

05;12

Динамическое поведение вихреподобных доменных стенок в магнитно-трехосных пленках с госсовской ориентацией поверхности

© Л.Г. Корзунин, Б.Н. Филиппов, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 14 ноября 2006 г. В окончательной редакции 27 февраля 2007 г.)

На основе микромагнитного подхода, точно учитывающего все основные типы взаимодействий, включая диполь-дипольное, в рамках двумерной модели распределения намагниченности путем численного решения нелинейных уравнений Ландау и Лифшица с затуханием в форме Гильберта впервые рассмотрена стационарная динамика вихреподобных доменных стенок в магнитно-трехосных пленках с госсовской ориентацией поверхности. Установлены динамические конфигурации доменных стенок, а также найдена зависимость их скоростей от внешнего магнитного поля, параметра затухания и толщины магнитной пленки.

PACS: 75.70.Kw, 05.45.-a, 87.17.Aa

Введение

Известно, что особенности динамического поведения доменных стенок тесно связаны с их внутренней структурой. Благодаря существованию внутри стенок подвижных вихреподобных образований в динамическом плане они могут рассматриваться как топологические солитоны с внутренними степенями свободы. Недавно нами были предсказаны новые типы [1] вихреподобных стенок в магнитно-трехосных пленках с госсовской ориентацией поверхности (поверхность типа (110)). Основной особенностью таких стенок является существование трехвихревых распределений намагниченности в статическом состоянии. Причина существования таких стенок — наличие двух осей легкого намагничивания (ОЛН) в плоскости, перпендикулярной поверхности пленки, и третьей ОЛН, лежащей в плоскости пленки. Эти оси наклонены к поверхности пленки под углами 45° и 135° , так что имеется тенденция к ориентации намагниченности в стенке в направлениях вдоль этих осей легкого намагничивания в двух противоположных направлениях. Однако из-за тенденции образования замкнутых внутри пленки распределений намагниченности, связанной с существенным уменьшением магнитно-дипольного взаимодействия, происходит образование доменных стенок с трехвихревым распределением намагниченности. Ни линейная, ни нелинейная динамика таких стенок пока никем не рассматривалась. Более того, до настоящего времени в магнитных пленках (пластинах) с госсовской ориентацией поверхности динамика любых других известных стенок с учетом их внутренней структуры также не рассматривалась. Однако соответствующие исследования важны не только для физики нелинейных явлений, но и для прикладных задач. Дело в том, что высокотекстурованные железокремнистые стали, широко используемые в электротехнических устройствах,

представляют собой тонкие листы именно с госсовской ориентацией поверхности. В этих материалах основной проблемой является проблема снижения электромагнитных потерь, которые тесно связаны с динамикой доменных стенок (см., например, [2]).

Основной целью данной работы является исследование динамики доменных стенок в пленках с госсовской ориентацией поверхности, а именно стационарной динамики стенок в области магнитных полей, в которых динамической перестройки их внутренней структуры, приводящей к нестационарному движению границ, не происходит.

Постановка задачи

Пусть имеются монокристаллические, магнитно-трехосные пленки кубической симметрии, плоскости поверхностей которых совпадают с кристаллографической поверхностью типа (110) ((110)-пленки). В этом случае одна из осей легкого намагничивания параллельна поверхности пленки и ориентирована вдоль оси z системы координат xuz , связанной с кристаллографической осью [001] (рис. 1), а две другие наклонены под углом 45° и 135° к поверхности (110)-пленки.

Пусть в области V (расчетная область), в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль оси z , сосредоточена 180° -ная доменная стенка с боковой поверхностью, параллельной плоскости uz (рис. 1). Стенка разделяет два домена, намагниченных до насыщения вдоль направлений $[00\bar{1}]$ и $[001]$ справа и слева от V соответственно. В области V ориентация намагниченности \mathbf{M} изменяется от одного из этих направлений до другого, причем $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$ (двумерная модель).

Равновесное распределение \mathbf{M} находим путем численной минимизации энергии, рассчитанной на единицу

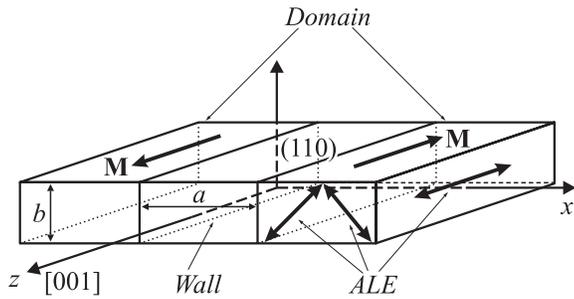


Рис. 1. Геометрия задачи.

длины вдоль z :

$$W = \iint_D w dx dz, \quad (1)$$

где D — сечение V плоскостью $z = \text{const}$. Область D имеет прямоугольную форму с размерами $(a \times b)$, b — толщина пленки. Плотность энергии w состоит из плотностей неоднородной обменной энергии w_{ex} , энергии магнитной анизотропии w_a и энергии w_m намагниченности в магнитоэстатическом $\mathbf{H}^{(m)}$ поле. В соответствии с выбранной системой координат имеем

$$w_a = K \left[m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2 + \frac{1}{4} (m_y^2 - m_x^2)^2 \right], \quad (2)$$

$$w_{\text{ex}} = A \left[\left(\frac{\partial m}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} \mathbf{m} \mathbf{H}^{(m)}, \quad (4)$$

где $\mathbf{H}^{(m)}$ — магнитоэстатическое поле, определяемое из уравнений магнитоэстатики с соответствующими граничными условиями.

В (2) и (3) $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$, где M — намагниченность насыщения, A — обменный параметр, K — константа анизотропии.

На границах области V выполняются следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} M_z \Big|_{x=\pm a/2} &= M_S, & M_x \Big|_{x=\pm a/2} &= 0, & M_y \Big|_{x=\pm a/2} &= 0, \\ \frac{\partial M_x}{\partial y} \Big|_{y=\pm b/2} &= 0, & \frac{\partial M_y}{\partial y} \Big|_{y=\pm b/2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Задача определения равновесного распределения $\mathbf{M}(x, y)$ в общем случае сложна. Решить такую задачу аналитическими методами не представляется возможным, поэтому использовалась численная процедура минимизации (1). Детали такой численной минимизации с использованием сеточного метода подробно описаны в [3], а также в работах [4,5]. Заметим, что в качестве критерия окончания численного счета выбиралась близость к единице коэффициента самосоогласованности, введенного Аарони [6]. Приводимые ниже данные получены для пленок железа с параметрами $K = 420 \text{ J/m}^3$, $A = 2 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$, $M_S = 1740 \text{ Gs}$.

Минимизация функционала (1) позволяет найти [1] равновесные конфигурации доменных стенок (ДС) и соответствующие им минимальные значения энергии W_0 . Найденные в [1] три конфигурации для удобства дальнейшего представления данных приведены на рис. 2. Напомним, что конфигурация типа, представленного на рис. 2, *a*, существует в (110)-пленках только при

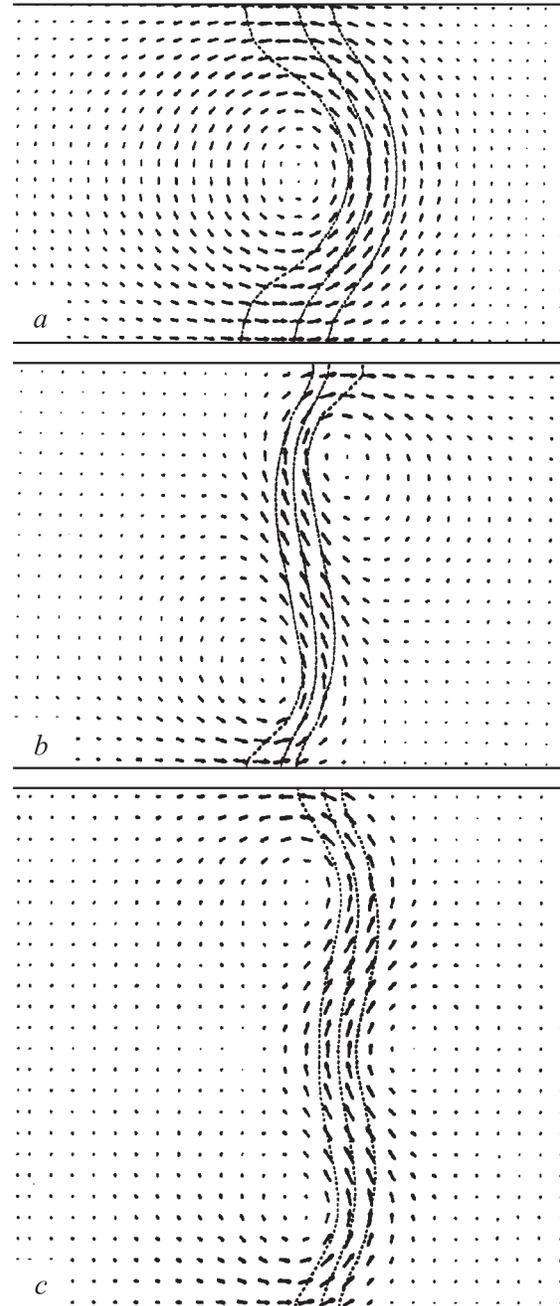


Рис. 2. Двумерные микроструктуры распределения намагниченности в магнито-трехосных пленках типа железа с госсовской ориентацией поверхности разных толщин b : *a* — 100 (асимметричная блоховская стенка); *b* — 200 (асимметричная двухвихревая неелевская стенка); *c* — 250 nm (трехвихревая асимметричная блоховская стенка). Стенки (*a*) и (*b*) существуют также и в более толстых пленках.

сравнительно малой толщине этих пленок b — примерно 40–250 нм. При этом данная конфигурация, называемая асимметричной доменной стенкой, является стабильной. В магнитно-одноосных пленках существование такой стенки предсказано в [3,7]. В (100)-пленках железа стенка типа $2a$ рассчитана в [8]. Экспериментально существование асимметричных стенок установлено, например, в [8–12]. Здесь и везде ниже штриховыми линиями обозначены линии постоянного значения M_z (линии уровня). Средняя из них дает центральную линию стенки, на которой $M_z = 0$. Между крайними линиями направление \mathbf{M} изменяется примерно на 60° . В (110)-пленках асимметричные блоховские стенки и метастабильные двухвихревые асимметричные стенки (асимметричные неслевские стенки, по терминологии [7]) при толщине пленок $b \in 40\text{--}250$ нм были найдены авторами [1]. В [1] также было установлено, что при толщине (110)-пленок $b \geq 250$ нм двухвихревые асимметричные стенки (рис. 2, b) являются стабильными. Кроме того, в пленках таких толщин появляются трехвихревые асимметричные стенки (рис. 2, c).

Для исследования динамического поведения доменных границ мы исходим из непосредственного численного решения уравнений Ландау и Лифшица [13], записанного в форме

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}] - \alpha[\mathbf{m}, [\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}]], \quad (6)$$

где $\tau = |\gamma| M_S t$, t — реальное время, γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерный параметр затухания. Он связан с изотропным локальным параметром затухания λ , введенным Ландау и Лифшицем, следующим образом:

$$\alpha = \lambda |\gamma| M_S.$$

Выражения в квадратных скобках (6) следует рассматривать как векторное произведение векторов, \mathbf{h}_{eff} — безразмерное эффективное поле, равное

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_e + \mathbf{h}^{(m)} - \mathbf{h}_A + \mathbf{h}, \quad (7)$$

причем

$$\mathbf{h}_e = \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \eta^2},$$

$$\mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)} / M_S, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H} / M_S, \quad \mathbf{h}_A = \partial w_a / \partial \mathbf{m}, \quad (8)$$

$$\xi = x / b_0, \quad \eta = y / b_0, \quad b_0 = (A / M_S^2)^{1/2}.$$

Здесь H — напряженность внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости пленки (вдоль z).

Для численного решения (6) с учетом (5) выбиралась та же пространственная сетка, что и при минимизации функционала W . Используется метод предиктор-корректора. Детали методики расчетов можно найти в работах [14–16].

Результаты и их обсуждение

Расчеты показывают, что в довольно широкой области магнитных полей H (до нескольких десятков эрстед) динамика доменных стенок после завершения переходных процессов оказывается стационарной. Это относится ко всем указанным выше типам доменных стенок. Следует при этом заметить, что в пленках железа толщиной $b < 250$ нм стационарная динамика асимметричных стенок мало отличается от стационарной динамики магнитно-одноосных, а также (100)-магнитно-трехосных (см., например, [16]) пленок. Во всех этих случаях, как известно [14–18], стационарное состояние асимметричной блоховской стенки устанавливается после смещения вихря к одной из поверхностей пленки.

В рассматриваемых (110)-пленках переход к стационарному движению трехвихревых (в статическом состоянии) стенок происходит более сложным образом и поразному в разных областях внешних магнитных полей. При сравнительно малых H (примерно до 800 А/м) все три вихря асимметричной трехвихревой стенки начинают смещаться к нижней поверхности пленки (при данной киральности вихрей). В итоге устанавливается стационарное состояние типа, представленного на рис. 3. В полях большей величины (например, 3200 А/м) переходный процесс также начинается со смещения всех трех вихрей к одной из поверхностей пленки. В качестве мгновенных конфигураций появляется и конфигурация, представленная на рис. 3. Затем нижний и верхний вихри объединяются, образуя единый, вытянутый вдоль направления 45° к поверхности пленки, вихрь. Средний вихрь при этом практически исчезает. На этом переходный процесс заканчивается. Далее стенка с возникшей конфигурацией намагниченности (рис. 4, c) движется стационарно.

Изменение скорости со временем, а также начальная и конечная конфигурации намагниченности приведены на рис. 4. Таким образом, переход к стационарному состоянию и стационарная конфигурация стенки существенно отличаются от имеющихся в магнитно-одноосных

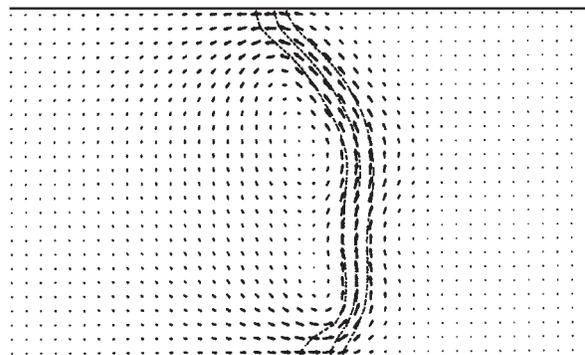


Рис. 3. Пример структуры трехвихревой стенки, движущейся стационарно в поле $H = 800$ А/м, приложенном вдоль оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости пленки.

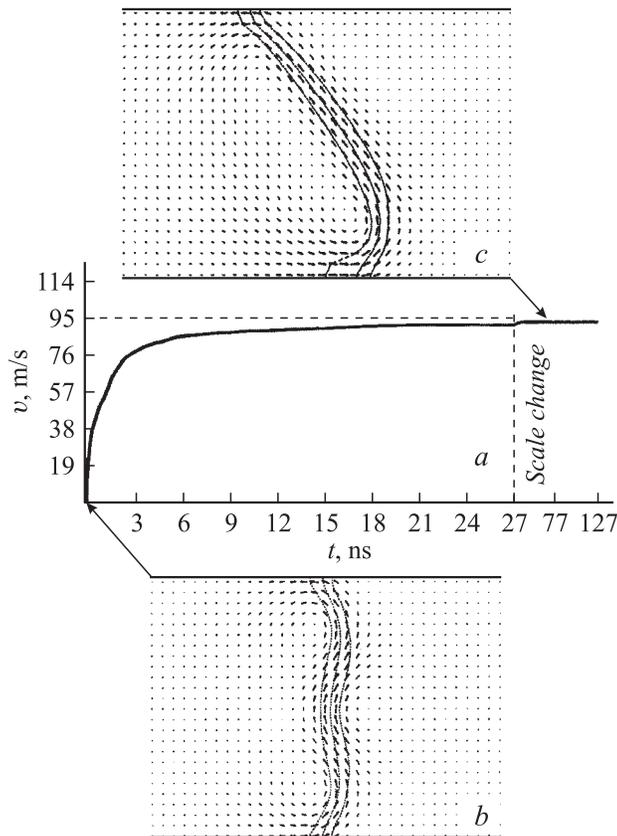


Рис. 4. Зависимость скорости трехвихревой доменной стенки от времени при выходе в стационарный режим (а), начальная (при $H = 0$) (b) и стационарная (c) конфигурация стенки. Толщина пленки 250 nm, внешнее поле $H = 3200$ A/m, затухание $\alpha = 0.02$. Остальные параметры соответствуют Fe.

пленках, а также в магнитно-трехосных (100)-пленках. Природа этих отличий связана с существованием осей легкого намагничивания, ориентированных под углами 45° и 135° к поверхности пленки. Намагниченность центральной части стенки (область между крайними штриховыми кривыми) стремится ориентироваться вдоль этих осей, уменьшая тем самым энергию анизотропии, а следовательно, и полную энергию стенки.

Приведенные выше результаты являются типичными для достаточно широкой области магнитных полей — примерно до 5600 A/m. При больших полях ситуация оказывается более сложной. В частности, появляются мгновенные конфигурации распределения намагниченности в стенке, например типа представленной на рис. 5. Однако в данной работе этих ситуаций касаться не будем.

Обратим теперь внимание на следующее обстоятельство. Несмотря на иной характер перехода к стационарному движению стенок, по сравнению, например, с магнитно-одноосными пленками, а также на иной характер самих стационарно движущихся конфигураций намагниченности, полевая зависимость скорости дви-

жения доменных стенок остается предельно простой. В качестве примера такая зависимость представлена на рис. 6 для двух разных значений толщины пленки. Этим значениям соответствуют стенки с разной конфигурацией намагниченности: одновихревая (при $b = 100$ nm) и трехвихревая (при $b = 250$ nm).

Из рис. 6 следует также, что подвижность стенки $\mu = v/H$ зависит от толщины пленки. Для выяснения деталей этой зависимости были проведены численные исследования скорости стенки от толщины пленки. Типичные результаты имеют вид, представленный на рис. 7, где изображены скорости стенок при двух различных параметрах затухания. Вычисления проведены для поля $H = 800$ A/m, при котором в соответствии с предыдущими результатами (см. рис. 6) может быть введена подвижность стенки. Видно, что в обоих случаях подвижность снижается при уменьшении толщины плен-

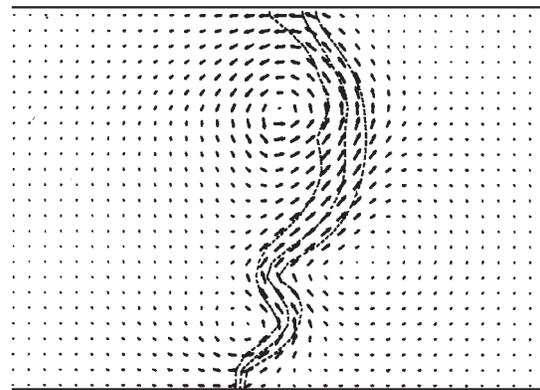


Рис. 5. Пример конфигурации стенки, движущейся в поле $H = 8000$ A/m, $b = 250$ nm, $\alpha = 0.02$. Остальные параметры соответствуют Fe.

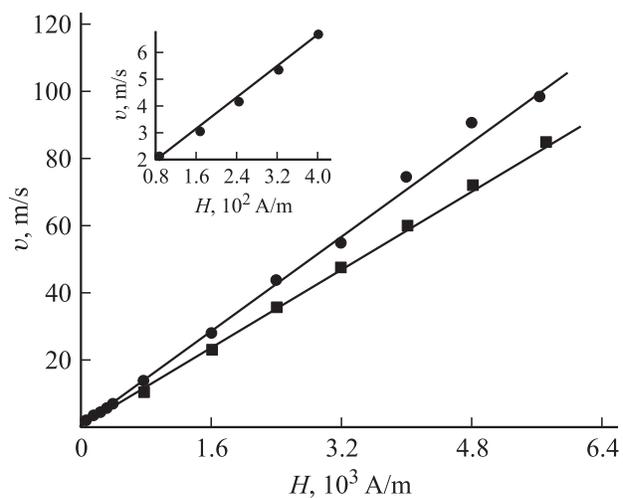


Рис. 6. Зависимость скорости асимметричных блоховских стенок от напряженности внешнего магнитного поля при двух значениях толщины пленок b : 100 (■) и 250 nm (●); $\alpha = 0.2$. Остальные параметры соответствуют Fe.

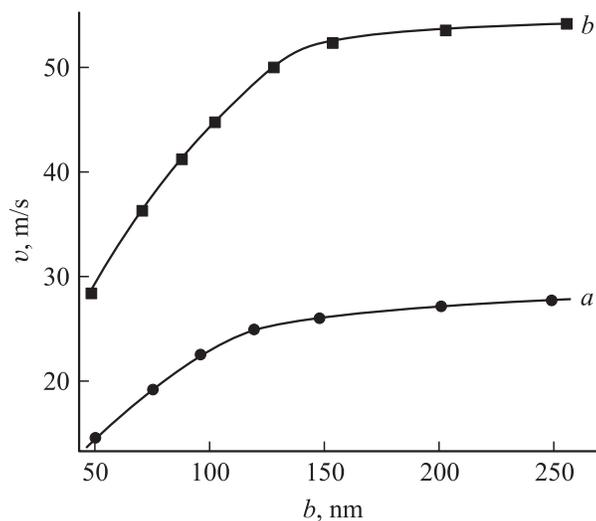


Рис. 7. Зависимость скорости асимметричных блоховских стенок от толщины пленки для двух значений параметра затухания α : 0.1 (*a*), 0.05 (*b*); $H = 800$ А/м. Остальные параметры соответствуют Fe.

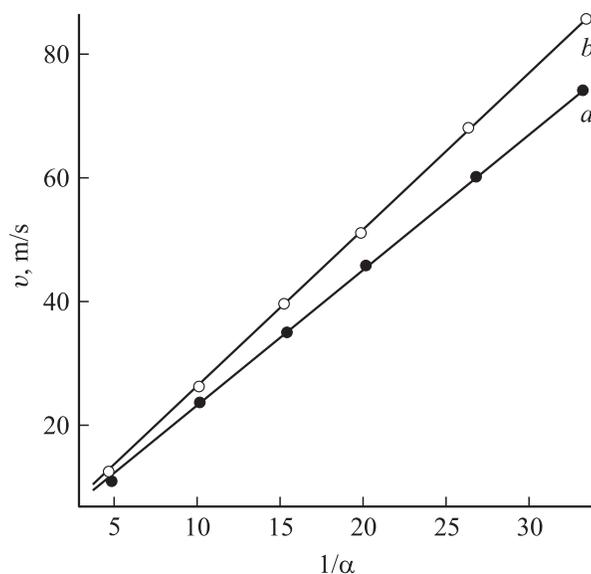


Рис. 8. Зависимость скорости доменной стенки от обратной величины параметра затухания Гильберта для разных значений толщины пленок b : 100 (*a*), 250 нм (*b*). $H = 800$ А/м. Остальные параметры соответствуют Fe.

ки. В области сравнительно больших толщин пленок указанное уменьшение μ слабое. Однако при дальнейшем уменьшении b подвижность начинает падать очень быстро. Такое поведение μ от b аналогично экспериментально найденному $\mu(b)$ [19] в магнитно-одноосных пленках, заметим, что одномерные модели стенок также дают уменьшение μ . Однако оно значительно слабее найденного в рамках двумерных моделей стенок. Нам представляется, что единственным фактором, приводя-

щим к быстрому падению μ в области сравнительно малых толщин пленок, является вихревая структура стенок.

Из приведенных расчетов ясно также, что скорость и подвижность стенок в области их стационарного движения сильно зависят от параметра затухания прецессии намагниченности. Как скорость, так и подвижность растут с ростом $1/\alpha$. Для определения конкретной зависимости $v(\alpha)$ были проведены расчеты для разных значений толщины пленки. Типичные зависимости $v(\alpha)$ представлены на рис. 8. Видно, что с уменьшением α скорость и подвижность стенки увеличиваются линейно. С учетом того, что эти результаты получены для разных типов стенок (одно- и трехвихревых), а также сравнив их с результатами для магнитно-одноосных пленок, можно сделать вывод, что обратно пропорциональная зависимость в довольно широкой области полей μ от α имеет универсальный характер. Этот вывод, возможно, не относится к очень малым коэффициентам затухания (порядка 10^{-4}).

Заключение

Таким образом, впервые рассмотрена стационарная динамика асимметричных вихреподобных доменных стенок нового типа, обладающих трехвихревым распределением намагниченности.

Установлено, что динамические конфигурации стенок в (110)-пленках могут существенно отличаться от конфигураций намагниченности существующих в магнитно-одноосных и магнитно-трехосных (100)-пленках. Эти отличия связаны особой ориентацией осей легкого намагничивания относительно поверхности пленки. Возможность уменьшения энергии анизотропии приводит к вытягиванию и наклону вихреподобных образований намагниченности относительно нормали к поверхности.

Установлена возможность стационарного движения вихреподобных стенок в широкой области напряженностей внешних магнитных полей (для пленок железа расчеты проведены до $H = 5600$ А/м). При этом во всей области установлена линейная зависимость скорости стенки от H и обратного параметра затухания.

Показано, что скорость вихреподобных асимметричных стенок в (110)-пленках, независимо от конкретной вихревой структуры, снижается при уменьшении толщины пленок. При этом в сравнительно толстых пленках (b примерно больше 100 нм для Fe) это уменьшение незначительное. В сравнительно тонких пленках подвижность уменьшается достаточно быстро. Такое поведение подвижности аналогично найденному экспериментально в магнитно-одноосных пленках.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 05-02-17704.

Список литературы

- [1] *Korzunin L.G., Filippov B.N., Kassan-Ogly F.A., Chaikovskiy I.A.* // JMMM. 2006. Vol. 298. P. 1–6.
- [2] *Филиппов Б.Н., Танкеев А.П.* Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.
- [3] *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2450–2458.
- [4] *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* // ФММ. 1993. Т. 75. № 4. С. 49–62.
- [5] *Filippov B.N., Korzunin L.G.* // IEEE Trans. on Magn. 1993. Vol. 29. N 6. P. 2563–2565.
- [6] *Aharoni A.J.* // Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 2. P. 861–862.
- [7] *Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1969. Vol. 32. N 2. P. 519–534.
- [8] *Tsukahara S., Kavakatsu H.J.* // J. Phys. Soc. Jap. 1972. Vol. 32. N 6. P. 1493–1499.
- [9] *Chapman J.N., Morrison G.R., Jacobovics J.P.* et al. // JMMM. 1985. Vol. 49. P. 277–285.
- [10] *Suzuki T., Suzuki K., Igarashi Y.* // Jap. J. Appl. Phys. 1976. Vol. 15. N 4. P. 707–708.
- [11] *Scheinfein M.R., Unguris J., Celotta R.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. N 6. P. 668–671.
- [12] *Scheinfein M.R., Unguris J., Blue J.L.* et al. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 4. P. 3395–3422.
- [13] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 128–143.
- [14] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 104 412–104 422.
- [15] *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372–387.
- [16] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A.* // Sol. State Commun. 2004. Vol. 129. P. 395–399.
- [17] *Yuan S.W., Bertram H.N.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. N 22. P. 12 395–12 405.
- [18] *Aharoni A., Jacobovics J.P.* // Phil. Mag. 1979. Vol. 40. N 4. P. 223–231.
- [19] *Konishi S., Yamada S., Kusada T.* // IEEE Trans. on Magn. 1971. Vol. MAG-7. P. 722–724.