

01,05,13

Аномальные петли гистерезиса ферромагнитных пленок Gd-Co различной толщины вблизи температуры магнитной компенсации

© А.С. Русалина¹, В.Н. Лепаловский¹, Е.А. Степанова¹, В.О. Васьковский^{1,2},
Г.В. Курляндская¹, А.В. Свалов¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: anastasia.rusalina@urfu.ru, andrey.svalov@urfu.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Тройные петли гистерезиса наблюдались для аморфных ферромагнитных пленок Gd-Co вблизи температуры магнитной компенсации, что может быть следствием как спин-флоп перехода, так и градиента химического состава. В работе проведена оценка возможной химической неоднородности пленок на основе магнитных измерений и прослежена ее связь с толщиной образцов.

Ключевые слова: аморфные магнитные пленки, перпендикулярная магнитная анизотропия, ферромагнетизм, магнитная доменная структура, магнитный гистерезис.

DOI: 10.21883/FTT.2023.06.55638.08H

1. Введение

Вблизи температуры компенсации T_{comp} в ферромагнетике может реализовываться спин-флоп переход под воздействием внешнего магнитного поля, в результате чего нарушается антипараллельное упорядочение намагниченностей подрешеток, и возникает так называемое неколлинеарное магнитное состояние [1]. Для пленок сплавов редкая земля — переходный металл (РЗ-ПМ) это открывает дополнительную возможность их использования в качестве материала для неколлинеарной спинтроники [2]. Как правило, наличие спин-флоп перехода фиксируют через появление специфических особенностей в области больших полей на магнитометрических, магнитооптических и магниторезистивных петлях гистерезиса [3–7]. В то же время, как было показано ранее, необычные тройные петли гистерезиса ферромагнитных пленок РЗ-ПМ могут быть следствием химической неоднородности образцов [8–10]. Для описания перемагничивания таких пленок была предложена модель, предполагающая разбиение неоднородного образца на два обменно-связанных слоя различного усредненного химического состава, разделенных компенсационной поверхностью, вблизи которой намагниченность пленки при фиксированной температуре стремится к нулю [8,11]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств аморфных ферромагнитных пленок Gd-Co в широком интервале температур, включающем температуру компенсации, при варьировании толщины пленок.

2. Методика исследований

Пленки состава $\text{Gd}_{21.6}\text{Co}_{78.4}$ были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления мишеней Gd и Co в атмосфере аргона. Толщина пленок варьировалась в диапазоне от 10 до 100 nm. Все образцы были защищены от окисления буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 5 nm. Магнитные свойства исследовались с помощью измерительного комплекса MPMS-7XL в температурном интервале от 5 до 300 K и магнитооптического Керр-микроскопа Evico при комнатной температуре.

3. Полученные результаты и обсуждение

Форма магнитометрических петель гистерезиса, измеренных при ориентации поля как вдоль, так и перпендикулярно плоскости образцов, свидетельствует о том, что пленки толщиной 10, 20 и 40 nm обладали перпендикулярной магнитной анизотропией во всем исследованном температурном интервале. Температура компенсации пленок была определена как величина, соответствующая минимуму на температурной зависимости намагниченности $M(T)$ (рис. 1).

Для пленок толщиной 20 и 40 nm T_{comp} составила примерно 220 K. Для образца толщиной 10 nm T_{comp} оказалась гораздо ниже. Скорее всего, это обусловлено размерным фактором, а также возможным влиянием на электронную структуру атомов кобальта электронов проводимости защитных слоев Ta [12,13], что в итоге приводит к тому, что „магнитоактивный“ состав слоя

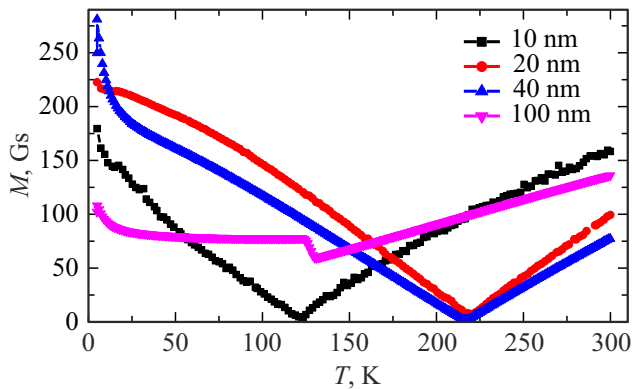


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности пленок Gd-Co различной толщины, измеренные в поле напряженностью 10 kOe, ориентированного перпендикулярно плоскости образца.

Gd-Co(10 nm), определяющий величину T_{comp} , отличается от его химического состава.

На магнитометрических петлях гистерезиса, измеренных на пленках толщиной 20 и 40 nm, при температурах в окрестности T_{comp} наблюдались изломы, характерные для спин-флоп перехода. В качестве примера на рис. 2, *b* показаны петли для образца толщиной 20 nm, стрелками обозначены характерные изломы. Для пленки толщиной 100 nm величина критического поля появления дополнительных петель гистерезиса H_{cr} заметно меньше, чем для пленок 20 и 40 nm, а форма петель более характерна для обменно-связанной двухслойной системы (рис. 2, *c*). На аналогичных петлях гистерезиса для самой тонкой пленки характерные изломы не просматриваются (рис. 2, *a*), возможно, это обусловлено малостью сигнала от образца.

Отметим, что для пленок всех толщин особенности были обнаружены не только на петлях гистерезиса, но и на температурных зависимостях намагниченности, измеренных при величинах полей, превышающих 10 kOe. В качестве примера на рис. 3 представлен набор таких зависимостей $M(T)$ для образца толщиной 40 nm. Видно, что на зависимостях $M(T)$, измеренных при H равном 30, 50 и 70 kOe, наблюдается отклонение от линейного хода в окрестности T_{comp} , причем, ширина этого температурного интервала ΔT увеличивается с ростом H . Подобные особенности удалось зафиксировать на зависимостях $M(T)$ даже для пленки толщиной 10 nm. Подобно характерным перегибам на петлях гистерезиса отклонение от линейного хода зависимостей может быть обусловлено спин-флоп переходом или неоднородностью химического состава образца. Если предположить наличие в образце химической неоднородности, тогда увеличение ΔT с ростом H можно объяснить, если по аналогии с моделями [9,11] предположить, что в исследуемой пленке существует компенсационная поверхность, которая делит образец на два слоя. Суммарный магнитный момент одного слоя M_1 определяется

преобладающим моментом редкоземельной подрешетки, в момент другого слоя M_2 наибольший вклад вносит подрешетка переходного металла. Эти слои обменно связаны, причем обменная энергия минимальна, ко-

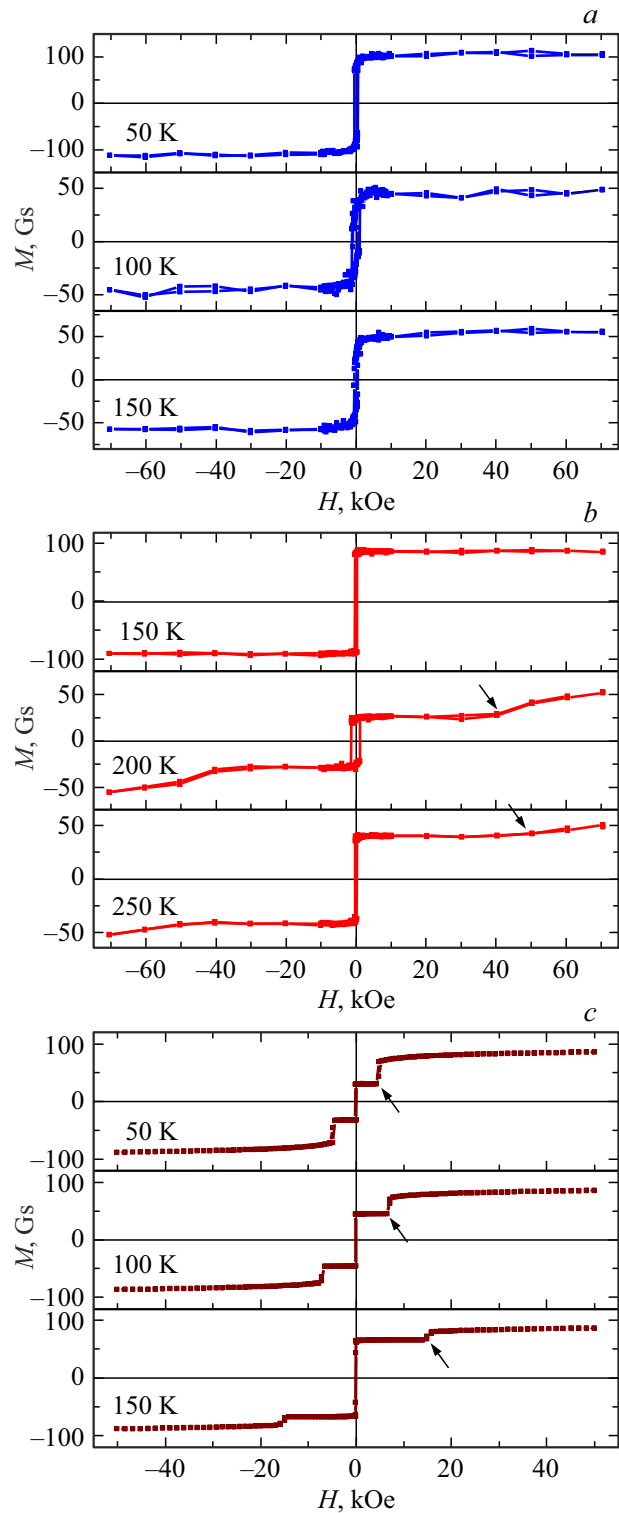


Рис. 2. Магнитометрические петли гистерезиса, измеренные при температурах вблизи T_{comp} , для образцов толщиной 10 nm (*a*), 20 nm (*b*) и 100 nm (*c*).

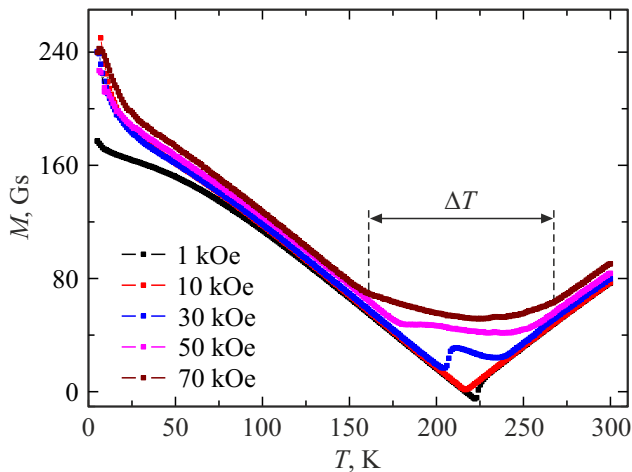


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности пленки Gd-Co толщиной 40 nm, измеренные в поле различной напряженности, ориентированном перпендикулярно плоскости образца. Величина температурного интервала ΔT , в котором наблюдается отклонение от линейного хода зависимости $M(T)$, показана для $H = 70$ kOe.

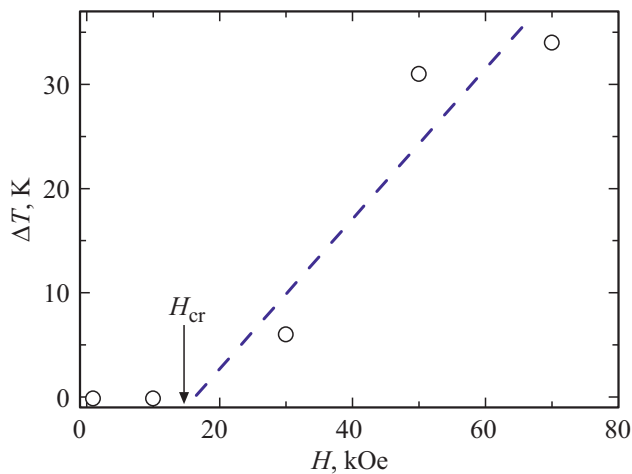


Рис. 4. Зависимость температурного интервала ΔT от величины поля измерения H для пленки Gd-Co толщиной 10 nm.

гда магнитные моменты слоев антипараллельны. При изменении температуры компенсационная поверхность движется по объему образца вдоль градиента состава. Относительно слабое магнитное поле не может нарушить антипараллельного расположения магнитных моментов слоев, поэтому при изменении температуры образец ведет себя как однородная пленка, обладающая магнитным моментом $M = M_1 - M_2$. В поле, большем H_{cr} , при определенной температуре, превосходящей среднюю температуру компенсации одного из слоев, возрастание энергии Зеемана этого слоя приводит к тому, что происходит переориентация его магнитного момента, что увеличивает суммарный магнитный момент образца. При этом вблизи компенсационной поверхности возникает магнитная неоднородность типа

доменной границы. С увеличением температуры объем второго слоя и его энергия во внешнем поле уменьшаются. Поэтому при некоторой температуре, несколько меньшей средней температуры компенсации второго слоя, становится выгодным направленное против поля расположение магнитного момента этого слоя за счет выигрыша в обменной энергии образца, то есть происходит переориентация магнитного момента второго слоя. Это сопровождается исчезновением магнитной неоднородности на границе слоев. Ясно, что увеличение поля измерения вызывает перемагничивание слоев, обладающих меньшим объемом и меньшей величиной усредненной намагниченности, что приводит к росту интервала ΔT и позволяет почувствовать меньшую неоднородность химического состава пленки. Для того, чтобы сделать простейшую количественную оценку возможной неоднородности пленки Gd-Co, будем считать, что образец имеет постоянный по толщине градиент химического состава, и минимальная величина поля, при которой происходит переориентация одного из слоев, равна H_{cr} . В момент перемагничивания энергия Зеемана данного слоя равна энергии возникающей при этом магнитной неоднородности типа доменной границы, при этом $\gamma = M_1 H l$, где γ — плотность граничной энергии, M_1 — средняя намагниченность слоя, H — внешнее поле, l — толщина слоя. Плотность граничной энергии можно записать также в виде $\gamma = 4\sqrt{AK}$, где A — параметр обменного взаимодействия, K — константа анизотропии. В аморфных пленках Gd-Co эти константы имеют следующие порядки величин: $A = 1 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1 \cdot 10^5$ erg/cm³, таким образом, $\gamma \approx 1.3$ erg/cm². Величину H_{cr} определим путем линейной экстраполяции зависимости $\Delta T(H)$, полученной из набора зависимостей $M(T, H)$, как это показано в качестве примера на рис. 4 для образца толщиной 10 nm. Величины H_{cr} для образцов толщиной 10, 20 и 40 nm составили 15, 15 и 10 kOe соответственно. Если взять за толщину слоя половину толщины пленки, то есть 5 nm для образца толщиной 10 nm, и подставить соответствующие величины в формулу $\gamma = M_1 H l$, получим $M_1 \approx 170$ Gs. Предполагая постоянство градиента состава по толщине образца, получим, что изменение намагниченности в слое $\Delta M_1 = 2M_1$, а во всем образце $\Delta M = 2\Delta M_1 \approx 700$ Gs. Используя найденное в работе [11] соотношение $\Delta x = 1.25 \cdot 10^{-4} \Delta M$, получим, что изменение химического состава по толщине образца Δx составляет 8 at.%. Аналогичные процедуры для образцов толщиной 20 nm и 40 nm дают величину Δx 4 at.% и 3 at.%, соответственно. Обращают на себя внимание неоправданно большие величины Δx , особенно в сравнении $\Delta x = 0.5$ at.%, полученной для пленки Gd-Co толщиной 1 μ m, напыленной в похожих условиях [14]. Кроме того, представляется нелогичным уменьшение Δx с ростом толщины пленки. Таким образом, наше предположение о том, что аномалии на температурных зависимостях $M(T)$, измеренных в больших полях, обусловлены неоднородностью химического

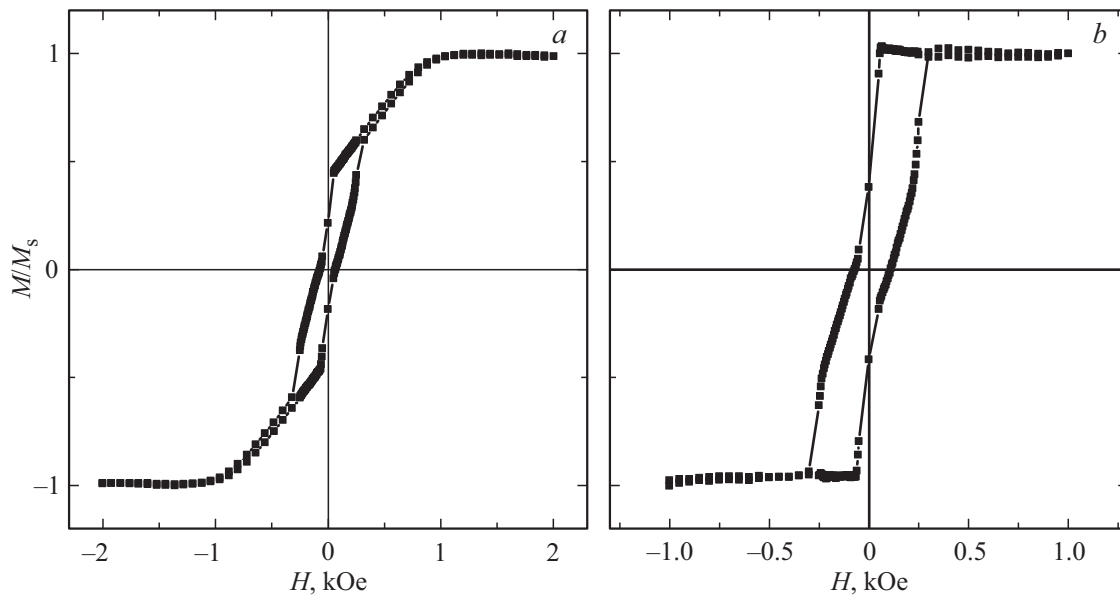


Рис. 5. Магнитооптические петли гистерезиса для образца толщиной 100 nm, измеренные со стороны пленки (а) и со стороны подложки (b).

состава данных образцов, не находит убедительного подтверждения.

Наблюдаемые для наших образцов H_{cr} согласуются с величинами полей спин-флоп перехода, имеющимися в литературе для аморфных пленок РЗ-ПМ [4–7], и составляют несколько десятков kOe, что на порядок меньше H_{cr} , полученного для монокристалла $GdCo_5$ (460 kOe) [3].

Величину Δx на основе выше использованной методики для пленки толщиной 100 nm оценить не удалось, ввиду невозможности определить H_{cr} на основе набора зависимостей $M(T)$, так как эти зависимости проявляют нелинейный характер в широком интервале температур даже в относительно слабых полях (рис. 1). Магнитооптические петли гистерезиса, измеренные на этом образце со стороны пленки и со стороны стеклянной подложки, сильно отличаются друг от друга (рис. 5), свидетельствуя о неоднородности химического состава по толщине. Таким образом, тройные магнитометрические петли гистерезиса для этого образца (рис. 2, c) обусловлены его химической неоднородностью.

4. Заключение

Аномальные тройные петли гистерезиса, наблюдаемые в исследованных пленках $Gd_{21.6}Co_{78.4}$ толщиной 100 nm, обусловлены наличием градиента химического состава по толщине образца. Процесс перемангничивания такой пленки можно описать в рамках ранее предложенной модели [9,11], предполагающей существование в пленке компенсационной поверхности, которая делит образец на два обменно-связанных слоя. В пленках меньшей толщины неоднородность химического состава

недостаточна для реализации двухслойной модели, и аномальные петли гистерезиса связаны, скорее всего, со спин-флоп переходом в сильных полях. Однако нельзя исключать в качестве возможной причины аномальных петель и более сложные флуктуации химического состава, наблюдаемые в аморфных пленках РЗ-ПМ [15,16].

Финансирование работы

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023-0020.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.E. Clark, E. Callen. *J. Appl. Phys.* **39**, 5972 (1968).
- [2] M.B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann. *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
- [3] Yu. Skourski, M.D. Kuz'min, K.P. Skokov, M. Richter, D. Eckert, I.S. Tereshina, K.-H. Müller. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 435 (2005).
- [4] Becker, A. Tsukamoto, A. Kirilyuk, J.C. Maan, Th. Rasing, P.C.M. Christianen, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 117203 (2017).
- [5] M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, J. Becker, A.V. Kimel, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **100**, 064409 (2019).
- [6] T. Fu, S. Li, X. Feng, Y. Cui, J. Yao, B. Wang, J. Cao, Z. Shi, D. Xue, X. Fan. *Phys. Rev. B* **103**, 064432 (2021).
- [7] D. Chen, Y. Xu, S. Tong, W. Zheng, Y. Sun, J. Lu, N. Lei, D. Wei, J. Zhao. *Phys. Rev. Mater.* **6**, 014402 (2022).

- [8] M. Amatsu, S. Honda, T. Kusuda. IEEE Trans. Magn. **13**, 1612 (1977).
- [9] Р.И. Тагиров, А.А. Глазер. ФММ **46**, 1, 75 (1978).
- [10] T. Kobayashi, H. Tsuji, S. Tsunashima, S. Uchiyama. Jpn. J. Appl. Phys. **20**, 11, 2089 (1981).
- [11] В.О. Васьковский, В.В. Лесных, Г.С. Кандаурова, Т.Х. Агамальян. ФММ **59**, 3, 470 (1985).
- [12] A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, G.V. Kurl'yanskaya. Phys. Met. Metallogr. **118**, 13, 1263 (2017).
- [13] A.V. Svalov, O.A. Adanakova, V.O. Vas'kovskiy, K.G. Baly-mov, A. Larrañaga, G.V. Kurl'yanskaya, R. Domingues Della Pace, C.C. Plá Cid. J. Magn. Magn. Mater. **459**, 57 (2018).
- [14] A.N. Sorokin, A.V. Svalov. Vacuum **46**, 2, 1131995 (1995).
- [15] K. Chen, D. Lott, F. Radu, F. Choueikani, E. Otero, Ph. Ohres-ser. Sci. Rep. **5**, 18377 (2016).
- [16] J.-L. Bello, D. Lacour, S. Migot, J. Ghanbaja, S. Mangin, M. Hehn. Appl. Phys. Lett. **121**, 212402 (2022).

Редактор К.В. Емцев