

05

## **Влияние поверхностной анизотропии типа „легкая плоскость“ на магнитную запись на доменных границах**

© Ю.В. Толстобров, Н.А. Манаков, Г.С. Шилинг

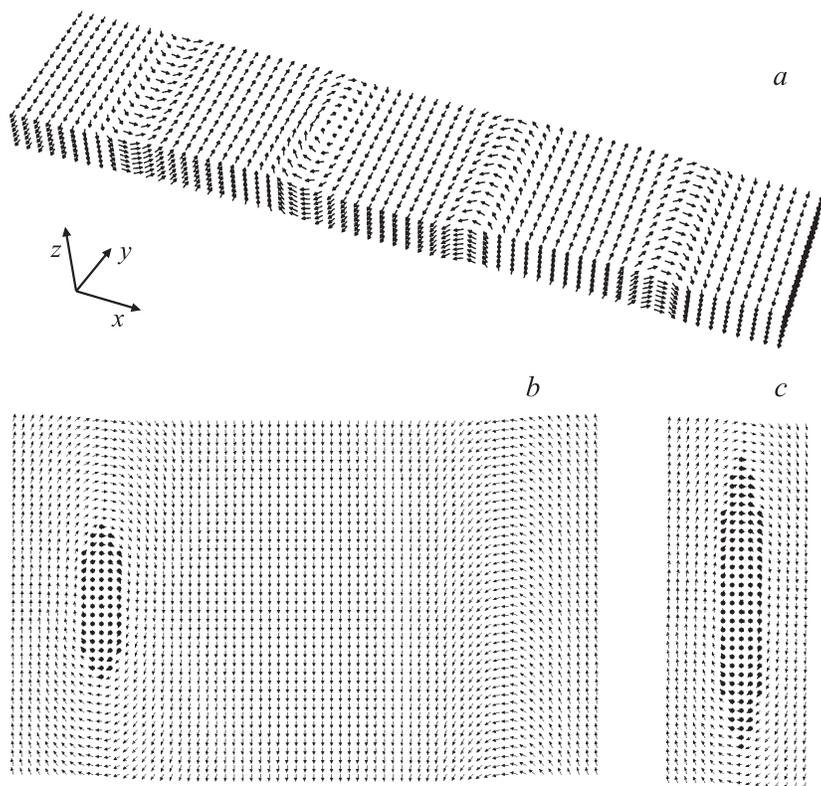
Алтайская государственная академия образования им. В.М. Шукшина,  
Бийск  
Оренбургский государственный университет  
E-mail: tyv\_biysk@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 сентября 2010 г.

Методом микромагнитного моделирования исследуется влияние поверхностной анизотропии типа „легкая плоскость“ на магнитную запись на монокристаллической пленке, при которой информационными битами являются границы полосовой доменной структуры. Установлено, что поверхностная анизотропия приводит к формированию доменной структуры с различными типами границ — неелевскими и вихревыми. Действием внешнего поля неелевские границы можно преобразовать в вихревые, а последние использовать для магнитной записи.

Микромагнитное моделирование магнитной записи на блоховских границах полосовой доменной структуры, проведенное в работе [1], не учитывало влияния поверхностной анизотропии. В работе [2] показано, что в тонких монокристаллических пластинках влияние поверхностной анизотропии может приводить к изменению доменной структуры образца и типа доменных границ. Поэтому возникает вопрос о возможности магнитной записи на доменных границах в присутствии поверхностной анизотропии.

Отрезок дорожки магнитной записи моделируется пластинкой одноосного магнетика с размерами по координатным осям  $x$ ,  $y$  и  $z$ , равными 100, 20 и 10 nm соответственно (рис. 1). Начало координат расположено в центре пластинки. Ось легкого намагничивания ориентирована по координатной оси  $y$ . Поле намагниченности  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y, z)$  предполагается трехмерным и рассчитывается путем нахождения стационарных решений уравнения Ландау–Лифшица. Постановка задачи отличается от описанной в [1] только граничным условием для уравнения

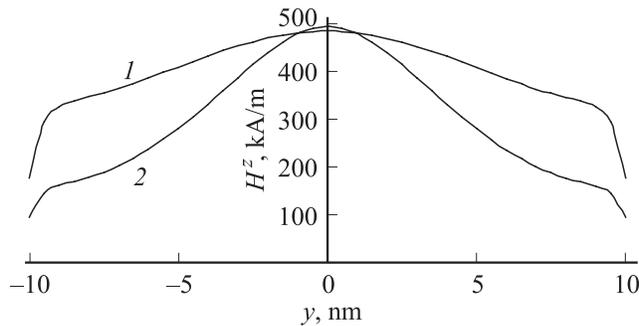


**Рис. 1.** *a* — доменная структура в пластинке  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  размером  $100 \times 20 \times 10 \text{ nm}$  при  $K_s = 5.11 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$  (показана проекция поля намагниченности на крупную сетку); *b* — фрагмент векторного поля, содержащий вихревую (слева) и неелевскую (справа) границы; *c* — вихревая граница при  $K_s = 0$ .

Ландау–Лифшица, которое с учетом поверхностной анизотропии имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial(-\mathbf{n})} = \frac{LK_s}{2A} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) [\mathbf{n} - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})\mathbf{m}]. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s = (m^x, m^y, m^z)$  — единичный вектор;  $M_s = |\mathbf{M}|$ ;  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к поверхности пластинки;  $\partial \mathbf{m} / \partial(-\mathbf{n})$  — производная



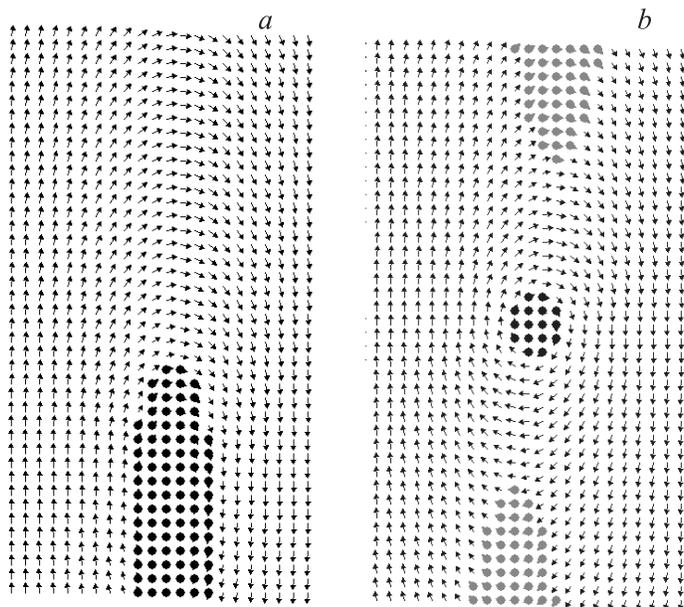
**Рис. 2.** Поле  $H^z$  вдоль вихревой границы на поверхности пластинки при  $K_s = 0$  (1) и  $K_s = 5.11 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$  (2).

вектора  $\mathbf{m}$  по направлению вектора  $-\mathbf{n}$ ;  $A$  — константа обмена;  $L$  — характерный линейный размер (одна из сторон пластинки);  $K_s$  — коэффициент поверхностной анизотропии, который в гауссовой системе вычислялся по формуле [3]:  $|K_s| = \pi M_s^2 l$ , где  $l = 10^{-6} \text{ cm}$ . В настоящей работе рассматривается поверхностная анизотропия типа „легкая плоскость“, которой соответствует  $K_s > 0$ . Случай  $K_s = 0$  означает отсутствие поверхностной анизотропии. В расчетах использовались магнитные параметры  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , приведенные в [1], при которых коэффициент  $K_s = 5.11 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ . Далее запись  $K_s > 0$  означает равенство коэффициента поверхностной анизотропии указанному выше значению. Равенство (1) следует из граничного условия [3]:

$$\mathbf{m} \times \left[ \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial (-\mathbf{n})} - \frac{LK_s}{2A} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \right] = \mathbf{0}$$

с учетом, что вектор  $\mathbf{m} \neq \mathbf{0}$ , а  $\partial \mathbf{m} / \partial (-\mathbf{n}) \perp \mathbf{m}$ .

Как и в отсутствие поверхностной анизотропии [1], выбор в качестве начального состояния поля  $\mathbf{m}$ , ориентированного нормально к плоскости пластинки с небольшим случайным отклонением от нормали, приводит к полосовой доменной структуре, показанной на рис. 1. Но наличие поверхностной анизотропии приводит к увеличению вероятности появления доменных структур с меньшим числом доменов в пластинке, а доменные границы получают разного типа. На рис. 1, а видно, что вторая слева граница имеет вихревой вид, а остальные



**Рис. 3.** Начало процесса перемагничивания вихревой доменной границы:  $a - K_s = 0$ ,  $H_{ext}^z = 2.4 \cdot 10^5$  A/m;  $b - K_s = 5.11 \cdot 10^{-3}$  J/m<sup>2</sup>,  $H_{ext}^z = 2.4 \cdot 10^6$  A/m. Показаны неравновесные состояния.

границы — неелевские. Фрагмент пластинки с вихревой и неелевской границами показан на рис. 1,  $b$ , а на рис. 1,  $c$  показана вихревая граница при  $K_s = 0$ . Здесь и на рис. 3 при изображении фрагментов показана проекция векторного поля в среднем сечении пластинки ( $z = 0$ ) на координатную плоскость  $xu$ , где темными кружками отмечены векторы, ориентированные преимущественно по оси  $z$  (вверх), светлыми — в направлении  $-z$  (вниз). Нормальная составляющая собственного поля  $H^z$  (полезный сигнал магнитной записи), создаваемая вихревыми границами, приведена на рис. 2. Хотя поверхностная анизотропия прижимает поле намагниченности к поверхности, уменьшая размер вихревой области (рис. 1), максимальное значение  $H^z$  при  $K_s > 0$  оказалось немного больше, чем при  $K_s = 0$ . Вихревые границы можно использовать в качестве информационных битов, ориентируя их

внешним полем вдоль оси  $z$  в том или ином направлении [1]. Для превращения неелевской границы в вихревую достаточно в полосе шириной 25 nm по оси  $x$ , содержащей границу, включить ортогональное плоскости пластинки внешнее поле  $H_{ext}^z$  напряженностью  $1.3 \cdot 10^5$  A/m. Оказалось, что для перемангничивания вихревых границ внешним полем, нормальным к плоскости пластинки, при  $K_s > 0$  требуется напряженность  $2.4 \cdot 10^6$  A/m, что в 10 раз больше, чем при  $K_s = 0$  [1]. Этот странный результат можно объяснить разными механизмами перемангничивания границ. При  $K_s = 0$  под действием внешнего поля граница вытесняется на одну из сторон пластинки (рис. 3, *a*). Затем появляется перемангниченный участок, заполняющий полосу действия поля. При  $K_s > 0$  перемангничиваемая граница остается в центре пластинки, а зародыши перемангничивания появляются с двух сторон, сжимая границу (рис. 3, *b*). Такое перемангничивание требует увеличения внешнего поля, поскольку сопровождается значительным ростом плотности энергии обмена в перемангничиваемой границе по сравнению со случаем  $K_s = 0$ . Однако вихревую границу можно перемангнитить тем же внешним полем, что и при  $K_s = 0$  ( $2.4 \cdot 10^5$  A/m), если направить его под углом  $10^\circ$  к оси  $x$ . В этом случае появляется  $x$ -компонента внешнего поля и часть вихревой границы, ориентированная по этой компоненте, возрастает за счет части, ориентированной в противоположном направлении. В результате реализуется механизм вытеснения границы, показанный на рис. 3, *a* для случая  $K_s = 0$ .

Таким образом, магнитная запись на доменных границах монокристаллической пленки возможна и в присутствии поверхностной анизотропии типа „легкая плоскость“. Основным негативным фактором влияния поверхностной анизотропии является тенденция к увеличению размера доменов в дорожке записи.

## Список литературы

- [1] Толстобров Ю.В., Манаков Н.А., Заиграев А.С. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 19. С. 1–5.
- [2] Манаков Н.А., Толстобров Ю.В., Шилинг Г.С. // Вестник Оренбургского государственного университета. 2009. № 10. С. 130–133.
- [3] Браун У.Ф. Микромагнетизм. М: Наука, 1979. 160 с. (Brown W.F. Micromagnetics. New York–London: John Wiley and Sons, 1963).