

05

## Динамика доменных стенок в магнитно-многоосных пленках в области толщин, соответствующих блох-неелевским преобразованиям структуры

© Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 15 мая 2012 г.)

В рамках двумерного распределения намагниченности проведены численная минимизация полного функционала энергии и решение нелинейного уравнения Ландау–Лифшица при точном учете основных взаимодействий, включая диполь-дипольное. Определены равновесные структуры, энергии, подвижности и сценарии динамической перестройки стенок (при их нестационарном движении) в зависимости от толщин пленок  $b$  и величин внешних магнитных полей  $H$  для двух различных ориентаций ((010) и (110)) поверхностей магнитно-трехосных пленок. Исследован интервал толщин пленок, включающий толщину  $b = b_N$ , при которой возможно преобразование доменных стенок из неелевских в блоховские. Рассмотрены явления анизотропии энергии, подвижности и периода динамических преобразований доменных стенок в зависимости от  $b$  и  $H$ . Определена область толщин пленок, где, несмотря на одномерный характер распределения намагниченности в неелевских стенках, их нестационарное движение сопровождается рождением и аннигиляцией вихреподобных образований.

Работа поддержана грантами ОФН РАН № 12-Т-2-1007 и РФФИ № 10-02-00435.

### 1. Введение

В настоящее время достигнут существенный прогресс в исследовании стационарных дву- [1–4] и трехмерных [5] распределений намагниченности в тонких пленках, наноразмерных магнитных полосках [6,7], нанопроволоках и нанотрубках [8], а также в исследовании нелинейной динамики доменных стенок (ДС), связанных с этими распределениями. Актуальность таких исследований обусловлена разработкой новых типов запоминающих устройств [9] и устройств спинтроники [10].

На данный момент установлено, что в пленках с толщиной, меньшей некоторой критической толщины  $b_N$ , энергетически выгодными оказываются симметричные безвихревые и одномерные (с распределением намагниченности  $\mathbf{M}$ , зависящим от одной координаты) неелевские стенки [11]. Выше  $b_N$  наименьшей энергией обладают асимметричные вихреподобные блоховские стенки. Таким образом, в окрестности точки  $b = b_N$  возможно преобразование стенок с одномерным распределением намагниченности в стенки с двумерным распределением  $\mathbf{M}$ . Эти результаты отличаются от выводов Нееля [11] о существовании выше  $b_N$  одномерных блоховских стенок.

ДС с двумерным распределением  $\mathbf{M}$  рассматривалась как в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией [1], так и в магнитно-трехосных пленках [12–14] с  $b > b_N$ , где равновесными являются асимметричные вихреподобные блоховские стенки. Были установлены различия динамического поведения ДС в том и другом случае. Эти различия связаны с особенностями строения

стенок в двух указанных случаях, что в свою очередь обусловлено разницей в характере магнитной анизотропии.

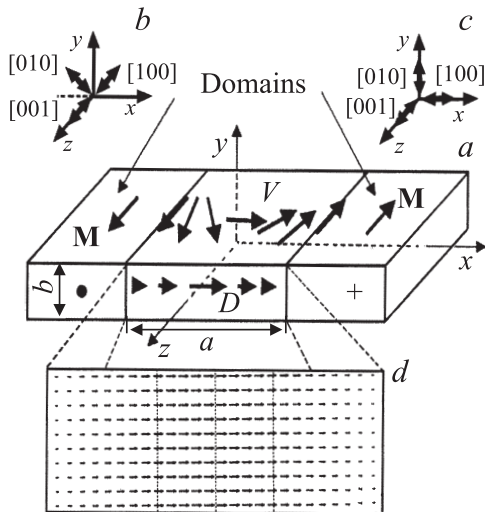
Исследование стационарного поведения стенок в окрестности блох-неелевского перехода в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией впервые позволило объяснить [15] наблюдаемое экспериментально [16] немонотонное поведение подвижности ДС. Заметим, что предпринимавшиеся ранее попытки [16] такого объяснения на основе моделей стенки с одномерным распределением намагниченности успеха не имели. Таким образом, выход за рамки одномерного распределения  $\mathbf{M}$  при рассмотрении динамического поведения стенки оказался необходимым.

В магнитно-одноосных пленках с  $b < b_N$  была исследована также линейная и нелинейная нестационарная динамика ДС [17]. При  $b < b_N$  единственной равновесной структурой является неелевская стенка с одномерным распределением  $\mathbf{M}$ . Несмотря на это, оказалось, что нестационарное движение такой стенки осуществляется путем образования мгновенных вихреподобных конфигураций. Динамическое поведение ДС с двумерным распределением  $\mathbf{M}$  в магнитно-трехосных пленках было исследовано лишь в ситуации, когда  $b > b_N$ . Аналогичных исследований в пленках с магнитно-трехосной анизотропией в области, прилегающей к  $b_N$  (область блох-неелевского преобразования структуры  $\mathbf{M}$ ), не проводилось. Полученные в настоящей работе результаты частично решают такую задачу. В работе представлены данные о статических стеночных конфигурациях  $\mathbf{M}$ , а также об их стационарном и нестационарном дина-

мическом поведении в пленках с магнитно-трехосной анизотропией и поверхностями, совпадающими с (100)-или (110)-плоскостями. Такие пленки существуют реально (см., например, [18]). Рассмотрены только пленки с малым фактором качества  $Q = K/2\pi M_s^2$ , где  $K$  — первая константа анизотропии,  $M_s$  — намагниченность насыщения.

## 2. Постановка задачи

Рассматриваемая пленка толщиной  $b$  с намагниченностями  $\mathbf{M}$  соседних доменов, ориентированными по и против оси  $z$ , связанной с одной из осей легкого намагничивания (ось [001]), лежащей в плоскости пленки, представлена на рис. 1, *a*. ДС, разделяющая два домена, сосредоточена в расчетной области  $V$  с размерами  $a \times b$ . Поверхность пленки совпадает с одной из двух кристаллографических поверхностей: (110) либо (010) ((110)- и (010)-пленки соответственно). Ориентация осей легкого намагничивания (ОЛН) для этих пленок представлена соответственно на вставках *b* и *c*. На рис. 1, *a* и *d* приведены примеры распределения  $\mathbf{M}$  в пределах ДС, отвечающие одномерной неслеевской стенке. При этом рис. 1, *a* — схема, а рис. 1, *d* — распределение  $\mathbf{M}$ , полученное расчетным путем для пленки железа с  $b = 10$  nm (см. далее). Рамка на рис. 1, *d* представляет собой увеличенную область  $D$ , получающуюся сечением области  $V$  плоскостью, перпендикулярной оси  $z$ . Именно этой области соответствуют все полученные далее микроструктуры стенок. В общем случае  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$  (двумерная модель распределения намагниченности).



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Пояснение *a-d* приведено в тексте. Односторонние стрелки части *a* соответствуют направлениям намагниченности в разных точках пленки, двухсторонние стрелки на частях *b* и *c* — направлениям ОЛН в (110) и (010)-пленках соответственно.

Исследование нелинейной динамики ДС основывалось на численном решении уравнения Ландау–Лифшица, записанного в следующем безразмерном виде:

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

где  $\tau = \gamma_g M_s t$ ,  $\gamma_g$  — гиромангнитное отношение,  $t$  — реальное время,  $\alpha$  — параметр затухания Гильберта,  $\mathbf{h}_{\text{eff}}$  — безразмерное эффективное поле, состоящее из обменного  $\mathbf{h}_e$ , магнитостатического  $\mathbf{h}^{(m)}$ , магнитно-анизотропного  $\mathbf{h}_A$  и внешнего магнитного поля  $\mathbf{h}$ ,

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_e + \mathbf{h}^{(m)} + \mathbf{h}_A + \mathbf{h}, \quad (2)$$

причем

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

$$\mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)} / M_s, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H} / M_s, \quad \mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s,$$

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

Здесь  $M_s = |\mathbf{M}_s|$ ,  $A$  — параметр обменного взаимодействия,  $\mathbf{H}^{(m)}$  — определяется по уравнениям магнитостатики,  $w_A$  — плотность энергии анизотропии, равная

$$w_A = \begin{cases} (K / M_s^2) [m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2] & \text{для (010) — пленки,} \\ (K / M_s^2) [m_s^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2 + \frac{1}{4} (m_y^2 - m_x^2)^2] & \text{для (110) — пленки.} \end{cases} \quad (3)$$

В (3)  $K$  — константа магнитной анизотропии.

Уравнение (1) решалось численно (см. [19,20]) с учетом граничных условий

$$\left[ \mathbf{m}, \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right]_{y=1/2} = 0, \quad (4)$$

$$m_z|_{x=\pm a/2} = \pm 1, \quad m_x|_{x=\pm a/2} = m_y|_{x=\pm a/2} = 0. \quad (5)$$

Область  $D$  разбивается прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом область  $V$  разбивается на вытянутые вдоль оси  $z$  параллелепипеды. Предполагаем, что ячейки имеют макроскопические, но малые размеры, соответствующие размерам абсолютной однодоменности, так что в пределах каждого из параллелепипедов направление  $\mathbf{m}$  считается постоянным. Вдоль  $z$   $\mathbf{m} = \text{const}$  (двумерность модели). Ориентация  $\mathbf{m}$  в области  $D$  меняется при переходе от ячейки к ячейке. Таким образом,  $\mathbf{m}$  представляем в виде сеточной матрицы. Для определения эволюции этой матрицы во времени использовался метод предиктора-корректора (подробности смотри в [19,20]). В качестве начальной матрицы (начального распределения  $\mathbf{m}$ ) выбиралось равновесное распределение намагниченности, полученное путем численной минимизации (подробности см. в [1,21]) функционала полной энергии, рассчитанной на единицу боковой поверхности стенки,

$$\gamma = \frac{A}{b} \iint_D w d\xi d\eta. \quad (6)$$

Безразмерная плотность энергии  $w$  состоит из плотностей неоднородной части обменной энергии  $w_{\text{ex}}$ , магнитно анизотропной энергии  $w_A$  и энергии  $w_m$  намагниченности в магнитостатическом поле  $H^{(m)}$ . Величина  $w_A$  имеет вид (3), а  $w_{\text{ex}}$  и  $w_m$  можно представить в виде

$$w_{\text{ex}} = \left[ \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \eta} \right)^2 \right], \quad (7)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} \mathbf{m} \mathbf{h}^{(m)}. \quad (8)$$

Результаты получены для пленок Fe с параметрами  $K = 4.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $M_s = 1720 \text{ G}$  и толщиной  $10\text{--}100 \text{ nm}$ . Выбираемые сетки содержали  $120 \times 12$  ячеек.

Процедура введения случайных возмущений любой амплитуды в любой момент  $t$  позволяет судить об устойчивости как статических, так и динамических решений.

Для исключения выхода стенки на границу области  $V$  предусмотрен сдвиг этой области по мере движения стенки. Отслеживается перемещение центральной линии ДС, на которой  $m_x^4 + m_y^4$  принимает наибольшее значение.

### 3. Статические конфигурации намагниченности

Известно, что на динамическое поведение ДС оказывают влияние особенности их внутренней структуры. В связи с этим нами прежде всего проведены исследования структуры и энергии стенок при изменении толщины пленки в окрестности  $b_N$ . Использовались пленки с разными значениями магнитных параметров. Типичные результаты этих исследований представлены на рис. 2 для пленок Fe. Здесь точками разного типа обозначены вычисленные значения энергии ДС. Сплошные линии проведены через эти точки для удобства восприятия результатов. На вставках (a)–(d) приведены вычисленные конфигурации стенок. В пленках рассматриваемых толщин все эти конфигурации аналогичны тем, которые существуют в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией. Заметим, что в толстых магнитно-трехосных пленках (в Fe — начиная с  $b > 250 \text{ nm}$ ) такой аналогии с магнитно-одноосными пленками нет [13]. Анализ парциальных вкладов различных энергий в полную энергию показывает, что полученная универсальность существующих конфигураций  $\mathbf{M}$  не связана ни с типом анизотропии, ни с ориентацией поверхности пленки относительно кристаллографических осей. Она обусловлена большей ролью магнитостатических и обменных взаимодействий по сравнению с магнитно-анизотропной энергией  $w_A$ . Универсальными являются не только структуры ДС, но и зависимости энергий ДС от толщины пленки, если  $b$  близки к  $b_N$ . При больших толщинах пленок явно видна зависимость  $\gamma$  от ориентации поверхности пленки относительно кристаллографических осей, т.е. обнаруживается эффект анизотропии

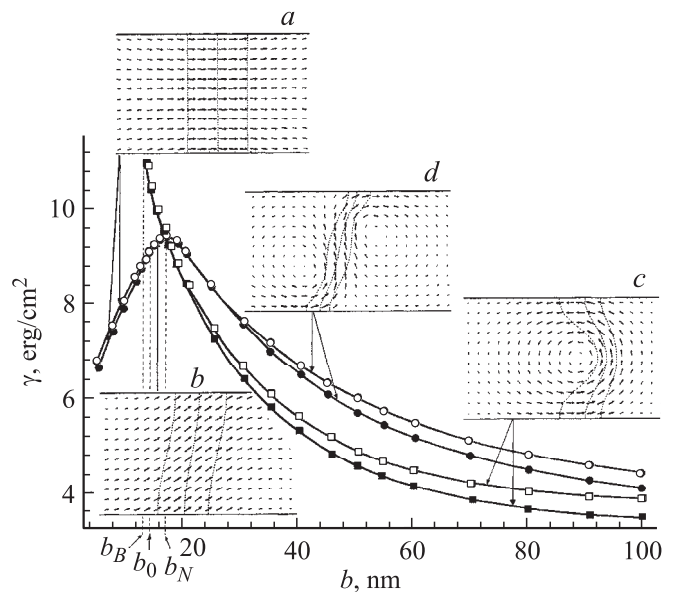


Рис. 2. Зависимость полной энергии неелевских (кружки) и блоховских (квадраты) доменных стенок от толщины  $b$  для (110)- (светлые символы) и (010)-пленок (темные символы), а также внутрстеночные конфигурации  $\mathbf{M}$  (a–d).  $\alpha = 0.1$ .

энергии стенки, которую можно охарактеризовать величиной  $\Delta\gamma = \gamma_{(110)} - \gamma_{(010)}$ , где  $\gamma_{(110)}$  и  $\gamma_{(010)}$  — энергии ДС в (110)- и (010)-пленках соответственно. Сам эффект был известен [22] для безграничных образцов. Выводы о его существовании были сделаны на основе рассмотрения одномерных блоховских стенок. Однако такие ДС не реализуются в пленках. Это видно из рис. 4 [22], где среди найденных конфигураций  $\mathbf{M}$  нет соответствующих одномерным блоховским стенкам. Кроме того, в отличие от [22] нами установлена зависимость  $\Delta\gamma$  от толщины пленки. Появление указанной анизотропии и ее зависимости от  $b$  связано с относительным увеличением роли энергии магнитно-трехосной анизотропии и ее различным вкладом в энергию стенок для двух типов пленок. Дело в том, что плоскость одной стенки совпадает с плоскостью типа (100), в которой лежат две ОЛН, в то время как плоскость другой совпадает с плоскостью (110), в которой лежит только одна ОЛН.

Можно выделить четыре области  $b$ , в которых стабильны различные типы стенок. В области  $b < b_0$  существуют классические симметричные неелевские стенки (структура a на рис. 2). При переходе в область, лежащую между  $b_0$  и  $b_N$ , одномерная неелевская стенка превращается в двумерную асимметричную безвихревую неелевскую стенку (структура b), которая в свою очередь при переходе в область  $b > b_N$  превращается в асимметричную двухвихревую неелевскую стенку (структура d), являющуюся метастабильной. В этой же области имеется и стабильная асимметричная блоховская ДС (структура c). Ее энергия меньше энергии асимметричной вихреподобной неелевской стенки. Видно, что асимметричная блоховская стенка существует

и в области  $b_B < b < b_N$ , где она метастабильна. При толщине  $b = b_B$ , она становится неустойчивой.

Основной вывод состоит в том, что асимметричные неелевские стенки могут быть как безвихревыми (тогда они стабильны), так и вихреподобными (тогда они метастабильны).

Аналогичный вывод можно было ожидать и для магнитно-одноосных пленок. Однако в них, согласно [23], справа от  $b_N$  возникает не одновихревая, а симметричная двухвихревая блоховская стенка, т.е. при утонении пленки структура ДС из одновихревой переходит в двухвихревую, что трудно понять с энергетических позиций. Наша проверка показала неустойчивость двухвихревой симметричной стенки. Однако из-за ее симметрии для обнаружения неустойчивости требуются большие времена счета.

Так, для пленок Fe  $b_N \approx 17$  nm, в то время как для магнитно-одноосных пермалловых пленок  $b_N \approx 38$  nm, что близко к данным [23]. Однако эти различия связаны не с разным характером анизотропии, а с разницей намагниченности насыщения в железе и пермаллоу. Для пленок железа были также найдены  $b_B \approx 14$  nm и  $b_0 \approx 13$  nm.

Варьирование параметров  $K$  в пределах от  $10^5$  до  $10^6$  erg/cm<sup>3</sup> при неизменных значениях  $M_s = 1720$  G в (010)- и (110)-пленках не привело ни к каким новым качественным результатам по сравнению с описанными выше.

#### 4. Стационарная динамика стенок в магнитно-трехосных пленках

Как и в магнитно-одноосных пленках, в магнитно-трехосных пленках существует некоторое критическое поле  $H_c$ , зависящее от параметра затухания, толщины пленки и ее магнитных параметров. Ниже  $H_c$  движение ДС происходит с постоянной скоростью  $v$  (стационарное движение), а выше — со скоростью, которая изменяется со временем  $t$  (нестационарное движение). Природа поля  $H_c$  та же, что и в магнитно-одноосных пленках, т.е. это поле, при котором нарушается баланс вращающего момента, и  $\mathbf{M}$  помимо прецессии вокруг направления движения ДС начинает прецессировать вокруг ОЛН, вдоль которой направлено поле  $\mathbf{H}$  (ось  $z$ , см. рис. 1).

Рассматривая стационарное движение ДС, будем выбирать малые поля  $H \ll H_c$ , в которых можно ввести не зависящее от  $H$  значение подвижности ДС  $\mu = v/H$ . Нами вычислены подвижности для всех типов ДС в пленках в широкой области изменения константы анизотропии (см. предыдущий раздел 3), параметра затухания  $\alpha = 0.01-0.1$  и толщины пленки  $b = 5-100$  nm.

Типичный пример полученных подвижностей ДС представлен на рис. 3. Из рисунка видно, что при малых  $b$ , когда существуют одномерные симметричные неелевские стенки (структура  $a$  на рис. 3), их подвижность падает с увеличением  $b$ . При толщинах, соизмеримых с  $b_0$ , когда симметричная неелевская стенка превращается в асимметричную безвихревую неелевскую

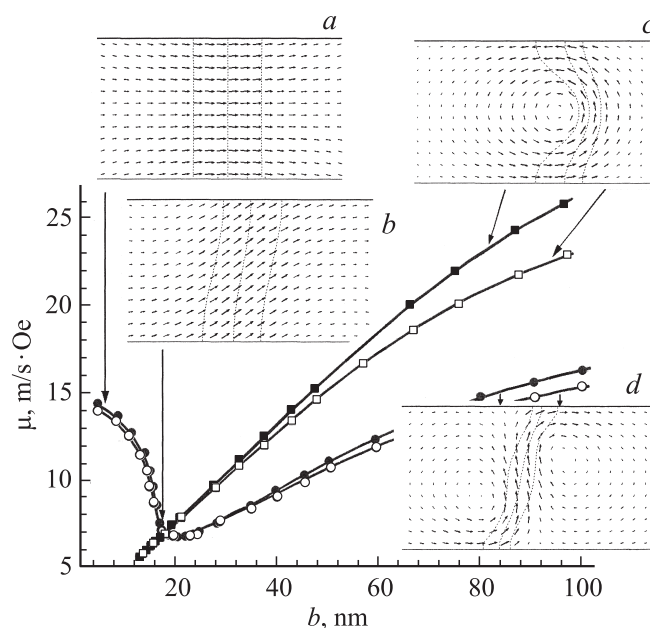


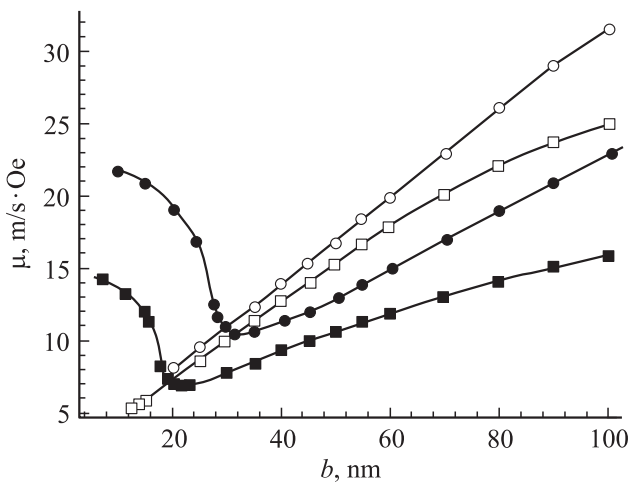
Рис. 3. Зависимость подвижностей неелевских (кружки) и блоховских (квадраты) доменных стенок от толщины  $b$  для (110)- (светлые символы) и (010)-пленок (темные символы), а также внутрискрипционные конфигурации  $\mathbf{M}$  ( $a-d$ ).  $\alpha = 0.1$ .

(структура  $b$  на рис. 3), падение подвижности замедляется; наконец, при превращении асимметричной безвихревой неелевской стенки в асимметричную вихреподобную неелевскую стенку (структура  $d$  на рис. 3), энергия ДС начинает расти. В общем зависимость подвижности от толщины пленки оказывается немонокотонной и качественно напоминает экспериментально найденную зависимость  $\mu(b)$  для магнитно-одноосных пленок [16]. Однако помимо качественной аналогии с магнитно-одноосными пленками возникает и совершенно новое явление, характерное только для магнитно-многоосных пленок, а именно анизотропия подвижности доменных стенок. Видно, что эта анизотропия тем больше, чем толще магнитная пленка. Она сильнее выражена у асимметричных блоховских стенок (структура  $c$  на рис. 3). Последнее связано с тем, что при одинаковой толщине пленок обменная энергия двухвихревых стенок больше, чем у одновихревых, и вклад энергии анизотропии  $w_A$  в полную энергию ДС в первом случае оказывается относительно меньшим, чем во втором.

Толщина пленки, при которой падение  $\mu(b)$  прекращается, соответствует  $b_N \approx 17$  nm. Таким образом, минимум  $\mu(b)$  в магнитно-трехосных пленках сдвинут (почти в 2 раза) в сторону меньших  $b$  по сравнению с магнитно-одноосными пленками.

Важно отметить также, что слабое изменение подвижности происходит на некотором интервале толщин (примерно от 17 до 24 nm), на котором идет формирование вихреподобных образований в неелевской стенке, и минимум оказывается смещенным вправо от  $b_N$  и находится примерно около  $b = 20$  nm. К сожалению, мы





**Рис. 4.** Зависимость подвижностей неелевских (темные символы) и блоховских (светлые символы) ДС от толщины  $b$  (110)-пленок Fe (квадраты) и пленок 33.8Ni–51.0Fe–14.0Co–1.2Ti (кружки).  $\alpha = 0.1$ .

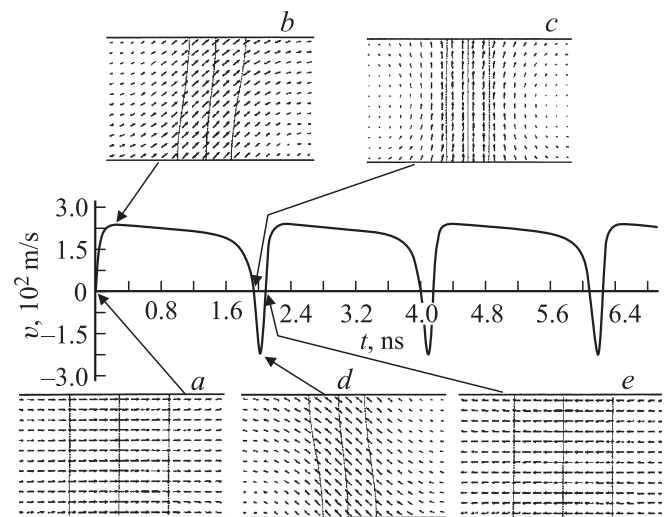
не располагаем экспериментальными данными для  $\mu(b)$  в пленках железа. Имеющиеся данные по магнитно-одноосным пленкам качественно соответствуют описанному выше поведению  $\mu(b)$ . Такое качественное сопоставление данных для магнитно-одноосных и магнитно-многоосных пленок в области блох-неелевского преобразования структуры ДС можно считать правомерным, поскольку в этой области, как было отмечено и разъяснено выше, анизотропия играет малую роль. Нужно только помнить, что фактор качества всех рассматриваемых веществ меньше единицы. В связи с этим заметим, что наблюдаемый в [16] минимум существует не в точке  $b_N$ , а значительно левее этой точки. Пологость минимума также качественно согласуется с данными [16].

Чтобы объяснить резкий подъем  $\mu(b)$ , наблюдаемый в [16] после минимума, можно представить, что при каком-то значении  $b$  справа от минимума происходит переход от метастабильной асимметричной вихреподобной неелевской стенки к стабильной асимметричной блоховской. К сожалению, в [16] не приведены динамические стеночные конфигурации  $\mathbf{M}$ , в связи с чем отмеченное выше следует рассматривать как предположение. Результаты для  $\mu(b)$  имеют универсальный характер. В этом можно убедиться, исследуя зависимость  $\mu(b)$  для пленок с разными магнитными параметрами. Чтобы подтвердить это, на рис. 4 приведено сравнение результатов, полученных для (010)-пленок железа с  $K = 5.23 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $M_s = 1720 \text{ G}$ , и для пленок 33.8Ni–51.0Fe–14.0Co–1.2Ti с  $M_s = 1194 \text{ G}$ ,  $K = 10^3 \text{ erg/cm}^3$ . Видно, что качественно результаты в этих двух случаях сходны. Количественные различия заключаются в несовпадении точек  $b_N$ , что, как показывают расчеты, в основном связано с разницей в  $M_s$ .

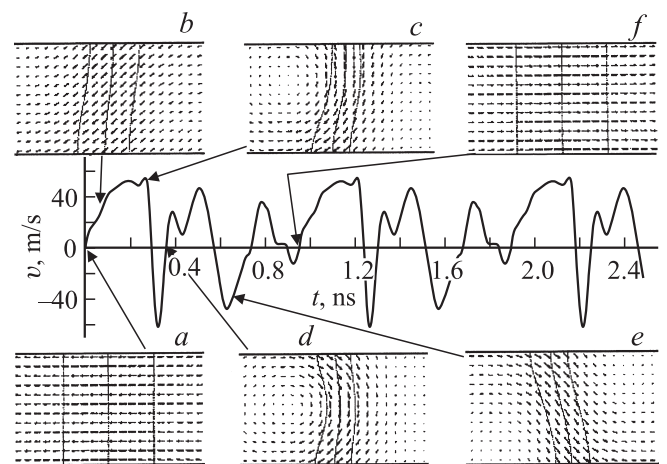
### 5. Нестационарная динамика ДС в магнитно-трехосных пленках

Нестационарная динамика стенок оказывается разной в областях  $b < b_B$  и  $b > b_B$ . Это связано с тем, что в первой из них нет других стеночных конфигураций  $\mathbf{M}$ , кроме одномерной неелевской. Во второй области кроме неелевских симметричных и асимметричных ДС существуют еще и асимметричные блоховские стенки, которые могут участвовать в динамическом преобразовании ДС, несмотря на их метастабильный характер в области  $b_B < b < b_N$ . В области  $b > b_N$  их роль становится определяющей.

В качестве примеров на рис. 5 и 6 приведены скорость ДС и мгновенные стеночные конфигурации для (110)- и (010)-пленок Fe при  $b = 7.3$  и 16 nm. Критическое поле  $H_c$  в магнитных пленках в отличие от найденного



**Рис. 5.** Скорость нестационарного движения ДС в зависимости от времени для (110)-пленок и мгновенные внутрстеночные конфигурации  $\mathbf{M}$  (a-e).  $\alpha = 0.1$ ,  $H = 400 \text{ Oe}$ ,  $b = 7.3 \text{ nm}$ .

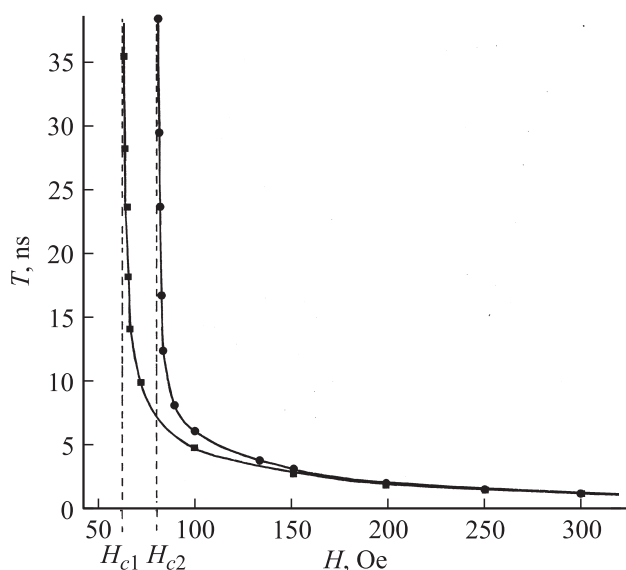


**Рис. 6.** Скорость нестационарного движения ДС в зависимости от времени для (010)-пленок и мгновенные внутрстеночные конфигурации  $\mathbf{M}$  (a-f).  $\alpha = 0.1$ ,  $H = 400 \text{ Oe}$ ,  $b = 16 \text{ nm}$ .

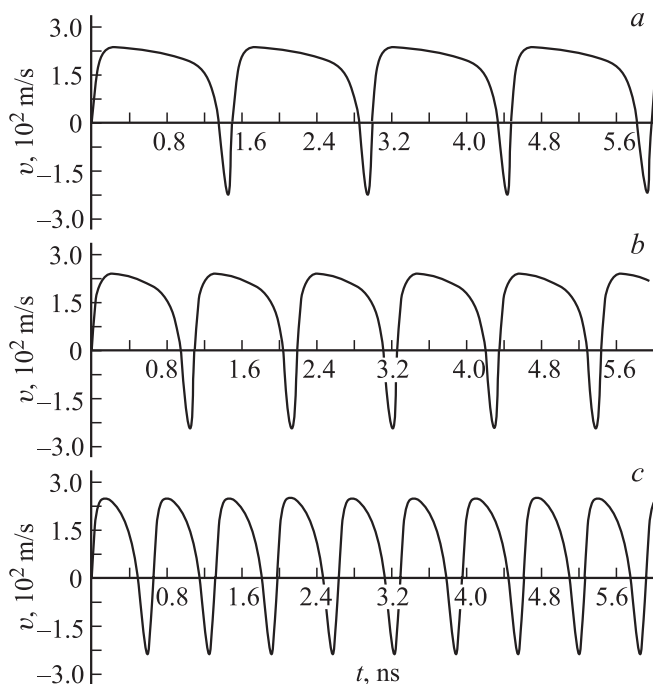
в классической работе [24] для безграничного кристалла оказывается зависящим не только от  $M_s$  и параметра затухания, но и от всех других параметров пленки: ее толщины, поля анизотропии и обмена [24] (см. также далее). Результаты, представленные на рис. 5 и 6, соответствуют полям  $H$ , существенно превышающим (более чем в 4 раза) значение  $H_c$ . В этом случае результаты для (110)- и (010)-пленок примерно одинаковые. При приближении к  $H_c$  ситуация будет меняться. На этом мы остановимся далее.

Из рисунков видно, что скорости стенок в двух указанных областях толщин пленок изменяются периодически. Эти изменения связаны с прецессией  $\mathbf{M}$  вокруг ОЛН. В результате происходит динамическая перестройка структуры стенки, например от конфигурации *a* к конфигурации *e* на рис. 5. При этом указанные конфигурации различаются только киральностью. На этом заканчивается полупериод  $T/2$  изменения структуры ДС. На втором полупериоде происходят аналогичные изменения, в результате чего структура стенки полностью возвращается к структуре, идентичной структуре *a* на рис. 5. Как видно, скорость при этом имеет в 2 раза меньший период изменения (двукратное вырождение скорости по киральности).

Изменение скорости и перестройки ДС в пленках с  $b < b_B$  напоминает результаты [24], полученные для безграничного образца. В том и другом случае намагниченность ДС как целое периодически вращается вокруг ОЛН. Имеются и существенные отличия. Так, кроме магнитостатических „зарядов“ на боковых поверхностях стенки нами, естественно, учитываются также заряды на поверхностях пленки. Они приводят к тому, что на одной из стадий динамической перестройки возникает не одномерная блоховская стенка, как в [24], а симметрич-



**Рис. 7.** Зависимость периода динамических преобразований структуры ДС для (010)- (квадраты) и (110)-пленок (кружки) от напряженности внешнего магнитного поля  $H$ .  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 16$  nm.



**Рис. 8.** Зависимость скоростей движения ДС в (110)-пленках от времени.  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 7.5$  nm (a);  $\alpha = 0.09$ ,  $b = 7.1$  nm (b);  $\alpha = 0.07$ ,  $b = 7.1$  nm (c).  $H = 400$  Oe.

ная структура блоховского типа со слабовыраженными вихреподобными образованиями. Стенки такого типа были предсказаны в [25]. В статическом состоянии, как отмечалось выше, они неустойчивы. Второе отличие заключается в том, что наличие поверхностей приводит к зависимости  $H_c$  от  $b$  [19,20], так что период  $T$  динамических преобразований ДС в нашем случае должен быть функцией  $b$ , что и наблюдается в численных экспериментах (см. далее). Совсем иная картина динамической перестройки ДС обнаруживается в случае, когда  $b_B < b < b_N$ . Согласно рис. 6, она происходит с участием вихреподобных структур, хотя, согласно рис. 2, в исходном статическом состоянии таких стабильных структур нет. При достаточно большой удаленности от поля  $H_c$  результаты по динамической перестройке ДС (мгновенные конфигурации намагниченности, период динамической перестройки) (110)- и (010)-пленок практически одинаковые.

Если уменьшать поле  $H$ , приближаясь справа к полю  $H_c$ , то периоды  $T$  для обоих типов пленок начнут сильно отличаться друг от друга (рис. 7). Природа этих отличий связана с тем, что поля  $H_c$  для этих двух пленок оказываются разными. Переход к стационарному движению стенки означает, что в поле  $H = H_c$  период  $T$  должен стремиться к бесконечности. В связи с этим даже малые различия критических полей двух типов рассматриваемых пленок будут приводить при приближении к этим полям к сильному различию периодов динамической перестройки ДС. Различие критических полей (110)- и (010)-пленок связано с различием вклада энергии анизотропии в энергию стенки в каждой из них.

Расчеты, выполненные для области  $b > b_N$ , также приводят к различию периодов динамической перестройки, а следовательно, и средних скоростей движения стенок в (110)- и (010)-пленках вблизи от критических полей. Более того, при увеличении толщины пленки возникает анизотропия периода  $T$  и средних скоростей движения стенки вдали от критических полей.

Типичные результаты, приведенные на рис. 8,  $b$  и  $c$ , представляют пример периодического изменения скоростей стенок в в (010)- и (110)-пленках с разной величиной затухания. Они показывают, что с уменьшением  $\alpha$  происходит не только уменьшение периода динамической перестройки стенки, но и увеличение вклада от попятных движений. Сравнение рис. 8,  $a$  с рис. 5 указывают также на зависимость  $H_c$  от  $b$ .

Данные исследования выполнены на основе программы, написанной Л.Г. Корзуниным.

## 6. Заключение

Проведенные исследования свойств ДС в магнитно-трехосных (010)- и (110)-пленках типа железа позволили установить следующие закономерности.

1. Независимо от ориентации поверхности магнитно-трехосных пленок в них, как и в магнитно-одноосных пленках, с увеличением толщины происходит преобразование структуры ДС от одномерных неелевских к двумерным неелевским стенкам. Сначала в точке  $b = b_0$  структура ДС становится асимметричной, но безвихревой. В результате этого в узкой области  $b_0 < b < b_N$  асимметричная неелевская стенка оказывается более стабильной по сравнению с асимметричной блоховской. При  $b = b_N$  в асимметричной неелевской стенке появляются явно выраженные вихреподобные образования, и ее энергия оказывается выше энергии асимметричной блоховской стенки. Таким образом, при  $b = b_N$  возможен переход от одномерной неелевской к асимметричной блоховской ДС.

2. Установлены новые явления в магнитно-трехосных пленках: зависимость энергии стенок, их подвижностей и периода динамической перестройки при нестационарном движении от ориентации поверхности пленки относительно кристаллографических поверхностей. Установлено, что эти явления зависят от толщины пленки и близости магнитного поля  $H$  к критическому полю  $H_c$ . При приближении к  $b_N$  и удалении от  $H_c$  указанные явления исчезают. Вдали от указанных точек основные статические и динамические свойства пленок (энергия, подвижность, период перестройки) в одноосных пленках и пленках с кубической анизотропией оказываются сходными.

3. Установлено, что в области толщин  $b < b_N$  нестационарное движение ДС сопровождается рождением и аннигиляцией вихреподобных образований, как и в случае толстых пленок с  $b > b_N$ .

4. Показано, что  $b_N$  в магнитно-многоосных пленках примерно в 2 раза больше, чем в магнитно-одноосных

пермалловых пленках с плоскостной анизотропией. Однако это не связано с разницей в характере анизотропии пленок, а обусловлено значительно большей величиной намагниченности железа по сравнению с пермаллоем.

## Список литературы

- [1] A.E. La Bonte. J. Appl. Phys. **40**, 2450 (1969).
- [2] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains. Springer, Berlin (1998). 968 p.
- [3] B.N. Filippov, L.G. Korzunin. IEEE Trans. Magn. **29**, 2563 (1993).
- [4] В.В. Волков, В.А. Боков. ФТТ **50**, 193 (2008).
- [5] S. Huo, J.E.L. Bishop, J.W. Tucker, W.M. Rainforth, H.A. Dawies. J. Magn. Mater. **29**, 103 (2000).
- [6] J.-Y. Lee, K.-S. Lee, S. Choi, K.Y. Guslienko, S.-K. Kim. Phys. Rev. B **76**, 184 408 (2007).
- [7] B.G. Elmegreen, L. Krusin-Elbaum, T. Shibauchi, B. Argyle. Phys. Rev. Lett. **93**, 19 721 (2004).
- [8] J. Yang, C. Nistor, G.S.D. Beach, J.L. Erskine. Phys. Rev. B **77**, 014 413 (2008).
- [9] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas. Science **320**, 190 (2008).
- [10] S.D. Bader, S.S.P. Parkin. Cond. Matter Phys. **1**, 71 (2010).
- [11] L.M. Neel. C.R. Acad. Sci. **241**, 533 (1955).
- [12] S. Tsukahara, H. Kavakatsu. J. Phys. Soc. Jap. **32**, 1493 (1972).
- [13] Б.Н. Филиппов. ФТТ **50**, 644 (2008).
- [14] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassan-Ogly. Solid State Commun. **129**, 395 (2004).
- [15] Л.Г. Корзунин, М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов. ФТТ **52**, 1959 (2010).
- [16] S. Konishi, S. Yamada, T. Kusuda. IEEE Trans. Magn. **MAG-7**, 722 (1971).
- [17] Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик, Л.Г. Корзунин. ФММ **112**, 351 (2011).
- [18] U. Gradman, M. Przybylski, H.J. Elmers, G. Liu. Appl. Phys. A **49**, 563 (1989).
- [19] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassan-Ogly. Phys. Rev. B **64**, 104 412 (2001).
- [20] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. ЖЭТФ **121**, 372 (2002).
- [21] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. ФММ **75**, 49 (1993).
- [22] L. Neel. Cahiers de Phys. **25**, 1 (1944).
- [23] T. Trunk, M. Redjda, A. Kákay, M.F. Ruane, F.B. Hamphray. J. Appl. Phys. **89**, 7606 (2001).
- [24] N. Schryer, L. Walker. J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
- [25] M.W. Muller, S. Dawson. J. Math. Phys. **3**, 467 (1962).