[9] Johnson W.J. et al // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 6. P. 4240–4245.
[10] Spencer E.G., Le Craw R.G., Clogston A.M. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. N 1. P. 32.

Поступило в Редакцию
14 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып.5 12 марта 1989 г.
05.2

ЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ФЕРРОМАГНЕТИКА ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЕЕ ПЛОСКОСТИ

С.И. Денисов

Динамика доменной границы (ДГ) в одноосном ферромагнетике (ФМ) в случае, когда в плоскости ДГ имеется постоянное магнитное поле $\vec{H}$, перпендикулярное легкой оси (оси z), изучена в [1] при $|\vec{H}|\sim H_A$ (H_A – поле одноосной анизотропии). В настоящей работе рассмотрена линейная динамика ДГ в общем случае произвольной величины H. Предполагается, что плоскость ДГ совпадает с плоскостью yz, $\vec{H}=H\vec{e}_y$, а вдоль легкой оси приложено постоянное магнитное поле $\vec{h}=h\vec{e}_z$ ($\vec{e}_y$ и $\vec{e}_z$ – единичные векторы вдоль соответствующих координатных осей). В соответствии с этим плотность энергии одноосного ФМ в приближении Винтера [2] для магнитостатической энергии записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega = {} & A(\theta'^2+\varphi'^2\sin^2\theta)+K\sin^2\theta+2\pi M^2\sin^2\theta\cos^2\varphi- \\ & -MH\sin\theta\sin\varphi-Mh\cos\theta. \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь A – константа неоднородного обмена; K – константа одноосной анизотропии; $\theta=\theta(x,t)$, $\varphi=\varphi(x,t)$ – полярный и азимутальный углы вектора намагниченности $\vec{M}$; M – намагниченность насыщения; $\theta'=\partial\theta/\partial x$, $\varphi'=\partial\varphi/\partial x$. Уравнение Ландау–Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта [3] для ФМ с плотностью энергии (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}\sin\theta-\alpha\dot{\theta} = {} & \gamma M^{-1}\{-2A\theta''+2A\varphi'^2\sin\theta\cos\theta+2K\sin\theta\cos\theta+ \\ & +4\pi M^2\sin\theta\cos\theta\cos^2\varphi-MH\cos\theta\sin\varphi+Mh\sin\theta\}, \\ \dot{\theta}+\alpha\dot{\varphi}\sin\theta = {} & \gamma M^{-1}\{-2A\varphi''\sin\theta-4A\varphi'\theta'\cos\theta+ \\ & +4\pi M^2\sin\theta\sin\varphi\cos\varphi+MH\cos\varphi\}, \end{aligned} \qquad (2)$$

где α – параметр затухания, γ – гиромагнитное отношение. Предполагая, что $|h| \ll M$, решение уравнений (2) будем искать в виде

$$\theta(x,t) = \theta_0(\xi) + \theta_1(\xi), \quad |\theta_1(\xi)| \ll 1,$$
$$\varphi(x,t) = \varphi_0(\xi) + \varphi_1(\xi), \quad |\varphi_1(\xi)| \ll 1. \tag{3}$$

Здесь $\theta_0(x)$ и $\varphi_0(x)$ – равновесные распределения полярного и азимутального углов при $h=0$; $\xi = x - vt$, v – скорость равномерного движения ДГ. В рассматриваемом случае $\varphi_0(x) = \pi/2$, а уравнение для $\theta_0(x)$

$$\Delta^2\theta_0''(x) - \sin\theta_0(x)\cos\theta_0(x) + \varkappa\cos\theta_0(x) = 0 \tag{4}$$

($\Delta^2 = A/K$, $\varkappa = MH/2K = H/H_A$) с граничными условиями $\theta_0(-\infty) = \arcsin\varkappa$, $\theta_0(\infty) = \pi - \arcsin\varkappa$ имеет при $0 \leqslant \varkappa \leqslant 1$ решение [4]

$$\cos\theta_0(x) = -\sqrt{1-\varkappa^2}\,\frac{sh\left(x\sqrt{1-\varkappa^2}/\Delta\right)}{\varkappa + ch\left(x\sqrt{1-\varkappa^2}/\Delta\right)}. \tag{5}$$

При $\varkappa > 1$ основному состоянию ФМ отвечает однородное распределение намагниченности: $\theta_0(x) = \pi/2$. Учитывая, что в соответствии с (3) $\partial/\partial t = -v\, d/d\xi$, линеаризация системы (2) по v, h, $\varphi_1(\xi)$ и $\theta_1(\xi)$ приводит к уравнениям

$$\Delta^2\theta_1'' - \theta_1\cdot(\cos 2\theta_0 + \varkappa\sin\theta_0) = (h/H_A)\sin\theta_0 - (\alpha v/\gamma H_A)\cdot\theta_0', \tag{6}$$

$$\Delta^2(\varphi_1'\sin^2\theta_0)' - \varphi_1\left[\varkappa + (4\pi M/H_A)\sin\theta_0\right]\sin\theta_0 = (v/\gamma H_A)\theta_0'\sin\theta_0. \tag{7}$$

Связь скорости движения ДГ v с полем h может быть установлена из условия разрешимости (6) и (7) относительно $\theta_1(\xi)$ и $\varphi_1(\xi)$. Прежде всего отметим, что уравнение (7) никаких ограничений на v не накладывает, поскольку при любой правой части оно имеет единственное решение. В самом деле, умножив однородное уравнение $\Delta^2(\Phi'\sin^2\theta_0)' - \Phi\left[\varkappa + (4\pi M/H_A)\sin\theta_0\right] \times \sin\theta_0 = 0$ на $\Phi(\xi)$ и проинтегрировав его по ξ от $-\infty$ до ∞, получим

$$\int_{-\infty}^{\infty}\Phi^2\left[\varkappa + (4\pi M/H_A)\sin\theta_0\right]\sin\theta_0\, d\xi = 0,$$

откуда следует, что однородное уравнение имеет только нулевое решение: $\Phi(\xi) = 0$. В соответствии с теоремой Фредгольма об альтернативе [5] это означает, что уравнение (7) всегда обладает единственным решением. Для разрешимости же уравнения (6) необходимо потребовать выполнения условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi\left[h\sin\theta_0-(\alpha\upsilon/\gamma)\theta_0'\right]d\xi=0 \tag{8}$$

ортогональности правой части (6) всем решениям однородного уравнения

$$\Delta^2\psi''-\psi\left[\cos 2\theta_0-\varkappa\sin\theta_0\right]=0. \tag{9}$$

Поскольку, согласно (4), $\Delta\theta_0'=\sin\theta_0-\varkappa$, $\sin\theta_0(\xi)=\sin\theta_0(-\xi)$, то условие (8) для нечетного по ξ решения уравнения (9) выполняется тождественно. Для четного же решения уравнения (9) $\psi=c\cdot\theta_0'$ (c – произвольная константа) условие (8) приводит к следующему выражению: $\upsilon=\mu(\varkappa)h$, где

$$\mu(\varkappa)=\mu_Б\frac{\sqrt{1-\varkappa^2}}{\sqrt{1-\varkappa^2}-\varkappa(\pi/2-\arcsin\varkappa)} \tag{10}$$

($\mu_Б=\gamma\Delta/\alpha$ – подвижность блоховской ДГ) – подвижность ДГ при наличии магнитного поля в ее плоскости. Отметим, что формула (10) применима и при $H<0$ вплоть до критического поля $H\simeq -8$ М, в котором ДГ поляризуется в отрицательном направлении оси y [3]. Из (10) следует, что при $\varkappa\to 1$ подвижность ДГ неограниченно возрастает: $\mu(\varkappa)\simeq 3\mu_Б(1-\varkappa)^{-1/2}/2$, а в случае $|\varkappa|\ll 1$: $\mu(\varkappa)=\mu_Б(1+\pi\varkappa/2)$.

Автор выражает благодарность Ю.И. Горобцу за обсуждение результатов.

Список литературы

[1] Иванов Б.А., Краснов В.П., Тартаковская Е.В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 6. С. 341-343.
[2] Winter J.M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452-459.
[3] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
[4] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 312 с.
[5] Рисс Ф., Сёкефальви-Надь Б. Лекции по функциональному анализу. М.: Мир, 1979. 592 с.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию 2 декабря 1988 г.