

Поступательное движение доменной границы в сильном магнитном поле, поляризованном циркулярно в базисной плоскости одноосного ферромагнетика

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин,
117812 Москва, Россия

E-mail: angelina@mtu-net.ru

(Поступила в Редакцию 1 марта 2005 г.
В окончательной редакции 24 мая 2005 г.)

Для доменных границ в ферромагнетиках с большой одноосной анизотропией типа „легкая ось“ построена существенно нелинейная теория их поступательного перемещения сильным магнитным полем, поляризованным циркулярно в базисной плоскости магнетика. Эта теория служит обобщением известных теорий дрейфа доменных границ, ограничивающихся квадратичным приближением по полю. Аналитические результаты подкреплены численным исследованием задачи в рамках уравнения Ландау–Лифшица.

PACS: 75.60.Ch, 75.30.Gw

Динамика доменных границ (ДГ) в ферромагнетиках под действием внешних магнитных полей, осциллирующих во времени, обладает рядом специфических особенностей. К их числу, в частности, относится такое нелинейное явление, как дрейф ДГ, под которым понимается ее поступательное движение, усредненное по осцилляциям внешнего поля. Простейшая ситуация, в которой наблюдается дрейф и которую мы только и будем рассматривать в настоящей работе, реализуется для 180° ДГ в магнитоодноосных ферромагнетиках типа „легкая ось“. Дрейф, в частности, возникает, если к образцу приложить магнитное поле, циркулярно поляризованное в базисной плоскости магнетика. Такое поле приводит к возникновению неравновесного магнитного давления и смещению ДГ. В системе доменов возникновение неравновесного давления может приводить (в зависимости от поляризации поля) и к несколько иному, но близкому эффекту — пространственной переориентации ДГ. Обзор соответствующих представлений и результатов (в основном для ферромагнетиков с доминированием энергии одноосной анизотропии над магнитостатическими взаимодействиями) по состоянию на 1979 г. можно найти в [1].

Конечно, дрейф является существенно нелинейным эффектом, по меньшей мере квадратичным по амплитудам возбуждающего поля. Существующие теории дрейфа [2–5] при вычислении зависимости скорости дрейфа ДГ от величины поля ограничиваются, к сожалению, лишь учетом низшего не исчезающего (второго) приближения по амплитудам внешнего поля. Цель настоящей работы состоит в построении существенно нелинейной теории дрейфа ДГ, выходящей за рамки этого приближения.

Оказывается, что данная задача допускает решение в случае одноосных ферромагнетиков типа „легкая ось“, в которых так называемый фактор качества Q , т.е. отношение энергии магнитной анизотропии к энергии магнитостатического взаимодействия, удовлетворяет

условию

$$Q \equiv K/2\pi M^2 \equiv H_a/4\pi M > 1, \quad (1)$$

где K — константа одноосной анизотропии, M — модуль намагниченности, H_a — эффективное поле анизотропии. В этом случае нелинейную задачу о дрейфе можно решить аналитически в широкой области прикладываемых внешних полей H , величина которых ограничивается сверху неравенством $H < H_a$. Вместо уравнений Ландау–Лифшица теперь можно использовать их редуцированную форму — уравнения Слончевского [1,6], которые в данном случае сводят задачу к решению нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (вместо уравнений в частных производных). Циркулярно поляризованное сильное магнитное поле увлекает за собой спины, локализованные в центре ДГ, и они вслед за ним совершают вращательное движение (в слабых полях возникают лишь слабые отклонения спинов), а возникающая диссипативная реакция приводит к поступательному смещению ДГ.

Необходимость разработки общей теории дрейфа ДГ следует уже из того факта, что во многих экспериментальных работах, относящихся к данной тематике, используются достаточно сильные магнитные поля и наблюдаются эффекты, выходящие за пределы квадратичного приближения по полю (ограничимся здесь только указанием на [7–9]). Этот аргумент в полной мере относится к такому важному направлению исследований, как изучение динамики ДГ и электромагнитных потерь в магнитомягких материалах ($Q < 1$) во вращающихся магнитных полях (или образцах) [10–13], когда также наблюдается смещение ДГ.

1. Формулировка задачи, основные уравнения

Исходная объемная плотность энергии w вместе с уравнениями движения в рассматриваемом случае одноосного ферромагнетика типа „легкая ось“ (которая

коллинеарна оси Oz) для пространственно одномерного случая имеет вид

$$w = \frac{A}{M^2} \mathbf{M}^2 - \frac{K}{M^2} M_z^2 + 2\pi M_y^2 - \mathbf{H}\mathbf{M}, \quad (2a)$$

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{H}^{\text{eff}}, \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M} [\mathbf{M}, \dot{\mathbf{M}}]. \quad (2b)$$

Запись w предполагает, что намагниченность $\mathbf{M}(y, t)$ зависит только от одной пространственной координаты y и времени t . Производные по этим переменным обозначаются здесь и далее соответственно штрихом и точкой над зависимыми переменными. В уравнениях Ландау–Лифшица (2b) диссипативный член представлен в форме Гильберта ($\gamma > 0$ — магнитомеханическое отношение, $\alpha > 0$ — постоянная затухания). Правая часть (2a) содержит последовательно вклады энергии неоднородного обменного взаимодействия ($A > 0$ — обменная жесткость), кристаллографической магнитной анизотропии (константа $K > 0$, ось легкого намагничивания коллинеарна Oz), энергии магнитостатики в одномерном приближении и энергии Зеемана (\mathbf{H} — вектор внешнего магнитного поля). Эффективное внутреннее поле определяется обычным образом через вариационную производную $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\delta w / \delta \mathbf{M}$. В дальнейшем будет рассматриваться ДГ, расположенная в плоскости xOz , нормаль к плоскости которой совпадает с направлением оси Oy . ДГ при $\mathbf{H} = 0$ имеет известную блоховскую структуру (намагниченность не имеет проекции на ось Oy)

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(y - q) &= M_x \mathbf{e}_x + M_z \mathbf{e}_z \\ &\equiv M(\sin \theta(y - q) \mathbf{e}_x + \cos \theta(y - q) \mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (3)$$

где θ — полярный угол вектора намагниченности, отсчитываемый от положительного направления оси Oz , q — положение центра ДГ, $\cos \theta(y - q) = -\text{th}[(y - q)/\Delta]$, $d\theta/dy > 0$, $\Delta = (A/K)^{1/2}$ — параметр ширины ДГ.

Как уже указывалось, вычисления скорости дрейфа в рамках (1) методом последовательных приближений [2–5] ограничиваются лишь учетом членов второго порядка по слабому внешнему полю. Избавиться от этого ограничения можно, если сузить класс рассматриваемых магнетиков и ограничиться ферромагнетиками с $Q > 1$. Для них возможно сокращенное описание динамики ДГ в магнитных полях с помощью уравнений Слончевского, в которые входят координата центра ДГ — $q(t)$ (см. (3)) — и азимутальный угол вектора намагниченности $\psi(t)$ при $\theta = \pi/2$, т.е. в центре ДГ. Применительно к 180° ДГ (3) эти уравнения в пространственно одномерном случае сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям

$$\dot{\psi} - H_z + \alpha \dot{q} = 0, \quad (4a)$$

$$\dot{q} - \alpha \dot{\psi} = \sin \psi \cos \psi + H_x \sin \psi - H_y \cos \psi. \quad (4b)$$

В (4) использованы следующие безразмерные переменные (справа от стрелок):

$$\begin{aligned} t &\rightarrow t/(4\pi\gamma M), \quad H_z \rightarrow 4\pi M H_z, \\ H_{x,y} &\rightarrow 8M H_{x,y}, \quad q \rightarrow \Delta q. \end{aligned} \quad (5)$$

Последовательный вывод уравнений (4) (или более полного их варианта) методом асимптотических разложений из уравнений Ландау–Лифшица [14,15] показывает, что в (4) пренебрегается эффектами порядка $\sim 1/Q$. Для данной задачи наиболее существен один из таких опускаемых эффектов — отклонение \mathbf{M} от легкой оси Oz и возбуждение однородной прецессии в глубине доменов под действием поля \mathbf{H} . Применимость (4), как и малость указанных эффектов, требует выполнения следующих ограничений на величину внешнего поля и его частоту:

$$H_{x,y} < H_a, \quad \omega < \gamma H_a. \quad (6)$$

2. Приближенные уравнения, продвижение ДГ сильным вращающимся полем

В рамках (4) задача о дрейфе допускает простое решение. Учитывая, что вращающееся поле \mathbf{H} имеет вид $H_x = H \cos \omega t$, $H_y = H \sin \omega t$, $H_z = 0$, и вводя $\Phi = \psi - \omega t$ — фазовый угол отставания направления намагниченности в центре ДГ от направления магнитного поля в базисной плоскости, получаем вместо (4)

$$\dot{q} = -\frac{1}{\alpha} (\dot{\Phi} + \omega), \quad (7a)$$

$$\frac{1 + \alpha^2}{\alpha} (\dot{\Phi} + \omega) + H \sin \Phi = -\sin 2(\Phi + \omega t)/2. \quad (7b)$$

Сделаем еще одно предположение, относящееся уже к решению приближенной системы (7), которое проще сформулировать, используя (4). В квазистатическом пределе угол ψ определяется равенством нулю правой части (4b). Получающееся уравнение, как и энергия, из которой оно происходит, структурно совершенно аналогично выражениям, возникающим при рассмотрении устойчивости одноосного ферромагнетика в магнитных полях. „Легкими“ направлениями являются углы $\psi = 0, \pi$ в плоскости ДГ, а поле анизотропии H_a заменяется на $8M$. Опираясь на приведенную аналогию, можно заключить, что поле \mathbf{H} однозначно определяет намагниченность в ДГ (устойчивое значение угла ψ), если его вектор на плоскости (H_x, H_y) выходит за пределы астроида

$$H \equiv (H_x^2 + H_y^2)^{1/2} > 1, \quad H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = 1, \quad (8)$$

где, напомним, поля в базисной плоскости $H_{x,y}$ измеряются в единицах $8M$. Именно такой случай — случай сильных полей — и рассматривается далее. Тогда правую часть уравнения (7b) в первом приближении можно положить равной нулю.

После этого становится очевидным, что система (7) обладает двумя типами решений. В первом из них, низкочастотном, вращающееся внешнее поле \mathbf{H} синхронно увлекает за собой намагниченность в центре ДГ, которая отстает от него по фазе на некоторый постоянный угол $\Phi = \Phi_0$. Скорость ДГ \dot{q} , постоянное значение фазы Φ_0 и границы этого режима определяются выражениями

$$\begin{aligned} \dot{q} &= -\omega/\alpha, \quad \sin \Phi_0 = -(1 + \alpha^2)\omega/\alpha H, \quad \Phi_0 = 0, \\ \omega &\leq \omega_c, \quad \omega_c = \alpha H/(1 + \alpha^2), \quad |\dot{q}| \leq |\dot{q}_c| = H/(1 + \alpha^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Данный режим ограничен сверху максимальным значением частоты ω_c , когда отрицательная скорость ДГ принимает максимальное абсолютное значение $V = |\dot{q}_c|$ (знак скорости, в частности, зависит от направления вращения поля), а стационарная фаза, изменяющаяся в диапазоне $0 \leq \Phi_0 \leq -\pi/2$, равна $\Phi_0 = -\pi/2$.

Второй тип решений относится к области $\omega > \omega_c$. Здесь фазовый угол между намагниченностью в центре ДГ и направлением вращающегося поля, по-прежнему следуя за полем, осциллирует, причем направление намагниченности с ростом частоты постепенно отстает от направления поля:

$$\begin{aligned} \sin \Phi(t) &= -\frac{\omega_c/\omega + \sin(\Omega t)}{1 + \omega_c/\omega \sin(\Omega t)}, \\ \dot{\Phi}(t) &= \frac{-(\omega^2 - \omega_c^2)/\omega}{1 + \omega_c/\omega \sin(\Omega t)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где ω_c дается (9), $\Omega = (\omega^2 - \omega_c^2)^{1/2}$. Усредним теперь по периоду временных осцилляций $T = 2\pi/\Omega$ выражения (10). Средние значения (10), как показывает прямое интегрирование, равны

$$\overline{\sin \Phi} = -\omega_c/(\omega + (\omega^2 - \omega_c^2)^{1/2}), \quad \overline{\dot{\Phi}} = -(\omega^2 - \omega_c^2)^{1/2}. \quad (11)$$

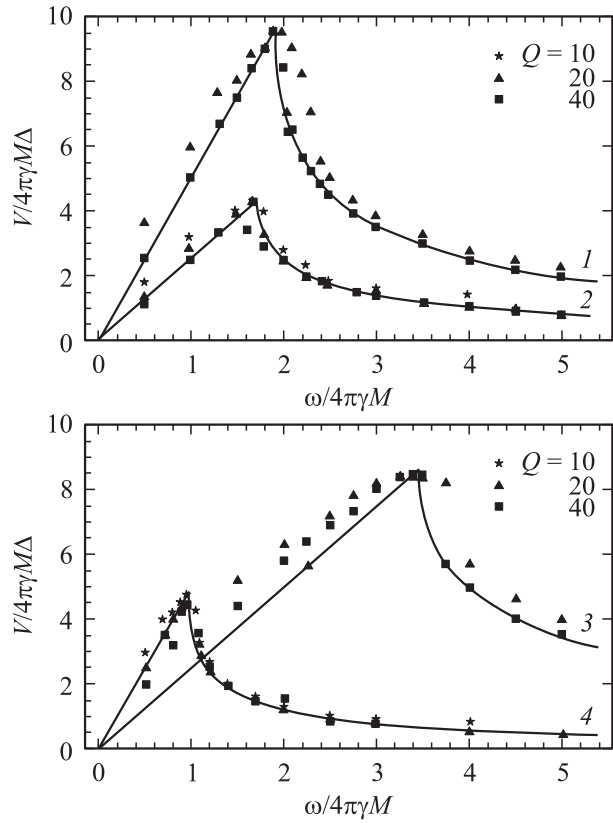
Подставляя $\overline{\dot{\Phi}}$ в уравнение (7а), получаем для средней скорости ДГ выражение

$$\bar{q} = -\left(\omega - \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}\right)/\alpha, \quad (12)$$

которое справедливо в области $\omega > \omega_c \equiv \alpha H/(1 + \alpha^2)$ (см. (9)). В точке $\omega = \omega_c$ выражения (12) и (9) совпадают; с возрастанием частоты средняя скорость (12) монотонно убывает, стремясь к нулю в области $Q > \omega > 1$ по закону

$$\bar{q} \rightarrow -\frac{\alpha H^2}{2(1 + \alpha^2)\omega}. \quad (13)$$

Частота в (13) ограничена сверху неравенством $\omega < Q$, которое следует из второго неравенства (6), если перейти в нем к безразмерной системе единиц (5). В целом зависимость скорости дрейфа ДГ от частоты описывается выражениями (9), (12), как показано сплошными линиями на рисунке (V — абсолютное значение скорости). Характерен пик скорости в точке смены



Зависимость средней скорости ДГ $V \equiv |\dot{q}|$ от частоты ω магнитного поля с амплитудой H , вращающегося в базисной плоскости ферромагнетика, при различных значениях параметра затухания Гильберта α и фактора качества Q . Сплошные кривые — теория, основанная на уравнениях Слончевского, символы — значения, полученные численным интегрированием уравнений Ландау–Лифшица при различных Q . 1 — $H = 10$, $\alpha = 0.2$; 2 — $H = 5$, $\alpha = 0.4$; 3 — $H = 10$, $\alpha = 0.4$; 4 — $H = 5$, $\alpha = 0.2$.

режимов $\omega = \omega_c$ (см. (9)), а также ее знакопостоянство. При переходе к размерным переменным в основных формулах (9), (12) нужно учесть, что, согласно (5), скорость \dot{q} измеряется в единицах $4\pi\gamma M\Delta$, а частота ω и амплитуда H вращающегося в базисной плоскости циркулярно поляризованного поля — в единицах $4\pi\gamma M$ и $8M$ соответственно.

Сравним рассматриваемый способ продвижения ДГ вращающимся в базисной плоскости xOy сильным полем \mathbf{H} и обычный способ — продвижение постоянным полем H_z , направленным по оси Oz . В поле H_z также существует режим, аналогичный (9): $\dot{q} = H_z/\alpha$, но аналогом частоты выступает поле H_z , а скорость не превышает скорости Уокера — $1/2$ (в размерных единицах $2\pi\gamma M\Delta$, $Q \gg 1$). Более существенны отличия в режиме асинхронной прецессии магнитного момента, аналогичного (12). Как показывают уже уравнения (4), в пределе $H_z \gg 1$ скорость ДГ не стремится к нулю, как (13) с увеличением частоты, а подчиняется совершенно иному закону: $\dot{q} = \alpha H_z/(1 + \alpha^2)$, характерному для пространственно одномерного случая (см. [1,6]).

Укажем также на принципиальное отличие механизма рассматриваемого здесь эффекта от механизма дрейфа ДГ в слабых полях. В слабых полях (дрейф) спины незначительно отклоняются от равновесного состояния, осциллируя вблизи него с некоторой малой амплитудой. В сильных полях $H > 1$ спины в центральной части ДГ увлекаются за полем, совершая вслед за ним вращательное движение.

В заключение этого раздела выясним влияние на результаты (9), (12) магнитоэлектронного взаимодействия $2\pi M_y^2$, которое описывается правой частью (7b) и ранее опускалось. Для поправки первого приближения $\delta\Phi \sim 1/H$ к режиму (9) с $\Phi = \Phi_0$ имеем линейное уравнение с постоянными коэффициентами

$$\frac{1 + \alpha^2}{\alpha} \delta\Phi + H \cos \Phi_0 \delta\Phi = -\frac{1}{2} \sin 2(\Phi_0 + \omega t), \quad (14)$$

установившееся решение которого имеет осциллирующий вид

$$\begin{aligned} \delta\Phi &= C_1 \cos 2\omega t + C_2 \sin 2\omega t, \\ -(H/2) \cos \Phi_0 (\sin 2\Phi_0, \cos 2\Phi_0) \pm \\ C_{1,2} &= \frac{\pm (\alpha + \alpha^{-1}) \omega (\cos 2\Phi_0, \sin 2\Phi_0)}{\det}, \\ \det &= H^2 \cos^2 \Phi_0 + 4\omega^2 (\alpha + \alpha^{-1})^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Если представить теперь решение (7b) в виде $\Phi = \Phi_0 + \delta\Phi$, где Φ_0 и $\delta\Phi$ — медленно и быстро меняющиеся функции времени, можно выяснить влияние осцилляций (15) на Φ_0 . Разложим левую часть (7b) по $\delta\Phi$, сохранив на этот раз в разложении члены $\sim \delta\Phi^2$ (в правой части ввиду ее малости ограничимся только членами $\sim \Phi_0$). Быстрое движение подчиняется прежнему уравнению (14). Однако в уравнении медленного движения теперь присутствует член $\sim \delta\Phi^2$, так как среднее по времени от квадрата осцилляций (15) не равно нулю. Вместо (9) получаем фазовый угол

$$\sin \Phi_0 = -\frac{(1 + \alpha^2)\omega}{\alpha H (1 - \overline{\delta\Phi^2}/2)}, \quad (16)$$

где $\overline{\delta\Phi^2} = 1/(4 \det) \ll 1$; \det приводится в (15). В рассматриваемом приближении величина предельного угла (см. (9)) сохраняет прежнее значение $\Phi_0 = -\pi/2$, хотя предельная частота ω_c при $H \gg 1$ получает небольшую поправку $\sim 1/(32H(\alpha + \alpha^{-1}))$. Громоздкое исследование, которое здесь не приводится, показывает, что и в режиме движения (10)–(12) аналогичные поправки также малы.

3. Численная верификация

Основной результат настоящей работы — зависимость модуля скорости ДГ V от частоты (9), (12) (см. также рисунок) — требует численной верификации в двух отношениях. Необходимо проверить возможности: 1) пренебрежения правой частью в уравнениях (7) с

понижением поля H ; 2) применения приближенных уравнений (7) вместо уравнений Ландау–Лифшица (2b) с понижением фактора качества Q .

В первом случае проводилось численное интегрирование полного уравнения (7b), подробности которого здесь не приводятся. Оно показало, что для указанных на рисунке значений H и α расхождение точного и приближенного решений мало. Более того, вследствие малости амплитуд осцилляций $\delta\Phi$ (15) характерный пик на зависимости $V(\omega)$ сохраняется вплоть до значений $H \sim 1$. Вблизи пика имеем следующие оценки: $\Phi_0 \approx -\pi/2$, $\omega \approx \omega_c \approx \alpha H$ ($\alpha < 1$), $\delta\Phi \approx \alpha/(4\omega_c) \approx 1/(4H)$ (см. (9), (14)). При численных расчетах даже при $H = 2$ пик идентифицируется вполне отчетливо (здесь $\delta\Phi \sim 0.1$), смещаясь по частоте, как и следует из (16), крайне незначительно.

Исследование второй возможности требует численного интегрирования уравнений Ландау–Лифшица (2). Численный расчет осуществлялся для нескольких характерных значений фактора качества $Q > 1$, который не входит в уравнения Слончевского (7). На рисунке представлены результаты интегрирования (2) для трех характерных значений Q , позволяющие сделать некоторые заключения о степени точности результатов приближенной теории (7).

В целом, как можно заметить, рассчитанные по уравнению (2) значения, несмотря на некоторый разброс, лежат близко к зависимостям (9), (12) (сплошные кривые) приближенной теории Слончевского. Величины отклонений, как и следует из общей теории [14,15], возрастают с уменьшением Q . Отметим, что данные расчетов для кривых $H = 10$ в случае $Q = 10$ на графиках не приводятся, поскольку их сравнение с результатами приближенной теории вряд ли допустимо. Действительно, уравнения (7) справедливы при выполнении неравенства $H/H_a \ll 1$, которое в безразмерных переменных (5) имеет вид $2H/(\pi Q) \ll 1$. Если $H = 10$, $Q = 10$, то в левой части неравенства получаем величину $2/\pi \approx 0.7$, про которую нельзя сказать, что она достаточно мала по сравнению с единицей.

4. Обсуждение результатов

В настоящей работе показано, что вращающееся в базисной плоскости одноосного ферромагнетика достаточно сильное магнитное поле увлекает за собой (с некоторым отставанием по фазе) магнитные моменты, локализованные вблизи центра ДГ. Качественно механизм поступательного движения ДГ можно представить, обратившись к основным уравнениям (2b), переписанным в угловых переменных (полярный угол θ вектора намагниченности \mathbf{M} отсчитывается от оси Oz , а азимутальный ψ — по оси Ox в базисной плоскости xOy)

$$\begin{aligned} \dot{\psi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} &= \frac{\gamma}{M} \delta w / \delta \theta, \\ \dot{\theta} \sin \theta + \alpha \dot{\psi} \sin^2 \theta &= \frac{-\gamma}{M} \delta w / \delta \psi. \end{aligned} \quad (17)$$

Можно видеть, что в области вблизи $\theta \approx 0$ (центра ДГ), согласно первому из приведенных уравнений, должно выполняться условие $\psi \sin \theta - \alpha \theta = 0$, так как здесь $\delta \omega / \delta \theta \approx 0$ (при наличии поля H_z ноль в правой части следует заменить на γH_z). В режиме поступательного движения ДГ (3), который обеспечивается эффектом увлечения спинов в ДГ в силу второго уравнения (17), выполняется $\dot{\psi} \approx \omega$. Отсюда сразу находим $\dot{q} = -\text{sign}(\theta') \omega \Delta / \alpha$, что совпадает с ранее полученным из уравнений Слончевского выражением (9). Таким образом, в рассматриваемом случае поступательная динамика ДГ обеспечивается балансом кинетического момента и диссипативной реакции магнитных моментов в центре ДГ во вращающемся поле **H**.

Ради полноты изложения и для сравнения с результатами настоящей работы приведем здесь скорости дрейфа в слабых циркулярно поляризованных полях H , полученные в рамках схемы, представляющей наиболее последовательной [5]. Выразим эти результаты через безразмерные переменные (5) настоящей работы, разлагая их в необходимых случаях в ряд по $1/Q$. В области ниже частоты однородного ФМР ($\omega < \gamma H_a$) получаем для слабых полей ($H < 8M$) в безразмерных единицах для формулы (40) из [5] $V = \omega H^2 / (2\alpha Q)$, $\omega < Q$. В области $\omega > \gamma H_a$ получаем для формулы (39) из [5] $V = 2H^2 / (\alpha \omega)$, $\omega > Q$. В обоих случаях дрейф обусловлен магнитным давлением на ДГ, возникающим вследствие ларморовской прецессии спинов в доменах [1,2], которая не описывается уравнениями Слончевского [14,15]. Этот эффект, за исключением области вблизи однородного ФМР $\omega \sim \gamma H_a$ [2], мал ($\sim 1/Q$).

Остановимся теперь на применимости полученных выше результатов к ДГ в перпендикулярно намагниченных пленках с $Q > 1$. Среди пленок редкоземельных ферритов-гранатов — распространенного объекта экспериментальных исследований — наиболее подходящими выглядят Vi-содержащие составы. В них достигаются $Q > 50$, что позволяет реализовать ситуацию сильного поля, выражаемую неравенствами (6).

Особенность перпендикулярно намагниченных пленок состоит в том, что в них структура ДГ не является пространственно одномерной: она искажена вдоль координаты z (по толщине пленки h) магнитостатическим полем $H_y(y = q, z) = \text{Arth}(2z/h)$, направленным перпендикулярно поверхности ДГ. Это поле создается „магнитными полюсами“, расположенными на обеих поверхностях пленки. Возникающая ДГ носит название скрученной, и ее свойства описываются более полным, чем (4), вариантом уравнений Слончевского

$$\dot{\psi} - H_z + \alpha \dot{q} = \varepsilon^2 q'', \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} \dot{q} - \alpha \dot{\psi} = & -\varepsilon^2 \psi'' + [\sin \psi - H_y(z)] \cos \psi \\ & + H_x \sin \psi - H_y \cos \psi \end{aligned} \quad (18b)$$

с граничными условиями на обеих поверхностях пленки $q'(z = \pm 1) = \psi'(z = \pm 1) = 0$. В приведенных уравнениях использованы те же обозначения, что и в (4), однако

дополнительно учитывается зависимость от координаты z (z измеряется в единицах $h/2$, производные по безразмерной координате z от зависимых переменных помечаются штрихами, $\varepsilon = 2\Lambda/h$, $\Lambda = \Delta Q^{1/2}$ и Δ — параметры ширины блоховской линии и ДГ).

Применимость полученных в настоящей работе результатов к ДГ в перпендикулярно намагниченных пленках зависит от степени их скрученности (отклонения от простой блоховской структуры (3)). В связи с последним обстоятельством необходимо отметить, что эффект неоднородного обменного взаимодействия, пропорциональный $\varepsilon^2 \psi''$, как видно из (18), существенно подавляет действие поля $H_y(z)$, препятствуя неоднородному развороту спинов вдоль z , если толщина пленки мала, т.е. в области $\varepsilon > 1$. На это обстоятельство на основании результатов численного интегрирования (18) указывалось достаточно давно (А. Хуберт, 1975 г., см. подробное изложение его работы в [1]), причем численные результаты показывали, что скрученность подавляется уже начиная с $\varepsilon \approx 0.8$.

Соответствующая теория возмущений, в которой малым параметром служит $1/\varepsilon^2$ и важную роль играют граничные условия, была построена в [16,17]. Если проинтегрировать уравнения (18) по толщине пленки в пределах $1 \geq z \geq -1$, то с учетом граничных условий и антисимметрии поля $H_y(z)$ сразу приходим к одномерным уравнениям (4). Дальнейшие члены разложения по $1/\varepsilon^2$ (как зависящие, так и не зависящие от z) могут быть получены в рамках теории возмущений, сформулированной в [16,17]. В рамках этой теории одномерные динамические уравнения выступают в качестве условий разрешимости двумерных задач, учитывающих слабую скрученность.

Относительно случая больших толщин пленок можно заметить только, что критерий сильного поля (6), выполнение которого является необходимым (но не достаточным) условием реализации рассмотренного в настоящей работе механизма движения ДГ, существенно изменяется. Подавление скрученности и переход к простой блоховской (или неелевской) структуре в „толстых“ пленках, т.е. в пленках с $\varepsilon < 1$, зависят от ориентации поля и при некоторых ориентациях происходят в полях, заметно превышающих $8M$, что следует как из теоретических соображений [18,19], так и из экспериментальных исследований [20].

Список литературы

- [1] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с ЦМД. Мир, М. (1982). 382 с.
- [2] E. Schloemann, J.D. Milne. IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 4, 791 (1974).
- [3] E. Schloemann. IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 4, 1051 (1974).
- [4] В.М. Елеонский, А.К. Звездин, В.Г. Редько. ФММ **43**, 3, 7 (1977).
- [5] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 4, 1345 (1990).
- [6] J.C. Slonczewski. Int. J. Magnetism **2**, 2, 85 (1972).

- [7] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, Л.С. Успенская. ФТТ **24**, 4, 1255 (1982).
- [8] В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. ЖЭТФ **91**, 4, 1494 (1986).
- [9] В.К. Власко-Власов, А.Ф. Хапиков. ЖЭТФ **93**, 4, 1508 (1987).
- [10] Ю.Н. Драгошанский, Л.А. Иншиева, Г.С. Корзухин, Е.В. Хан. Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 7, 1353 (1979).
- [11] Ю.Н. Драгошанский, Е.В. Хан, В.А. Зайкова. ФММ **39**, 2, 289 (1975).
- [12] В.Ф. Тиунов. ФММ **92**, 1, 20 (2001).
- [13] В.Ф. Тиунов. ФММ **98**, 2, 35 (2004).
- [14] В.П. Маслов, В.М. Четвериков. Теорет. и мат. физика **77**, 2, 253 (1988).
- [15] Г.Е. Ходенков. ФММ **78**, 3, 33 (1994).
- [16] Г.Е. Ходенков. ФММ **58**, 1, 37 (1984).
- [17] Г.Е. Ходенков. ФММ **81**, 1, 44 (1996).
- [18] Г.Е. Ходенков. ФММ **65**, 6, 1059 (1988).
- [19] Г.Е. Ходенков. ФММ **69**, 6, 26 (1990).
- [20] Г.С. Кринчик, В.А. Папорков, Е.Е. Чепурова. Письма в ЖЭТФ **49**, 6, 356 (1989).