

05;06;12

Перемагничивание аморфных пленок гадолиний—кобальт с радиальным градиентом магнитных свойств

© В.Е. Иванов, Г.С. Кандаурова

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083 Екатеринбург, Россия
e-mail: vladimir.ivanov@usu.ru

(Поступило в Редакцию 30 июня 2003 г.)

По наблюдениям доменной структуры и измерениям магнитооптических петель гистерезиса изучены интегральные характеристики процесса перемагничивания аморфной пленки гадолиний—кобальт с перпендикулярной анизотропией, обладающей радиальным градиентом магнитных свойств, вызванных пространственно-неоднородным тепловым полем. Найден простой способ моделирования процесса перемагничивания областей пленки, где движение доменной границы определяется только коэрцитивной силой. Показано, что в первом приближении локальные процессы перемагничивания происходят независимо и результирующая петля гистерезиса может быть получена сложением локальных петель гистерезиса.

Доменная структура (ДС) в пленках с перпендикулярной анизотропией продолжает вызывать интерес исследователей благодаря возможности практического применения [1], с одной стороны, и обнаружению новых явлений [2,3], с другой стороны. Техническое использование пленок ферритов-гранатов стало возможным благодаря высокой чувствительности их ДС к магнитному полю, что делает эти пленки незаменимым материалом для визуализации магнитных полей [4]. Как показывает опыт, к температурным полям более чувствительна ДС металлических аморфных пленок [5], вследствие чего они могут использоваться для визуализации тепловых полей [6].

Процесс намагничивания тонких многодоменных пленок с перпендикулярной анизотропией хорошо изучен теоретически и экспериментально. Если коэрцитивность доменных границ H_C мала по сравнению с максимальным полем рассеяния $4\pi M_S$ или если приведенная коэрцитивность $h_C = H_C/4\pi M_S < 0.01$, где M_S — намагниченность насыщения, то процесс намагничивания описывается теорией [7]. В магнетиках с большей коэрцитивностью необходимо учитывать гистерезисные эффекты. В этом случае восходящая и нисходящая ветви петли гистерезиса (ПГ) удовлетворительно описываются решением системы уравнений [8].

С ростом h_C процесс перемагничивания определяется все в большей степени коэрцитивной силой и ее дисперсией. Весь переход от „низкокоэрцитивного“ состояния к „высококоэрцитивному“ можно наблюдать в аморфных пленках Cd—Co при изменении температуры в интервале, включающем температуру магнитной компенсации. Действие пространственно неоднородного температурного поля будет в этом случае приводить к пространственной зависимости намагниченности M_S и коэрцитивной силы H_C , в результате чего кривая намагничивания становится координатно-зависимой характеристикой. В частности, возникает вопрос, является ли процесс намагничивания зависящим только от

локальных магнитных характеристик $M_S(x)$, $H_C(x)$ или будет иметь место корреляция между намагниченностью соседних областей. В данной работе была поставлена задача экспериментального изучения интегральных характеристик процесса перемагничивания неоднородной в плоскости по магнитным свойствам пленки Cd—Co, которая вызвана пространственной неоднородностью температуры (условно-точечным источником тепла) и определение возможности моделирования этого процесса.

Образцы и методика эксперимента

Аморфные пленки Cd—Co с перпендикулярной анизотропией толщиной $0.5\text{--}1\ \mu\text{m}$ получены методом ВЧ ионно-плазменного распыления на стеклянные водоохлаждаемые подложки и защищены со свободной поверхности стеклянным покрытием толщиной $\sim 500\ \text{Å}$. Температура компенсации магнитного момента T_M была несколько выше комнатной и составляла $T_M \approx 53^\circ\text{C}$.

Температурный градиент создавался благодаря разности температур между относительно массивным латунным „термостатом“ и источником тепла, который представляет собой спай медь-константановой термопары. Нагревание „источника“ осуществлялось пропусканием электрического тока по константановым проводникам, а термоэдс снималась с медь-константановой термопары. Поверхность теплового контакта „источника“ и индикаторной аморфной пленки в первом приближении можно считать кругом с радиусом $\sim 40\ \mu\text{m}$. Температура исследуемых пленок (T) в этой области контакта считалась постоянной и приблизительно равной температуре „источника“ (T_S).

Доменная структура наблюдалась при помощи полярного магнитооптического эффекта Керра через стеклянную подложку. Процесс намагничивания при фиксированной температуре источника T_S контролировался

измерением поверхностных магнитооптических ПГ в координатах $j(H)$ в различных областях образца, где $j(H) = M/M_S$ — относительная намагиченность, M — намагиченность в поле величиной H . Это достигалось изменением поля зрения изучаемой доменной конфигурации при помощи полевой диафрагмы микроскопа. Полученные петли гистерезиса проходили оцифровку при помощи редактора Origin.

На рис. 1 представлены температурные зависимости намагиченности насыщения $M_S(T)$, коэрцитивной силы $H_C(T)$ и ширины доменов d_0 в размагниченном (равновесном) состоянии. Эти данные получены при измерениях в случае однородного теплового поля, т.е. без пространственного градиента температуры в плоскости пленки. Они необходимы для моделирования процессов намагичивания, а также для определения по параметрам ДС локальных температур и восстановления топограммы неоднородного температурного поля в плоскости пленки. Кривая на рис. 1, *a* построена по формуле

$$H_C = C/(T - T_M), \quad (1)$$

где $C = 1500$ — константа, которая определена из условия наилучшего совпадения с экспериментом.

Необходимая для расчета кривых намагичивания $j(H)$ приведенная толщина L/l (здесь L — толщина пленки, $l = \sigma_w/4\pi M_S^2$ — характеристическая длина материала, σ_w — плотность энергии доменных границ) была определена из уравнения Малека и Камберского [9] по известным значениям d_0/L .

Для анализа гистерезисных свойств была выбрана хорошо изученная конфигурация ДС [5], вызван-

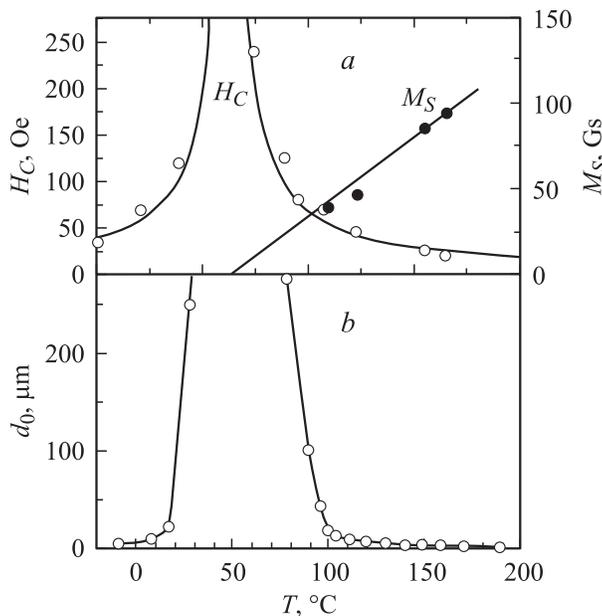


Рис. 1. Температурные зависимости намагиченности насыщения (M_S), коэрцитивной силы H_C (*a*) и ширины доменов (*b*) аморфной пленки Gd–Co с температурой компенсации магнитного момента $T_M = 53^\circ\text{C}$.

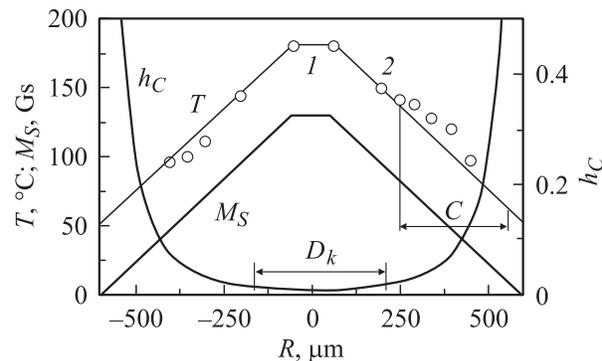
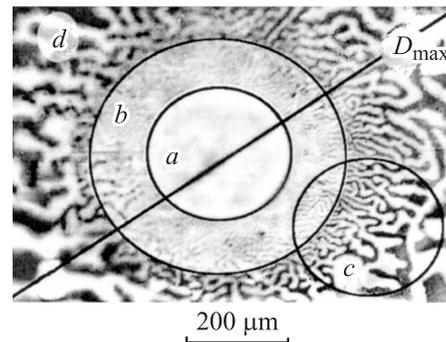


Рис. 2. Доменная структура пленки Gd–Co (вверху), находящаяся в пространственно-неоднородном тепловом поле и соответствующие радиальные зависимости температуры (T), намагиченности насыщения (M_S) и приведенной коэрцитивной силы h_C для этой пленки.

ная пространственно неоднородным центрально-симметричным температурным полем, создаваемым условно-точечным источником тепла при температуре источника $T_S = 195^\circ\text{C}$ (рис. 2). В центре температура пленки значительно превышает T_M , поэтому ДС здесь очень мелкая, едва различимая при наблюдениях: ширина доменов составляет $\sim 4\mu\text{m}$. При удалении от центра и приближении T к температуре компенсации ДС резко укрупняется. На рис. 2, *a–d* кругами различного диаметра показаны окна, с которых снимались ПГ. Ниже приведены радиальные зависимости температуры $T(R)$, намагиченности насыщения $M_S(R)$ и относительной коэрцитивности доменных границ $h_C(R)$ (начало координат помещено в центр симметрии картины ДС), которые были построены по методике, предложенной в [6]. Соответствующие этим окнам ПГ показаны на рис. 3, *a–d*.

Петли, показанные на рис. 3, *a* и *c*, измерены при минимально возможном на опыте диаметре окна, причем центр окна (*c*) смещен относительно центра симметрии изучаемой доменной конфигурации. Видно, что при удалении от источника тепла наблюдается тенденция увеличения H_C , а поле зарождения H_P уменьшается, т.е. процесс возникновения обратной магнитной фазы затрудняется.

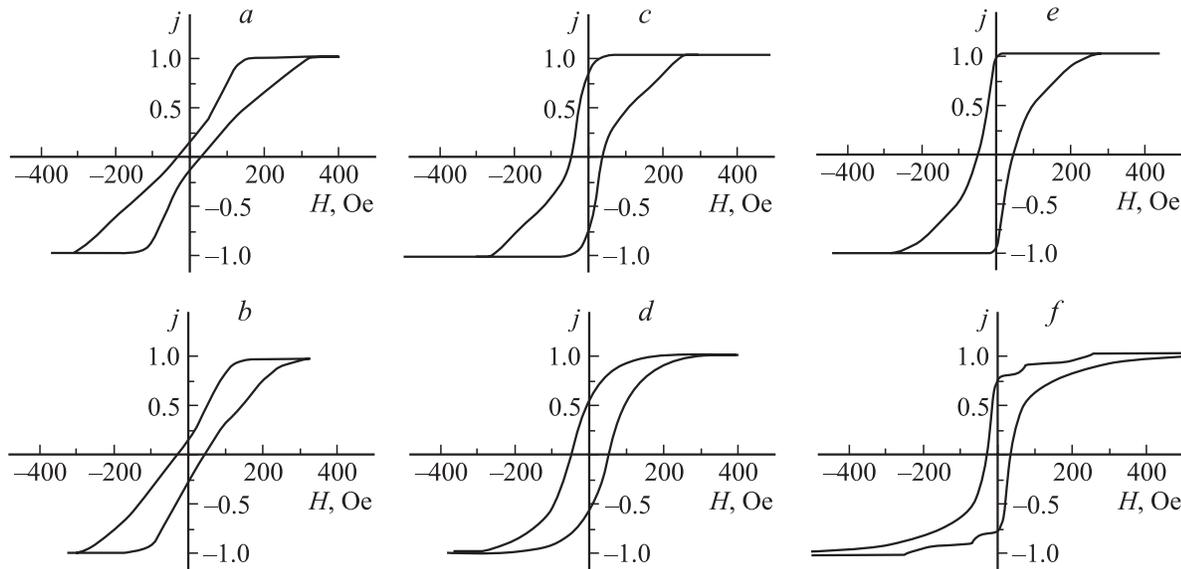


Рис. 3. *a–d* — экспериментальные магнитооптические петли гистерезиса, соответствующие „окнам“ на рис. 2, *f* — рассчитанные петли гистерезиса.

С увеличением диаметра окна видна тенденция к росту коэрцитивной силы и сглаживанию петли гистерезиса (ср. рис. 3, *a* и *b*). Очевидно рост H_C связан с вкладом в процесс перемагничивания областей пленки с более высокой коэрцитивностью, температура которых приближается к T_M . Сглаживание петли в области поля зарождения обусловлено пространственной (радиальной) зависимостью этого поля.

Моделирование интегральной петли гистерезиса проводилось с учетом следующих соображений. Вся пленку можно разделить на две области. Одна из этих областей представляет собой круг с центром в начале координат и диаметром D_k (рис. 2). Она выбрана таким образом, чтобы в ней было справедливо соотношение $h_C = H_C/4\pi M_S \leq 0.01$. Здесь рассчитывались локальные петли гистерезиса из уравнений [8]. Другая область кольцевая и заключена между окружностями с диаметром D_k и D_{\max} с повышенной коэрцитивной силой $h_C > 0.01$. Для этой области предложен способ моделирования процесса перемагничивания в предположении отсутствия собственного размагничивающего поля. Интегральная ПГ получалась суммированием локальных ПГ с соответствующими весовыми множителями.

1. С целью расчета петель гистерезиса аналогично [6] была восстановлена координатная зависимость температуры с началом координат, помещенным в центр симметрии картины ДС (рис. 2). Экспериментальную кривую $T(R)$ аппроксимировали линейной зависимостью $T = T_0 - \alpha R$, где $T_0 = 190^\circ\text{C}$, $\alpha = 0.27^\circ\text{C}/\mu\text{m}$. При этом считали, что температура в области касания пленки с источником тепла остается постоянной, поэтому непосредственно над источником можно выделить участок-плато (*I* на рис. 2), где магнитные свойства не меняются.

Петли гистерезиса $j(H)$ для областей с небольшой коэрцитивной силой ($h_C > 0.01$) рассчитывались из уравнений [8]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{4\pi^2\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^2 \left[\frac{\pi n(1+j)}{2} \right] \times [1 - (1 + 2\pi n\alpha) \exp(-2\pi n\alpha)] \pm \frac{\pi h_C}{4\alpha}, \quad (2)$$

$$h = j + \frac{1}{\pi^2\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin[\pi n(1+j)] \times [1 - \exp(-2\pi n\alpha)] \pm h_C, \quad (3)$$

где $\tau = (4M_S)^2 L/\sigma_w$, $\alpha = L/P = L/(d_1 + d_2)$, $h = H/4 \times \pi M_S$, $j = (d_1 - d_2)/(d_1 + d_2)$ — относительная намагниченность, σ_w — поверхностная плотность энергии доменных границ, d_1 и d_2 — ширина доменов с параллельным и антипараллельным внешнему полю вектором намагниченности, знаки „плюс“ и „минус“ соответствуют возрастанию и убыванию внешнего поля.

На рис. 4, *a* показана петля гистерезиса, рассчитанная по теории [8] с параметрами, соответствующими области плато (участок *I* кривой $T(R)$ на рис. 2): $T = 180^\circ\text{C}$, $d_0 = 2\mu\text{m}$, $M_S = 139\text{Gs}$, $h_C = 0.006$. Далее рассчитана петля для $T = 150^\circ\text{C}$ (рис. 4, *b*) с параметрами $d_0 = 3\mu\text{m}$, $M_S = 103\text{Gs}$, $h_C = 0.01$, что геометрически соответствует на пленке окружности с радиусом $R = 190\mu\text{m}$ (точка 2 кривой $T(R)$ на рис. 2).

2. При удалении от центра картины (рис. 2), что соответствует приближению к температуре компенсации, M_S уменьшается, H_C увеличивается и для данной пленки при $h_C > 0.013$ расчет по теории [8] становится некорректным. Поэтому моделирование процесса

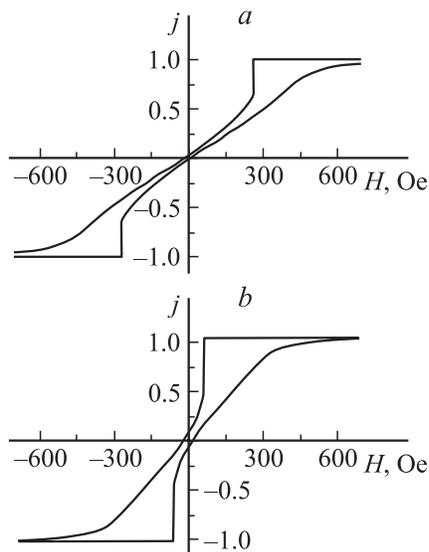


Рис. 4. Рассчитанные по теории [8] петли гистерезиса для пленки Gd–Co при $T = 180$ (a) и 150°C (b).

перемагничивания для окна (c) на рис. 2 (на кривой $T(R)$ на рис. 2 соответствующий участок отмечен также буквой c) проводилось исходя из следующих соображений. Считаем, что в кольцевой области пленки от $R_1 = 250\ \mu\text{m}$ до $R_2 = 550\ \mu\text{m}$ процесс намагничивания определяется в основном коэрцитивной силой пленки. Это оправдано тем, что в этой области намагниченность насыщения мала, следовательно, малы и размагничивающие поля рассеяния, которые могли бы формировать доменную структуру и в отсутствие магнитного поля. Для простоты полагаем, что в процессе перемагничивания существуют два домена: „белый“ и „черный“, причем положение междоменной границы подчиняется условию $H = H_C$.

На рис. 5 схематически показано прямоугольное окно, для которого проведены расчеты. Поместим начало координат ($x = 0$) в центр окна, тогда относительная намагниченность определяется следующим образом: $j = x/a$, где $2a$ — ширина окна вдоль радиуса R . В свою очередь координата определяется из условия $H = H_C(x)$. Зависимость $x(H)$ можно найти с использованием (1) из уравнения

$$H_C(x) = C/(T(x) - T_M) = H(x),$$

тогда

$$j = 1/\alpha a [[T_1 + T_2]/2 - T_k - C/H], \quad (4)$$

где α — пространственный градиент намагниченности, T_1 и T_2 — температуры на левой и правой границах области соответственно.

На рис. 3, e показана петля гистерезиса, нисходящая и восходящая ветви которой рассчитаны по формуле (4). Эта петля гистерезиса фактически является интегральной теоретической петлей гистерезиса для области пленки, соответствующего окну (c) на рис. 2, где перемаг-

ничивание происходит таким образом, что внешнему полю противодействует только коэрцитивная сила. Из сравнения этой петли (рис. 3, e) с экспериментальной петлей гистерезиса (рис. 3, c) видно, что проведенные расчеты по крайней мере качественно верно описывают реальный процесс перемагничивания.

3. Интегральная теоретическая петля гистерезиса, соответствующая окну (d) на рис. 2 с максимальным диаметром D_{max} была получена следующим образом. Относительная намагниченность результирующей петли j определялась как сумма вкладов от рассчитанных выше намагниченностей с весовыми множителями, пропорциональными соответствующим площадям,

$$j(H) = \sum_{i=1}^3 j_i(H)\rho_i, \quad (5)$$

где $i = 1, 2, 3$ — номер кольцевой области, j_i — относительные намагниченности при данном значении поля H в i -м кольце; $\rho_i = S_i/S$, S_i — площадь кругового кольца, соответствующего рассчитанной петле гистерезиса, S — площадь окна (c) максимального радиуса.

При этом предполагалось, что гистерезисные свойства этих кольцевых областей незначительно меняются по радиусу, так что рассчитанные теоретические петли гистерезиса описывают в среднем процесс намагничивания в каждом кольце. Конкретно в нашем случае отношения площадей $S_1 : S_2 : S_3 = 1 : 1 : 6$. Сопоставление построенной таким образом теоретической интеграль-

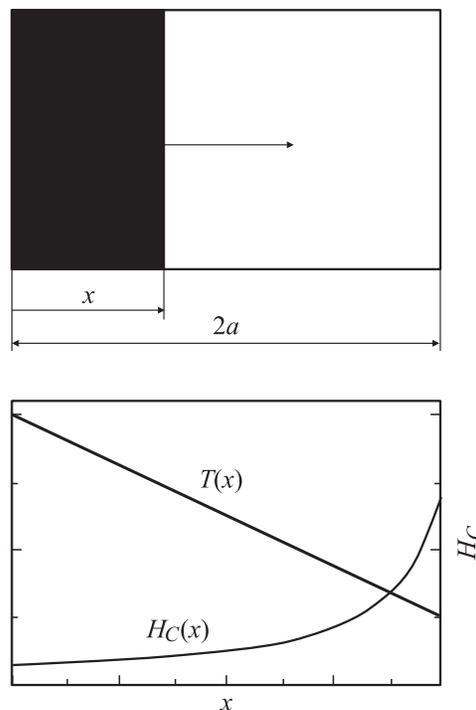


Рис. 5. Упрощенная схема двухдоменной структуры участка пленки и соответствующая этому участку пленки координатная зависимость температуры и коэрцитивной силы. Стрелкой показано направление движения доменной границы.

ной петли гистерезиса (рис. 3, *f*) с экспериментальной магнитооптической петлей, которая соответствует максимально открытому окну (*d*) (рис. 3, *d*), указывает на качественное согласие теории и эксперимента. Различие заключается в наличии „ступенек“ на теоретической петле, которые обусловлены грубостью моделирования, т.е. малым количеством шагов. Они могут быть сглажены сложением большего числа теоретических петель гистерезиса, рассчитанным с меньшим шагом по координате и соответственно по температуре и магнитным свойствам.

Заключение

Проведенные измерения и моделирование показали, что характеристики процесса перемагничивания аморфной пленки гадолиний–кобальт с доменной структурой, сформированной в пространственно неоднородном температурном поле, создаваемом условно-точечным источником тепла, существенно отличаются от случая однородного температурного поля. В случае однородного температурного поля петли гистерезиса, как правило, имеют ступенчатый характер перемагничивания в поле зарождения ДС. В пространственно неоднородном температурном поле возникающая координатная зависимость магнитных свойств пленки приводит к сглаживанию скачкообразных участков на петле гистерезиса.

Найден простой способ описания процесса намагничивания областей пленки с сильной пространственной зависимостью коэрцитивной силы для участков, где движение доменной границы определяется только коэрцитивной силой. Показано, что в первом приближении локальные процессы перемагничивания происходят независимо и результирующая петля гистерезиса может быть получена сложением локальных петель гистерезиса.

Авторы благодарят Л.В. Семенюк за помощь в работе.

Работа частично поддержана научными программами Минобразования „Университеты России“, „Фундаментальные исследования в области естественных наук“, фондом РФФИ-Урал и программой CRDF.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 318 с.
- [2] Кандаурова Г.С., Свидерский А.Э. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С 1218–1230.
- [3] Кандаурова Г.С. // УФН. 2002. Т. 172. № 10. С. 1165–1187.
- [4] Кубраов Н.Ф. // Труды ИОФАН. М.: Наука, 1992. Т. 35. С. 136–164.
- [5] Иванов В.Е., Кандаурова Г.С. // ФММ. 1996. Т. 82. Вып. 3. С. 9674–105.
- [6] Иванов В.Е., Кандаурова Г.С., Свалов А.В. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 7. С. 112–116.
- [7] Кооу С., Энз У. // Philips Res. Rep. 1960. Vol. 15. N 1. P. 7–29.
- [8] Masuda M., Yoshino S. // Res. Repts. Fac. Eng. Mie. Univ. 1980. Vol. 25. P. 59–68.
- [9] Malek Z., Kambersky V. // Cheh. J. Phys. 1958. Vol. 8. N 4. P. 416–421.