

УДК 539.216.2:537.624

МАГНЕТИЗМ ПЛЕНОК ТИПА R–Co (R = Gd, Tb) С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2025 г. В. О. Васьковский^{1,2,*}, Е. В. Кудюков¹, А. Н. Горьковенко¹,
А. Н. Низаев¹, А. В. Свалов¹, М. А. Семкин^{1,2}, В. Н. Лепаловский¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, Россия

*E-mail: Vladimir.Vaskovskiy@urfu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены магнитные свойства пленок типа R–Co (R = Gd, Tb), содержащих до 50 ат. % кобальта. Представлены рентгеноструктурная характеристика образцов, температурные зависимости намагниченности для пленок разного состава, концентрационные зависимости температуры Кюри и гистерезисных свойств. Дана интерпретация установленным закономерностям.

Ключевые слова: асперомагнетизм, коэрцитивная сила, состав, температура Кюри, пленка, намагниченность, редкоземельные элементы, структура

DOI: 10.31857/S0367676525040083, EDN: GTNBUA

ВВЕДЕНИЕ

Пленки сплавов редкоземельных элементов (R) с металлами группы железа (Т) находятся в поле зрения исследователей уже несколько десятилетий [1–6]. В значительной мере это связано с уникальной возможностью реализации в них аморфного состояния и, соответственно, непрерывного ряда твердых растворов элементов, несущих локализованный и коллективизированный типы магнетизма [7]. Естественным образом основное внимание большого количества соответствующих работ сосредоточено на R–Т композициях с большим содержанием Т-элементов, которые обладают магнитным упорядочением в области температур, включающих комнатную температуру [8]. При этом наибольший интерес вызывают R–Т системы, где Т = Co, Fe, а R – из числа тяжелых редкоземельных элементов, в первую очередь, Gd и Tb с относительно высокими собственными температурами магнитного упорядочения. Такие системы объединяет наличие двухподрешеточного ферромагнетизма, приводящего, в том числе к специфическому состоянию магнитной компенсации, но индивидуализирует разница в магнитной анизотропии. Последнее является следствием особенностей в конфигурации 4f-электронной оболочки R-атомов. Для Gd она сферическая, а для Tb характеризуется достаточно большим орби-

тальным моментом. Магнитная анизотропия в свою очередь задает уровень магнитного гистерезиса, а в совокупности они определяют варианты возможно технического применения R–Т сред. Gd-содержащие пленки, в частности, примеряются как магнитокалорический материал [9–12] или источник специфического обменного смещения [13–15], а пленки на основе Tb – как материал для высокоплотной записи информации [16] или магнитострикционная среда [17].

Однако в последние годы интерес к R–Т пленкам возник и в связи с развитием кирально-го магнетизма, реализующегося в рамках неколлинеарных магнитных структур, которые рассматриваются как определенная основа функциональности сред для устройств спинтроники и МЭМС [18–23]. Такими структурами богаты чистые редкоземельные металлы, отражающие тем самым косвенный характер обменного взаимодействия в системе R-ионов. Эта особенность транслируется в R–Т твердые растворы [24], которым в широких концентрационном и температурном интервалах зачастую свойственен уникальный неколлинеарный магнетизм в спиро-, асперо- или сперимагнитном вариантах [25–28]. Причем в отсутствии структурного порядка его, как правило, связывают с дисперсией осей локальной магнитной анизотропии R-ионов, не принимая во внимание флуктуацию межатомных

расстояний, ведущую к обменной фрустрированности и в конечном счете к разориентации атомных магнитных моментов. В этой связи встает задача сравнительного изучения бинарных R–T систем, кардинально отличающихся по уровню магнитной анизотропии. Ее решению на примере бинарных пленок Gd–Co и Tb–Co, в частности, посвящена данная работа. При этом выбрана область составов с преобладающим содержанием редкоземельных элементов (более 50 ат. %), в которой кобальтовая подсистема не дает прямого вклада в спонтанную намагниченность и в структурном отношении может рассматриваться как аморфообразующая добавка.

ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИК

Эксперимент выполнен на пленках систем $Gd_{100-x}Co_x$ и $Tb_{100-x}Co_x$ ($0 \leq x \leq 50$), полученных методом магнетронного распыления в атмосфере аргона на установке AJA Orion-8 в режиме сораспыления однокомпонентных мишеней Gd, Tb, Co. Рабочее давление аргона составляло $2 \cdot 10^{-3}$ Торр, давление остаточных газов не превышало $5 \cdot 10^{-7}$ Торр. Подложками служили покровные стекла Corning, в плоскости которых при осаждении пленок присутствовало однородное магнитное поле (технологическое поле) напряженностью 250 Э. Номинальная толщина пленок составляла 100 нм. Все они имели защитное покрытие в виде поверхностного слоя Ta толщиной 5 нм. Состав образцов варьировался путем изменения соотношения скоростей осаждения разных металлов и контролировался рентгенофлуоресцентным анализатором Nanohunter. Аттестация структурного состояния выполнена на рентгеновском дифрактометре PANalytical Empyrean в излучении $Co_{K\alpha}$. Информация о магнитных свойствах в интервале

температур 5–350 К и в магнитных полях напряженностью до 70 кЭ получена с помощью опции VSM на измерительном комплексе PPMS DynaCool.

На рис. 1 представлены результаты дифрактометрии, иллюстрирующие характерные структурные особенности пленок двух бинарных систем Gd–Co (рис. 1а) и Tb–Co (рис. 1б). Для большей наглядности в качестве аргумента на дифрактограммах использовано атомное межплоскостное расстояние d , значения которого получены путем пересчета углов дифракции по формуле Вульфа–Брегга для длины волны излучения $\lambda_{CoK\alpha 1} \approx 0.17890$ нм. При этом точками обозначены экспериментальные значения интенсивности, линиями – результаты подгоночно-го моделирования, выполненные по методу Ле-Бэйла [29] с использованием программного пакета FullProf Suite [30], а вертикальные отрезки отражают соотношение интенсивностей линий для сред с изотропной ориентацией ГПУ- и ГЦК-кристаллитов. Из приведенных данных следует, что при определенном внешнем различии дифрактограмм двух систем они демонстрируют подобие структурного состояния пленок чистых редкоземельных элементов и тенденций в его модификации при введении Co.

Основные дифракционные линии как Gd, так и Tb идентифицируются в рамках ГПУ-структуры с выраженными признаками кристаллической текстуры типов (100) и (002). Причем в пленке Tb преобладает первый тип текстуры, а в пленке Gd они примерно равноправны. В то же время на обеих дифрактограммах в более (для Gd) или менее (для Tb) отчетливо выявляется линия, указывающая на присутствие кристаллитов с ГЦК-решеткой, текстурованных по типу (111). Как известно, для тяжелых R-металлов при комнатной температуре характерна ГПУ кристалли-

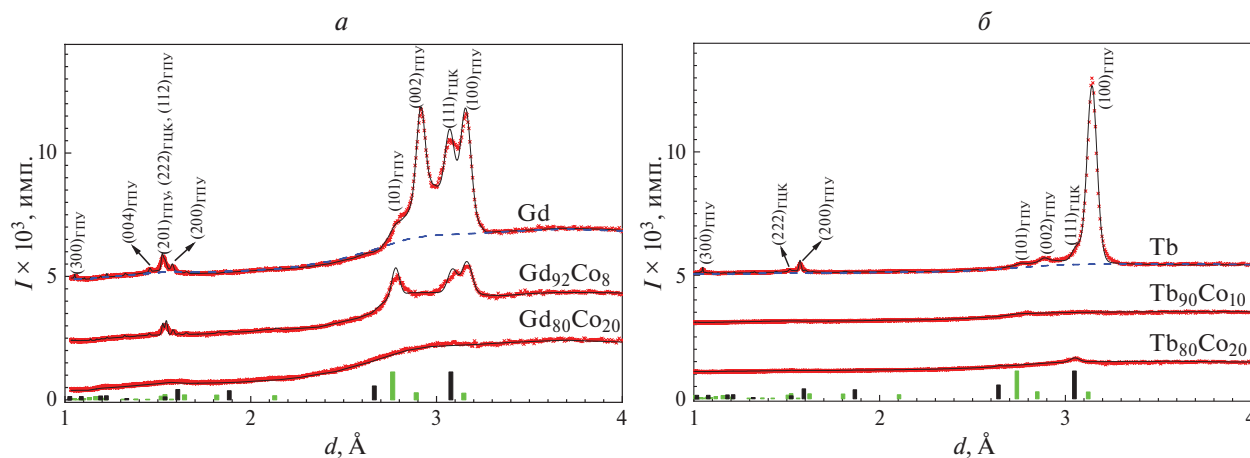


Рис. 1. Экспериментальные (крестики) и расчетные (линии) рентгенограммы пленок $Gd_{100-x}Co_x$ (а) и $Tb_{100-x}Co_x$ (б). В круглых скобках обозначены индексы (hkl) , наиболее интенсивных, брегговских рефлексов ГПУ и ГЦК фаз. Вертикальные линии снизу указывают положения и соотношение интенсивностей основных рефлексов ГПУ и ГЦК фаз в поликристаллическом состоянии Gd (а) и Tb (б).

Таблица 1. Параметры элементарных ячеек ГПУ и ГЦК модификаций Gd и Tb в массивном и пленочном состояниях, полученные из литературных источников и определенные экспериментально

Состав и вид среды	$a_{\text{ГПУ}}$, нм	$c_{\text{ГПУ}}$, нм	$a_{\text{ГЦК}}$, нм
Литературные данные			
Gd (массив) [33]	0.3634 ± 0.0002	0.5781 ± 0.0001	—
Gd (пленка) [32]	0.366 ± 0.002	0.582 ± 0.002	0.533 ± 0.001
Gd ₂ O ₃ (массив) [35]	—	—	0.531 ± 0.002
Tb (массив) [35]	0.3606 ± 0.0004	0.5697 ± 0.0006	—
Tb (пленка) [32]	0.364 ± 0.002	0.576 ± 0.002	0.527 ± 0.001
Tb ₂ O ₃ (массив) [34]	—	—	0.528 ± 0.002
Результаты подгоночного анализа дифрактограмм исследуемых образцов			
Gd (пленка)	0.3649 ± 0.0005	0.5834 ± 0.0005	0.5326 ± 0.0004
Tb (пленка)	0.3632 ± 0.0005	0.5777 ± 0.0005	0.5310 ± 0.0005

ческая структура. Однако имеются данные, что в пленочном состоянии и Gd и Tb, могут иметь кубическую модификацию [27, 28]. Тем не менее дать однозначную трактовку этому факту затруднительно из-за возможного присутствия в пленках следов окислов типа R₂O₃, имеющих практически такую же кристаллическую структуру. Это, в частности, иллюстрирует табл. 1, в которой отражены литературные данные по параметрам структуры чистых металлов, их окислов, а также результаты описываемого эксперимента. И все же косвенные свидетельства, о которых будет упомянуто ниже, позволяют трактовать ситуацию в пользу кубической металлической фазы. Наряду с отмеченной неоднозначностью по носителю ГЦК-решетки можно констатировать, что в рамках ГПУ-структуры параметры элементарных ячеек аттестуемых пленок и приводимых другими авторами достаточно близки и отражают тенденцию к росту объема элементарной ячейки при переходе R-элементов от массивного к пленочному состоянию.

При рассмотрении дифрактограммы пленки Gd также обращает на себя внимание широкий максимум в области локализации его основных рефлексов. Похожая, но менее выраженная особенность присутствует и на дифрактограмме пленки Tb. Это свидетельствует о наличии в образцах, которые, напомним, представляют собой металлические пленки на стеклянных подложках, значительной рентгеноаморфной составляющей. На первый взгляд, представляется естественным полностью связать ее с подложкой, а количественное отличие диффузного сигнала для образцов с разным R с тем, что Tb обладает более высокой рассеивающей способностью рентгеновского излучения, чем Gd [36]. Однако, по нашему мнению, это гало формируется не только аморфной подложкой, но и металлической рентгеноаморфной фазой, которая с большой вероятностью присутствует в пленках. В силу малого объема прямо выделить этот вклад не пред-

ставляется возможным, и соответствующее заключение сделано на основе последующего анализа магнитных свойств. Он выполнен, исходя из того, что пленки чистых Gd и Tb отличаются структурной неоднородностью и включают в значительном количестве, по крайней мере, две кристаллические фазы с гексагональной и кубической симметрией и фазу, характеризующуюся как рентгеноаморфная.

Как видно из рис. 1, дифракционная картина пленок чистых металлов претерпевает кардинальные изменения при введении Co. Основная тенденция состоит в уменьшении интенсивности всех выявленных дифракционных линий, которая заканчивается полным их исчезновением при концентрации Co более 20 ат. %. Таким образом, можно сделать заключение об аморфизации пленок, которую связывают с существенным различием в атомных радиусах Co и R-элементов и низкой подвижностью атомов металлов на подложке [1]. Однако сами дифрактограммы не дают информации об изменении доли рентгеноаморфной фазы, как уже отмечалось, из-за затеняющего действия аморфной подложки. Заметим также, что линия, отнесенная к ГЦК структуре, трансформируется наравне с линиями ГПУ-структуры, свидетельствуя об аморфизации ГЦК-фазы, что можно рассматривать как косвенное подтверждение ее неокисной природы.

АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ

Значительную информацию о магнетизме пленочных систем Gd-Co и Tb-Co содержат температурные зависимости намагниченности $M(T)$, приведенные на рис. 2а и 2б. Все они измерены при нагревании пленок от 5 К в магнитном поле напряженностью 100 Э. До исходного состояния образцы охлаждались в магнитном поле напряженностью 70 кЭ, которое, как и поле измерения, было сонаправлено с технологическим по-

лем, в котором происходило осаждение пленок. Обратимся сначала к зависимостям $M(T)$ чистых R-элементов. Они демонстрируют две особенности, принципиально отличающих их от зависимостей $M(T)$, свойственных данным металлам в массивном состоянии. Во-первых, эти кривые имеют нетипичный для ферромагнетиков вогнутый вид. Наблюдаемый ход намагниченности можно качественно обосновать, исходя из представлений о высокодисперсном и неоднородном структурном состоянии пленок, а также о зависимости температуры Кюри от размеров нанокристаллитов. В такой постановке экспериментальные значения температур Кюри ($T_C \approx 280$ и 210 К), несильно отличающиеся от характеристик массивного состояния Gd и Tb (293 и 221 К), можно связать с наиболее крупными кристаллитами, которые, вероятно, и дают рефлексы на дифрактограммах. Более мелкие, по-видимому, рентгеноаморфные структурные элементы в зависимости от размера характеризуются набором температур Кюри и по мере нагрева постепенно выходят из магнитоупорядоченного состояния. При этом вогнутый характер $M(T)$ обеспечивает соответствующее размерное распределение нанокристаллитов.

Во-вторых, экспериментальные значения намагниченности $M(T = 5$ К) как для Gd (460 Гс), так и для Tb (420 Гс) далеки от величин спонтанной намагниченности M_s этих металлов (1950 и 2700 Гс). Принимая во внимание протокол измерений, можно заключить, что это не является следствием саморазмагничивания образцов, а обусловлено неоднородностью их магнитной структуры. Иными словами, имеет место асперомагнетизм, который в сплавах тяжелых редкоземельных элементов наблюдался и ранее [22] и связывался с дисперсией осей легкого намагничивания в рамках микрокристаллической или даже аморфной структур. Однако для Gd, не имеющего орбитального момента и не несущего значительной магнитной анизотропии, наличие признаков асперомагнетизма должно иметь иную трактовку. По нашему мнению, причиной неоднородности магнитной структуры может быть межатомная обменная фрустрированность, под которой понимается наличие и невозможность удовлетворения всех разнополярных обменных связей в магнитной системе. Принимая во внимание РККИ-механизм обмена, можно предполагать, что фрустрированное состояние Gd возникает в результате флуктуаций в межатомных расстояниях, имеющих место из-за высокодисперсной структуры пленок. В идеале такой механизм должен давить сперомагнитное состояние. Возможно, в данном случае асперомагнетизм носит эффективный характер, являясь суперпозицией ферромагнетизма кристаллической фазы и сперомагнетизма рентгеноаморфной структурной составляющей. Очевидно, та-

кой механизм должен иметь место и в пленках Tb. Но это не исключает разориентирующей роли магнитной анизотропии в формировании их магнитной структуры. Возможно, именно наложение двух механизмов дисперсии приводит к тому, что в пленках Tb отношение $M(T = 5$ К)/ M_s составляет 0.15 , что значительно меньше, чем в пленках Gd (0.24).

Переходя к температурным зависимостям намагниченности бинарных систем $Gd_{100-x}Co_x$ и $Tb_{100-x}Co_x$, можно констатировать общность тенденций их изменения при увеличении содержания Co. А эти изменения значительны и состоят в росте $M(T = 5$ К), формировании выпуклого вида кривых $M(T)$ и немонотонном изменении температуры Кюри. В рамках изложенной выше трактовки свойств пленок Gd и Tb отмеченные изменения в большей части можно рассматривать как следствие повышения однородности магнитной структуры, то есть перехода от асперомагнитного к ферромагнитному упорядочению. Напомним, что согласно данным дифрактометрии добавка Co даже в относительно небольшом количестве ведет к уменьшению доли кристаллической фазы, и при $x > 20$ ат. % пленки становятся рентгеноаморфными (см. рис. 1). В соответствии с этим пропадают и высокотемпературные участки на зависимостях $M(T)$, подтверждая тем самым свою связь с кристаллической фазой. Поскольку на этом модификация кривых $M(T)$ не ограничивается, можно полагать, что в рамках рентгеноаморфной фазы тоже происходят структурные преобразования от некоего промежуточного нанокристаллического к конечному аморфному состоянию. В аморфной фазе дисперсия в межатомных расстояниях внутри редкоземельных подсистем уменьшается, то есть формируется в определенном смысле более однородная атомная структура. Это уменьшает обменную фрустрированность и приводит зависимости $M(T)$ к ферромагнитоподобному виду. Из сравнения рис. 2а и 2б также можно заключить, что в системе Tb-Co указанные структурные преобразования, обуславливающие наблюдаемую трансформацию кривых $M(T)$, растянуты на больший концентрационный диапазон, то есть косвенно они содержат структурную информацию, которую нельзя получить непосредственно из дифрактограмм.

Упомянутая выше немонотонность в концентрационном изменении температуры Кюри наглядно иллюстрируется на рис. 3а и 3б (кривые 1). Как видно, увеличение содержания Co до ≈ 20 ат. % вызывает значительное уменьшение T_C , а дальнейшее увеличение x приводит к не менее сильному ее возрастанию в пленках обеих систем. По нашему мнению, такая вариация физически свойств, как это часто бывает, обусловлена конкуренцией двух противоположных тенденций. С одной стороны, аморфизация,

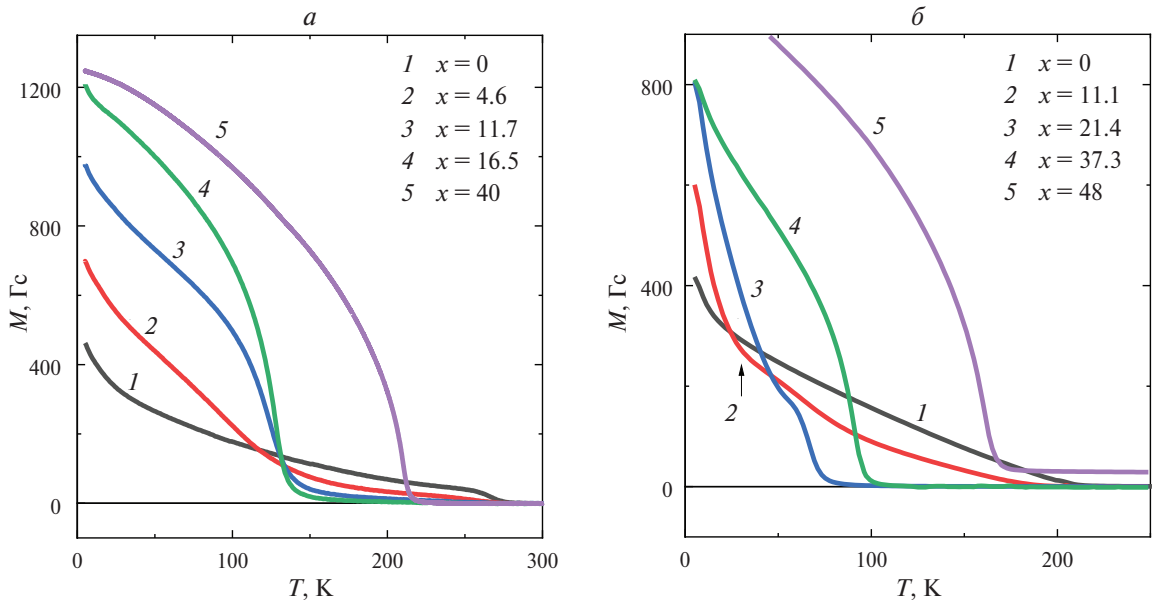


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности пленок бинарных систем $Gd_{100-x}Co_x$ (а) и $Tb_{100-x}Co_x$ (б) разного состава.

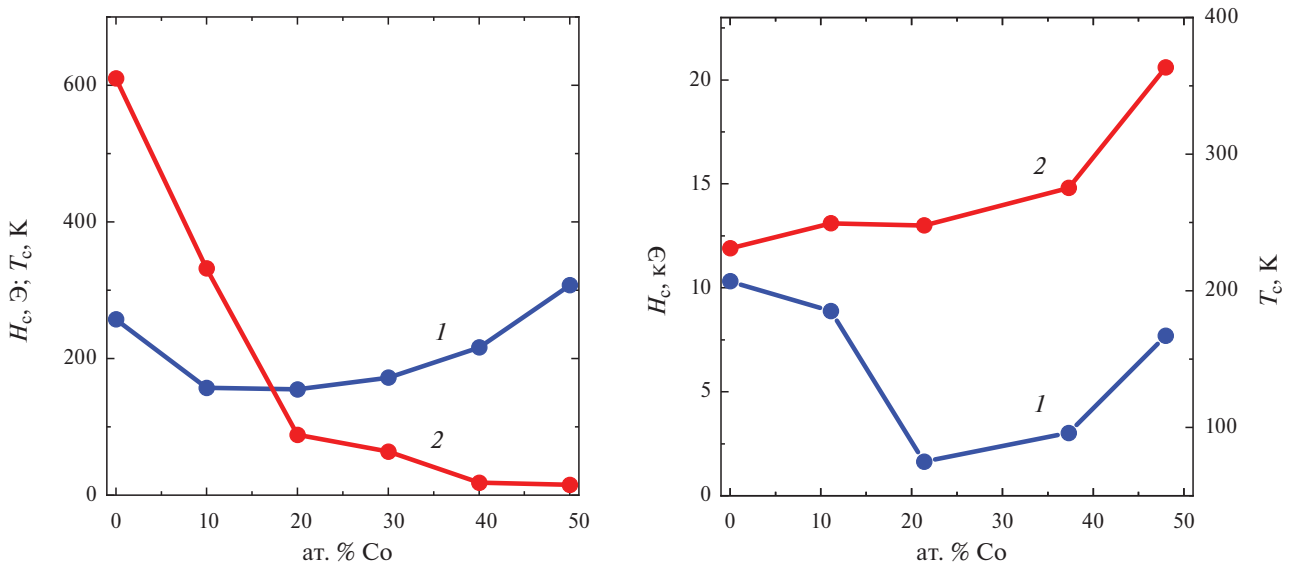


Рис. 3. Концентрационные зависимости температуры Кюри T_C (кривые 1) и коэрцитивной силы H_c (кривые 2) при $T = 5$ К для пленок $Gd_{100-x}Co_x$ (а) и $Tb_{100-x}Co_x$ (б).

в силу сопутствующей ей обменной фрустрированности задает понижающий тренд зависимости $T_C(x)$, который, скорее всего, исчерпывается при $x \approx 20$ ат. %, когда аморфная фаза становится доминирующей. С другой стороны, гибридизация электронных структур Co и R-элементов, по видимому, идет по пути усиления эффективности косвенного обменного взаимодействия в системе редкоземельных ионов, сопровождающегося увеличением T_C . Качественное подобие зависимостей $T_C(x)$ для пленок с высокоанизотропным Tb и с Gd, не имеющим орбитального момента,

можно рассматривать как аргумент в пользу гипотезы о важной роли обменного вклада в механизм образования асперомагнитного состояния.

На рис. 3 также приведены концентрационные зависимости коэрцитивной силы H_c пленок $Gd_{100-x}Co_x$ (рис. 3а) и $Tb_{100-x}Co_x$ (рис. 3б), определенные из петель гистерезиса при $T = 5$ К. В этом отношении две системы демонстрируют совершенно разные закономерности. В пленках на основе Gd при увеличении x имеет место сначала резкое (до $x \approx 20$ ат. %), а затем более плавное уменьшение H_c . При этом следует отметить про-

явление значительного гистерезиса ($H_c = 600$ Э) в пленках чистого Gd. Поскольку величина коэрцитивной силы тесно связана с уровнем магнитной анизотропии в среде, можно констатировать существование таковой и в Gd, несмотря на отсутствие соответствующих предпосылок из-за сферичности его электронной оболочки. Причем данная анизотропия имеет кристаллическую природу, так как аморфизация, происходящая при увеличении x , сводит H_c , а значит и величину магнитной анизотропии к минимуму. В противоположность этому пленки чистого Tb обладают высокой коэрцитивной силой, которая, что особенно интересно, становится еще большей при добавлении Co. Отсюда следует, что в данном случае аморфизация не ведет к ослаблению магнитной анизотропии, скорее она повышается. Причину этого можно искать, например, в ослаблении обменной фрустрированности, которая ответственна за асперомагнетизм, то есть изотропное распределение локальных магнитносводитых моментов. В результате на первый план выходит дисперсия локальных осей легкого намагничивания, которая при соответствующей магнитной предыстории задает полупространственное распределение магнитных моментов. Эти моменты не имеют соседей с противоположной ориентацией и не испытывают «опрокидывающего» действия с их стороны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные экспериментальные данные и их анализ показывают, что пленки на основе редкоземельных металлов с существенно различной конфигурацией электронных оболочек (Gd, Tb) проявляют схожие закономерности формирования кристаллической структуры, магнитного упорядочения и ряда магнитных свойств. Они состоят в структурной неоднородности пленок чистых редкоземельных металлов, их аморфизации в рамках бинарных систем Gd–Co и Tb–Co, наличии асперомагнетизма, немонотонном концентрационном изменении температуры Кюри. При этом за наличие асперомагнетизма ответственные обменная фрустрированность магнитных моментов в пленках Gd–Co, к которой добавляется дисперсия локальных осей анизотропии в пленках Tb–Co. Увеличение концентрации Co повышает степень аморфизации, способствует формированию однородной атомной структуры и ослабляет обменную фрустрированность. В пленках Gd–Co это приводит к ферромагнитному упорядочению, а в асперомагнетизме пленок Tb–Co увеличивает относительную роль дисперсии локальных осей магнитной анизотропии. Отличия в магнитной структуре пленок двух систем определяют принципиальную разницу в концентрационном изменении их гистерезисных свойств.

Авторы выражают благодарность Е.А. Кравцову и М.Е. Москалеву за помощь в структурной аттестации пленок.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №24-22-00173).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Taylor R.C., Gangulee A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. No. 10. P. 4666.
2. Дровосеков А.Б., Холин Д.И., Крейнис Н.М. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 1(7). С. 151; Drovosekov A.B., Kholin D.I., Kreinies N.M. // JETP. 2020. V. 131. No. 1. P. 149.
3. Morshed M.G., Khoo K.H., Quessab Y. et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. Art. No. 174414.
4. Папуева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682; Pashueva I.M., Bondarev A.V., Bataronov I.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 6. P. 569.
5. Kudyukov E.V., Vas'kovskiy V.O., Svalov A.V. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2023. V. 565. Art. No. 170254.
6. Юрлов В.В., Звездин К.А., Звездин А.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 112; Yurlov V.V., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 97.
7. Yang X., Miyazaki T. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 5489.
8. Kobliiska R.J., Gangulee A., Cox D.E., Bajorek C.H. // IEEE Trans. Magn. 1977. V. 13. No. 6. P.1767.
9. Коплак О.В., Кашин С.Н., Королев Д.В. и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. № 3. С. 424; Koplak O.V., Kashin S.N., Korolev D.V. et al. // Phys. Solid State. 2023. V. 65. No. 3. P. 415.
10. Кузнецов М.А., Дровосеков А.Б., Фраерман А.А. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 1. С. 95; Kuznetsov M.A., Drovosekov A.B., Fraerman A.A. // JETP. 2021. V. 132. No. 1. P. 79.
11. Свалов А.В., Архипов А.В., Лепаловский В.Н. и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 9. С. 1325; Svalov A.V., Arkhipov A.V., Lepalovskii et al. // Phys. Solid State. 2021. V. 63. P. 1553.
12. Терешина И.С., Овченкова Ю.А., Политова Г.А., Панкратов Н.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 353; Tereshina I.S., Ovchenkova I.A., Politova G.A., Pankratov N.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 304.
13. Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V., Vas'kovskiy V.O. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. Art. No. 063504.
14. Дроворуб Е.В., Прудников В.В., Прудников П.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 158; Drovorub E.V., Prudnikov V.V., Prudnikov P.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 109.
15. Svalov A.V., Kudyukov E.V., Lepalovskij V.N. et al. // Curr. Appl. Phys. 2021. V. 23. P. 68.
16. Wang J., Gan J.A., Wong Y.C., Berndt C.C. Magnetic Thin Films: Properties, Performance and Applications. N.Y.: Nova Science Publ. Inc, 2011. 409 p.
17. Chelvane J.A., Sherly A., Palit M. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2019. V. 20. P. 8989.
18. Basha M.A., Prajapat C.L., Bhatt H. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. Art. No. 103901.
19. Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 5. С. 361; Antropov N.O., Kravtsov E.A., Khaidukov Yu.N. et al. // JETP Lett. 2018. V. 108. No. 5. P. 341.

20. *Streubel R., Lambert C.H., Kent N. et al.* // *Adv. Mater.* 2018. V. 30. Art. No. 1800199.
21. *Yang D.Z., You B., Zhang X.X. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. Art. No. 024411.
22. *Bai X.J., Du J., Zhang J. et al.* // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2008. V. 41. Art. No. 215008.
23. *Stanciu A.E., Schinteie G., Kuncser A. et al.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 498. Art. No. 166173.
24. *Uchiyama S.* // *Mater. Chem. Phys.* 1995. V. 42. P. 38.
25. *Tufaile P.B., Santos A.D.P.* *Magnetism, magnetic materials and their applications.* Switzerland: Trans Tech Publications Ltd, 1999. P. 120.
26. *Hussain R., Aakansha, Brahma B. et al.* // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2019. V. 32. P. 4027.
27. *Krnel M., Vrtnik S., Jelen A. et al.* // *Intermetal.* 2020. V. 117. Art. No. 106680.
28. *Sinitsyn E.V., Ryzhenko A.B.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 1995. V. 147. P. 385.
29. *Le Bail A.* // *Powder Diffr.* 2005. V. 20. No. 4. P. 316.
30. *Rodrguez-Carvajal J.* // *J. Physics B.* 1993. V. 192. No. 1–2. P. 55.
31. *Zhang Y.Z., Zhang S.R., Yu D.B.* // *Rare Metals.* 2023. V. 42. P. 1414.
32. *Scheunert G., Ward C., Hendren W.R. et al.* // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2014. V. 47 No. 41. Art. No. 415005.
33. *Norman M., Harris I.R., Raynor G.V.* // *J. Less-Common Met.* 1966. V. 11 P. 395.
34. *Kashaev A.A., Ushchapovskii L.V., Il'in A.G.* // *Kristallografiya.* 1975. V. 20. P. 192.
35. *Spedding F.H., Sanden B., Beaudry B.J.* // *J. Less-Common Met.* 1973. V. 31. P. 1.
36. *Waasmaier D., Kirfel A.* // *Acta Cryst.* 1995. V. 51. No. 3. P. 416.

Magnetism of R–Co (R = Gd, Tb) films with high concentration of rare earth elements

V. O. Vas'kovskiy^{a,b,*}, E. V. Kudyukov^a, A. N. Gorkovenko^a, A. N. Nizaev^a, A. V. Svalov^a,
M. A. Semkin^{a,b}, V. N. Lepalovskij^a

^a*Ural Federal University, Ekaterinburg, 620062, Russia*

^b*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
Ekaterinburg, 620137, Russia*

^{*}*e-mail: Vladimir.Vaskovskiy@urfu.ru*

We studied magnetic properties of R-Co (R = Gd, Tb) films containing up to 50 at. % cobalt. The X-ray diffraction characteristics of samples, temperature dependences of magnetization for films of different compositions, concentration dependences of Curie temperature and hysteresis properties are presented. The interpretation of the established patterns is given.

Keywords: asperomagnetism, coercive force, composition, Curie temperature, film, magnetization, rare earth elements, structure