

05

## **Гистерезисные свойства двумерной структуры доменных границ в магнитно-трехосных пленках с плоскостью поверхности (110)**

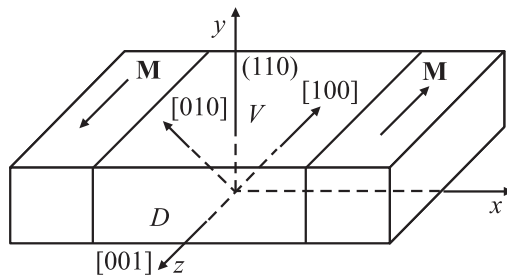
© М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов, Екатеринбург  
E-mail: dubovik@imp.uran.ru

Поступило в Редакцию 27 декабря 2013 г.

На основе численного микромагнитного моделирования исследована перестройка во внешнем магнитном поле структуры двухвихревой асимметричной доменной границы в ферромагнитной пленке с кубической анизотропией. Пленка имела госсовскую ориентацию поверхности (поверхность типа (110)). Обнаружен существенный гистерезис перестройки структуры доменной границы и связанный с ним гистерезис перемагничивания в поле, перпендикулярном оси легкого намагничивания.

Наличие в магнитно-упорядоченных средах областей с существенно неоднородным распределением намагниченности является фундаментальным свойством, связанным с наличием у реальных тел поверхности и дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия. Изучение неоднородных конфигураций намагниченности в рамках двух- и трехмерных моделей является на данный момент активно рассматриваемой задачей. К таким конфигурациям относятся, в частности, области доменных границ, свойства которых оказывают значительное влияние на практически важные характеристики магнитных материалов. Наиболее сложной структурой обладают доменные стенки в объектах ограниченных размеров, таких как тонкие пленки или пленки-полоски, актуальность изучения которых связана с возможностью их применения в устройствах хранения и обработки информации. В частности, в пленках с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной поверхности, предсказано и экспериментально подтверждено существование асимметричных вихреподобных доменных границ [1–3]. Вихревое распределение намагниченности внутридоменной стенки может смещаться



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Показаны кристаллографические направления типа  $\langle 100 \rangle$ , являющиеся осями легкого намагничивания. Плоскость пленки является плоскостью  $(110)$ .

и перестраиваться под влиянием внешних воздействий. Примером может служить нелинейная динамическая перестройка вихреподобной стенки при ее движении во внешнем поле, параллельном ОЛН [3]. Во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно к ОЛН, лежащей в плоскости пленки, структура неподвижной доменной границы также изменяется. В [3,4] изучалась происходящая при такой геометрии задачи перестройка вихреподобной стенки в двухмерную неелевскую при достижении полем определенной величины. С этим связан гистерезис при перемагничивании в направлении, перпендикулярном ОЛН [3]. Однако следует заметить, что толщина пленки и характер магнитной анизотропии могут существенно менять исходную равновесную структуру доменной стенки. Так, в магнитно-трехосных пленках с госсовской ориентацией поверхности при толщинах порядка нескольких сотен нанометров стабильными становятся структуры не с одним, а с несколькими вихрями (так называемые цепочно-вихревые структуры [5,6]). Перестройка данных структур во внешнем поле, перпендикулярном ОЛН, до сих пор не рассматривалась. В данном сообщении исследована такая перестройка для толщины трехосной пленки, соответствующей стенке с двумя вихрями.

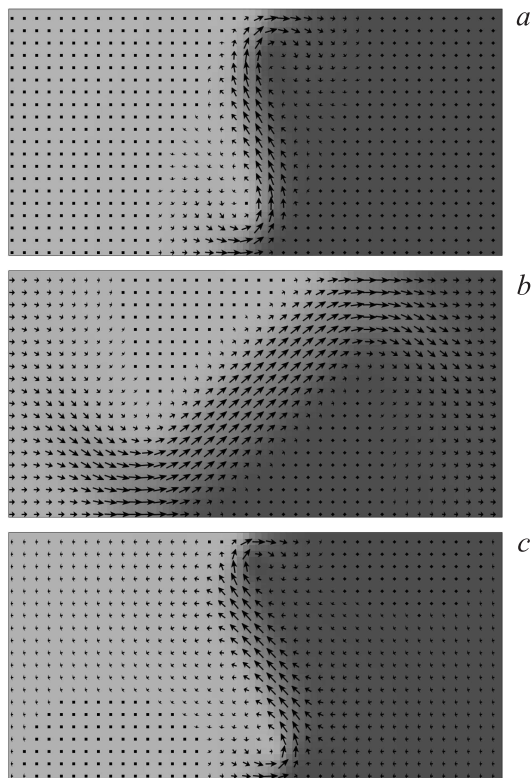
Геометрия задачи иллюстрируется рис. 1. Одна из ОЛН пленки с кубической анизотропией параллельна поверхности пленки и сонаправлена с осью  $z$  декартовой системы координат, другие две наклонены к поверхности под углами  $45^\circ$  и  $135^\circ$  (госсовская ориентация поверхно-

сти). Ось  $y$  перпендикулярна поверхности пленки. Исходное состояние пленки соответствует двум доменам, намагниченным вдоль  $\pm z$  со 180-градусной стенкой, сосредоточенной в некоторой области  $V$  в форме параллелепипеда (расчетной области). Считается, что размер пленки в направлении  $z$  велик и намагниченность  $\mathbf{M}$  в расчетной области зависит от координат  $x$  и  $y$  (двухмерная модель распределения намагниченности). Равновесные распределения  $\mathbf{M}(x, y)$  рассчитываются из минимизации функционала полной энергии доменной границы, который в расчете на единицу длины вдоль оси  $z$  имеет вид

$$W = \iint_D \left\{ A \left[ \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right] + K \left[ m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2 + \frac{1}{4} (m_y^2 - m_x^2)^2 \right] - \frac{1}{4} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}^m - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \right\} dx dy, \quad (1)$$

где  $D$  — сечение области  $V$  плоскостью  $xy$ . Слагаемые под знаком интеграла представляют собой плотности обменного, магнитно-анизотропного, диполь-дипольного и зеемановского взаимодействий соответственно.  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ , поле  $\mathbf{H}^m$  определяется из решения уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями, внешнее поле  $\mathbf{H}$  направлялось вдоль оси  $x$ . Использовались следующие значения параметров материала: обменный параметр  $A = 2 \cdot 10^{-11}$  Дж/м, константа кубической анизотропии  $K = 5.2 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>, намагниченность насыщения  $M_S = 1.74 \cdot 10^6$  А/м. Данные величины близки к параметрам пленок железа. Для выполнения минимизации (1) расчетная область разбивается на ячейки с квадратным сечением в области  $D$  со стороной размером порядка размера однодоменности. Это позволяет считать, что намагниченность в каждой ячейке однородна и меняется при переходе между ячейками. В соответствии с этим (1) дискретизируется. Более подробные сведения о методах расчета, граничных условиях, выборе размера расчетной области по оси  $x$  и т. п. могут быть найдены в [1,3–6].

Рассматривалась толщина пленки 250 нм (размер расчетной области по оси  $y$ ). При  $H = 0$  и заданных параметрах стабильным типом доменной границы будет стенка с двумя вихрями, иллюстрируемая рис. 2, а (см. также в [5]). Вихри имеют противоположные киральности и расположены друг над другом по разные стороны от центральной поверхности стенки (поверхности уровня  $m_z = 0$ ). При включении



**Рис. 2.** Равновесные распределения намагниченности в области  $D$ , соответствующие значениям  $H = 0$  ( $a$ ),  $180 \text{ Oe}$  ( $b$ ),  $-100 \text{ Oe}$  ( $c$ ). Стрелками показаны проекции  $\mathbf{m}$  на плоскость  $xy$ . Изменение цвета фона от светлого к темному соответствует смене знака  $z$ -компоненты намагниченности. Таким образом, линией раздела между цветами обозначено сечение поверхности уровня  $m_z = 0$  плоскостью  $xy$ .

$\mathbf{H}(H, 0, 0)$  структура стенки перестраивается. При этом учитывается поворот намагниченности в доменах, подробнее о способе учета см. в [4]. Было показано, что перестройка происходит различным образом в зависимости от знака  $H$ . Если внешнее поле ориентировано в положительном направлении оси  $x$ , то происходит смещение каж-

дого вихря намагниченности в направлении домена, ориентация  $\mathbf{M}$  в котором соответствует таковой в центре соответствующего вихря. При этом центральная поверхность стенки наклоняется так, что возрастает усредненная по объему расчетной области проекция намагниченности на направление внешнего поля  $\langle m_x \rangle$ . С ростом величины  $H$  наклон поверхности  $m_z = 0$  увеличивается и вихри становятся все менее ярко выраженными и постепенно исчезают (рис. 2, *b*).

Если постепенно уменьшив или просто отключив поле  $\mathbf{H}$ , вернуться в состояние, иллюстрируемое рис. 2, *a*, и затем включить внешнее поле вдоль отрицательного направления оси  $x$ , то сценарий перестройки будет другим. Увеличение проекции  $\mathbf{m}$  на направление  $\mathbf{H}$  в данном случае не может происходить способом, аналогичным описанному выше. Для этого было бы необходимо туннелирование вихрей через центральную поверхность доменной границы, чему препятствует потенциальный барьер, связанный с обменной энергией. Вместо этого происходит смещение верхнего вихря к верхней поверхности пленки, а нижнего — к нижней (рис. 2, *c*) с уменьшением их размеров. В поле порядка  $-1.35 \cdot 10^4$  А/м дальнейший рост абсолютного значения  $\langle m_x \rangle$  с сохранением вихревых структур становится невозможен и распределение  $\mathbf{M}$  перестраивается в получающееся из изображенного на рис. 2, *b* с помощью преобразования  $x \rightarrow -x$ ,  $m_x \rightarrow -m_x$ ,  $m_z \rightarrow -m_z$ . Если теперь уменьшать модуль  $\mathbf{H}$  до нуля, стенка перестраивается по сценарию, обратному описанному в предыдущем абзаце, и приходит к распределению, которое получается преобразованием  $x \rightarrow -x$ ,  $m_x \rightarrow -m_x$ ,  $m_z \rightarrow -m_z$  от рис. 2, *a*. Перемагничивание такой структуры в положительном направлении  $x$  пойдет теперь по сценарию со смещением вихрей к поверхностям пленки и формированием распределения  $\mathbf{M}$ , аналогичного рис. 2, *c*.

На рис. 3 изображена рассчитанная кривая  $\langle m_x \rangle(H)$ , существенным образом отличающаяся от полученной в [3,4]. Видно, что согласно расчетам описанный выше гистерезис перестройки структуры доменной границы приводит к гистерезису кривой намагничивания. Хотя этот гистерезис невелик, тем не менее он имеет принципиальное значение, поскольку возникает в кристалле в магнитном поле, перпендикулярном ОЛН, когда согласно классическим одномерным моделям распределение намагниченности он вообще должен отсутствовать.

Следует заметить, что в пленках с теми же параметрами, но с меньшей толщиной (50 nm, 100 nm), в которых стабильны одновихревые

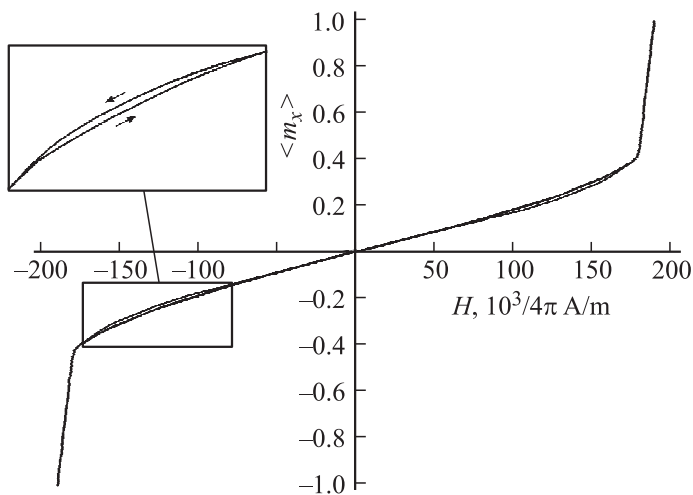


Рис. 3. Кривая намагничивания  $\langle m_x \rangle (H)$ , соответствующая данным рис. 2.

стенки [5], согласно расчетам перемагничивание в направлении  $x$  происходит так же, как в [3,4] для одноосных пленок. В этом случае сценарии перестройки структуры доменной границы для  $H > 0$  и  $H < 0$  эквивалентны.

Таким образом, впервые исследована перестройка структуры асимметричной двухвихревой доменной стенки в магнитно-трехосной пленке с госсовской ориентацией поверхности во внешнем поле, ориентированном в плоскости пленки перпендикулярно ОЛН. Данная перестройка имеет новые черты по сравнению с исследованной ранее для случая одновихревых стенок. Следует заметить, что согласно [6] при дальнейшем увеличении толщины пленки стабильными становятся конфигурации намагниченности с еще большим количеством вихрей. В поведении таких структур во внешнем магнитном поле, вероятно, могут быть обнаружены новые особенности процесса перемагничивания в направлении, перпендикулярном ОЛН.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-00931 и ОФН РАН 12-Т-2-1007.

**Список литературы**

- [1] *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 2450–2458.
- [2] *Chapman J.N., Morrison G.R., Jacobovics J.P., Taylor R.A.* // JMMM. 1985. V. 49. P. 277–285.
- [3] *Yuan S.W., Bertram H.N.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 22. P. 12 395–12 405.
- [4] *Филипов Б.Н., Дубовик М.Н.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 10. С. 110–116.
- [5] *Korzunin L.G., Filippov B.N., Kassan-Ogly F.A., Chaikovsky I.A.* // JMMM. 2006. V. 298. P. 1–6.
- [6] *Филипов Б.Н.* // ФТТ. 2008. Т. 50. В. 4. С. 644–649.