

ВЛИЯНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ СТЕНОК НА СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННОГО ДОМЕНА В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Ю. И. Джежеря

Институт магнетизма Национальной академии наук Украины

Поступила в редакцию 27 августа 1998 г.

Изучалось влияние внутренней структуры доменных стенок на статические параметры изолированного полосового домена в тонкой ферромагнитной пленке. Предложенный вариант теории возмущений позволил в рамках единого подхода учесть вклады магнито-статического и обменного взаимодействий.

Физическая теория магнитных доменных структур исследована достаточно подробно [1–5]. Повышенный интерес вызван широкими перспективами использования в микроэлектронике материалов, содержащих домены, с одной стороны, и развитием нелинейной теории магнетизма — с другой.

Классическая теория ферромагнетика основана на применении динамических уравнений Ландау—Лифшица, которые позволяют получить исчерпывающую информацию о состоянии магнитной системы. Однако для моделей близких к реальности структура этих уравнений достаточно сложна и многие расчеты проводятся в упрощенном виде.

Так, при исследовании свойств магнитных доменов широко используется модель, в которой доменные стенки рассматриваются как бесконечно тонкие геометрические границы, обладающие поверхностной энергией [1, 6–8]. Данная модель хорошо описывает состояние системы в малых подмагничивающих полях, но неприменима в полях с большой амплитудой, когда ширина домена становится соизмеримой с толщиной доменных стенок. В такой ситуации внутренняя структура доменных стенок оказывает сильное влияние на свойства магнитных доменов.

В настоящей работе на основании уравнений Ландау—Лифшица исследован изолированный полосовой домен, локализованный в тонкой ферромагнитной пленке, и зависимость его параметров от внутренней структуры доменной стенки, а также определены пределы применимости полученных результатов. Способ регуляризации возмущений нелинейных уравнений, развитый в работе в общем виде, может быть использован при исследовании других физических задач.

Характеристики исследуемой в работе системы определяются функционалом энергии со следующей структурой:

$$E = \iint dx dy \int_0^L dz w(\mathbf{m}), \quad (1)$$

$$w(\mathbf{m}) = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \frac{\beta}{2} (1 - m_z^2) - h_z m_z - \frac{1}{2} \mathbf{m} \mathbf{h}_m \right\},$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ — единичный вектор намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения, α, β — соответственно постоянные обменного взаимодействия и одноосной анизотропии, $h_z = H_z/M_0$ — приведенное магнитное поле, параллельное оси легкого намагничивания и ортогональное плоскости пленки, \mathbf{h}_m — собственное магнитостатическое поле ферромагнетика, L — толщина пленки.

При изучении доменной структуры полагаем, что плоскость доменных стенок, ограничивающих изолированный полосовой домен, ортогональна оси x . Исследование состояния намагниченности удобно проводить в терминах угловых переменных φ, θ , где θ, φ — соответственно полярный и азимутальный углы в системе координат с полярной осью x . При этом связь компонент вектора намагниченности с новыми переменными определяется соотношениями

$$\mathbf{m} = (\cos \theta, \sin \theta \sin \varphi, \sin \theta \cos \varphi). \quad (2)$$

Как известно, индуцированное магнитными неоднородностями магнитостатическое поле образца имеет вид [3]

$$\mathbf{h}_m = \nabla \int d\mathbf{r}' \left(m_i(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial x_i} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

Математическим образом магнитных доменных стенок служат солитонные решения уравнений Ландау—Лифшица. Эти уравнения для угловых переменных в статическом случае получают путем варьирования функционала энергии (1) по переменным θ, φ в форме

$$\frac{\partial w}{\partial \theta} - \nabla \frac{\partial w}{\partial \nabla \theta} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \nabla \frac{\partial w}{\partial \nabla \varphi} = 0. \quad (4)$$

При следующих граничных условиях на поверхности пленки

$$\frac{\partial \theta(z=0)}{\partial z} = \frac{\partial \theta(z=L)}{\partial z} = \frac{\partial \varphi(z=0)}{\partial z} = \frac{\partial \varphi(z=L)}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

При рассмотрении доменных структур в пленочных материалах следует учитывать влияние магнитостатических полей, индуцированных поверхностными неоднородностями распределения намагниченности. Под их влиянием происходит искажение внутренней структуры доменных стенок. Однако, как указано в [1], для тонкопленочных материалов с толщиной $L \approx \Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$ эти искажения эффективно подавляются интенсивным обменным взаимодействием. Поэтому структуру доменных стенок в нулевом приближении будем считать блоховской. Это предположение тем более справедливо в сверхтонких магнитных пленках [9], технология которых интенсивно развивается в настоящее время. В принятых обозначениях это соответствует $\theta = \pi/2$. Будем полагать, что отклонение от блоховской конфигурации можно описать малыми поправками $\theta_1(\mathbf{r})$ такими, что $|\theta_1| \ll 1$. Пределы применимости данного приближения подробно рассмотрены в Приложении.

Полагая далее, что

$$\theta(\mathbf{r}) = \frac{\pi}{2} + \theta_1(\mathbf{r}) \quad (6)$$

и считая распределение намагниченности однородным в направлении оси y , параллельной плоскости доменных стенок, с точностью до членов первого порядка по $\theta_1(\mathbf{r})$, получим уравнения, описывающие состояние доменной структуры:

$$-l^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi + \sin \varphi \cos \varphi + \varepsilon (h_z + h_z^m(x, z, \varphi)) \sin \varphi = 0, \quad (7.1)$$

$$\hat{L}(\varphi)\theta_1 - l^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \varepsilon h_x^m(x, z, \varphi) = 0, \quad (7.2)$$

$$\begin{pmatrix} h_x^m \\ h_z^m \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^L dz' \cos \varphi \frac{z - z'}{(x - x')^2 + (z - z')^2}, \quad (7.3)$$

где

$$\hat{L}(\varphi) = -l^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \cos^2 \varphi - l^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2$$

— линейный оператор, h_i^m — компоненты магнитостатического поля, $l = \sqrt{\alpha/\beta}$ — параметр толщины доменной стенки, $\varepsilon = 1/\beta \ll 1$ — малый параметр. Члены, пропорциональные $\varepsilon\theta_1$, в уравнении (7.2) опущены.

Очевидно, что неоднородности намагниченности на поверхности пленки, вызванные наличием доменных стенок, приводят к появлению в уравнении (7.1) малого нелинейного оператора $\varepsilon h_z^m(x, z, \varphi)$, явно зависящего от координат. Варианты теории для исследования влияния адиабатических временных возмущений предложены в [10]. Обобщим их результаты на случай исследования медленных пространственных модуляций.

Поскольку значение θ_1 полагается малым, в основном приближении состояние поля намагниченности определяется следующей краевой задачей:

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \sin \varphi \cos \varphi = l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \varepsilon (h_z + h_z^m(x, z, \varphi)) \sin \varphi, \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial \varphi(z=0)}{\partial z} = \frac{\partial \varphi(z=L)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \varphi(x \rightarrow \pm \infty)}{\partial x} = 0. \quad (8.2)$$

Изменения угла φ в направлении оси z вызваны малыми возмущениями, пропорциональными ε , поэтому предполагаем, что они медленные. Правая часть уравнения (8.1) рассматривается как возмущение.

Применение теории возмущений в стандартном виде возможно, если возмущение приводит к малым количественным поправкам. Поэтому, рассматривая нелинейную задачу, необходимо следить за тем, чтобы возмущение, которым пренебрегли при определении нулевого приближения, не вносило в систему изменений качественного характера.

Так, например, в отсутствие магнитного поля h_z одним из основных состояний исследуемой системы является уединенная 180-градусная доменная стенка, в то время как в магнитном поле стационарное решение, описывающее данную структуру, неустойчиво и основным состоянием является, например, изолированный полосовой домен,

намагниченный против внешнего поля. В этом смысле возмущение, описывающееся выражением в правой части уравнения (8.1), имеет сингулярный характер и качественно преобразует состояние системы.

Для применения методов теории возмущений следует регуляризовать возмущение.

Один из вариантов регуляризации может быть представлен в общем виде для произвольного уравнения, допускающего солитонные решения.

Рассмотрим краевую задачу для нелинейного уравнения

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \hat{L}_0(\varphi) = l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \varepsilon h(x, z, \varphi), \quad (9)$$

где $\hat{L}_0(\varphi)$, $h(x, z, \varphi)$ — нелинейные операторы, $\varepsilon \ll 1$ — малый параметр, модуляция в направлении оси z вызваны возмущением и считаются медленными.

Для определенности полагаем, что граничные условия имеют вид

$$\frac{\partial \varphi(x \rightarrow \pm\infty)}{\partial x} = 0, \quad (10.1)$$

$$\frac{\partial \varphi(z = 0, L)}{\partial z} = 0. \quad (10.2)$$

Полагаем, что возмущение имеет сингулярный характер и не может быть учтено в рамках стандартной схемы. Попытаемся выделить качественную особенность данного возмущения в виде некоторого более простого оператора $\varepsilon L_1(H, \varphi)$, где H — некоторый неопределенный параметр, вообще говоря, зависящий от переменной z .

Введем данный оператор в уравнение (9), которое при этом принимает вид

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \hat{L}_0(\varphi) + \varepsilon \hat{L}_1(H, \varphi) = l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \varepsilon \left(h(x, z, \varphi) - \hat{L}_1(H, \varphi) \right). \quad (11)$$

Цель данного преобразования заключается в таком выборе эффективного оператора $L_1(H, \varphi)$, который бы оказывал аналогичное исходному возмущению $h(x, z, \varphi)$ влияние на структуру решения.

Таким образом, полагая правую часть регуляризованным возмущением, представим решение уравнения (11) в виде

$$\varphi(x) = \varphi_0(x - x_0, H) + \varepsilon \varphi_1(x - x_0, H) + \dots, \quad (12)$$

где $\varphi_0(x - x_0, H)$ — двухпараметрическое решение краевой задачи

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + L_0(\varphi_0) + \varepsilon L_1(H, \varphi_0) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \varphi_0(x \rightarrow \pm\infty)}{\partial x} = 0.$$

Поскольку уравнение (13) не содержит явной координатной зависимости от переменной x , его решение может быть получено в общем виде по крайней мере в квадратах. При этом оно обладает трансляционной инвариантностью.

Значение поправки определяется неоднородной краевой задачей:

$$G_0(\varphi_0, H)\varphi_1 = f_1(X, x_0, z, H), \quad \varphi_1(x = \pm\infty, H) = 0, \quad (14)$$

$$f_1(X, x_0, z, H_0) = (L_1(\varphi_0, H_0) - h(X + x_0, z, \varphi_0)) + \alpha \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} \left(\frac{\partial x_0}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \frac{\partial^2 x_0}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x \partial H} \frac{\partial x_0}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial \varphi_0}{\partial H} \frac{\partial^2 H}{\partial z^2},$$

$$G_0(\varphi_0, H) = -l^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial L_0(\varphi_0, H)}{\partial \varphi_0} + \varepsilon \frac{\partial L_1(\varphi_0, H)}{\partial \varphi_0}, \quad (15)$$

где $X = x - x_0$.

Чтобы правая часть не содержала секулярных членов, необходимо правильно определить параметры x_0, H . Это достигается выполнением условий разрешимости неоднородного уравнения (14). При этом необходимо знать решения соответствующего однородного уравнения.

Они легко находятся в общем виде путем дифференцирования уравнения (13) по параметрам H, x_0 .

При этом имеем

$$\begin{aligned} G_0(\varphi_0, H) \psi_1(X) &= 0, \\ G_0(\varphi_0, H) \psi_2(X) &= -\varepsilon H \frac{\partial}{\partial H} L_1(\varphi_0, H), \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\psi_1(X) = \frac{\partial \varphi_0}{\partial X}, \quad \psi_2(X) = H \frac{\partial \varphi_0}{\partial H}.$$

Таким образом, $\psi_1(x)$ имеет нулевое собственное значение, является решением однородного уравнения, соответствующего (14), и локализована в окрестности солитона. Нетрудно убедиться, что перечисленные особенности в основном приближении по ε характерны и для $\psi_2(x)$.

Условия разрешимости уравнения (14) имеют вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \begin{pmatrix} \psi_1(X) \\ \psi_2(X) \end{pmatrix} f_1(X, x_0, z, H_0) = 0. \quad (17)$$

Они определяют систему дифференциальных уравнений, которые совместно с граничными условиями

$$\frac{\partial x_0(z=0, L)}{\partial z} = \frac{\partial H(z=0, L)}{\partial z} = 0 \quad (18)$$

позволяют находить значения эффективных параметров.

Поскольку известно, что $\psi_1(X)$ — одно из решений однородного уравнения (16), значение φ_1 формально можно считать определенным [11].

Применение данного подхода существенно упрощается при поиске решений уравнения в одномерном случае. При этом x_0, H — постоянные величины, значения которых определяются из условий (17). В этом случае легко устанавливается характер возмущения.

Если

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} h(x, \varphi_0) \neq 0$$

при всех значениях параметра x_0 , где φ_0 — решение невозмущенной задачи

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + L_0(\varphi_0) = 0, \quad \frac{\partial \varphi_0(x \rightarrow \pm\infty)}{\partial x} = 0,$$

то решение не может быть аппроксимировано однопараметрическим решением, возмущение носит сингулярный характер, что требует учета его качественной особенности.

Успех данного метода зависит от удачного выбора эффективного оператора $L_1(\varphi, H)$. Так как существует некоторый произвол в выборе этого оператора, предпочтение следует отдавать наиболее простой форме.

Следуя развитой теории, выбираем эффективный оператор в виде $L_1(\varphi, H) = \pm H \sin \varphi$.

Тогда основное приближение к решению (7.1), (8) определяется более простой краевой задачей:

$$\begin{aligned} -l^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \pm \varepsilon H \sin \varphi_0 &= 0, \\ \frac{\partial \varphi_0(\pm\infty, H)}{\partial X} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

При положительном значении H в зависимости от знака, стоящего перед ним, решение (19) имеет вид

$$\varphi_0(X, H) = \begin{cases} \pi + 2 \operatorname{arctg} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon H}{1 + \varepsilon H}} \operatorname{sh} \left(\sqrt{1 + \varepsilon H} \frac{X}{l} \right) \right\}, & +H \\ \pi - 2 \operatorname{arctg} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon H}{1 - \varepsilon H}} \operatorname{ch} \left(\sqrt{1 - \varepsilon H} \frac{X}{l} \right) \right\}, & -H \end{cases} \quad (20)$$

С физической точки зрения решения (20) соответствуют связанным состояниям двух однополярных и разнополярных блоховских доменных границ. Полярность определяется направлением раскручивания вектора намагниченности в плоскости доменных стенок. Параметр H в данном случае является эффективной суперпозицией внешнего магнитного и собственного магнитостатического полей. Нетрудно показать [12], что его величина связана с параметром ширины полосового домена d соотношением

$$H(z) = 4\beta \exp(-d(z)/l). \quad (21)$$

Поправки к основному приближению определяются краевой задачей (14), где

$$G_0(\varphi_0, H) = -l^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \cos 2\varphi_0 \pm \varepsilon H \cos \varphi_0, \quad (22)$$

$$f_1(X, z, x_0, H) = \sin \varphi_0 (\pm H - h_z - h_z^m(X + x_0, z, \varphi_0)) + \alpha \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2}.$$

Везде в дальнейшем положительный знак в выражении соответствует изолированному полосовому домену, ограниченному однополярными, а отрицательный — разнополярным доменным стенкам.

В основном приближении решения однородного уравнения ψ_1, ψ_2 имеют вид

$$\psi_1(X) = \frac{\partial \varphi_0}{\partial X}, \quad \psi_2(X) = \sin \varphi_0 + O(\varepsilon). \quad (23)$$

В данном конкретном случае вместо уравнения для параметра H из (17) удобно получить уравнение для параметра ширины изолированного полосового домена $d(z)$, воспользовавшись однозначным соответствием (21).

При получении из условия (17) уравнений для параметров x_0, d целесообразно воспользоваться свойствами функции $\varphi_0(X, H)$, которые позволяют вычислять несобственные интегралы асимптотическими методами с хорошей точностью.

Нетрудно показать, что для произвольной гладкой функции $F(x/L)$ выполняется условие

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \sin \varphi_0 F\left(\frac{x}{L}\right) &\approx 2 \left(F\left(\frac{-d/2 + x_0}{L}\right) - F\left(\frac{d/2 + x_0}{L}\right) \right) + O\left(\frac{l}{L}\right), \\ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{l} \sin^2 \varphi_0 F\left(\frac{x}{L}\right) &\approx 2 \left(F\left(\frac{-d/2 + x_0}{L}\right) + F\left(\frac{d/2 + x_0}{L}\right) \right) + O\left(\frac{l}{L}\right), \\ \int_{-\infty}^{\infty} dx (1 - \cos \varphi_0) F\left(\frac{x}{L}\right) &\approx 2 \int_{-d/2 + x_0}^{d/2 + x_0} dx F\left(\frac{x}{L}\right) + O\left(\frac{l}{L}\right). \end{aligned} \quad (24)$$

Воспользовавшись этим свойством, представим компоненты магнитостатического поля в виде

$$\begin{aligned} h_i^m(x, z) = 2 \frac{\partial}{\partial x_i} \int_0^L dz' \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{d(z')/2 + x - x_0(z')}{z + z'} \right) + \right. \\ \left. + \operatorname{arctg} \left(\frac{d(z')/2 - x + x_0(z')}{z - z'} \right) \right), \quad i = x, z. \end{aligned} \quad (25)$$

Таким образом, на основании соотношений (21), (23)–(25) из условия (17) получаем

$$l \frac{\partial^2 x_0}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon}{2} \left(h_z^m \left(x_0 - \frac{d}{2}, z \right) - h_z^m \left(x_0 + \frac{d}{2}, z \right) \right), \quad (26.1)$$

$$l \frac{\partial^2 d}{\partial z^2} = \varepsilon \left(\pm 8\beta \exp\left(-\frac{d}{l}\right) - 2h_z - h_z^m \left(x_0 - \frac{d}{2}, z \right) - h_z^m \left(x_0 + \frac{d}{2}, z \right) \right). \quad (26.2)$$

Нетрудно убедиться, что $x_0 = \text{const}$ является точным решением уравнения (26.1), соответствующим граничным условиям (18). Уравнение (26.2) — нелинейное интегродифференциальное и не поддается точному решению. Но так как правая часть содержит малый параметр и по сути является возмущением, решение в соответствии с граничными условиями $\partial d(0)/\partial z = \partial d(L)/\partial z = 0$ представим в виде $d(z) = d_0 + d_1(z) + \dots$, где $d_0 = \text{const}$, значение которой подлежит определению.

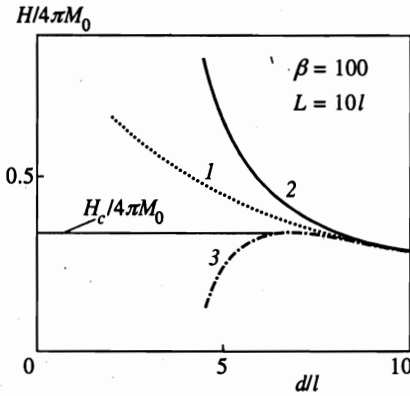


Рис. 1.

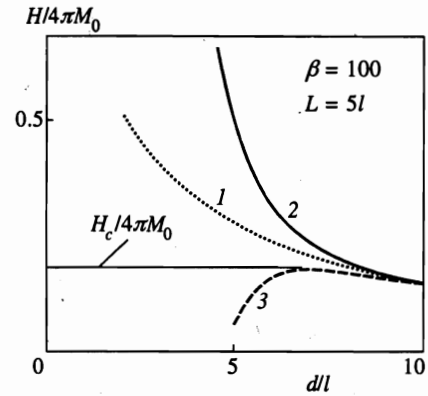


Рис. 2.

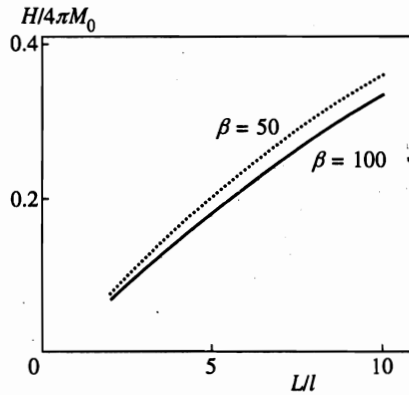


Рис. 3.

Из (26.2) следует, что уравнение для поправок в линейном по ϵ приближении принимает вид

$$l \frac{\partial^2 d_1}{\partial z^2} = \epsilon \left\{ -2h_z \pm 8\beta \exp\left(-\frac{d_0}{l}\right) - 8 \left(\arctg\left(\frac{d_0}{L-z}\right) + \arctg\left(\frac{d_0}{z}\right) \right) \right\}. \quad (27)$$

Взяв определенный интеграл от уравнения (27) на интервале $[0 < z < L]$ с учетом граничных условий, находим соотношение, устанавливающее связь между шириной изолированного полосового домена и внешним магнитным полем:

$$h_z = 4 \left\{ \pm \beta \exp(-d_0/l) + 2 \arctg\left(\frac{L}{d_0}\right) - \frac{d_0}{L} \ln \left(1 + \left(\frac{L}{d_0}\right)^2 \right) \right\}. \quad (28)$$

Первое слагаемое в правой части соответствует обменному взаимодействию, связанному с учетом внутренней структуры полосового домена. Его вклад преобладает, когда ширина полосового домена мала, и пренебрежимо мал в слабых магнитных полях, тогда соотношение (28) асимптотически стремится к пределу, который получен в

модели геометрических доменных границ [1]. На рисунках 1, 2 для пленок различной толщины показаны зависимости ширины полосового домена в модели геометрических доменных границ (кривая 1) и домена, ограниченного однополярными и разнополярными доменными стенками, кривые соответственно 2, 3.

Полученные результаты позволяют установить значение критического магнитного поля, выше которого связанное состояние разнополярных блоховских доменных стенок не существует. Очевидно, что критическое поле определяется как экстремум функции (28) для разнополярных доменных стенок, графики которых представлены на рис. 1, 2. Зависимость критического поля от толщины пленки для материалов с различной величиной анизотропии представлена на рис. 3.

Решение уравнения (27) легко находится в элементарных функциях. Ширина домена максимальна в центре магнитной пленки. Однако по оценкам для материалов с анизотропией $\beta = 100$ и толщиной $L \approx 10l$ значение поправки d_1 чрезвычайно мало и не превышает $0.1l$. Проведенные расчеты показывают, что при рассмотрении изолированного полосового домена искажениями его структуры по толщине можно пренебрегать для широкого класса пленок.

Таким образом, предложенный способ регуляризации возмущений оказался плодотворным в исследовании прикладной физической задачи. Он позволил выйти за рамки геометрической модели доменных стенок и исследовать состояние магнитного домена в области полей, при которых внутренняя структура доменных стенок наряду с магнитостатическим взаимодействием определяет свойства системы.

В заключение автор выражает признательность В. Г. Барьяхтару и Ю. И. Горобцу за полезное обсуждение предлагаемого материала.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Остается открытым вопрос об использовании приближения блоховской структуры доменных стенок. Очевидным критерием справедливости сделанных предположений является выполнение условия $|\theta_1| \ll 1$, где значение θ_1 является решением краевой задачи, которая после подстановки в (7.2) значения $\varphi(x) \approx \varphi_0(x, H)$ и соответствующих преобразований принимает вид

$$G_0(\varphi_0, H)\theta_1 - l^2 \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} = -\varepsilon h_x^m(x, z), \quad (\text{П.1})$$

$$h_x^m(x, z) = -\ln \left\{ \frac{(L-z)^2 + (x-d/2)^2 z^2 + (x+d/2)^2}{(L-z)^2 + (x+d/2)^2 z^2 + (x-d/2)^2} \right\},$$

$$\frac{\partial \theta_1(z=0, L)}{\partial z} = 0.$$

При записи уравнения (П.1) опущены члены, пропорциональные $\varepsilon \theta_1$, а также использовано условие $l^2(\partial \varphi_0 / \partial x)^2 = \sin^2 \varphi_0 + O(\varepsilon)$.

Поскольку собственные функции (23) дискретных низколежащих уровней оператора $G_0(\varphi_0, H)$ известны, разложим по ним $\theta_1(x, z)$:

$$\theta_1(x, z) = C_1(z)l \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + C_2(z) \sin \varphi_0. \quad (\text{П.2})$$

Подставляя выражение (П.2) в уравнение (П.1) и умножая скалярно на соответствующие собственные функции дискретного спектра, находим уравнения для коэффициентов разложения $C_i(z)$, которые для изолированного полосового домена, ограниченного однополярными доменными стенками, имеют вид

$$\frac{\partial^2 C_2}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Lambda^2} \left\{ \ln \frac{z}{L-z} - \frac{1}{2} \ln \frac{d_0^2 + z^2}{d_0^2 + (L-z)^2} \right\}, \quad (\text{П.3})$$

а для изолированного полосового домена, ограниченного разнополярными доменными стенками —

$$\frac{\partial^2 C_1}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Lambda^2} \left\{ \ln \frac{z}{L-z} - \frac{1}{2} \ln \frac{d_0^2 + z^2}{d_0^2 + (L-z)^2} \right\}, \quad (\text{П.4})$$

где $\Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$ — характерная магнитная длина.

Первое слагаемое в скобках описывает влияние собственного магнитостатического поля на распределение намагниченности в доменных стенках, ограничивающих изолированный полосовой домен. Второе слагаемое описывает влияние соседней доменной стенки на состояние намагниченности и несколько сглаживает эффекты скручивания намагниченности в доменных стенках, но, как показывает анализ, вклад этого слагаемого незначителен. Поэтому при оценке возмущения пренебрежем влиянием второго слагаемого, что только усилит определяемый критерий.

Значение угла $\theta_1(x, z)$, определяемое уравнениями (П.3), (П.4) и соотношениями (П.2), имеет вид

$$\theta_1(x, z) \approx \begin{cases} \gamma(z) \sin \varphi_0(x) \\ \gamma(z) l \frac{\partial \varphi_0(x)}{\partial x} \end{cases}, \quad (\text{П.5})$$

верхнее значение соответствует связанному состоянию однополярных, а нижнее — связанному состоянию разнополярных доменных стенок, ограничивающих изолированный полосовой домен. Множитель $\gamma(z)$ имеет вид

$$\gamma(z) = \frac{1}{4} \left(\frac{L}{\Lambda} \right)^2 \left(\left(\frac{z}{L} \right)^2 \ln \frac{z}{L} - \left(1 - \frac{z}{L} \right)^2 \ln \left(1 - \frac{z}{L} \right) + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{2z}{L} \right) \right).$$

Значение θ_1 максимально на поверхности пленки и равно

$$|\theta_{1\max}| = \frac{1}{16} \left(\frac{L}{\Lambda} \right)^2.$$

Таким образом, конфигурация доменных стенок в тонких пленках с параметрами, удовлетворяющими соотношениям $(L/\Lambda)^2 \ll 16$, может рассматриваться как блоховская.

Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
2. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
3. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова думка, Киев (1988).
4. Э. Бобек, Э. Делла-Торре, *Цилиндрические магнитные домены*, Энергия, Москва (1977).
5. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
6. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, УФЖ 28, 436 (1983).
7. Ф. Л. Вайсман, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, УФЖ 31, 1234 (1986).
8. А. П. Бабичев, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, УФЖ 30, 86 (1985).
9. А. Л. Сукстанский, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ 112, 1440 (1997).
10. *Солитоны в действии*, под редакцией К. Лонгрена, Э. Скотта, Мир, Москва (1981).
11. Э. Камке, *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям*, Наука, Москва (1976).
12. Ю. И. Джежеря, ФТТ 35, 2270 (1993).