

## ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ИЗОЛИРОВАННОГО ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА В ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ

Ю. И. Джежеря

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины  
252680, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 16 марта 1999 г.

Рассмотрено влияние внутренней структуры доменных границ на устойчивость изолированного полосового домена, локализованного в тонкой ферромагнитной пленке, к импульсу магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки. Установлено, что значение критической амплитуды импульсного сигнала существенно зависит от величины подмагничивающего поля, в котором изначально находилась система. Показано, что разница устойчивости доменов с однополярными и разнополярными стенками в импульсных полях убывает с уменьшением амплитуды подмагничивающего поля. Для доменов с различной структурой определена зависимость диапазона устойчивости в импульсном поле от параметров системы.

PACS: 75.60.Cn

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Структура намагниченности непроводящей ферромагнитной системы определяется совместным решением уравнений Ландау—Лифшица и магнитостатики. Поскольку эти уравнения в общем случае являются нелинейными и содержат интегральные члены, данная задача не может быть решена в аналитическом виде. Более или менее полному анализу подлежат упрощенные модели элементов магнитных структур, к числу которых относятся изолированный полосовой домен, а также решетка полосовых доменов в пленке с перпендикулярной одноосной анизотропией. Исследованию таких систем посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ (например, [1–3]). При этом имеется ряд вопросов, изучение которых сопряжено со значительными трудностями. К ним относится учет совместного влияния на свойства доменов магнитостатического поля рассеяния и обменного взаимодействия. Для этого следует решать нелинейное уравнение, содержащее интегральный член магнитостатического происхождения.

Для преодоления этих трудностей использовались некоторые упрощенные модели. Так, при рассмотрении организации доменной структуры достаточно эффективным является подход, в котором доменные стенки рассматриваются как бесконечно тонкие геометрические границы, обладающие определенной поверхностной энергией. В рамках данного приближения были установлены зависимости свойств доменных структур от параметров материала и толщины ферромагнитной пленки [4–7]. Однако эта модель неадекватно описывает состояние доменов, когда их ширина становится соизмеримой с толщиной доменных границ и в действие вступают силы обменного взаимодействия.

В другом предельном случае определяются решения уравнений Ландау—Лифшица в модели неограниченного ферромагнетика. Изучению свойств изолированного домена в такой системе посвящены работы [8–12]. В этих работах были определены условия устойчивости равновесной структуры, спектральные характеристики спин-волновых возмущений и т. д. Однако в силу того, что рассматривался неограниченный ферромагнетик, в поле зрения не попали вклады полей рассеяния от поверхностных неоднородностей намагниченности. Тем не менее данные поля неизменно присутствуют в реальных системах, и их влияние сохраняется при условии  $L \rightarrow \infty$  (где  $L$  — толщина пленки). В этом случае величина поля рассеяния, действующего на полосовой домен, стремится к предельному значению  $4\pi M_0$  (где  $M_0$  — намагниченность насыщения материала) [1]. Поэтому исследования, проведенные в указанных работах представляют методический интерес. Адекватной моделью следует считать такую, в которой учитываются поля рассеяния от поверхности.

В работах [13, 14] была развита теория приближенного решения сингулярно возмущенного уравнения, описывающего структуру намагниченности изолированного полосового домена в тонкой ферромагнитной пленке. На основании предложенного метода в рамках единого подхода удалось учесть влияние магнитостатического и обменного взаимодействий на структуру домена и определить пределы применимости модели геометрических доменных границ.

В настоящей работе рассмотрены вопросы устойчивости изолированного полосового домена, ограниченного однополярными и разнополярными доменными границами (ДГ), к воздействию импульса магнитного поля ступенчатой формы, проведен сравнительный анализ устойчивости данных структуру, определена связь критической амплитуды импульса с начальной величиной подмагничивающего поля и проведен анализ зависимости этой связи от параметров материала.

## 2. УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ПАРАМЕТРОВ ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

При описании свойств изолированного полосового домена в тонкой пленке будем исходить из функционала магнитной энергии:

$$E = \int_V dV \left\{ \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{x}} \right)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 - H_z M_z \right\} + E_m, \quad (1)$$

$$E_m = \frac{1}{2} \iint_V dV dV' M_i(\mathbf{r}') M_j(\mathbf{r}) \frac{\partial^2}{\partial x'_i \partial x_j} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

где  $E_m$  — энергия собственного магнитостатического поля, здесь и в дальнейшем по дважды повторяющимся индексам проводится суммирование,  $\alpha$ ,  $\beta$  — постоянные обменного взаимодействия и одноосной анизотропии соответственно. Ось анизотропии параллельна оси  $z$  и перпендикулярна плоскости пленки  $xy$ ,  $H_z$  — внешнее поле, которое направлено ортогонально плоскости пленки.

Поскольку для вектора намагниченности в непроводящих ферромагнитных материалах выполняется соотношение  $\mathbf{M}^2 = M_0^2$ , выразим его компоненты через углы сфе-

рической системы координат:

$$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\theta, \varphi$  — полярный и азимутальный углы в системе координат с полярной осью  $z$ , угол  $\varphi$  отсчитывается от направления  $x$ .

Будем полагать, что изолированный полосовой домен ориентирован параллельно оси  $y$ , поэтому распределение намагниченности однородно в этом направлении.

Как показано в [14], для тонких ферромагнитных пленок толщиной  $L$ , значение которой удовлетворяет соотношению  $(L/\lambda)^2 \ll 16$  (где  $\lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$  — магнитная длина), эффекты «скручивания» ДГ пренебрежимо малы и структуру доменных стенок можно приближенно считать однородной по толщине.

Таким образом, в рамках указанных приближений углы  $\varphi, \theta$  зависят от единственной пространственной переменной  $x$ , что позволяет существенно упростить дальнейшие вычисления.

Выполнив в (1) интегрирование по  $y, z$ , получим

$$E = M_0^2 S \int dx W(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где  $S$  — площадь ДГ,  $W(\theta, \varphi)$  — плотность магнитной энергии системы:

$$W(\theta, \varphi) = \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \frac{\alpha}{2} \sin^2 \theta \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \frac{\beta}{2} \cos^2 \theta - \left( h_z - \frac{h_z^m(x)}{2} \right) \cos \theta + \frac{h_x^m(x)}{2} \cos \varphi \sin \theta. \quad (4)$$

Компоненты магнитостатического поля  $h_i^m(x)$  имеют вид

$$h_x^m(x) = 4\pi \cos \varphi \sin \theta - \int dx' J(x-x') \cos \varphi(x') \sin \theta(x'),$$

$$h_z^m(x) = \int dx' J(x-x') \cos \theta, \quad J(x-x') = \frac{2}{L} \ln \left( \frac{L^2 + (x-x')^2}{(x-x')^2} \right).$$

Для описания состояния намагниченности системы с плотностью энергии (4) запишем уравнения Ландау—Лифшица в терминах угловых переменных:

$$-l^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \left[ 1 + l^2 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right] \sin \theta \cos \theta = -\varepsilon h_x^m \cos \varphi \cos \theta - \varepsilon \left( h_z - h_z^m - \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right) \sin \theta, \quad (5a)$$

$$l^2 \frac{\partial}{\partial x} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\varepsilon \left( h_x^m \sin \varphi - \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right) \sin \theta, \quad (5b)$$

где  $l = \sqrt{\alpha/\beta}$ ,  $\tau = t\omega_0$ ,  $\omega_0 = 2\mu_0 M_0/\hbar$ ,  $\varepsilon = \beta^{-1} \ll 1$ ,  $\mu_0$  — магнетон Бора.

Правая часть уравнения (5b) содержит малый параметр, поэтому одно из частных решений этого уравнения в нулевом приближении по  $\varepsilon$  не зависит от переменной  $x$ . Рассмотрим данное решение более подробно и определим, какому состоянию изолированного полосового домена оно соответствует.

Представим формально значения  $\varphi$  и  $\theta$  в виде

$$\begin{aligned}\varphi(x, \tau) &= \varphi_0(\tau) + \varepsilon\varphi_1(x, \tau) + \dots, \\ \theta(x, \tau) &= \theta_0 + \varepsilon\theta_1 + \dots\end{aligned}\quad (6)$$

При этом поправка  $\varphi_1$  определяется решением уравнения

$$l^2 \frac{\partial}{\partial x} \sin^2 \theta_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = - \left( h_{0x}^m \sin \varphi_0 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \tau} \right) \sin \theta_0. \quad (7)$$

Что касается уравнения (5а), то при его решении стандартные методы теории возмущений неприменимы, так как внешнее поле качественно меняет состояние системы и поэтому правая часть (5а) является сингулярным возмущением.

Для определения решения уравнения (5а) используем метод регуляризации возмущений [13, 14]. С этой целью к правой и левой частям уравнения (5а) прибавим эффективный оператор  $\pm \varepsilon h \sin \theta$  (где  $h$  — некоторый параметр, который в общем случае зависит от времени) и запишем (5а) в виде

$$-l^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \sin \theta \cos \theta \pm \varepsilon h \sin \theta = -\varepsilon h_x^m \cos \varphi \cos \theta + \varepsilon \left( -h_z + h_z^m \pm h + \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right) \sin \theta. \quad (8)$$

Полагая, что правая часть (8) регуляризуется надлежащим выбором параметра  $h$ , определим  $\theta_0$  как решение уравнения

$$-l^2 \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \sin \theta_0 \cos \theta_0 \pm \varepsilon h \sin \theta_0 = 0 \quad (9)$$

при граничных условиях  $\partial \theta_0 / \partial x|_{x \rightarrow \pm \infty} = 0$ .

Значение поправки  $\theta_1$  определяется решением неоднородного линейного уравнения

$$\hat{G}_1(\theta_0)\theta_1 = F(\theta_0, \varphi_0), \quad (10)$$

$$\hat{G}_1(\theta_0) = -l^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \cos 2\theta_0 \pm \varepsilon h \cos \theta_0,$$

где

$$F(\theta_0, \varphi_0) = -h_{0x}^m \cos \varphi_0 \cos \theta_0 + \left( -h_z + h_z^m \pm h + \frac{\partial \varphi_0}{\partial \tau} \right) \sin \theta_0.$$

При положительном значении параметра  $h$  в зависимости от знака, стоящего перед ним, краевая задача (9) имеет различные решения:

$$\theta_0(X, h) = \begin{cases} \pi + 2 \arctg \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon h}{1 + \varepsilon h}} \operatorname{sh} \left( \sqrt{1 + \varepsilon h} \frac{X}{l} \right) \right\} & \text{для } +h, \\ \pi - 2 \arctg \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon h}{1 - \varepsilon h}} \operatorname{ch} \left( \sqrt{1 - \varepsilon h} \frac{X}{l} \right) \right\} & \text{для } -h, \end{cases} \quad (11a)$$

$$(11b)$$

$$X = x - x_0.$$

Анализ полученных результатов показывает, что решение (11а) описывает изолированный полосовой домен как связанное состояние однополярных границ. Поскольку для данной структуры угол  $\theta_0$  при переходе от  $-\infty$  к  $+\infty$  изменяется на  $2\pi$ , в дальнейшем будем говорить, что (11а) соответствует  $2\pi$ -ДГ.

Полное изменение угла  $\theta_0$  для (11б) равно нулю, поэтому структуру данного изолированного полосового домена определим как 0-ДГ. Это соответствует связанному состоянию разнополярных границ.

В выражениях (11) основного состояния обеих типов доменных структур присутствует неопределенный параметр  $h$ . Он должен быть выбран таким образом, чтобы в правой части уравнения (10) не осталось секулярных членов. Это достигается удовлетворением условия разрешимости:

$$\int dx \psi(x) F(\theta_0, \varphi_0) = 0, \quad (12)$$

где  $\psi(x)$  — общее однородное решение уравнения (10).

Нетрудно убедиться, что в нулевом приближении по  $\epsilon$  имеются два таких решения:

$$\psi_1(x) = l \frac{\partial \theta_0}{\partial x}, \quad \psi_2(x) = \sin \theta_0. \quad (13)$$

Если определить ширину изолированного полосового домена как [10]

$$d = \frac{1}{2} \int dx (1 - \cos \theta_0), \quad (14)$$

то между параметром  $h$  и шириной домена  $d$  видна однозначная связь, согласно которой имеем

$$\begin{aligned} \epsilon h &= ch^{-2}(d/2l) \quad \text{для } 0\text{-ДГ,} \\ \epsilon h &= sh^{-2}(d/2l) \quad \text{для } 2\pi\text{-ДГ.} \end{aligned} \quad (15)$$

Подставляя (13) в (12), и используя асимптотические методы интегрирования, с точностью до членов пропорциональных  $l/d$  находим динамические уравнения, устанавливающие связь между шириной изолированного полосового домена и скоростью изменения азимутального угла:

для 0-ДГ

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \tau} - h_z - \beta ch^{-2} \left( \frac{d}{2l} \right) + 8 \operatorname{arctg} \left( \frac{L}{d} \right) - 4 \frac{d}{L} \ln \left[ 1 + \left( \frac{L}{d} \right)^2 \right] = 0, \quad (16a)$$

для  $2\pi$ -ДГ

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \tau} - h_z + \beta sh^{-2} \left( \frac{d}{2l} \right) + 8 \operatorname{arctg} \left( \frac{L}{d} \right) - 4 \frac{d}{L} \ln \left[ 1 + \left( \frac{L}{d} \right)^2 \right] = 0. \quad (16б)$$

Чтобы получить замкнутую систему динамических уравнений для параметров доменной структуры, проинтегрируем по  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$  правую и левую части уравнения (7). Так как левая часть при этом обратится в нуль, то второе динамическое

уравнение будет определяться условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \left( h_{0x}^m \sin \varphi_0 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \tau} \right) \sin \theta_0 = 0. \quad (17)$$

Принимая во внимание, что при условии  $l/d \ll 1$

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \tau} = \frac{\partial \theta_0}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial \tau} \approx -\frac{1}{2} \sin \theta_0 \frac{\partial(d/l)}{\partial \tau},$$

находим

$$\frac{1}{l} \frac{\partial d}{\partial \tau} + \Omega_1 \sin(2\varphi_0) = 0, \quad (18)$$

где

$$\Omega_1 = 4\pi \left\{ 1 - \frac{\pi l}{8L} \left[ \ln \left( \frac{L^2}{l^2} \right) \mp \ln \left( 1 + \frac{L^2}{d^2} \right) - a \right] \right\}, \quad a = \frac{8}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{x \ln x}{\text{sh}(x)} \approx 0.174.$$

При записи (18) были опущены слагаемые пропорциональные  $l/d$ ,  $l^2/L^2 \ll 1$ . Здесь и в дальнейшем верхние знаки в выражениях  $(\pm, \mp)$  соответствуют  $2\pi$ -ДГ, а нижние —  $0$ -ДГ. Поскольку  $L^2/l^2 \gg L^2/d^2$ , влиянием слагаемого после « $\mp$ » в выражении для  $\Omega_1$  можно пренебречь. Тогда коэффициент  $\Omega_1$  с хорошей точностью может быть представлен в виде

$$\Omega_1 = 4\pi \left[ 1 - (\pi l/4L) \ln(L/l) \right]. \quad (19)$$

Очевидно, что в указанном приближении уравнение (18) для  $0$ -ДГ и  $2\pi$ -ДГ имеет одинаковый вид.

На основании замечаний, сделанных ранее, отметим, что область применимости развиваемой теории по толщине ферромагнитных пленок ограничена сверху и снизу условиями

$$l^2 \ll L^2 \ll 16\Lambda^2. \quad (20)$$

Таким образом, для обеих типов изолированных полосовых доменов, локализованных в тонких пленках, получена система динамических уравнений для параметров доменной структуры (16), (18), аналогичная уравнениям Слончевского для  $180^\circ$ -ДС [1]. Изложенная теория применима к описанию динамики полосового домена в ЦМД-материалах, толщина которых удовлетворяет условию (20).

Заметим, что для систем иного рода, моделирующих ситуацию в железиттриевых гранатах в приближении ультратонких пленок ( $L \ll l$ ) с легкоосной анизотропией в плоскости, динамические уравнения были получены в [15, 16]. В указанных работах проведено комплексное исследование динамики двух доменных границ, связанных друг с другом магнитостатическим взаимодействием.

Используя динамические уравнения, полученные в разд. 2, исследуем состояние  $0$ -ДГ и  $2\pi$ -ДГ.

Используя (18), из уравнений (16) исключим переменную  $\varphi_0(\tau)$ . При условии  $h_z = \text{const}$  первый интеграл данного уравнения легко находится. После введения обозначений  $\delta = d/l$ ,  $\lambda = L/l$  представим его в виде

$$T(\dot{\delta}) + U(\delta, h_z) = E, \quad (21)$$

где

$$T(\dot{\delta}) = \frac{\Omega_1}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{\dot{\delta}}{\Omega_1} \right)^2} \right)$$

— кинетическая энергия. Из анализа зависимости кинетической энергии следует, что существует предельная скорость изменения ширины изолированного полосового домена, близкая по величине к удвоенной уокеровской скорости. В принятых обозначениях ее величина равна  $\dot{\delta}_c = \Omega_1$ . Потенциальная энергия изолированного полосового домена  $U(h_z, \delta)$ , представленная в относительных единицах, имеет вид

$$U(h_z, \delta) = \delta \left( h_z - 8 \operatorname{arctg} \left( \frac{\lambda}{\delta} \right) \right) - 2\lambda \ln \left( 1 + \frac{\delta^2}{\lambda^2} \right) + 2 \frac{\delta^2}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{\lambda^2}{\delta^2} \right) + \Delta U(\delta), \quad (22)$$

$$\Delta U(\delta) = \begin{cases} 2\beta \operatorname{th}(\delta/2) & \text{для } 0\text{-ДГ,} \\ 2\beta \operatorname{cth}(\delta/2) & \text{для } 2\pi\text{-ДГ} \end{cases}$$

— вклад в потенциальную энергию изолированного полосового домена, связанный с учетом внутренней структуры ДГ.

### 3. ВЛИЯНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НА СТАБИЛЬНОСТЬ 0-ДГ В ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ

Для определенности рассмотрим вначале 0-ДГ. График зависимости от  $\delta$  ее потенциальной энергии представлен на рис. 1 кривыми 1–3, которые соответствуют различным значениям магнитного поля.

При определенных значениях магнитного поля потенциальная энергия 0-ДГ имеет два экстремума в точках, которые находятся из условия

$$0 = \frac{\partial U(h_z, \delta)}{\partial \delta} = h_z + \beta \operatorname{ch}^{-2} \left( \frac{\delta}{2} \right) - 8 \operatorname{arctg} \left( \frac{\lambda}{\delta} \right) + 4 \frac{\delta}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{\lambda^2}{\delta^2} \right). \quad (23)$$

Очевидно, что в малых полях, когда ширина изолированного полосового домена достаточно велика, второе слагаемое в правой части (23) пренебрежимо мало, и выражение (23) соответствует результату, полученному в модели домена с геометрическими границами [4].

Будем полагать, что в исходном стационарном состоянии система находилась в подмагничивающем поле  $h_{0z}$ . На кривой 1 рис. 1 это состояние обозначено буквой А. При увеличении внешнего поля зависимость потенциальной энергии видоизменяется (соответственно кривые 2 и 3). Если увеличение амплитуды поля происходит достаточно

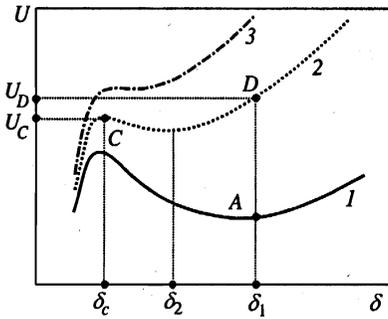


Рис. 1

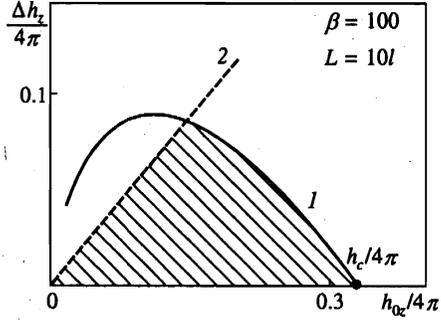


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости потенциальной энергии 0-ДГ от  $\delta$  при различных значениях магнитного поля

Рис. 2. Графическое решение неравенств (24)

медленно, то система благодаря диссипативным процессам успевает перейти в состояние равновесия, которое определяется новым положением минимума потенциальной энергии. При стремлении поля к  $h_c$  (кривая 3) минимум энергии исчезает и 0-ДГ становится неустойчивой.

Если к системе приложить ступенчатый импульс магнитного поля  $\Delta h_z$ , скачком изменяется зависимость потенциальной энергии (теперь кривая 2), а ширина домена останется без изменения. При этом новому состоянию системы соответствует точка D. Далее система приходит в движение, в результате которого изменяется ширина домена  $\delta$ . Если  $U_D$  — координата точки D на оси энергии — меньше  $U_C$  — потенциальной энергии 0-ДГ в максимуме, то система может остаться стабильной в том случае, когда скорость изменения ширины домена не достигнет критического значения  $\Omega_1$  в точке минимума потенциальной энергии  $\delta_2$ . При этом движение 0-ДГ будет соответствовать периодическим пульсациям. Если  $U_D > U_C$ , как в случае, представленном на рис. 1, 0-ДГ становится неустойчивой и аннигилирует.

На основании изложенных рассуждений сформулируем условия устойчивости структуры 0-ДГ к импульсу магнитного поля:

$$U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_c) - U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_1) \leq 0, \tag{24a}$$

$$U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_1) - U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_2) \leq \Omega_1/2, \tag{246}$$

где (24a) — условие устойчивости 0-ДГ относительно аннигиляции, (246) — условие устойчивости 0-ДГ относительно динамических преобразований, возникающих при достижении ДГ критической скорости  $\Omega_1$ . Отметим, что значение  $\delta_1$  определяется как решение уравнения (23), соответствующее минимуму энергии в поле  $h_{0z}$ , а величины  $\delta_2, \delta_c$  являются решением того же уравнения для поля  $h_{0z} + \Delta h$  и отвечают положениям минимума и максимума потенциальной энергии домена.

На рис. 2 для пленки с  $\lambda = 10, \beta = 100$  представлено графическое решение системы неравенств (24), определяющей область стабильности 0-ДГ на плоскости координат  $(h_{0z}, \Delta h_z)$ .

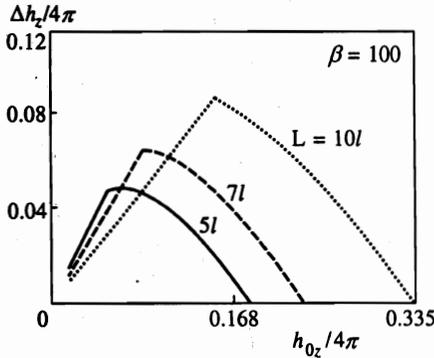


Рис. 3

Рис. 3. Области устойчивости 0-ДГ для различных значений толщины магнитной пленки

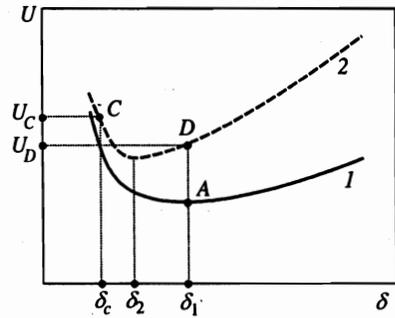


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости потенциальной энергии 2π-ДГ от δ

Выше кривой 2 находится область, соответствующая значениям подмагничивающего поля  $h_{0z}$  и амплитуды импульсного сигнала  $\Delta h_z$ , для которых скорость изменения ширины домена достигнет критического значения  $\Omega_1$  и изолированный полосовой домен становится неустойчив относительно динамических преобразований. В дальнейшем величины  $h_{0z}, \Delta h_z$  будем называть параметрами поля. При значениях параметров поля, лежащих ниже кривой 2, динамическая неустойчивость 0-ДГ не наступает.

Кривая 1 также разделяет рассматриваемую плоскость на две части. Область ниже кривой 1 соответствует параметрам поля, при которых ширина 0-ДГ не достигнет критического значения  $\delta_c$  (рис. 1) и структура изолированного полосового домена останется стабильной. Таким образом, на рис. 2 штриховкой обозначена область устойчивого существования 0-ДГ.

Очевидно, что размер области устойчивости существенно зависит от толщины магнитной пленки. Кривые, изображенные на рис. 3, ограничивают сверху области стабильности 0-ДГ в пленках с различной толщиной  $L$  при  $\beta = 100$ .

#### 4. ВЛИЯНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ СТЕНОК НА СТАБИЛЬНОСТЬ 2π-ДГ

В отличие от потенциальной энергии 0-ДГ потенциальная энергия 2π-ДГ имеет всего одну экстремальную точку, соответствующую минимуму энергии (рис. 4). Координата этой точки на оси  $\delta$  определяется условием

$$\frac{\partial U(h_z, \delta)}{\partial \delta} = h_z - \beta \text{sh}^{-2} \left( \frac{\delta}{2} \right) - 8 \text{arctg} \left( \frac{\lambda}{\delta} \right) + 4 \frac{\delta}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{\lambda^2}{\delta^2} \right) = 0. \quad (25)$$

Как и в случае с 0-ДГ, будем полагать, что система в поле  $h_{0z}$  находилась в стационарном состоянии, определяемом точкой A, и при подаче импульса магнитного поля перешла в состояние D.

В данном случае условие стабильности структуры  $2\pi$ -ДГ относительно динамических преобразований, возникающих при достижении критической скорости, аналогично условию (24) для 0-ДГ. Однако в отличие от структуры 0-ДГ ее структура устойчива к сжатию. Вместе с тем, как показано в [13], уменьшение ширины  $2\pi$ -ДГ до некоторого критического значения  $\delta_c$  (рис. 4) приводит к неоднородным продольным возмущениям намагниченности ДГ. Таким образом,  $2\pi$ -ДГ станет нестабильной, если энергии  $U_D$ , приобретенной ею под действием импульса поля, будет достаточно, чтобы сократить ширину до некоторого критического предела  $\delta_c$ . При этом для достижения неустойчивого состояния достаточно, чтобы точка  $\delta_c$  совпадала с точкой поворота, в которой кинетическая энергия  $2\pi$ -ДГ обращается в нуль.

Чтобы определить критерий устойчивости  $2\pi$ -ДГ при сжатии, исследуем соответствующее ей решение (11а), (16б), (18) в точке поворота  $\delta_c$  на устойчивость к малым возмущениям.

В точке поворота  $\delta = 0$ , поэтому из (18) следует, что одно из решений соответствует  $\varphi_0 = \pi/2$ . Тогда система уравнений, описывающая малые возмущения  $(\delta\theta, \delta\varphi)$  на фоне основного состояния (11а), определенного в точке поворота, имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{G}_1(\theta_0)\delta\theta &= \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau} \delta u, \\ \hat{G}_2(\theta_0)\delta u &= -\varepsilon 4\pi \delta u + \varepsilon \int dx' J(x-x')\delta u(x') - \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau} \delta\theta, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\delta u = \sin \theta_0 \delta \varphi, \quad \hat{G}_2(\theta_0) = \hat{G}_1(\theta_0) + \sin^2 \theta_0 - l^2 \left( \frac{\partial \theta_0}{\partial x} \right)^2.$$

Нетрудно убедиться, что с точностью до членов пропорциональных  $\varepsilon$  решения уравнений (26) можно записать в виде [13]

$$\begin{aligned} \delta\theta &= C_1 e^{i\omega t} \psi_1(x) + C_2 e^{i\omega t} \psi_2(x), \\ \delta u &= C_3 e^{i\omega t} \psi_1(x) + C_4 e^{i\omega t} \psi_2(x), \end{aligned} \quad (27)$$

где  $\psi_1, \psi_2$  — собственные функции (13) операторов  $G_1, G_2$ , которые имеют собственные значения порядка  $\varepsilon$ .

Подставив  $\delta\theta, \delta\varphi$  в виде (27) в уравнения (26) и умножив скалярно на соответствующие собственные функции (13), находим систему алгебраических уравнений для коэффициентов разложения  $C_i$ :

$$\omega C_3 = 0, \quad (28a)$$

$$i\omega C_1 + [\Omega_1 - 2\beta \text{sh}^{-2}(\delta_c/2)] C_3 = 0,$$

$$\Omega_2 C_2 - i\omega C_4 = 0, \quad (28б)$$

$$i\omega C_2 + \Omega_1 C_4 = 0,$$

где  $\Omega_2 = 2\beta \text{sh}^{-2}(\delta_c/2) + (4/\lambda) \ln(1 + \lambda^2/\delta_c^2)$ .

Система уравнений (28б) имеет нетривиальные решения при условии  $\omega = \sqrt{\Omega_1 \Omega_2}$ , которое определяет собственную частоту малых пульсационных возмущений  $2\pi$ -ДГ в

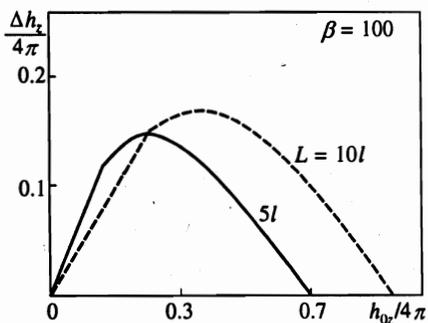


Рис. 5

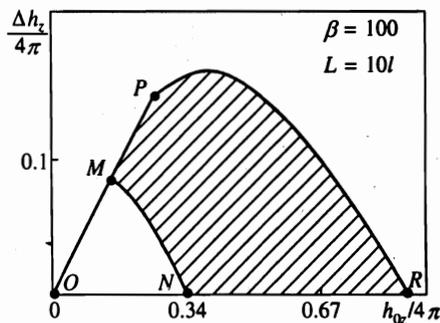


Рис. 6

Рис. 5. Графические решения неравенств (30) для пленок различной толщины

Рис. 6. Области стабильности 0-ДГ и 2π-ДГ

точке поворота  $\delta_c$ . Поскольку значение собственной частоты вещественно и положительно при любом  $\delta$ , 2π-ДГ относительно подобных возмущений устойчива всегда.

В данном случае наибольший интерес представляет система уравнений (28а). Нетрудно убедиться, что нетривиальные решения  $C_3 \neq 0$  у нее появляются при выполнении условий

$$\omega = 0, \quad \Omega_1 - 2\beta \operatorname{sh}^{-2}(\delta_c/2) = 0. \quad (29)$$

Анализ показывает, что выражения (29) определяют условие возникновения неустойчивости относительно отклонения от блоховской ориентации намагниченности в стенках, ограничивающих домен.

На основании полученных результатов сформулируем критерий сохранения стабильности 2π-ДГ в импульсном поле:

$$U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_c) - U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_1) \leq 0, \quad (30a)$$

$$U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_1) - U(h_{0z} + \Delta h_z, \delta_2) \leq T(\delta_c). \quad (30b)$$

Очевидно, что системы неравенств, определяющих области стабильности 0-ДГ и 2π-ДГ, подобны. Различия связаны с различиями в зависимости потенциальной энергии данных систем и в определении критической ширины доменов. Так, для 0-ДГ критическая ширина определяется уравнением (23), в то время как для 2π-ДГ она определяется из уравнения (29).

На рис. 5 для пленок различной толщины представлены графические решения неравенств (30), определяющие области стабильности структуры 2π-ДГ на плоскости координат  $(h_{0z}, \Delta h_z)$ . (Области стабильности ограничены сверху соответствующими кривыми.)

## 5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ 0-ДГ И 2π-ДГ В ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ

На рис. 6 для пленки толщиной  $\lambda = 10$  с  $\beta = 100$  сопоставлены области стабильности исследуемых структур. Кривая, обозначенная точками  $O, M, N$ , ограничивает

сверху область стабильности 0-ДГ, а кривая *OPR* ограничивает пределы стабильности  $2\pi$ -ДГ.

На рис. 6 видно, что если домены с различной структурой пребывали изначально в малом подмагничивающем поле, то реакция на импульс магнитного поля у них будет практически эквивалентной. Обе рассмотренные структуры при этом становятся неустойчивыми относительно динамических преобразований при достижении критической скорости.

Напротив, если подмагничивающее поле было достаточно велико, то у исследуемых систем проявляются существенные различия, связанные с организацией внутренней структуры ДГ. Кривые, соединяющие точки *R, P, M, N*, ограничивают область параметров поля, при которых 0-ДГ аннигилирует, в то время как структура  $2\pi$ -ДГ остается стабильной.

Очевидно, что в тонких пленках при определенных значениях параметров поля  $h_{0z}$ ,  $\Delta h_z$   $2\pi$ -ДГ является более стабильной, чем 0-ДГ. В толстых пленках из-за «скручивания» ДГ состояния рассмотренных структур вблизи поверхности будут эквивалентными, поэтому различия в устойчивости 0-ДГ и  $2\pi$ -ДГ в толстых пленках выражены менее отчетливо.

Подтверждением выводов изложенной теории могут служить результаты комплексных экспериментальных исследований [17–19] в рамках изучения возможности создания запоминающих устройств на вертикальных блоховских линиях. Они показали более высокую стабильность  $2\pi$ -ДГ по сравнению с 0-ДГ.

В заключение автор выражает глубокую признательность профессору Ю. И. Горобцу за конструктивное обсуждение предлагаемого материала.

## Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
2. Э. Бобек, Э. Делла-Торре, *Цилиндрические магнитные домены*, Энергия, Москва (1977).
3. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова думка, Киев (1988).
4. A. Vobeck, *Bell Syst. Tech. J.* **46**, 1901 (1967).
5. В. Г. Барьяхтар, В. В. Ганн, Ю. И. Горобец, *ЖТФ* **45**, 386 (1975).
6. Ф. Л. Вайсман, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *УФЖ* **31**, 1234 (1986).
7. А. П. Бабичев, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *УФЖ* **30**, 86 (1985).
8. Н. Н. Куделькин, В. В. Рандошкин, Г. Е. Ходенков, *Письма в ЖТФ* **9**, 1357 (1983).
9. Г. Е. Ходенков, *ФММ* **61**, 850 (1986).
10. Ю. И. Джежеря, *ФТТ* **35**, 2270 (1993).
11. Ю. И. Джежеря, А. М. Яковенко, *ФТТ* **37**, 2444 (1995).
12. Ю. И. Джежеря, И. К. Локтионов, *ФТТ* **39**, 671 (1997).
13. Ю. И. Горобец, Ю. И. Джежеря, *ФТТ* **40**, 269 (1998).
14. Ю. И. Джежеря, *ЖЭТФ* **115**, 1315 (1999).
15. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. В. Манжос, *ЖЭТФ* **94**(11), 222 (1988).
16. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. В. Манжос, К. В. Маслов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 174 (1986).
17. Ф. Е. Юрченко, *Зарубежная электронная техника* № 5(336), 5 (1989).
18. Y. Hidaka et al., *IEEE Trans. MAG-19*, 1841 (1983).
19. S. Konishi et al., *J. Appl. Phys.* **50**, 7841 (1979).