

УДК 537.611.4:537.622.6

Г.С. ШИЛИНГ, Ю.В. ТОЛСТОБРОВ

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ И ВНУТРИОБЪЕМНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ТОНКОЙ ПЛАСТИНКЕ

Методом микромагнитного моделирования исследуется влияние поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» на доменные структуры в тонкой пластинке одноосного магнетика при различных значениях констант внутриобъемной анизотропии. Ось легкого намагничивания ориентирована ортогонально плоскости пластинки. Установлено, что при низкой и высокой внутриобъемной анизотропии «включение» поверхностной анизотропии не оказывает заметного влияния на поле намагниченности M . При некоторых промежуточных значениях констант внутриобъемной анизотропии «включение» поверхностной анизотропии может влиять как на структуру доменных границ, так и качественно изменять доменную структуру образца.

Ключевые слова: микромагнитное моделирование, поверхностная анизотропия, внутриобъемная анизотропия, поле намагниченности, доменная структура, тонкая пластинка.

В ряде работ [1, 2] методами микромагнитного моделирования исследуется влияние поверхностной анизотропии на структуру и подвижность доменных границ, но при расчете доменных структур влиянием поверхностной анизотропии обычно пренебрегают. В настоящей работе рассматривается влияние поверхностной анизотропии на вид доменных структур в пластинке одноосного магнетика при различных значениях констант внутриобъемной анизотропии. Система координат ориентирована так, что ось z ортогональна плоскости пластинки. Поле намагниченности предполагается трехмерным $M = M(x, y, z)$ и рассчитывается путем нахождения стационарных решений уравнения Ландау – Лифшица [3], которое можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial m}{\partial \tau} = -m \times H - \alpha m \times (m \times H), \tag{1}$$

где $m = M / M_s = (m^x, m^y, m^z)$ – единичный вектор; $M_s = |M|$; $\tau = t|\gamma|M_s$; t – время; γ – гиромагнитное отношение; $H = -\nabla U + \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m + w(m \cdot w)(2K_1 + 4K_2(1 - (m \cdot w)^2)) / M_s^2$ – вектор эффективного поля; A – константа обмена; L – характерный линейный размер (одна из сторон пластинки); K_1, K_2 – константы внутриобъемной анизотропии; $w = (0, 0, 1)$ – единичный вектор направления оси легкого намагничивания; U – потенциал магнитостатического поля, для вычисления которого использовался метод работы [4], примененный к конечной расчетной области; α – параметр, определяющий вклад диссипативного члена. Приводимые ниже результаты расчетов получены при $\alpha = 0,15$. Предполагалось, что на гранях пластинки выполняется условие

$$\frac{\partial m}{\partial(-n)} = \frac{LK_s}{2A} (m \cdot n)[n - (m \cdot n)m], \tag{2}$$

где n – внешняя нормаль к поверхности пластинки; $\partial m / \partial(-n)$ – производная вектора m по направлению вектора $-n$; K_s – коэффициент поверхностной анизотропии. Равенство (2) следует из граничного условия на поверхности магнетика [3] $m \times [\partial m / \partial(-n) - LK_s(m \cdot n)n / (2A)] = 0$ с учетом, что изменение вектора m в объеме образца сводится к вращению, т.е. $\partial m / \partial(-n) \perp m$.

При численном решении задачи уравнение (1) аппроксимировалось на трехмерной сетке с постоянным пространственным шагом обычной явной конечно-разностной схемой. Поля намагниченности рассчитывались для пластинки размером $40 \times 20 \times 5$ нм со следующими значениями магнитных параметров: $A = 1,7 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1275$ Гс, $K_1 = k_T \cdot 4,5 \cdot 10^7$ эрг/см³, $K_2 = k_T \cdot 6,6 \cdot 10^6$ эрг/см³, которые при $k_T = 1$ соответствуют высокоанизотропному материалу Nd₂Fe₁₄B. Коэффициент поверхностной анизотропии вычислялся по формуле [3] $|K_s| = \pi M_s^2 l$, где $l = 10^{-6}$ см. В расчетах использовалось $K_s > 0$, что соответствует поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость». Ко-

эффиценты внутриобъемной анизотропии K_1 и K_2 изменялись пропорционально путем изменения коэффициента k_T . В ходе выполнения расчетов использовалось проецирование решений с одной сетки на другую, наиболее мелкая из которых содержала $161 \times 81 \times 21$ точек. Проведенные расчеты показали, что при толщине пластинки равной 5 нм поле m почти одинаково в сечениях, параллельных плоскости пластинки ($\partial m / \partial z = 0$), поэтому на рисунках показана проекция векторных полей на плоскость пластинки на крупной сетке. На рис. 1, где показаны векторные поля, ориентированные преимущественно ортогонально плоскости пластинки, символом \bullet помечены векторы, у которых $m^z < 0$.

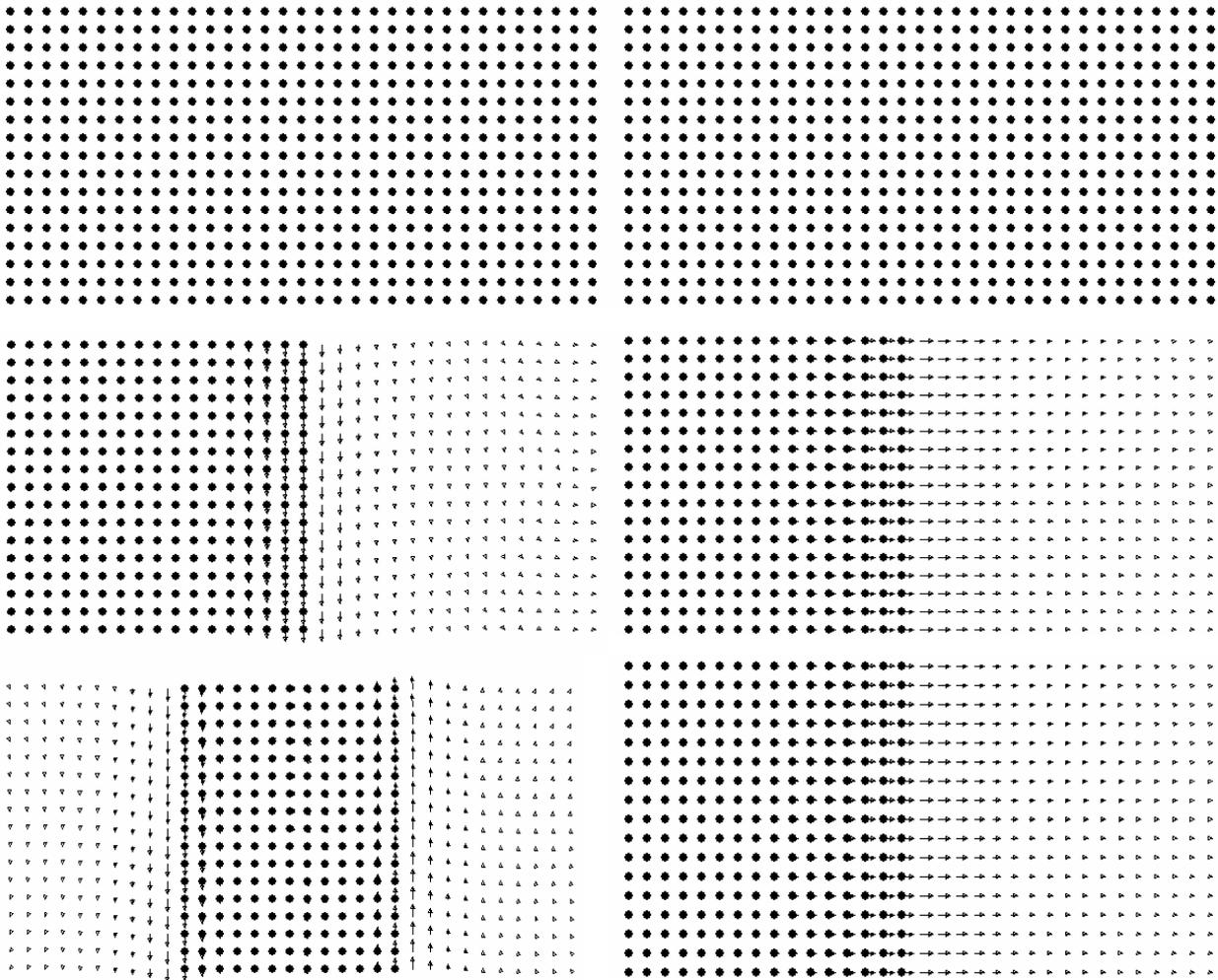


Рис. 1. Доменные структуры, полученные при $k_T = 0,45$. Слева сверху вниз: однодоменная, двухдоменная и трехдоменная при $K_s = 0$. Справа – эти структуры после «включения» $K_s > 0$

В случае низкой внутриобъемной анизотропии ($k_T = 10^{-4}$) из размагниченного начального состояния, которое моделировалось случайным выбором векторов m в узлах сетки, большинство случайных выборок при $K_s = 0$ приводят к двухвихревой доменной структуре (рис. 2). Если в этом состоянии «включить» поверхностную анизотропию, то вид доменной структуры практически не меняется.

Кроме двухвихревой структуры при $k_T = 10^{-4}$ возможно также равновесное существование структур, подобных доменной структуре Ландау и квазиоднодоменных структур с намагниченностью, ориентированной преимущественно вдоль пластинки. Во всех случаях включение поверхностной анизотропии существенного влияния на поле намагниченности не оказывает.

При более высокой внутриобъемной анизотропии ($k_T = 0,45$) случайные выборки при $K_s = 0$ приводят к одно-, двух- и трехдоменным состояниям, показанным на рис. 1 слева. Если в этих состояниях «включить» поверхностную анизотропию, то однодоменная структура почти не изменя-

ется. В двухдоменной структуре изменяется тип доменной границы с блоховской на неелевскую с увеличением ее ширины. Трехдоменная структура теряет свою устойчивость и переходит в ту же двухдоменную с неелевской границей (рис. 1, справа).

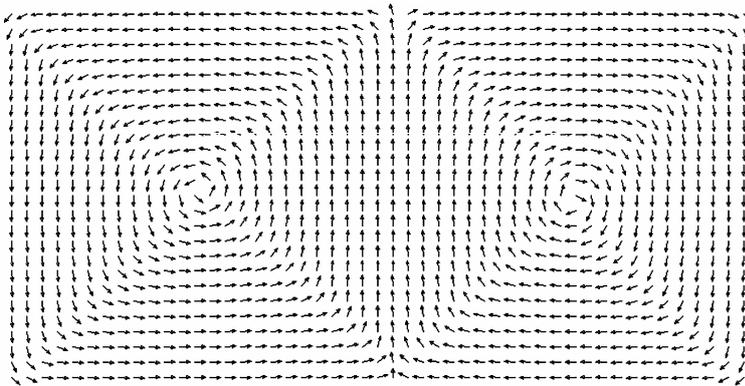


Рис. 2. Двухвихревая доменная структура, полученная при $k_T = 10^{-4}$ без учета и с учетом влияния поверхностной анизотропии

де направлено на то, чтобы сориентировать поле намагниченности в плоскость поверхности образца. Внутриобъемная же анизотропия при выбранной ориентации легкой оси ориентирует поле намагниченности перпендикулярно плоскости пластинки.

В низкоанизотропном материале (при малых параметрах внутриобъемной анизотропии) векторы намагниченности лежат преимущественно в плоскости поверхности образца под действием собственного (размагничивающего) поля (рис. 2), поскольку такая ориентация понижает поверхностные источники поля. В этом случае «включение» поверхностной анизотропии только усиливает данный эффект.

В материалах с достаточно большими значениями параметров внутриобъемной анизотропии, под действием которой векторы намагниченности ориентируются преимущественно вдоль легкой оси пластинки, вклад поверхностной анизотропии становится недостаточным, чтобы «положить» их в плоскость образца.

При некоторых промежуточных значениях параметров внутриобъемной анизотропии вклад поверхностной анизотропии становится достаточно, чтобы систему из одного равновесного состояния перевести в другое.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что учет поверхностной анизотропии может приводить к качественному изменению вида доменных границ и самих доменных структур. Причем данное влияние несущественно в случаях малой и большой внутриобъемной анизотропии образца. Если же параметры внутриобъемной анизотропии имеют некоторые средние (умеренные) значения, то поверхностная анизотропия может оказаться важным фактором и должна учитываться при расчетах доменных структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г., Ребрякова Е.В. // ФММ. – 1996. – Т. 82. – № 2. – С. 5–16.
2. Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ФММ. – 1993. – Т. 75. – № 4. – С. 49–62.
3. Браун У.Ф. Микромагнетизм. – М.: Наука, 1979. – 160 с.
4. Толстобров Ю.В., Манаков Н.А. // ФММ. – 2006. – Т. 102. – № 6. – С. 597–601.

Бийский педагогический государственный университет
им. В.М. Шукшина, г. Бийск, Россия
E-mail: shilinggs@mail.ru

Поступила в редакцию 15.06.09.