , K	T_{SR2} , K	λ_{111} , 10^{-6} ($T = 300$ K)
0	7.4036	-4.0	718	150	95	-320
0.2	7.3961	-2.6	681	126	113	-397
0.4	7.3921	-1.2	640	95	88	-178
0.6	7.3894	0.2	610	120	85	-167
0.8	7.3876	1.6	578	178	106	-140
1	7.3704	3.0	541	130	105	-200

Константа магнитострикции λ_{111} , отвечающая за ромбоэдрические искажения решетки, была рассчитана из продольной магнитострикции на-

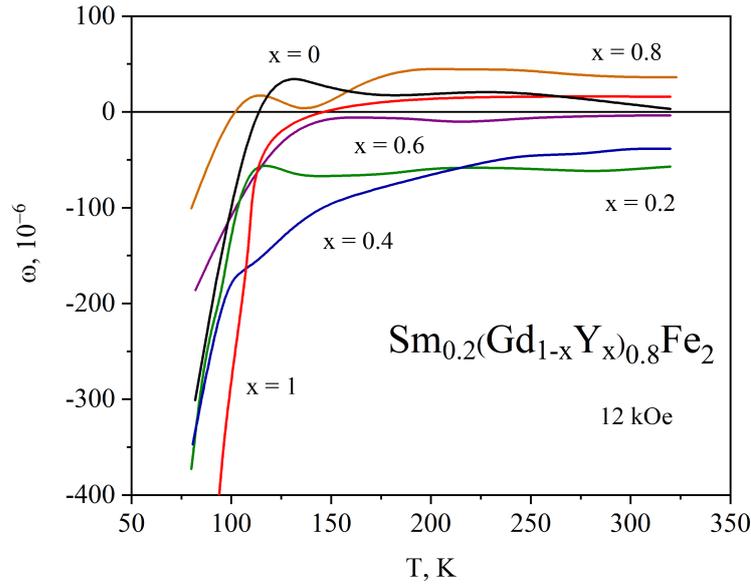


Рис. 14. Температурная зависимость объёмной магнитострикции $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в поле $H=12$ кЭ.

сыщения λ_S по формуле:

$$\lambda_S = \frac{3}{5}\lambda_{111} + \frac{2}{5}\lambda_{100}, \quad (13)$$

причём было учтено, что в соединениях RFe_2 тетрагональные искажения, за которые отвечает константа λ_{100} очень малы по сравнению с ромбоэдрическими, поэтому можно принять что $\lambda_S = \frac{3}{5}\lambda_{111}$ [7].

Из таблицы видно, что константа магнитострикции для состава с $x=1$ в 1.5 раза превышает константу λ_{111} для состава с $x = 0$, что может быть связано с тем, что обменное взаимодействие в составе с гадолинием велико. При этом константа магнитострикции в исследованных составах в 5-10 раз меньше значения константы магнитострикции в SmFe_2 , для которого $\lambda_{111} = 2100 \cdot 10^{-6}$ [18]. Таким образом, можно утверждать, что величина константы магнитострикции в составах $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}, \text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$ в значительной мере

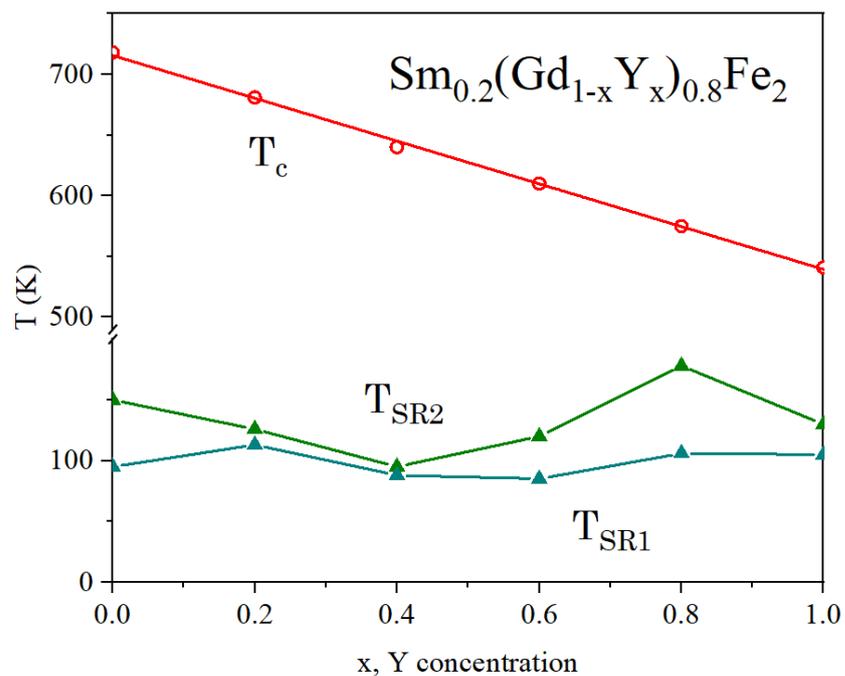


Рис. 15. Магнитная фазовая диаграмма системы $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Fe}_2$.

определяется концентрацией самария, то есть в RFe_2 существенен вклад одноионной магнитострикции РЗ подрешётки даже при значительном разбавлении ионами иттрия.

Система $\text{Sm}_{0,2}(\text{Dy},\text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$

Как и гадолиний, диспрозий является тяжёлым редкоземельным металлом, а значит в соединениях DyFe_2 магнитные моменты диспрозия и железа направлены противоположно. $\text{Sm}_{0,2}\text{Y}_{0,8}\text{Fe}_2$ является ферромагнетиком, а $\text{Sm}_{0,2}\text{Dy}_{0,8}\text{Fe}_2$ – ферримагнетиком. Однако в отличие от Gd, обладающего сферической электронной оболочкой, что делает его свойства изотропными, Dy обладает высокой магнитной анизотропией.

Рассмотрим подробнее магнитные и магнитострикционные свойства $\text{Sm}_{0,2}(\text{Dy},\text{Y})_{0,8}\text{Fe}_2$. Были получены температурные и полевые зависимости намагниченности. На рис. 16 приведены кривые намагничивания $\text{Sm}_{0,2}\text{Dy}_{0,8}\text{Fe}_2$ при разных температурах.

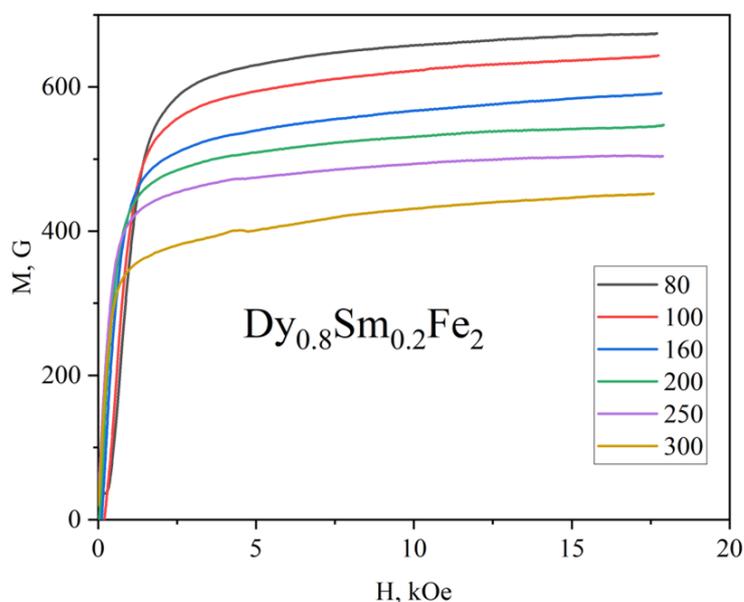


Рис. 16. Кривые намагничивания $\text{Sm}_{0,2}\text{Dy}_{0,8}\text{Fe}_2$ при температурах от 80 до 300 К.

В работе [25] была предложена формула для теоретического расчёта

температурной зависимости намагниченности насыщения ферромагнетика:

$$M_s(\tau) = M_s(0)[1 - s\tau^{\frac{3}{2}} - (1 - s)\tau^{\frac{5}{2}}]^{\frac{1}{3}}, \quad (14)$$

где $\tau = \frac{T}{T_C}$ - это приведенная температура, s - параметр формы кривой, $M_s(0)$ - намагниченность при $T = 0$ К.

Однако эта формула не может быть применена для составов $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Fe}_2$, так как при $x \neq 0$ эти соединения являются ферримагнетиками. Рассмотрим систему $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy}, \text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ в модели трёх подрешёток. Магнитные моменты подрешёток Sm и Fe ориентированы параллельно друг другу, то есть $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ является ферромагнетиком. В подрешётке Dy также будет ферромагнитное упорядочение. По данным работы [19] и данным, полученным для $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ с учётом того, что Y не обладает ощутимым магнитным моментом, были оценены значения магнитного момента на ионах диспрозия. Подрешётка диспрозия и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ являются ферромагнитными, поэтому для них были сделаны расчёты по формуле 14. Эти зависимости представлены на рис. 17. Точками обозначены значения, полученные на основе экспериментальных результатов, тогда как пунктирная линия показывает ход теоретической кривой. Затем была получена теоретическая кривая для $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ с учётом того, что в модели коллинеарных подрешёток можно выразить магнитный момент как:

$$M_{\text{Dy}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2} = \mu_{\text{Dy}} - M_{\text{Y}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2}, \quad (15)$$

при этом учтено, что иттрий не обладает ощутимым магнитным моментом.

Соответственно,

$$\mu_{Dy} = M_{Dy_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2} + M_{Y_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2}. \quad (16)$$

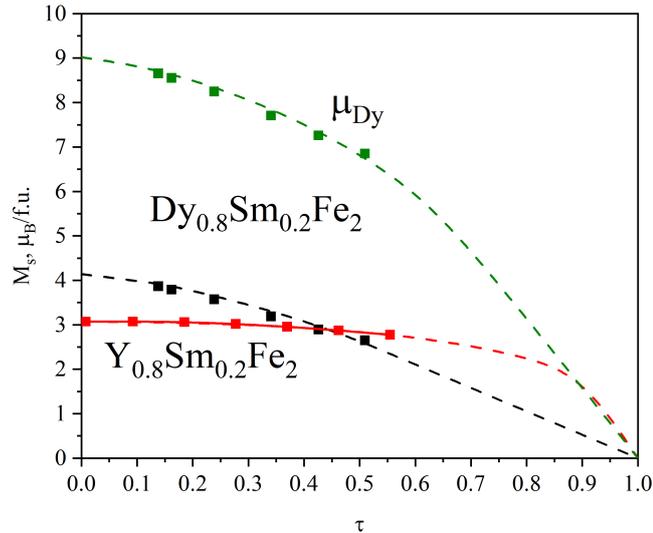


Рис. 17. Температурная зависимость магнитного момента $Sm_{0.2}Dy_{0.8}Fe_2$, $Sm_{0.2}Y_{0.8}Fe_2$, а также магнитного момента на ионе Dy в этих соединениях.

Теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные зависимости. Известно, что при $T = 0$ К магнитный момент ионов диспрозия составляет $10 \mu_B$. В данном случае на ионах Dy наблюдается магнитный момент $\mu_{Dy} = 9 \mu_B$. Такое расхождение, предположительно, обусловлено небольшой неколлинеарностью подрешёток.

$Sm_{0.2}Dy_{0.8}Fe_2$ обладает значительной анизотропией, что видно по наличию петель гистерезиса (рис. 18), тогда как для $Sm_{0.2}(Gd, Y)_{0.8}Fe_2$ гистерезис отсутствует. По петлям гистерезиса были определены коэрцитивная сила и остаточная намагниченность, температурные зависимости которых приведены на рис. ??.

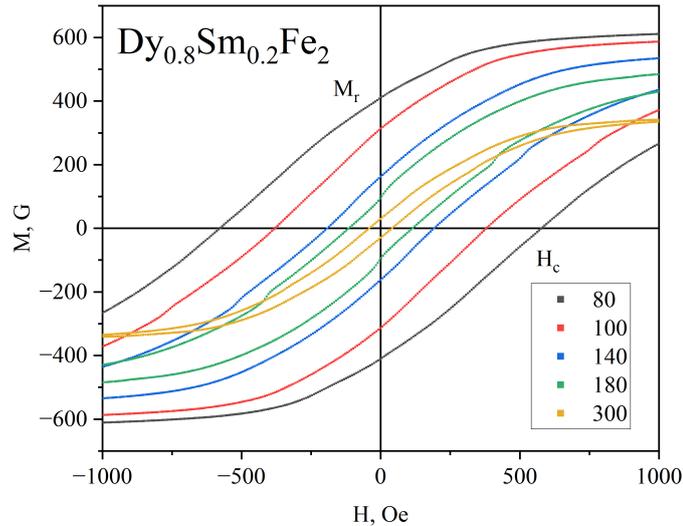


Рис. 18. Петли гистерезиса $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ при температурах от 80 до 300 К.

На рис. 20 приведены полевые зависимости магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$. В $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ магнитострикция не выходит на насыщение в полях до 12 кЭ, что объясняется более высокой анизотропией состава с диспрозием. По сравнению с $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ [19], в $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ наблюдается увеличение продольной и уменьшение поперечной магнитострикции, причём продольная меняет знак с отрицательного на положительный. Наблюдается также существенное изменение анизотропной магнитострикции, которая, как и продольная меняет знак на положительный при увеличении магнитного поля. Объёмная магнитострикция $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ увеличивается по сравнению с $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$, сохраняя положительный знак.

На рис. 21 представлена температурная зависимость продольной и поперечной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ в поле $H = 12$ кЭ. Вблизи температуры $T = 90$ К наблюдаются особенности как продольной, так и поперечной магнитострикции. А вблизи $T = 210$ К продольная и поперечная магнитострикция сравниваются по величине, из-за чего анизо-

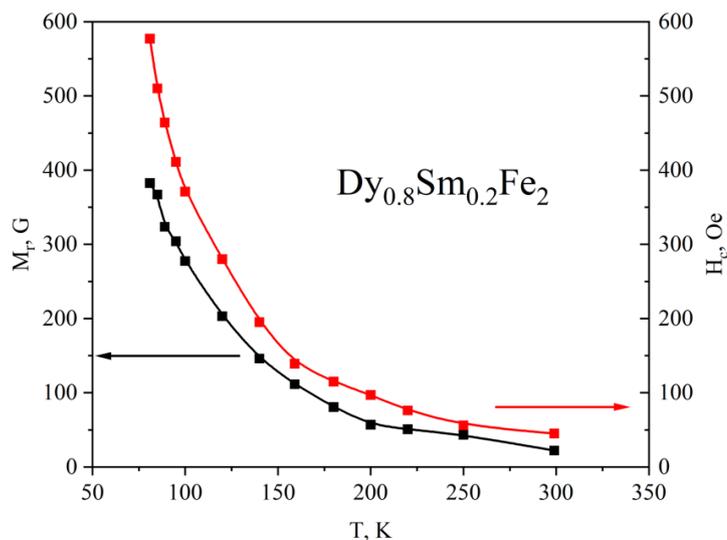


Рис. 19. Температурная зависимость остаточной намагниченности и коэрцитивной силы $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$.

тропная магнитострикция вблизи этой точки равна нулю.

На рис. 22 изображены температурные зависимости анизотропной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ в полях 3.5 кЭ и 12 кЭ. Наблюдаются особенности, такие как максимум в области 90 К и смена знака при температуре выше 200 К, причём вторая особенность с ростом поля смещается в область низких температур. Эти две особенности – максимум в низкотемпературной области и точка, в которой анизотропная стрикция равна нулю, являются точками СПП. Температурные зависимости анизотропной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ ведут себя схожим образом. Знакопеременное поведение анизотропной магнитострикции, которое наблюдается в составе $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$, позволяет использовать такие материалы для создания датчиков поля.

На рис. 23 показаны температурные зависимости объёмной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ в полях 3.5 кЭ и 12 кЭ. В отличие от температурной анизотропной магнитострикции, которая повторя-

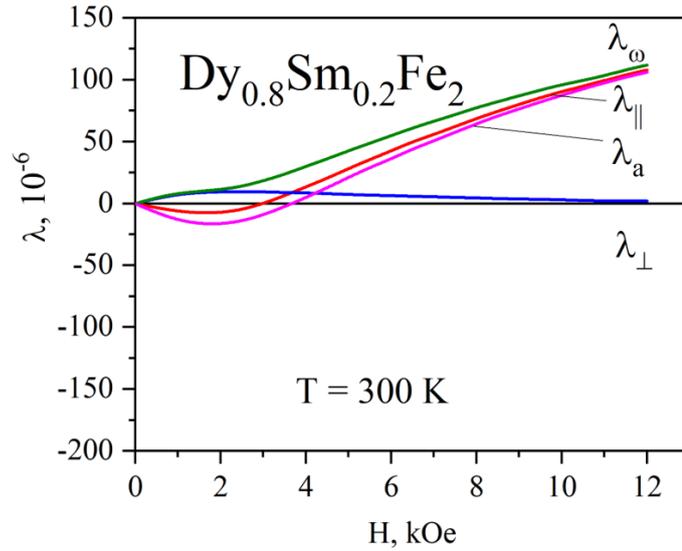


Рис. 20. Полевая зависимость магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ при $T = 300$ К.

ет ход кривой для $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$, вид температурной зависимости объёмной магнитострикции существенно изменяется. Наблюдается максимум вблизи 90 К. Также значения объёмной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ возрастают с температурой, тогда как для $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ они перестают зависеть от температуры.

На рис. ?? изображены полевые зависимости анизотропной магнитострикции системы $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy}, \text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$. При увеличении концентрации иттрия анизотропная магнитострикция убывает, меняя знак. Для составов с $x = 0; 0.2$ анизотропная магнитострикция также меняет знак при увеличении поля. Такое знакопеременное поведение позволяет использовать данные материалы для создания различных датчиков.

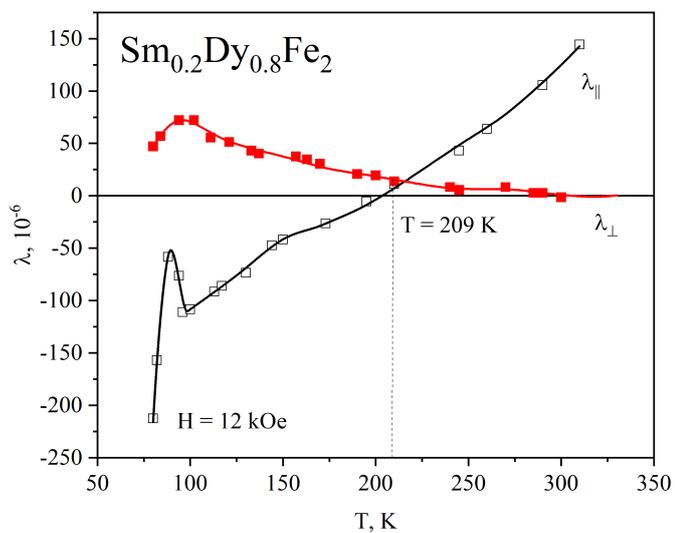


Рис. 21. Температурная зависимость продольной и поперечной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$.

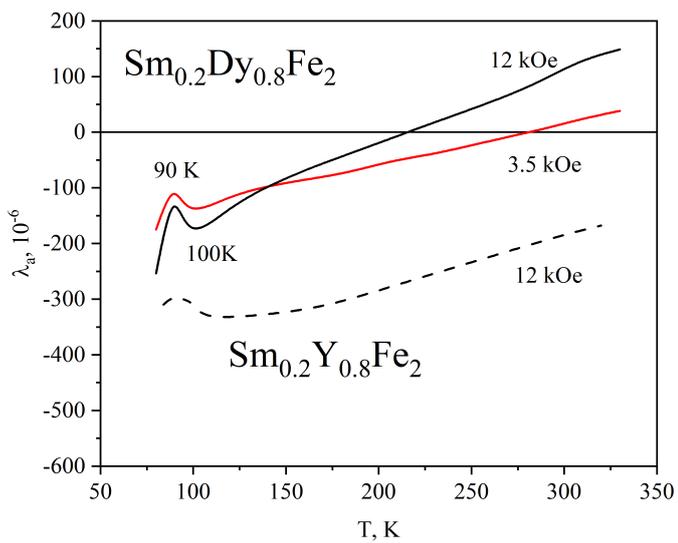


Рис. 22. Температурная зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$.

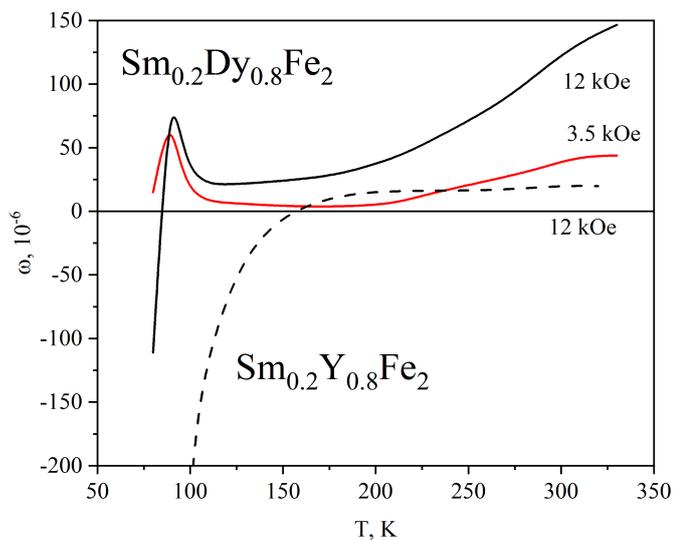


Рис. 23. Температурные зависимости объёмной магнитострикции соединений системы $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ и $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$.

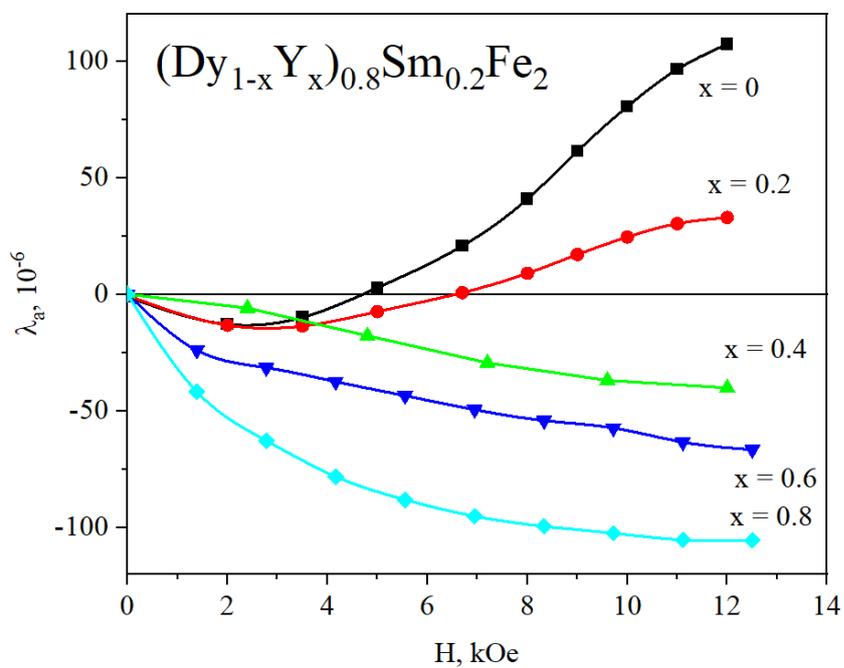


Рис. 24. Относительные значения магнитострикции $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy}, \text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$.

3.2. Влияние замещения в 3d подрешётке на магнитные и магнитострикционные свойства $(\text{Tb, Ho})(\text{FeT})_2$

Соединения TbFe_2 и HoFe_2 обладают достаточно большими значениями магнитострикции насыщения при температурах, близких к комнатной, однако поля, в которых достигается насыщение, достаточно велики (более 17 кЭ)[26]. Соединения TbFe_2 и HoFe_2 имеют противоположные знаки первой константы МКА (значения констант МКА при температуре 300 К представлены в таблице 1). Направления лёгкого намагничивания для TbFe_2 и HoFe_2 различны: $[111]$ для TbFe_2 и $[100]$ для HoFe_2 . Трёхкомпонентные составы типа $(\text{Tb, Ho})\text{Fe}_2$ могут обладать низкой МКА и, как следствие, высокой магнитострикционной восприимчивостью.

В работах [27; 28] были теоретически и экспериментально получены диаграммы спиновой ориентации для интерметаллидов $(\text{Tb, Ho})\text{Fe}_2$. На рис. 25 показана такая диаграмма по данным [27]. Три области на диаграмме соответствуют ориентации магнитного момента вдоль трёх главных кристаллографических направлений кристалла, при этом в области высоких концентраций гольмия (вблизи состава $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_2$) обнаружена тройная точка, в которой компенсируется анизотропия РЗ-подрешётки.

Мёссбауэровские исследования спин-переориентационных переходов в системе $(\text{Tb, Ho})\text{Fe}_2$ [29] показали, что переходы между направлениями $[110]$ и $[111]$ являются переходами первого рода, в то время как переходы между $[100]$ и $[110]$ – переходами второго рода.

Рассмотрим подробнее соединения RT_2 , где R - редкоземельный металл, T - железо, кобальт или никель, чтобы понять, к чему приведёт за-

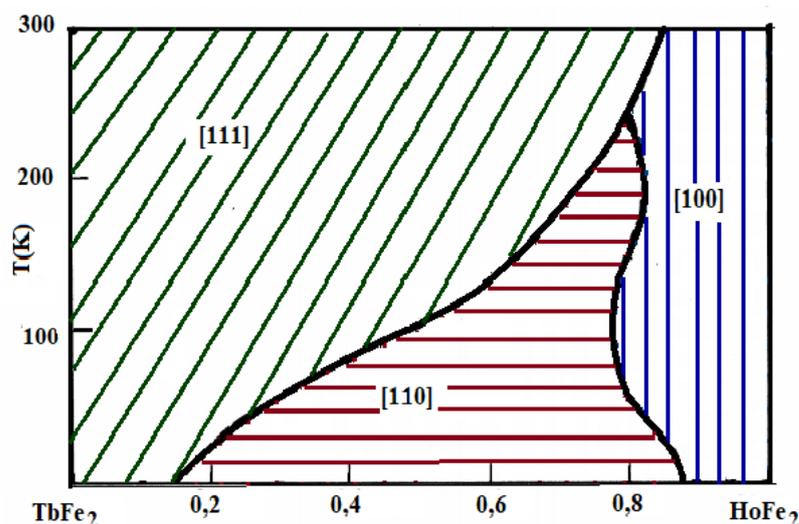


Рис. 25. Магнитная фазовая диаграмма соединения $Tb_{0,16}Ho_{0,84}Fe_2$.

мещение в 3d подрешётке.

Железо обладает магнитными свойствами в соединениях RFe_2 , и температуры Кюри всегда высоки; магнитный момент железа почти постоянен во всех этих соединениях: он составляет порядка $1,45 \mu_B$ /атом, что было определено в работе [30], из исследования соединений YFe_2 и $LuFe_2$, так как Y и Lu не имеют ощутимого магнитного момента.

Никель не является магнитным в соединениях RNi_2 [31–33]. YNi_2 и $LuNi_2$ являются парамагнетиками Паули, а температуры Кюри остальных соединений типа RNi_2 очень малы.

Наконец, RCo_2 являются промежуточными соединениями: подрешётка кобальта обладает магнитным моментом только в том случае, когда редкоземельный элемент R является магнитным. Так, YCo_2 и $LuCo_2$ демонстрируют парамагнетизм Паули [31; 32], а намагниченность кобальта в других соединениях составляет $\sim 1 \mu_B$ [34]. Это делает соединения RT_2 особенно интересными для изучения проявления 3d-магнетизма. Для объ-

яснения такого поведения Блохом и Лемером была предложена теория, основанная на модели коллективизированных электронов [35]. Момент кобальта не является внутренним, а индуцируется обменным полем редкоземельного элемента. Они также предположили, что уровень Ферми в YCo_2 лежит в минимуме плотности состояний, и сопоставили различные экспериментальные результаты с производными плотности состояний на уровне Ферми. Зонная структура соединений RT_2 является результатом перекрытия между узкой 3d зоной переходного металла с высокой плотностью состояний и более крупной 5d зоной редкоземельных элементов (или 4d зоной иттрия) с низкой плотностью состояний. Возможны три случая: Если трехмерная полоса заполнена не полностью (соединения RFe_2): удовлетворяется критерий Стонера, и атомы переходных металлов являются магнитными.

Система $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$

Интерметаллиды RCo_2 обычно обладают достаточно большим магнитокалорическим эффектом и значительной объёмной магнитострикцией в области фазового перехода. Так как Fe и Co имеют константы МКА разного знака, то можно предположить, что замещение железа кобальтом позволит добиться снижения магнитокристаллической анизотропии 3d-подрешётки. Например, для $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,67}\text{Ho}_{0,03}(\text{Fe},\text{Co})_2$ было показано, что составы с железом допированные Co имеют значительно большие значения магнитострикции в полях до 3.5 кЭ [36]. Как правило, при небольших концентрациях Co намагниченность возрастает, а при дальнейшем замещении железа кобальтом быстро падает. Такой максимум на концентрационной зависимости намагниченности характерен как для интерметаллидов типа $\text{R}(\text{Fe},\text{Co})_2$, так и для бинарных сплавов Fe-Co [37].

Рентгеноструктурный фазовый анализ показал, что все полученные соединения являются практически однофазными и имеют кристаллическую структуру типа MgCu_2 . Обнаружено линейное уменьшение постоянной решётки с ростом концентрации кобальта (рис. 26).

Для изучения магнитострикционных свойств $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ были измерены изотермы продольной (λ_{\parallel}) и поперечной (λ_{\perp}) магнитострикции в полях до 12 кЭ при комнатной температуре (рис. 27). Такие исследования ферромагнетиков дают дополнительную информацию о магнитострикции, связанной с вращением подрешеток [38]. Продольная магнитострикция λ_{\parallel} в составах $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ положительна для всех концентраций Co, а поперечная λ_{\perp} - отрицательна. Поле насыщения продольной магнитострикции составляет ~ 3 кЭ. Поперечная магнитострикция

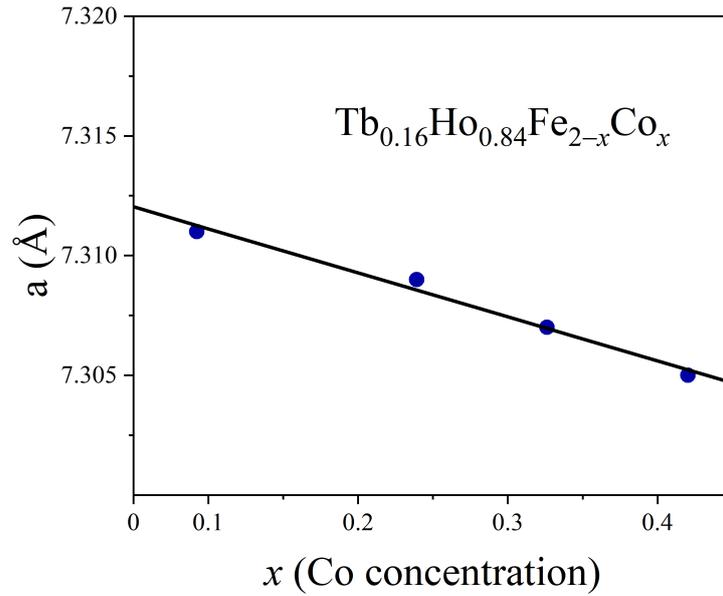


Рис. 26. Концентрационная зависимость параметра решётки $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$.

слабо зависит от концентрации кобальта и требует для насыщения больших полей (~ 5 кЭ). ранее было сказано что при рассмотрении системы $(\text{TbDy})(\text{Fe}, \text{Co})_2$ наибольшее значение магнитострикции достигалось при содержании Co, равном 0.2 [7]. Из рис. 27 видно, что наибольшая продольная магнитострикция насыщения наблюдается для состава с концентрацией кобальта $x = 0.2$.

Из результатов измерений продольной и поперечной магнитострикции соединений $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ были рассчитаны объёмная и анизотропная магнитострикция, а также магнитострикционная восприимчивость. Полевые зависимости объёмной и анизотропной магнитострикции представлены на рис. 28 и рис. 29. Видно, что исследованные соединения обладают большой анизотропной магнитострикцией, достигающей наибольшего значения $500 \cdot 10^{-6}$ при $x = 0.2$. Объёмная магнитострикция ($\omega = -0.1 \cdot 10^{-6}$) для $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{1.9}\text{Co}_{0.1}$) значительно меньше анизотропной,

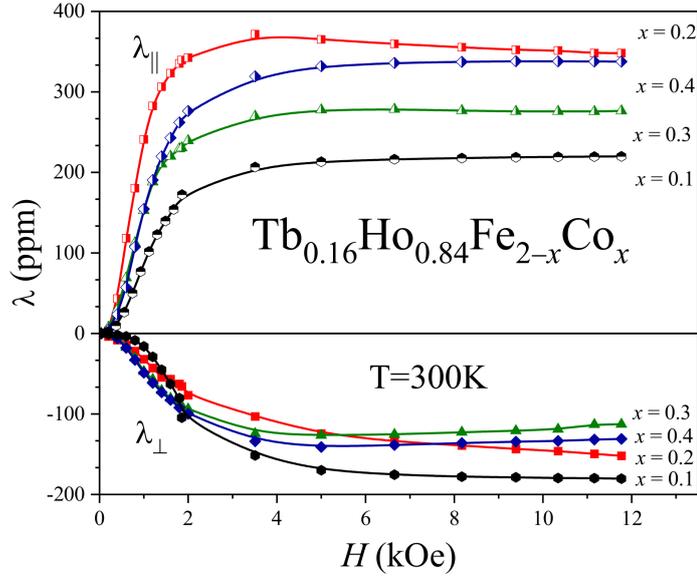


Рис. 27. Полевая зависимость продольной и поперечной магнитострикции $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ при $T = 300$ К.

как для большинства соединений типа RFe_2 [28]. Обнаружено, что объёмная магнитострикция меняет знак с положительного на отрицательный с уменьшением содержания кобальта, а также с ростом магнитного поля ($x = 0.1$).

На рис. 30 изображена зависимость приведённой магнитострикции $\frac{\lambda}{\lambda_s}$ от приведённой температуры $\tau = \frac{T}{T_C}$.

Температуры Кюри были определены из анализа температурных зависимостей намагниченности в магнитном поле $H = 2$ кЭ в диапазоне температур 300-700 К (рис. 31), как точка перегиба $(\frac{\partial^2 M}{\partial T^2})_{H=0}$. Зависимость T_C от концентрации Co приведена на рис. 32. Видно, что температура Кюри нелинейно возрастает с увеличением содержания Co. Несмотря на тот факт, что RCo_2 обладают значительно меньшими температурами Кюри, чем RFe_2 , небольшие добавки атомов кобальта в подрешетку железа соединения $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_2$, повышают T_C , что говорит об усилении обменных взаимодействий. Температуры Кюри $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ близки

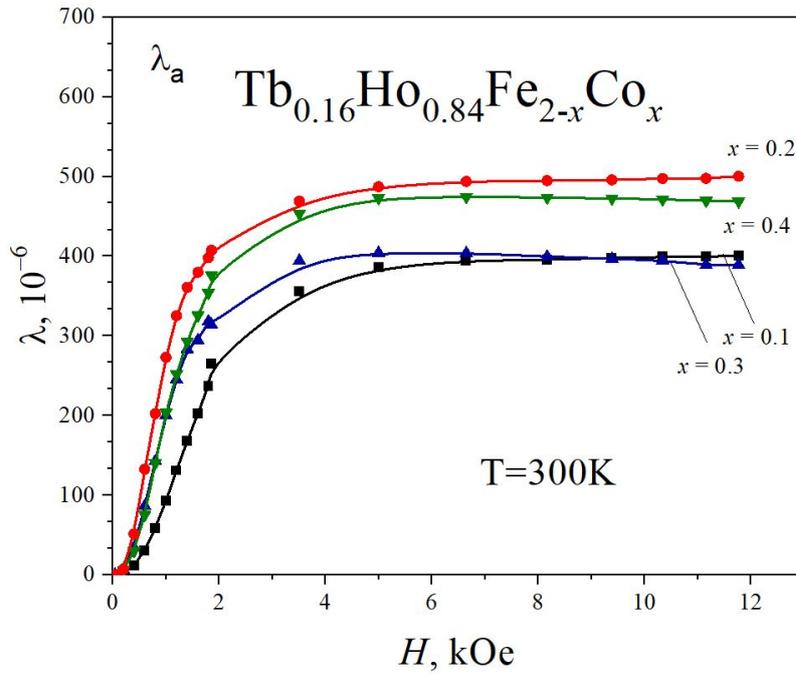


Рис. 28. Полевая зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ при $T=300\text{ K}$.

к $T_{\text{C}}^{\text{стерфенол-Д}}$ ($T_{\text{C}} = 650\text{ K}$) [39].

На температурных зависимостях анизотропной магнитострикции, представленных на рис. 26 имеются максимумы и минимумы. По этим особенностям, как и для рассмотренной ранее системы $\text{Sm}_{0,2}(\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,8}\text{Fe}_2$, были определены температуры спин-переориентационных переходов.

Используя найденные из термомагнитных измерений температуры Кюри и полученные из магнитострикционных исследований температуры СПП, была составлена магнитная фазовая диаграмма системы $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ (рис. 34).

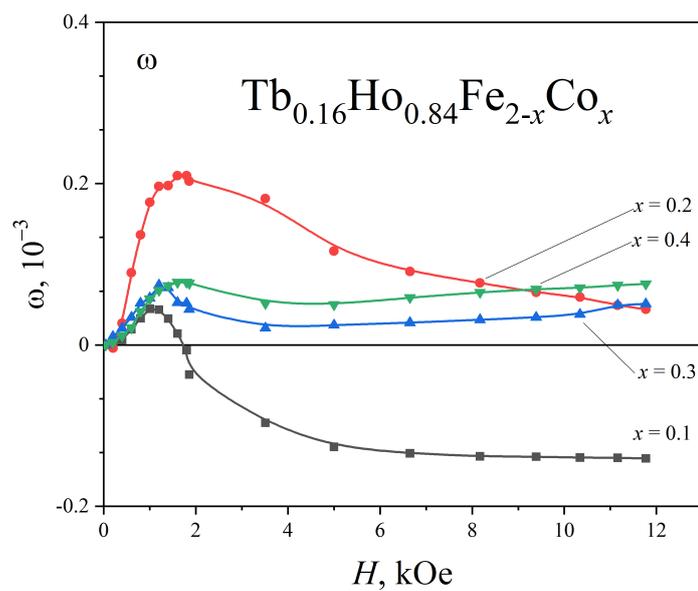


Рис. 29. Полевая зависимость объёмной магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ при $T=300$ К.

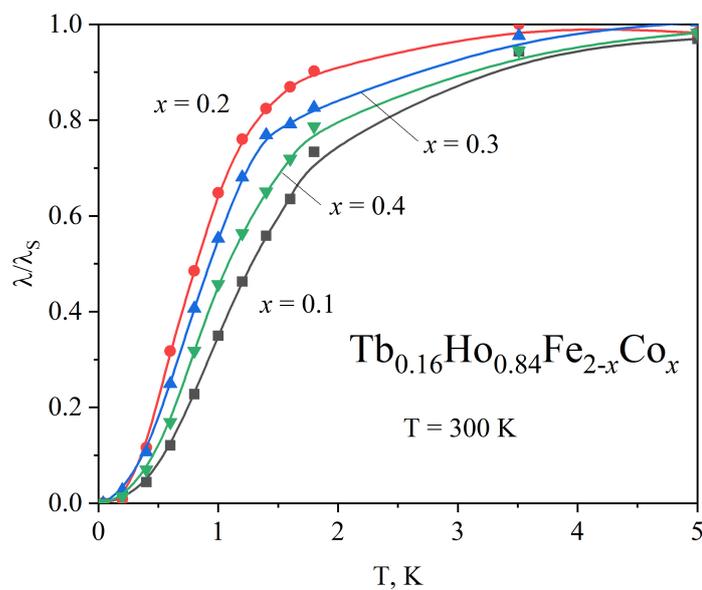


Рис. 30. Относительные значения магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$.

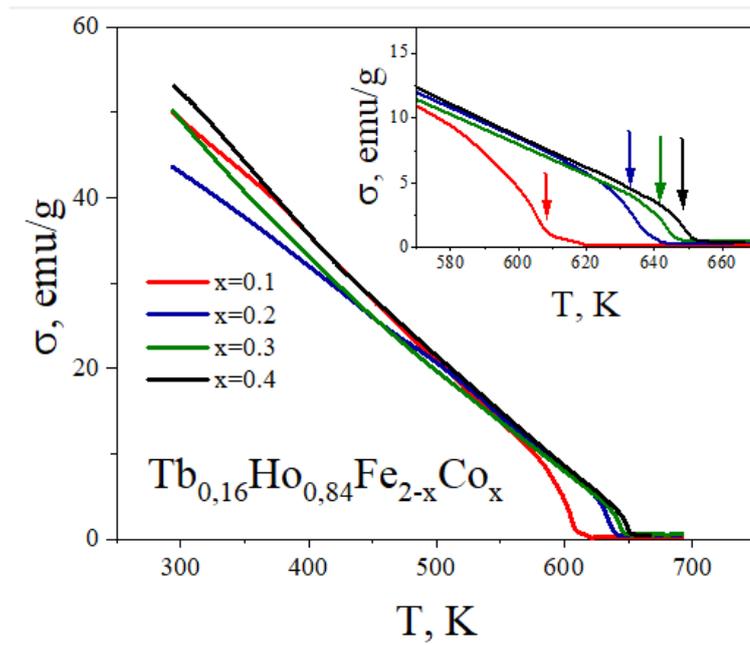


Рис. 31. Температурная зависимость намагниченности $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$.

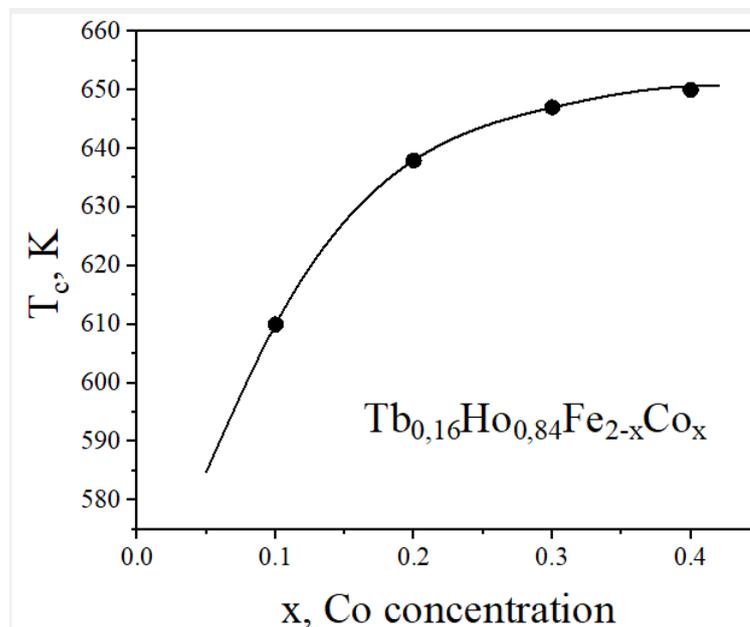


Рис. 32. Концентрационная зависимость температуры Кюри $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$.

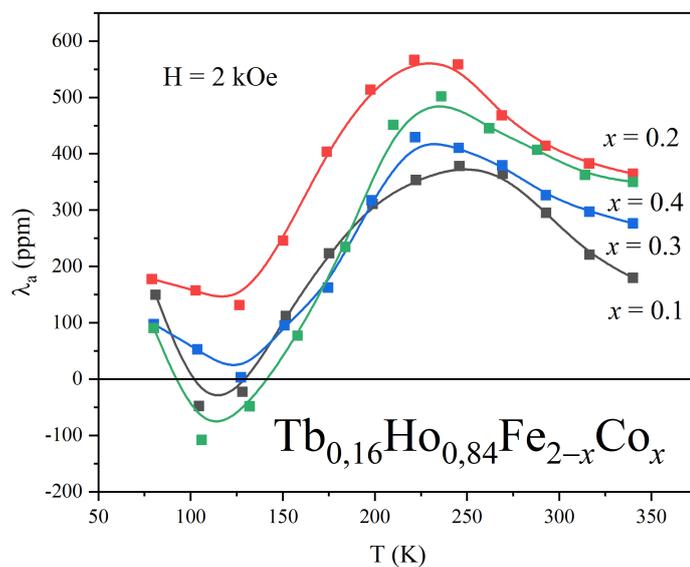


Рис. 33. Температурная зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ в поле $H=2$ кЭ.

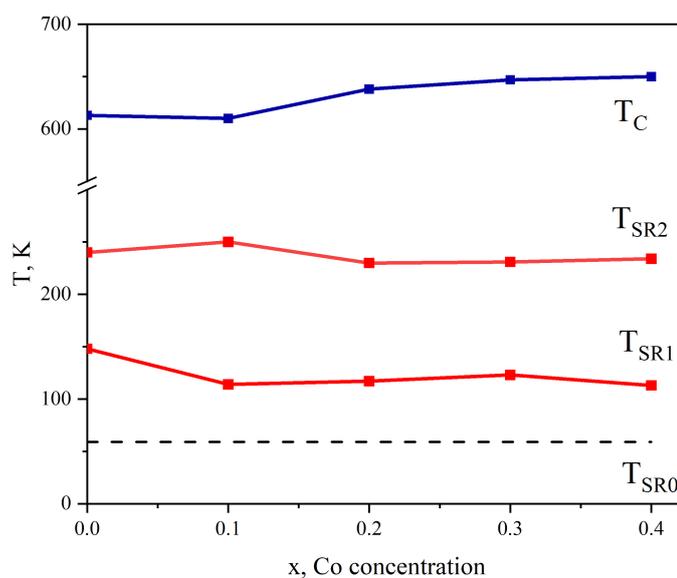


Рис. 34. Магнитная фазовая диаграмма $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$.

Система $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$

Как было сказано выше, в соединениях RNi_2 никелевая решётка не имеет ощутимого магнитного момента, так как никель получает электроны от редкоземельного металла R^{3+} , в результате чего его подболочка становится полностью заполненной. Таким образом, можно ожидать, что при замещением железа никелем температура Кюри будет понижаться.

Параметр решётки и температура Кюри в зависимости от содержания никеля приведены в таблице 3. С ростом концентрации никеля параметр решётки уменьшается, как и температура Кюри.

Были исследованы полевые и температурные зависимости продольной и поперечной магнитострикции для составов $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ с $x = 0.1; 0.2; 0.3$. На рис. 35 изображены полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции при $T = 300$ К. Для всех трёх составов продольная магнитострикция положительна, а поперечная отрицательна. Поперечная магнитострикция убывает по модулю с возрастанием концентрации никеля, в то время как для продольной наименьшие значения демонстрирует состав с содержанием никеля $x = 0,2$. Продольная магнитострикция больше поперечной по модулю для всех трёх составов, однако поперечная магнитострикция λ_{\perp} в системе $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ по модулю превышает λ_{\perp} в системе с замещением железа кобальтом.

Также были рассчитаны значения объёмной и анизотропной магнитострикции. На рис. 36 показана полевая зависимость анизотропной магнитострикции, которая ведёт себя сходным образом с продольной. При этом состав с $x = 0,1$ обладает достаточно большой анизотропной магнитострикцией $\lambda_a (\sim 700 \cdot 10^{-6})$, превышающей λ_a для состава с $x = 0.2$ и $x = 0.3$ более

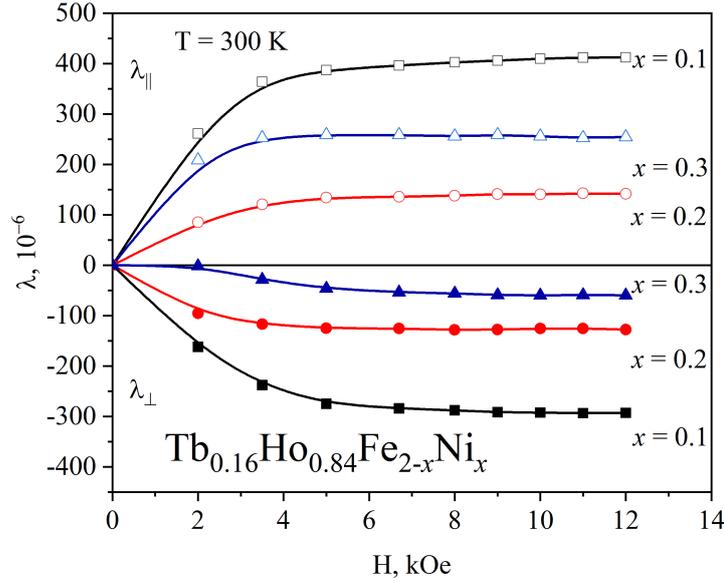


Рис. 35. Полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Ni_x$ при $T = 300$ К.

чем в два раза. Отметим, что она также превышает значения анизотропной магнитострикции, полученные для кобальтовой системы ($\sim 500 \cdot 10^{-6}$).

Объёмная магнитострикция в системе $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Ni_x$ также велика (рис. 37). Для состава с $x = 0.3$ её поведение аналогично поведению объёмной магнитострикции в $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Co_x$ - наблюдается максимум, а затем в полях выше $H = 6$ кЭ кривая выходит на постоянное значение. Однако для $x = 0.1$ и $x = 0.2$ объёмная магнитострикция при $T = 300$ К отрицательна во всём диапазоне полей от 0 до 12 кЭ и экстремумов на кривых $\omega(H)$ не наблюдается.

На рис. 38 изображены температурные зависимости анизотропной магнитострикции, из особенностей которых были определены температуры спин-переориентационных переходов. На температурных зависимостях анизотропной магнитострикции данной системы, так же как и для системы $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Co_x$, имеются максимум при температурах выше 200 К

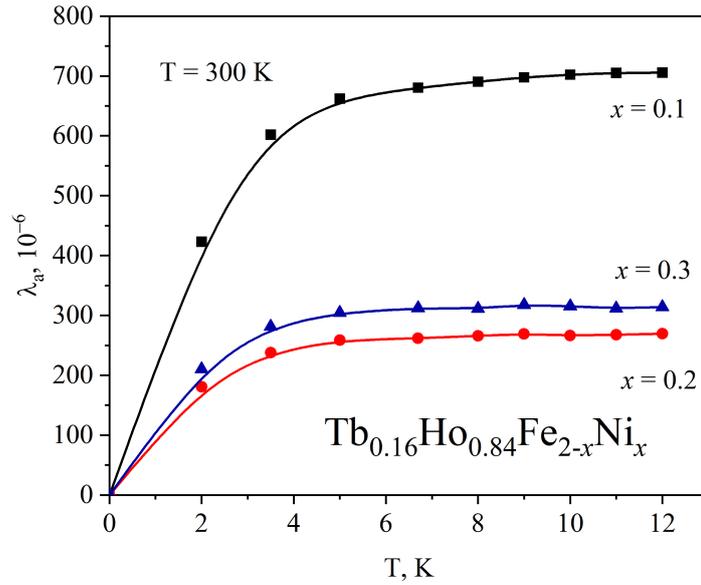


Рис. 36. Полевая зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ при $T = 300$ К.

и минимум в низкотемпературной области. Однако, если с увеличением концентрации кобальта температура перехода T_{SR1} понижается, то при замещении железа никелем T_{SR1} , напротив, увеличивается. Температура второго перехода T_{SR2} незначительно уменьшается с увеличением содержания никеля, при этом значения практически не отличаются от T_{SR2} для системы с кобальтом.

Значения температур СПП приведены в таблице 3.

Для систем $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x$ и $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ были определены значения магнитострикционной восприимчивости и рассчитаны значения константы магнитострикции λ_{111} . Магнитострикционная восприимчивость определялась в точке максимального наклона линейного участка полевой зависимости анизотропной магнитострикции в поля от 0.6 до 1.5 кЭ. Концентрационные зависимости константы магнитострикции λ_{111} и магнитострикционной восприимчивости ($d\lambda/dH$) показаны на рис. 41.

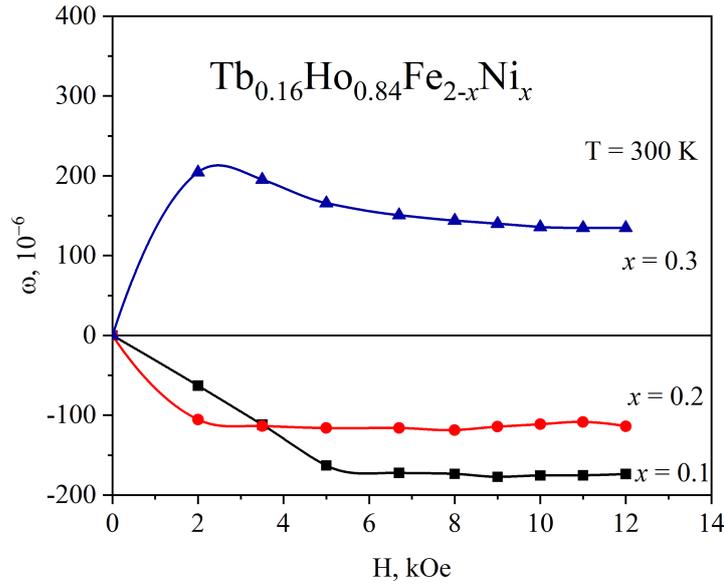


Рис. 37. Полевая зависимость объёмной магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ при $T = 300$ К.

Видно, что наибольшая магнитострикционная восприимчивость наблюдается, также как и наибольшая анизотропная магнитострикция, в составе с $x = 0.2$ и равна $344 \cdot 10^{-6} \text{ Oe}^{-1}$. Следует отметить, что именно в составе с $x = 0.2$ выход на линейную зависимость анизотропной магнитострикции $\lambda_a(H)$ происходит в наименьшем поле среди исследованных сплавов. Также была рассчитана λ_{111} по формуле 13.

Константа магнитострикции λ_{111} исследованных сплавов $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe}, \text{Co})_2$ значительно меньше константы магнитострикции терфенол-Д ($\lambda_{111} = 1640 \cdot 10^{-6}$ [40; 41], как и значения продольной магнитострикции насыщения (от 1000 до $2000 \cdot 10^{-6}$ по данным различных источников)[42–45]. Однако, магнитострикционная восприимчивость в малых полях (~ 1 кЭ) оказалась больше восприимчивости терфенола ($d\lambda/dH \approx 20 \cdot 10^{-8} \text{ Oe}^{-1}$) и некоторых других сплавов, превосходящих терфенол-Д в величине магнитострикционной восприимчивости $d\lambda/dH \approx 27 \cdot 10^{-8} \text{ Oe}^{-1}$) [36].

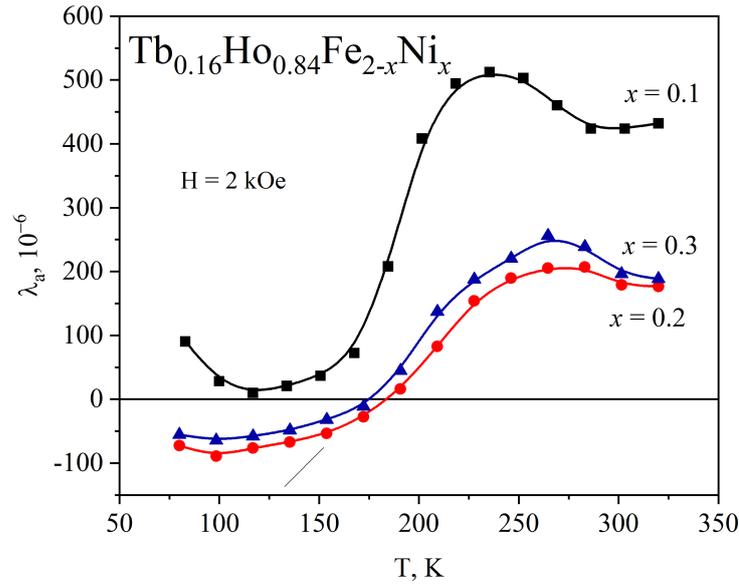


Рис. 38. Температурная зависимость анизотропной магнитострикции $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ в поле $H = 2$ кЭ.

Значения магнитострикции насыщения, а также константы λ_{111} для системы $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Ni})_2$ выше, чем для системы $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Co})_2$. Наибольшей магнитострикционной восприимчивостью в системе $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Ni})_2$ обладает состав с $x = 0.1$, однако для всех сплавов этой системы магнитострикционная восприимчивость значительно ниже восприимчивости системы $\text{Tb}_{0,16}\text{Ho}_{0,84}(\text{Fe},\text{Co})_2$.

Таблица 3. Параметр решетки (a), температура Кюри (T_C), температур СПП (T_{SR1} , T_{SR2}), максимальная магнитострикционная восприимчивость и константа магнитострикции при комнатной температуре (λ_{111}) сплавов $Tb_{0,16}Ho_{0,84}Fe_{2-x}Ni_x$.

x	a , Å	T_C , K	T_{SR1} , K	T_{SR2} , K	$d\lambda/dH$, 10^{-8} $Oe^{-1}(T = 300 K)$	λ_{111} , $10^{-6} (T = 300 K)$
0.1	0.73156	565, K	246	134	20,3	687,5
0.2	0.73121	538, K	275	115	8,7	238,3
0.3	0.73084	527, K	271	113	10,9	423,3

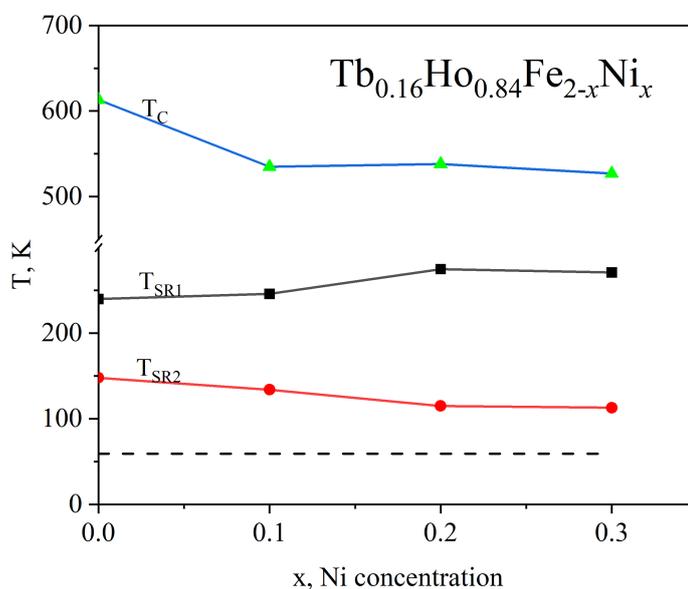


Рис. 39. Магнитная фазовая диаграмма системы $Tb_{0,16}Ho_{0,84}Fe_{2-x}Ni_x$.

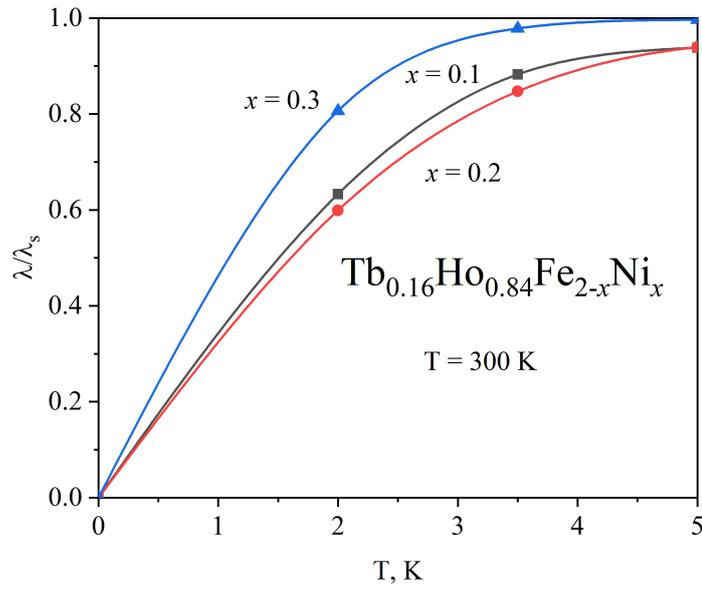


Рис. 40. Относительные значения магнитострикции $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Ni_x$.

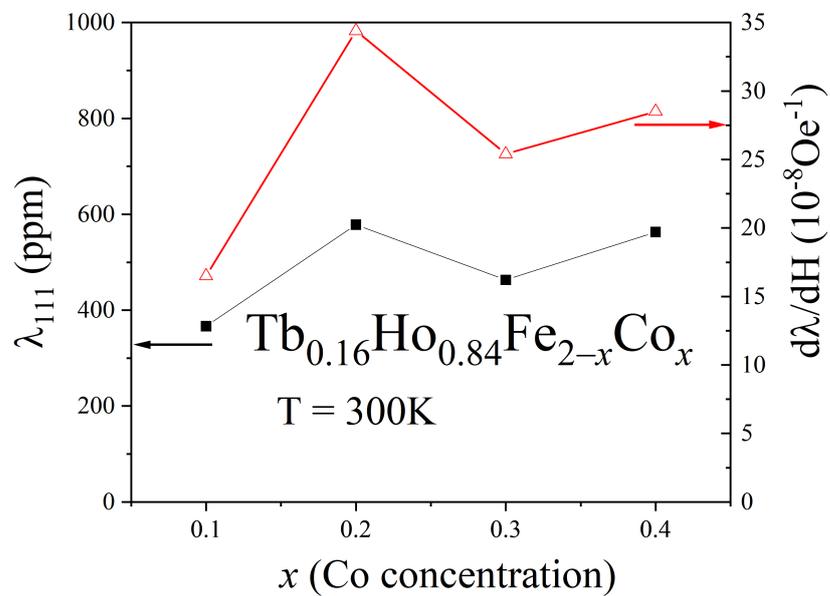


Рис. 41. Концентрационная зависимость константы магнитострикции λ_{111} и магнитострикционной восприимчивости $Tb_{0.16}Ho_{0.84}Fe_{2-x}Co_x$ при $T = 300 K$.

ВЫВОДЫ

В данной работе было проведено комплексное изучение структурных, магнитных и магнитострикционных характеристик многокомпонентных соединений на основе SmFe_2 и TbFe_2 . Рассмотрено влияние замещения в 3d и редкоземельной подрешётках на свойства соединений RT_2 . Для этого были исследованы магнитные и магнитострикционные характеристики систем $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ с замещением самария иттрием и гадолинием, $\text{Sm}_{0.2}(\text{Dy},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ с замещением самария диспрозием и иттрием, $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ с замещением железа кобальтом и $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Ni})_2$ с замещением железа никелем.

Из полученных данных, с учётом проанализированной литературы по данной теме можно сделать следующие выводы:

1. В системе $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ показано наличие существенного вклада одноионной магнитострикции подрешетки РЗМ. Показано, что увеличение концентрации ионов иттрия в системе $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ приводит к уменьшению температур СПП и величины магнитострикции в результате ослабления 3d-4f (а также 4f-4f) обменного взаимодействия.
2. Обнаружено, что наличие спин-переориентационных переходов в системе $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$ определяется в первую очередь вкладом подрешётки самария.
3. В $\text{Sm}_{0.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_2$ обнаружена большая магнитокристаллическая анизотропия, обусловленная анизотропией Dy. Знакопеременная по полю и температуре магнитострикция позволяет использовать этот материал в датчиках поля.
4. Найдено, что наибольшую магнитострикционную восприимчивость в си-

стеме $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ позволяет получить 10% замещение железа атомами Co. При этом в том же составе линейный участок полевой зависимости магнитострикционной восприимчивости наблюдается в наименьших полях (от 0.2 до 0.9 кЭ). Данный материал может быть использован в анизотропных датчиках размера, либо в переключателях для управляющих схем.

5. Показано, что заещение Ni в системе $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Ni})_2$ уменьшает температуры Кюри и сдвигает температуры СПП. Также при замещении железа никелем, в отличие от составов с замещением железа кобальтом, уменьшается магнитострикционная восприимчивость и константу анизотропии λ_{111} . Ухудшение магнитных и магнитострикционных характеристик связано с особенностями электронной структуры RT_2 .

Также были составлены магнитные фазовые диаграммы систем $\text{Sm}_{0.2}(\text{Gd},\text{Y})_{0.8}\text{Fe}_2$, $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Co})_2$ и $\text{Tb}_{0.16}\text{Ho}_{0.84}(\text{Fe},\text{Ni})_2$

Список литературы

1. *Бозорт Р. М.* Ферромагнетизм: пер. с англ/под ред // Е. И. Кондорского и Лившица Е. М. — 1956.
2. *В. А. Андреев, А. Н. Богаткин, Н. В. Кудреватых, С. С. Сигаев, Е. Н. Тарасов.* Высокоанизотропные редкоземельные магниты $RFe_{12-x}M_x$ // Физика металлов и материаловедение. — 1989. — Т. 68, № 1. — С. 70—76.
3. *M. Solzi, L. Pareti, O. Moze, W.I.F. David.* Magnetic anisotropy and crystal structure of intermetallic compounds of the $ThMn_{12}$ structure. // Journal of Applied Physics. — 1988. — Vol. 64, no. 10. — P. 5084–5087.
4. *D. Givord, and R. Lemaire.* Magnetic transition and anomalous thermal expansion in R_2Fe_{17} compounds // IEEE Trans. Mag. — 1974. — Vol. MAG10, no. 2. — P. 109–113.
5. *А. С. Андреевко, А. С. Никитин, Ю. И. Спичкин.* Зависимость интегралов обменного взаимодействия от атомного объёма в аморфных сплавах и кристаллических соединениях R-Fe // Вестник Московского Университета. — 1993. — С. 55—71.
6. *P. Stefanski, A. Kowalczyk, A. Wrzecziono.* Structural and magnetic properties of $RFe_{10}Cr_2$ compounds // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1989. — Vol. 81. — P. 155–158.
7. *N. V. Kudrevatykh, A. S. Volegov.* Magnetism of rare earth metals and their intermetallic compounds. — Ekaterinburg, 2015. — P. 321.

8. *С. А. Никитин.* Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. — М: Изд-во Моск. ун-та, 1989. — С. 248.
9. *М. Ю. Теслюк.* Металлические соединения со структурами фаз Лавеса. — М.: Наука, 1969. — С. 136.
10. *К. П. Белов, А. К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З.Левитин.* Переходы спиновой переориентации в редкоземельных магнетиках // Успехи Физических Наук. — 1976. — Т. 119, № 3. — С. 447—466.
11. *Г. А. Политова.* Магнитострикционный и магнитокалорический эффекты в соединениях редкоземельных металлов с железом и кобальтом со структурой фаз Лавеса. — 2013.
12. *К. П. Белов.* Магнитострикционные явления и их технические приложения. — М: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — С. 160.
13. *С. Тикадзуми.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Т. 419. — М.: Мир, 1987.
14. *Ф. Лавес.* Кристаллическая структура и атомные размеры. Теория фаз в сплавах. — М.: Металлургия, 1961. — С. 111—199.
15. *А.А. Клопотов, А.И. Потеев, М.А. Перепелкин, Н.О. Солоницина, В.Д. Клопотов, Э.В. Козлов.* Кристаллогеометрические факторы в фазах Лавеса // Письма о материалах. — 2011. — Т. 1. — С. 117—122.
16. *W. E. Wallas.* Rare earth intermetallics. — N-Y, London: Academic Press, 1973. — P. 266.

17. *R. Abbundi, A. E. Clark, N. C. Koon.* Temperature dependence of the magnetostriction and magnetization in single crystal HoFe_2 // Journal of Applied Physics. — 1979. — Vol. 50, no. 3. — P. 1671–1673.
18. *H. Samata, N. Fujiwara, Yu. Nagata and T. Uchida, M. Der Lanc.* Magnetic anisotropy and magnetostriction of SmFe_2 crystal // Journal of Magnetism and Magnetic materials. — 1999. — Vol. 195, no. 2. — P. 376–383.
19. *N. Yu. Pankratov, I. S. Tereshina, G. A. Politova, T. A. Aleroeva, A. V. Filimonov, P. Yu. Vanina, O. A. Alekseeva, J. Cwik, Yu. S. Koshkidko, A. S. Ilyushin.* Features of magnetostriction behavior of the intermetallic compound $\text{Sm}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Fe}_2$ near the spin reorientation transitions. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2021. — Vol. 527. — P. 167728.
20. *X.N. Liu, K. Lin, Q.L. Gao.* Structure and phase transformation in the giant magnetostriction Laves-phase SmFe_2 // Inorganic Chemistry. — 2017. — Vol. 57, no. 2. — P. 689–694.
21. *A. V. Korolyov, N. V. Mushnikov, A. V. Andreev, V. S. Gaviko.* Magnetic and magnetoelastic properties of intermetallic compounds $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ // Phys.Met.Metall. — 1990. — Vol. 69, no. 2. — P. 88–93.
22. *Л. В. Егоров, А. Ф. Моржун.* Электрические печи. Т. 352. — М.: Металлургия, 1974.
23. *Б. В. Линчевский.* Вакуумная металлургия стали и сплавов. Т. 258. — М.: Металлургия, 1970.

24. *Buschow K. H. J.* Intermetallic compounds of rare-earth and 3d transition metals // Rep. Prog. Phys. — 1977. — Vol. 40, no. 10. — P. 1179.
25. *M. D. Kuzmin.* Shape of Temperature Dependence of Spontaneous Magnetization of Ferromagnets: Quantitative Analysis. // Physical Review Letters. — 2005. — Vol. 94, no. 10.
26. *Koon N., Schindler A., Carter F.* Giant magnetostriction in cubic rare earth-iron compounds of the type RFe_2 // Phys. Lett. A. — 1971. — Vol. 37, no. 5. — P. 413–414.
27. *U. Atzmony, M. P. Dariel, E. R. Bauminger, D. Lebenbaum, I. Nowik, S. Ofer.* Magnetic Anisotropy and Spin Rotations in $Ho_xTb_{1-x}Fe_2$ Cubic Laves Compounds // Phys. Rev. Lett. — 1972. — Vol. 28, no. 4. — P. 244.
28. *C.M. Williams, N.C. Koon.* Continuous spin orientations in single crystal $Ho_x/Tb_{1-x}Fe_2$ // Solid State Commun.:(United Kingdom). — 1978. — Vol. 27, no. 2.
29. *M. Seh, I. Nowikl.* Magnetostrictive effects at a spin reorientation transition in a cubic crystal // J. Magn. Magn. Matter. — 1981. — Vol. 22, no. 3. — P. 239–249.
30. *D. Givord, F. Givord, R. Lemaire.* Magnetic properties of iron compounds with ittrium, lutetium and gadolinium // Physique Colloq. — 1971.

31. *J. Farrell, W. E. Wallace.* Magnetic properties of intermetallic compounds between the lanthanides and nickel or cobalt // *Inorg. Chem.* — 1966. — P. 1966.
32. *E. A. Skrabrek, W. E. Wallace.* Magnetic characteristics of Laves phases containing lanthanide metals combined with nickel // *J. Appl. Phys.* — 1963.
33. *E. Burzo, J. Laforest.* Crystallographic, magnetic, and EPR studies of rare-earth and yttrium–nickel laves phases // *Int. J. Magn.* — 1972.
34. *R.M. Moon, W.C. Koehle, J. Farrell.* Magnetic Structure of Rare-Earth-Cobalt (RCo₂) Intermetallic Compounds // *Journal of Applied Physics.* — 1965. — Vol. 36, no. 3. — P. 978–979.
35. *D. Bloch R. Lemaire.* Metallic Alloys and Exchange-Enhanced Paramagnetism. Application to Rare-Earth-Cobalt Alloys // *Phys. Rev. B.* — 1970.
36. *I. S. Tereshina, S. A. Nikitin, A. P. Tulyakov, A. A. Opalenko, T. Palewski.* Rare earth compounds with compensated magnetic anisotropy and giant magnetostriction // *J. Alloys Compd.* — 2008. — Vol. 451, no. 1/2. — P. 481–483.
37. *Taylor K. N. R., Darby M. I.* *Physics of Rare Earth Solids.* — Chapman, Hall, London, 1972.
38. *Tereshina I. S., Politova G. A., Tereshina E. A., Cwik J., Nikitin S. A., Chistyakov O. D., Karpenkov A. Y., Karpenkov D. Y., Palewski T.* Magnetostriction in (Tb_{0.45}Dy_{0.55})_{1-x}Er_xCo₂ (x = 0.1, 0.2): high-field

- investigation // J. Phys.: Conference Series. — 2011. — Vol. 303, no. 1. — P. 012024.
39. *Olabi A., Grunwald A.* Design and application of magnetostrictive materials // Materials & Design. — 2008. — Vol. 29, no. 2. — P. 469–483.
40. *Grossinger R., Sato R. T., Mehmood N.* Materials with high magnetostriction // IOP Conf. Ser.: Materials Science and Engineering. — 2014. — Vol. 60, no. 1. — P. 012002.
41. *Zhang X., Tang Z., Lv F., Pan X.* Helical comb magnetostrictive patch transducers for inspecting spiral welded pipes using flexural guided waves // Ultrasonics. — 2017. — Vol. 74. — P. 1–10.
42. *Clark A.* Magnetostrictive RFe₂ intermetallic compounds // Handbook on the physics and chemistry of rare earths. — 1979. — Vol. 2. — P. 231–258.
43. *Политова Г. А., Терешина И. С., Никитин С. А., Соченкова Т. Г., Вербецкий В. Н., Саламова А. А., Макарова М. В.* Влияние гидрирования на магнитные и магнитоупругие свойства соединений Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe₂ и Tb_{0.27}Dy_{0.73}Co₂ со компенсированной магнитной анизотропией // Физика твердого тела. — 2005. — Т. 47, № 10. — С. 1834–1838.
44. *Sandlund L., Fahlander M., Cedell T., Clark A., Restorff J., Wun-Fogle M.* Magnetostriction, elastic moduli, and coupling factors of composite Terfenol-D // J. Appl. Phys. — 1994. — Vol. 75, no. 10. — P. 5656–5658.

45. *Verhoeven J. D., Ostenson J. E., Gibson E. D., McMasters O. D.* The effect of composition and magnetic heat treatment on the magnetostriction of $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_y$ twinned single crystals // *J. Appl. Phys.* — 1989. — Vol. 66. — P. 772–779.

Благодарность

Хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю кандидату физико-математических наук, старшему преподавателю Николаю Юрьевичу Панкратову за выбор темы, руководство и помощь на всех этапах подготовки работы, внимательное отношение, а также за полученные в процессе работы знания.

Так же хочу поблагодарить коллег из Тверского Государственного Университета, в частности заведующего лабораторией магнитных материалов, кандидата физико-математических наук, доцента Карпенкова А. Ю. за предоставление образцов для исследования и их аттестацию, а также за проведение измерений намагниченности.