

05

## Магнитная запись на доменных границах монокристаллической пленки

© Ю.В. Толстобров, Н.А. Манаков, А.С. Заиграев

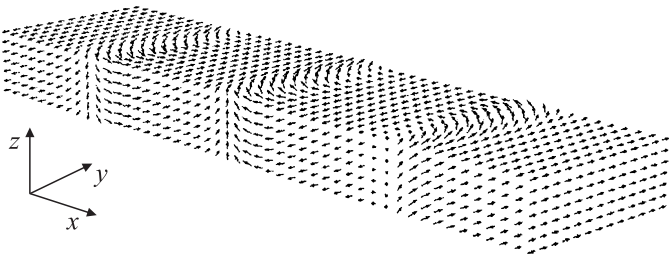
Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина  
Оренбургский государственный университет  
E-mail: agnty@yourline.ru

Поступило в Редакцию 16 апреля 2009 г.

В применяемых методах магнитной записи используются поликристаллические дорожки, на которых с помощью доменов с разным направлением магнитного момента кодируется информация. В настоящей работе моделируется магнитная запись на монокристаллической дорожке, при которой доменная структура формируется магнитостатическим (собственным) полем дорожки, а информационными битами являются блоховские границы доменов.

PACS: 75.40.Mg, 75.60.Ch, 75.75.+a

В последнее время удалось существенно повысить плотность магнитной записи на поликристаллических дорожках за счет перехода от планарной записи к перпендикулярной, использующей домены, ориентированные нормально к плоскости дорожки записи [1]. Но магнитные среды предоставляют и другие возможности, основанные на записи информации на доменных границах и элементах доменных границ [2]. В настоящей работе предпринимается попытка оценить такие возможности методом микромагнитного моделирования без каких-либо предварительных предположений о равновесном распределении намагниченности  $\mathbf{M}$  в дорожке записи.



**Рис. 1.** Полосовая доменная структура в пластинке  $80 \times 20 \times 10$  nm. Показана проекция поля намагниченности на крупную сетку.

Отрезок дорожки магнитной записи моделируется пластинкой одноосного магнетика с размерами по координатным осям  $x$ ,  $y$  и  $z$ , равными 80, 20 и 10 nm соответственно. Ориентация координатных осей показана на рис. 1, а начало координат расположено в центре левой грани пластинки. Поле  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y, z)$  предполагается трехмерным и рассчитывается путем нахождения стационарных решений уравнения Ландау–Лифшица, которое можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  — единичный вектор;  $M_s = |\mathbf{M}|$ ;  $\tau = |\gamma| \mu_0 M_s t$ ;  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $t$  — время;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение;

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} = & -\nabla U + \frac{\mathbf{H}_{ext}}{M_s} + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2 L^2} \Delta \mathbf{m} \\ & + \frac{2}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{w}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{w})(K_1 + 2K_2(1 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{w})^2)) \end{aligned}$$

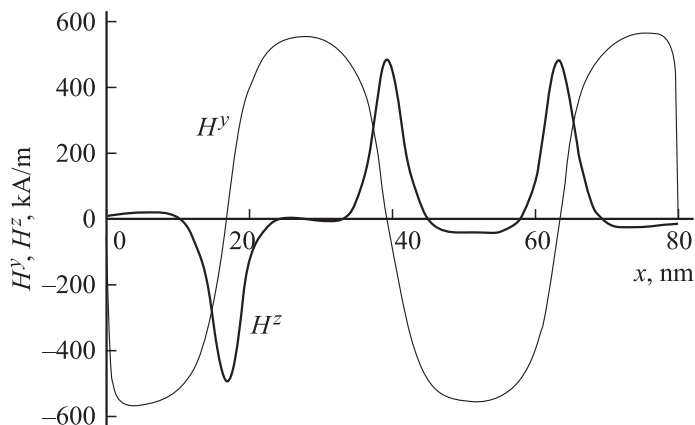
— вектор эффективного поля;  $A$  — константа обмена;  $L$  — характерный линейный размер (одна из сторон пластинки);  $K_1$ ,  $K_2$  — константы внутриобъемной анизотропии;  $\mathbf{w}$  — единичный вектор направления оси легкого намагничивания;  $U$  — потенциал собственного поля, выраженный в единицах  $LM_s$ , для вычисления которого использовался метод работы [3], примененный к конечной расчетной области;  $\mathbf{H}_{ext}$  — напряженность внешнего поля. Дифференцирование в операторах  $\nabla$

и  $\Delta$  проводится по координатам, выраженным в единицах  $L$ ;  $\alpha$  — параметр, определяющий вклад диссипативного члена. Приводимые ниже результаты расчетов получены при  $\alpha = 0.2$ . На всех гранях пластинки для уравнения (1) задается граничное условие отсутствия поверхностной энергии  $\partial \mathbf{m} / \partial (-\mathbf{n}) = \mathbf{0}$ , где  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к поверхности пластинки,  $\partial \mathbf{m} / \partial (-\mathbf{n})$  — производная вектора  $\mathbf{m}$  по направлению вектора  $-\mathbf{n}$ .

При численном решении уравнения (1) использовалась обычная явная конечно-разностная схема с постоянным пространственным шагом трехмерной сетки. Расчеты проводились для пластинки с магнитными параметрами  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ :  $A = 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ ,  $M_s = 1.275 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ,  $K_1 = 4.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ ,  $K_2 = 6.6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ . Предполагалось, что ось легкого намагничивания ориентирована по координатной оси  $y$ . В ходе выполнения расчетов использовалось проецирование решений с одной сетки на другую, наиболее мелкая из которых содержала  $161 \times 41 \times 21$  точек.

Из начального размагниченного состояния со случайной ориентацией векторов  $\mathbf{m}$  получается полосовая доменная структура, показанная на рис. 1. Для проверки влияния длины пластинки на вид доменной структуры аналогичная задача решалась для пластинки  $200 \times 20 \times 10 \text{ nm}$  в квазидвумерной постановке методом работы [4]. В последнем случае три случайных выборки начального поля дали 9, 10 и 12 полосовых доменов. Таким образом, в обеих пластинках доменная структура оказалась одинаковой с размером доменов около  $20 \times 20 \text{ nm}$ . Домены разделены границами, близкими по структуре к блоховским, в центре которых намагниченность ориентирована вдоль оси  $z$  в положительном или отрицательном направлениях. В случае, показанном на рис. 1, левая граница ориентирована в направлении  $-z$ , а остальные — в направлении  $z$ . Аналогичные полосовые доменные структуры получаются, если в качестве начального выбрать состояние, в котором поле  $\mathbf{m}$  ориентировано нормально к плоскости пластинок с небольшим случайным отклонением от нормали, без которого система оказывается в состоянии лабильного равновесия. В последнем случае, при установлении устойчивого равновесия, границы доменов ориентируются преимущественно по начальной ориентации поля  $\mathbf{m}$ .

На рис. 2 показана зависимость от координаты  $x$  компоненты собственного поля  $H^y$  на средней линии задней грани пластинки ( $y = 10 \text{ nm}$ ,  $z = 0 \text{ nm}$ ) и компоненты  $H^z$  на средней линии верхней грани пластинки ( $y = 0 \text{ nm}$ ,  $z = 5 \text{ nm}$ ) для доменной структуры, пред-



**Рис. 2.** Зависимость компонент собственного поля  $H^y$  и  $H^z$  от координаты  $x$ .

ставленной на рис. 1. По графику видно, что граница между вторым и третьим доменами смещена от центра пластинки влево. В результате ширина второго (слева) домена оказывается на 2 nm меньше третьего. Аналогичное небольшое различие в ширине внутренних доменов наблюдается и в длинной пластинке. Это различие объясняется разной ориентацией границ. Противоположно ориентированные границы притягиваются, а одинаково ориентированные отталкиваются, что приводит к вариации ширины доменов. Если в доменной структуре, показанной на рис. 1, все границы ориентировать одинаково, то второй и третий домены получаются одинаковой ширины. Домены на концах полоски всегда меньше внутренних. Максимальное значение величины  $H^z$  достигается над центрами границ и составляет на поверхности пластинки  $4.9 \cdot 10^5$  A/m.

Если на отрезке пластинки длиной 25 nm между  $x = 37.5$  nm и  $x = 52.5$  nm, содержащем центральную границу, включить внешнее поле напряженностью  $2.4 \cdot 10^5$  A/m, направленное нормально к плоскости пластинки и противоположно намагниченности границы, то граница перемagnetится по полю. При этом остальная часть доменной структуры остается стабильной. Таким образом, компонента  $H^z$  намагниченности доменной границы может выполнять функцию информационного бита. Можно предложить два метода определения места расположения бита

(доменной границы) в дорожке записи: 1) по изменению знака компоненты  $H^y$ ; 2) по величине нормальной компоненты  $H^z$ , которая над доменными границами существенно отличается от 0, а между границами (над доменами) близка к 0 (рис. 2).

Поле, необходимое для перемагничивания границы, уменьшается с уменьшением констант анизотропии  $K_1$  и  $K_2$ , которые уменьшаются с ростом температуры. Таким образом, поле перемагничивания границы можно уменьшить локальным нагревом участка пластинки, содержащего перемагничиваемую границу. Если на отрезке пластинки длиной 25 nm, содержащем центральную границу, константы анизотропии уменьшить в 2 раза (что соответствует нагреванию отрезка на 150 К [5]), то для перемагничивания границы достаточно включить на этом отрезке поле напряженностью  $2.0 \cdot 10^5$  А/м.

Полученное решение можно распространить на системы с другими параметрами. Например, если параметры  $M_s$  и  $\mathbf{H}_{ext}$  увеличить в 2 раза,  $L$  уменьшить в 2 раза,  $K_1$  и  $K_2$  увеличить в 4 раза, а  $A$  оставить без изменения, то уравнение (1) и полученное выше решение не изменятся (в безразмерных единицах). В этом случае размер домена уменьшится до  $10 \times 10$  nm. Такую же площадь будет занимать бит информации, что соответствует плотности записи, равной нескольким Tbit/inch<sup>2</sup>.

## Список литературы

- [1] <http://www.ferra.ru/online/storage/s26119/>
- [2] *Сиаккоу М.* Физические основы записи информации. М.: Связь, 1980. 192 с. (*Siakkou M.* Physik der informations speicher. Berlin: Akademie-Verlag, 1979).
- [3] *Толстобров Ю.В., Манаков Н.А.* // ФММ. 2006. Т. 102. № 6. С. 597–601.
- [4] *Толстобров Ю.В.* // ФММ. 2008. Т. 106. № 1. С. 3–6.
- [5] *Higuchi A., Satoshi H.* // JEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 3555–3560.