УДК 534.24,534.231.1

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Ю.И.Джежеря, А.М.Яковенко

Донецкий государственный университет,
340100, Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 11 октября 1993 г.
В окончательной редакции 3 марта 1995 г.)

В рамках модели двухосного ферромагнитного материала с сильной легкоосной составляющей исследовано влияние внешнего планарного магнитного поля на равновесную структуру изолированного полосового домена. Определены соотношения между компонентами магнитного поля, при которых равновесная структура теряет устойчивость, а также способы ее стабилизации.

В связи с развитием новых направлений в технологии запоминающих устройств и ЦМД-техники определенный интерес представляет исследование влияния внешних магнитных полей на состояние и поведение структурных элементов запоминающих устройств [1–3].

В настоящей работе на основании уравнений Ландау–Лифшица, описывающих состояние микроструктуры, исследовано влияние внешних магнитных полей на распределение намагниченности и диапазоны устойчивости полосового домена. В винтеровском приближении магнитостатического поля [4] были определены спектральные характеристики спин-волновых возбуждений и способы повышения устойчивости структуры полосового домена.

Исследуем модель двухосного неограниченного ферромагнетика с сильной легкоосной компонентой в направлении оси 0z и составляющей ромбической анизотропии по 0x, содержащую изолированную 2π-доменную стенку (ДС) в присутствии внешнего поля. Намагниченность в ДС изменяется в направлении 0x, что приводит к возможности применения винтеровской зависимости для магнитостатической энергии системы

$$W_m^* = 2\pi M_x^2. \tag{1}$$

Плотность энергии, включающая все виды взаимодействия, в данной модели имеет вид

$$W^* = \beta M_0^2 W,$$

$$W = \left\{ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{r}}\right)^2 - \frac{1}{2}m_z^2 + \varepsilon\frac{1}{2}m_x^2 - \varepsilon\mathbf{mh} \right\}, \tag{2}$$

где M_0 — намагниченность насыщения образца, $\mathbf{m}$ — единичный вектор намагниченности $\mathbf{h} = \mathbf{H}/(\rho^* M_0)$, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, $\rho^* = \rho + 4\pi$, ρ —постоянная ромбической анизотропии, $\mathbf{r} = (\xi, \eta, \zeta)$, $r_i = x_i/\delta$, x_i — пространственные координаты, $\delta = \sqrt{\alpha/\beta}$ — магнитная длина, α, β — постоянные обменного взаимодействия и легкоосной анизотропии, $\varepsilon = \rho^*/\beta$ — малый параметр.

Чтобы воспользоваться уравнениями Ландау–Лифшица в терминах угловых переменных

$$\varepsilon \sin\vartheta \frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + \frac{\delta W}{\delta\vartheta} = 0, \tag{3a}$$

$$-\varepsilon \sin\vartheta \frac{\partial\vartheta}{\partial\tau} + \frac{\delta W}{\delta\varphi} = 0, \tag{3b}$$

где $\tau = t\omega_0$, $\omega_0 = 2\rho^*\mu_{\text{B}} M_0/\hbar$, μ_{B} — магнетон Бора, введем полярный и азимутальный углы ϑ, φ в системе с полярной осью 0x, связанные с $\mathbf{m}$ соотношениями

$$\mathbf{m} = (\cos\vartheta, \sin\varphi \sin\vartheta, \cos\varphi \sin\vartheta). \tag{4}$$

При этом уравнения динамики намагниченности примут вид

$$\varepsilon \sin\vartheta \frac{\partial\varphi}{\partial\tau} - \nabla^2\vartheta + \left[(\nabla\varphi)^2 - \cos^2\varphi - \varepsilon\right] \sin\vartheta\cos\vartheta + \varepsilon h_x \sin\vartheta -$$

$$- \varepsilon h_y \sin\varphi\cos\vartheta - \varepsilon h_z \cos\vartheta\cos\varphi = 0, \tag{5a}$$

$$-\varepsilon \sin\vartheta \frac{\partial\vartheta}{\partial\tau} - \nabla(\sin^2\vartheta(\nabla\varphi)) + \sin^2\vartheta\sin\varphi\cos\varphi - \varepsilon h_y \cos\varphi\sin\vartheta +$$

$$+ \varepsilon h_z \sin\vartheta\sin\varphi = 0. \tag{5b}$$

В статическом случае при наличии поля смещения и нулевом значении планарных компонент магнитного поля в одномерном случае существует решение (5) с однородными граничными условиями ($m_z = 1$, при $\xi \to \pm\infty$), которое впервые было найдено Широбоковым [5]. Оно соответствует связанному состоянию двух однополярных блоховских 180° доменных стенок и в дальнейшем будет называться 2π-ДС.

Значения ϑ и φ, соответствующие этому решению, соответственно равны

$$\vartheta_0 = \pi/2, \quad \varphi_0(\xi) = \pi + 2\,\mathrm{arctg}\left[\frac{\sqrt{\varepsilon h_z}}{\lambda}\,\mathrm{sh}\,\lambda(\xi - \xi_0)\right], \tag{6}$$

$\lambda \doteq \sqrt{1 + \varepsilon h_z}$, ξ_0 —центр масс 2π-ДС. Эта структура реализуется лишь под стабилизирующим влиянием поля смещения и существует при условии $h_z > 0$. Свойства решения (6) подробно рассмотрены в [6].

Включение планарных компонент магнитного поля приводит к возмущению широбоковской структуры. Однако при определенных условиях эти возмущения малы и могут быть найдены из уравнений (5), линеаризованных в окрестности (6).

Наличие компоненты h_y, очевидно, не приводит к отклонению намагниченности от блоховской ориентации и вызывает лишь поправки к φ_0, пропорциональные εh_y. Иначе обстоит дело с полем по 0x. В данном случае выходу намагниченности из плоскости y0z противодействуют достаточно слабое поле размагничивания от ДС и поле ромбической анизотропии, поэтому поправки к ϑ пропорциональны h_x. Таким образом, условием применимости теории возмущений в гармоническом приближении для исследования влияния планарных полей на состояние 2π-ДС является выполнение требований

$$|\varepsilon h_y|, |h_x| \ll 1. \tag{7}$$

Полагая это условие выполненным и считая

$$\varphi(\mathbf{r}, \tau) = \phi(\xi) + \varphi_1(\mathbf{r}, \tau), \quad \vartheta(\mathbf{r}, \tau) = \vartheta_0 + \vartheta_1(\mathbf{r}, \tau), \tag{8}$$

где $|\varphi_1|, |\vartheta_1| \ll 1$, в результате линеаризации (5) получаем

$$\hat{L}_{ij}(\phi) \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \vartheta_1 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\varepsilon h_x \end{pmatrix}, \tag{9}$$

где

$$\hat{L}_{11}(\phi) = -\nabla^2 + \cos 2\phi + \varepsilon h_y \sin\phi + \varepsilon h_z \cos\phi,$$

$$\hat{L}_{22}(\phi) = -\nabla^2 + \cos^2\phi - \phi'^2 + \varepsilon h_y \sin\phi + \varepsilon h_z \cos\phi + \varepsilon,$$

$$\hat{L}_{12} = -L_{21} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau}. \tag{10}$$

Функция ϕ является решением уравнения

$$-\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\phi + \sin\phi\cos\phi + \varepsilon h_z \sin\phi - \varepsilon h_y \cos\phi = 0 \tag{11}$$

и описывает равновесное распределение намагниченности. Штрих над функцией $\phi(\xi)$ обозначает дифференцирование по ξ. Решая (11) методом теории возмущений, находим значение ϕ с точностью до членов, линейных по εh_y,

$$\phi(\xi) = \varphi_0(\xi) + \varepsilon h_y \cos\varphi_0(\xi) + \dots \, . \tag{12}$$

Очевидно, что планарное поле по 0y приводит к нарушению симметрии распределения намагниченности в 2π-ДС и вызывает однородное отклонение магнитного момента от легкой оси в остальной части ферромагнетика. Поэтому граничные условия для $\phi(\xi)$ при $h_y \neq 0$ с точностью до членов, пропорциональных ε, имеют вид

$$\phi(\xi) \underset{\xi\to-\infty}{=} \varepsilon h_y, \quad \phi(\xi) \underset{\xi\to\infty}{=} 2\pi + \varepsilon h_y, \quad \phi(0) = \pi - \varepsilon h_y. \tag{13}$$

Проинтегрировав (11) один раз с учетом граничных условий (13), в линейном приближении по ε получаем

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right)^2 = \sin^2\phi - 2\varepsilon h_y \sin\phi + 2\varepsilon h_z (1 - \cos\phi). \tag{14}$$

Из (14) следует, что компоненты дифференциального оператора $\hat{L}_{22}(\phi)$ отличаются от компонент оператора $\hat{L}_{11}(\phi)$ на величину, пропорциональную ε.

$$\hat{L}_{22}(\phi) = \hat{L}_{11}(\phi) + \varepsilon\Big[1 + 2h_y \sin\phi - 2h_z(1 - \cos\phi)\Big]. \tag{15}$$

Поэтому собственные функции обоих операторов в нулевом по ε приближении совпадают. Найдем их. Продифференцировав (11) по переменной ξ, убеждаемся, что функция $\Psi_1(\xi) = \phi(\xi)$ является собственной функцией оператора $\hat{L}_{11}(\phi)$ с нулевым собственным значением. Далее, используя (11), (14), находим, что

$$\hat{L}_{11}(\phi)\Psi_2(\xi) = 2\varepsilon h_z \Psi_2(\xi) + O(\varepsilon^2), \tag{16}$$

где $\Psi_2 = \sin\phi - \varepsilon h_z \xi \phi' - \varepsilon h_y$.

Полученные собственные функции локализованы вблизи 2π-ДС и описывают ее состояние. Их собственные значения пропорциональны ε. Кроме того, операторы $\hat{L}_{11}$ и $\hat{L}_{22}$ обладают также набором собственных функций с непрерывным спектром, описывающим состояние однородной части ферромагнетика; в дальнейшем он рассматриваться не будет.

Исследуем влияние на состояние намагниченности продольных возмущений и магнитного поля в плоскости y0z, а также выясним условия устойчивости равновесной структуры 2π-ДС. Поскольку операторы временных и продольных возмущений входят в уравнение (9) аддитивным образом, то представим решение в виде разложения по локализованным собственным функциям Ψ_1, Ψ_2

$$\varphi_1(\mathbf{r}, \tau) = C_1(\boldsymbol{\rho}, \tau)\Psi_1(\xi) + C_2(\boldsymbol{\rho}, \tau)\Psi_2(\xi), \tag{17}$$

$$\vartheta_1(\mathbf{r}, \tau) = C_3(\boldsymbol{\rho}, \tau)\Psi_1(\xi) + C_4(\boldsymbol{\rho}, \tau)\Psi_2(\xi), \tag{18}$$

где $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{e}_y\eta + \mathbf{e}_z\zeta$, e_i — орты системы координат.

Подставляя φ_1 и ϑ_1 в форме (17), (18) в уравнение (9) и домножая их скалярно на Ψ_i с точностью до членов, линейных по ε, получаем уравнения для коэффициентов разложения

$$\hat{G}_{ij}C_j = F_i, \quad F_i = [0, 0, -\varepsilon(\pi/2)h_x, 0], \tag{19}$$

$$\hat{G}_{ij} = \begin{pmatrix} -\nabla_\perp^2 & 0 & \varepsilon\frac{\partial}{\partial\tau} & 0 \\ 0 & -\nabla_\perp^2 + 2\varepsilon h_z & 0 & \varepsilon\frac{\partial}{\partial\tau} \\ -\varepsilon\frac{\partial}{\partial\tau} & 0 & -\nabla_\perp^2 + \varepsilon(1 - 2h_z) & (\pi/2)\varepsilon h_y \\ 0 & -\varepsilon\frac{\partial}{\partial\tau} & \varepsilon(\pi/2)h_y & -\nabla_\perp^2 + \varepsilon \end{pmatrix}, \tag{20}$$

где $i, j = 1, 2, 3, 4$, $\nabla_\perp = \mathbf{e}_y\frac{\partial}{\partial\eta} + \mathbf{e}_z\frac{\partial}{\partial\zeta}$.

Частное решение уравнений (19) не зависит от продольных координат и определяет стационарные поправки в распределении намагниченности, вызванные внешним полем по 0x. В стандартных обозначениях оно имеет вид

$$\vartheta_1 = \frac{\pi H_x/2M_0\rho^*}{1 - 2H_z/\rho^* M_0 - (\pi H_y/2\rho^* M_0)^2}\Big(-\phi'(\xi) + (\pi H_y/2\rho^* M_0)\sin\phi\Big). \tag{21}$$

Очевидно, что при $h_x \neq 0$ рост любой из компонент магнитного поля способствует отклонению намагниченности от блоховской ориентации. При этом следует помнить, что (21) имеет место лишь при таком соотношении компонент внешнего поля, когда $|\vartheta_1| \ll 1$.

Перейдя к фурье-представлению уравнений (20), из условия разрешимости однородной линейной системы определяем спектр спинволновых возмущений равновесной структуры (12), (21), который имеет следующий вид:

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \left(\varkappa^2(\varkappa^2+1) + h_z \mp \left[h_z^2(1+2\varkappa^2)^2 + \varkappa^2(\varkappa^2+2h_z)(\pi h_y/2)^2 \right]^{1/2} \right)^{1/2}, \tag{22}$$

где $\boldsymbol{\varkappa} = \Lambda \mathbf{k}$, $\mathbf{k} = \mathbf{e}_y k_y + \mathbf{e}_z k_z$ — волновой вектор в плоскости y0z, $\Lambda = \sqrt{\alpha/\rho^*}$.

Ветвь $\omega_1(\boldsymbol{\varkappa})$ является бесщелевой вследствие трансляционной инвариантности системы. Она соответствует изгибным колебаниям 2π-ДС. Ветвь $\omega_2(\boldsymbol{\varkappa})$ имеет щель $\Omega_0(h_z) = \omega_0\sqrt{2H_z/\rho^* M_0}$, равную собственной частоте колебаний связанного состояния двух однополярных блоховских ДС. Шель появляется в результате расщепления спектральных ветвей 180° ДС при их взаимном сжатии полем смещения. При $h_z = 0$ оба дисперсионных соотношения в точности совпадают со значениями винтеровского приближения к спектру поверхностных спин-волновых возмущений двух уединенных 180° ДС с поляризацией по полю и против поля h_y [7]

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \varkappa \sqrt{\varkappa^2 + 1 \mp \pi h_y/2}. \tag{23}$$

Компонента магнитного поля в направлении 0x в данном приближении не вносит вкладов в спектр спиновых волн.

С обращением $\omega_1(\boldsymbol{\varkappa})$ в нуль связана потеря устойчивости основным состоянием, описываемым выражениями (12), (21). Выясним условия этого явления, используя уравнение

$$\omega_1^2(\boldsymbol{\varkappa}) = 0. \tag{24}$$

Равенство (24) возможно, если $\boldsymbol{\varkappa} = 0$ либо

$$(\varkappa^2 + 1 - 2h_z)(\varkappa^2 + 1) - (\pi h_y/2)^2 = 0. \tag{25}$$

Первое условие соответствует неустойчивости структуры к однородной трансляции 2π-ДС в направлении 0x и не представляет интереса. Второе при $\boldsymbol{\varkappa} = 0$ определяет диапазон устойчивости равновесной структуры во внешних полях.

Таким образом, неустойчивость 2π-ДС может быть вызвана воздействием любой из компонент магнитного поля, если они удовлетворяют условию

$$H_z = (\rho^*/2)M_0\left[1 - (\pi H_y/2\rho^* M_0)^2\right]. \tag{26}$$

При $h_y = 0$, $\rho^* = 4\pi$ результат (26) соответствует более ранним исследованиям [8]. Очевидно, что H_y может существенно влиять на пределы устойчивости 2π-ДС в поле смещения.

Неустойчивость основного состояния при увеличении H_y связана с наличием в связанном состоянии доменной стенки, поляризация которой противоположна направлению поля.

Если при $H_z = 0$ и $H_y = 2\rho^* M_0/\pi$, как следует из ранних исследований структуры 180° ДС в модели ферромагнетика с ромбической анизотропией [9], происходит спонтанное изменение поляризации ДС по полю, то при наличии поля смещения это приводит к появлению связанного состояния двух разнополярных 180° ДС. Однако устойчивого решения, описывающего подобную структуру, однородную в плоскости y0z, не существует. Поэтому можно предположить, что изменение поляризации ДС приводит к преобразованию основного состояния в более сложную структуру. В частности, возможно появление решетки ЦМД [10].

В заключение отметим, что эффективным способом изменения пределов устойчивости структуры 2π-ДС является использование материалов с ромбической анизотропией.

Список литературы

[1] Konishis A. IEEE Trans. Magn. **19**, *5*, 1838 (1983).
[2] Юрченко С.Е., Жарков Г.Ю. Микроэлектроника **20**, *6*, 610 (1991).
[3] Ходенков Г.Е. Микроэлектроника **20**, *6*, 597 (1991).
[4] Winter J.M. Phys. Rev. **124**, *2*, 452 (1961).
[5] Широбоков М.Я. ЖЭТФ **15**, *1*, 57 (1945).
[6] Джежеря Ю.И. ФТТ **35**, *10*, 2270 (1993).
[7] Димашко Ю.А., Шатский П.П., Яблонский Д.А. ФТТ **30**, *10*, 3084 (1988).
[8] Кудселькин Н.Н., Рандошкин В.В., Ходенков Г.Е. Письма в ЖТФ **22**, 1357 (1983)
[9] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М. (1982). 389 с.
[10] О'Делл Т. Ферромагнитодинамика. Динамика ЦМД, доменов и доменных стенок. М. (1983). 253 с.