$$\vec{f}_2 = \frac{e_1^2 e_2^2 E_0^2 (\vec{k} - k\vec{n})(1+g^2-n_x^2-g^2 n_y^2)}{2m_1 m_2 \omega^2 c^2 l} \sin(kl - \vec{k}\cdot\vec{l}) . \qquad (8)$$

Формулы (7)-(8) имеют точно такую же пространственную структуру, как и полученные в [5, 6], однако зависят от поляризации волны. При $g=0$ результаты совпадают с [5].

Таким образом, поляризация падающей волны существенно влияет на амплитуду сил радиационного взаимодействия.

Список литературы

[1] Немцов Б.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. В. 2. С. 858-861.

[2] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. В. 2, С. 246-250.

[3] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Изв. АН СССР, Сер. МЖГ, 1988. В. 6. С. 99-103.

[4] Дойников А.А., Завтрак С.Т. //Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256-259.

[5] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 14-16.

[6] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 13-15.

[7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

[8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина

Поступило в редакцию 2 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3 12 февраля 1990 г.

01; 05.2

ДРЕЙФ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИКА В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов

Явление дрейфа доменной границы (ДГ) ферромагнетика в осциллирующем магнитном поле, частота ω которого превышает частоту ω_r ферромагнитного резонанса, а плоскость поляризации перпендикулярна легкой оси намагничивания, изучено в [1, 2]. Было установлено, что в система ДГ, образующих полосовую доменную структуру, дрейфовое движение невозможно, поскольку эффективное давление, обусловленное переменным полем, приложено к соседним ДГ в противоположных направлениях [1]. Настоящая работа посвящена рассмотрению особенностей дрейфа блоховских ДГ, имеющих различные топологические заряды и направления поляризации, в осциллирующем поле $\vec{H}(t)$ произвольной частоты, поляризованном в плоскости ДГ.

При анализе динамического поведения ДГ исходим из уравнения Ландау–Лифшица

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma\left[\vec{M}, \vec{\mathcal{H}}\right] + \frac{\alpha}{M}\left[\vec{M}, \dot{\vec{M}}\right], \tag{1}$$

где

$$\vec{\mathcal{H}} = \varepsilon \vec{M}'' + \beta M_z \vec{k} - \varkappa M_y \vec{j} + \vec{H} - \tag{2}$$

– эффективное поле, $\vec{M} = \vec{M}(y,t)$ – намагниченность, $M = |\vec{M}|$, $\vec{M}' = \partial\vec{M}/\partial y$, $\dot{\vec{M}} = \partial\vec{M}/\partial t$, $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – базисные векторы прямоугольной системы координат xyz, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, ε – обменная постоянная, $\beta > 0$ и $\varkappa > 0$ – константы анизотропии. Полагая

$$\vec{M}(y,t) = \vec{\mathcal{M}}(y - Y(t)) + \vec{m}(y - Y(t), t),$$

представим функции $\vec{\mathcal{M}}(y)$, $\vec{m}(y,t)$ и $\dot{Y}(t)$ в случае малой амплитуды внешнего поля в виде рядов

$$\vec{\mathcal{M}}(y) = \vec{M}_Б(y) + \vec{\mathcal{M}}_2(y) + \ldots,$$

$$\vec{m}(y,t) = \vec{m}_1(y,t) + \vec{m}_2(y,t) + \ldots, \quad \langle \vec{m}_n \rangle = 0,$$

$$\dot{Y}(t) = \dot{S}_2(t) + S_3(t) + \ldots + \dot{u}_1(t) + \dot{u}_2(t) + \ldots, \quad \langle \dot{u}_n \rangle = 0. \tag{4}$$

Здесь численные индексы указывают на порядок малости величин, угловые скобки обозначают усреднение по осцилляциям поля, $\vec{M}_Б(y) = \vec{i}\rho M \sin\theta_Б(y) + \vec{k}\delta M \cos\theta_Б(y)$ – равновесное распределение намагниченности в блоховской ДГ, $\sin\theta_Б(y) = \mathrm{sech}(y/\Delta)$, $\cos\theta_Б(y) = -\mathrm{th}(y/\Delta)$, $\Delta = \sqrt{\varepsilon/\beta}$ – ширина ДГ, $\delta = \pm 1$ – топологический заряд ДГ, $\rho = \pm 1$ – характеризует направление поляризации ДГ. Ограничиваясь рассмотрением главных членов осциллирующих ($\vec{m}_1$, $\dot{u}_1$) и усредненных ($\vec{\mathcal{M}}_2$, $\dot{S}_2$) переменных и опуская численные индексы при них, на основании (1)–(4) получаем уравнения

$$(\hat{L}-ip\alpha)\tilde{m}_\perp(\zeta)+ip\tilde{m}_y(\zeta)=-ip\alpha M\tilde{u}\delta\rho\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)/\Delta+ \tag{5}$$
$$+(\rho\tilde{H}_z\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)-\delta\tilde{H}_x\cos\theta_{\text{Б}}(\zeta))/\beta,$$

$$(\hat{L}-ip\alpha-q)\tilde{m}_y(\zeta)-ip\tilde{m}_\perp(\zeta)=-ipM\tilde{u}\delta\rho\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)/\Delta;$$

$$\omega_r\Delta\hat{L}\mathcal{M}_\perp(\zeta)=-\alpha VM\delta\rho\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)+\langle\gamma\Delta m_\perp(\zeta,t)h_\parallel(\zeta,t)+ \tag{6}$$
$$+\dot{u}(t)m'_y(\zeta,t)-\alpha\dot{u}(t)m'_\perp(\zeta,t)+2\beta\gamma\Delta\delta\rho\vec{m}(\zeta,t)\vec{m}'(\zeta,t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)\rangle;$$

$$\omega_r\Delta(\hat{L}-q)\mathcal{M}_y(\zeta)=-VM\delta\rho\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)+\langle\gamma\Delta m_y(\zeta,t)h_\parallel(\zeta,t)- \tag{7}$$
$$-\dot{u}(t)m'_\perp(\zeta,t)-\alpha\dot{u}(t)m'_y(\zeta,t)\rangle$$

для проекций векторов $\tilde{\vec{m}}(\zeta)$ и $\vec{\mathcal{M}}_2(\zeta)$ на оси локальной системы координат с базисными векторами $\vec{e}_\perp(\zeta)=[\vec{j},\vec{e}_\parallel(\zeta)], \vec{j}, \vec{e}_\parallel(\zeta)=\vec{M}_{\text{Б}}(\zeta)/M$. В (5)-(7) учтены соотношения

$$\vec{M}_{\text{Б}}(\zeta)\vec{m}_1(\zeta,t)=0,\quad 2\vec{M}_{\text{Б}}(\zeta)\vec{\mathcal{M}}_2(\zeta)+\langle\vec{m}_1^{\,2}(\zeta,t)\rangle=0,$$

следующие из интеграла движения $\vec{M}^2=const$ уравнения (1), а также использованы обозначения: $(\vec{m}_1(\zeta,t),\vec{H}(t),u_1(t))=$

$=Re(\tilde{\vec{m}}(\zeta),\tilde{\vec{H}},\tilde{u})\exp(i\omega t)$, $\hat{L}=d^2/d\zeta^2-\cos 2\theta_{\text{Б}}(\zeta)$, $\zeta=y/\Delta$, $q=\varkappa/\beta$, $p=\omega/\omega_r$, $\omega_r=\beta\gamma M$, $V=\dot{S}_2(t)$ – скорость дрейфа ДГ и

$$h_\parallel(\zeta,t)=\delta\rho[-2\beta m'_\perp(\zeta,t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)-2\beta m_\perp(\zeta,t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)\cos\theta_{\text{Б}}(\zeta)+ \tag{8}$$
$$+\delta H_x(t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)+\rho H_z(t)\cos\theta_{\text{Б}}(\zeta)]-$$

– линейная по $\vec{H}(t)$ компонента эффективного поля $\vec{\mathcal{H}}$. В соответствии с критерием разрешимости уравнений (6) и (7) в классе гладких функций $\Psi(\xi)$, удовлетворяющих условию $\Psi'(\xi)\to 0$ при $\xi\to\pm\infty$, скорость дрейфа определяется выражением

$$h_\parallel(\zeta,t)=\delta\rho[-2\beta m'_\perp(\zeta,t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)-2\beta m_\perp(\zeta,t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)\cos\theta_{\text{Б}}(\zeta)+ \tag{8}$$
$$+\delta H_x(t)\sin\theta_{\text{Б}}(\zeta)+\rho H_z(t)\cos\theta_{\text{Б}}(\zeta)]$$

– линейная по $\vec{H}(t)$ компонента эффективного поля $\mathcal{H}$. В соответствии с критерием разрешимости уравнений (6) и (7) в классе гладких функций $\Psi(\xi)$, удовлетворяющих условию $\Psi'(\xi)\to 0$ при $\xi\to\pm\infty$, скорость дрейфа определяется выражением

$$V=\frac{\delta\rho}{2\alpha M}\int_{-\infty}^{\infty}\theta'_{\text{Б}}\langle\gamma\Delta m_\perp h_\parallel+\dot{u}m'_y-\alpha\dot{u}m'_\perp+2\beta\gamma\Delta\delta\rho\vec{m}\vec{m}'\sin\theta_{\text{Б}}\rangle d\zeta. \tag{9}$$

Находя решение системы уравнений (5)

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_\perp \\ \tilde{m}_y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \sin\theta_Б \\ \cos\theta_Б \end{pmatrix}, \qquad (10)$$

где компоненты a_{ij} матрицы A имеют вид

$$a_{11} = \delta\rho M \frac{\tilde{u}}{\Delta} - \frac{(p\alpha - iq)\rho \tilde{H}_z}{\beta p[q\alpha + ip(1+\alpha^2)]}, \qquad a_{12} = \frac{1+q+ip\alpha}{\beta D}\delta\tilde{H}_x,$$

$$a_{21} = \frac{\rho\tilde{H}_z}{\beta[q\alpha + ip(1+\alpha^2)]}, \qquad a_{22} = -\frac{ip\delta\tilde{H}_x}{\beta D},$$

$D = (1+q+ip\alpha)(1+ip\alpha) - p^2$ на основании (9) получаем

$$V = \frac{\pi\gamma\Delta}{4\beta M}\delta\rho \operatorname{Re}\frac{q^2+q+p^2(1+\alpha^2) - ip\alpha}{D[q\alpha - ip(1+\alpha^2)]}\tilde{H}_x\tilde{H}_z^*. \qquad (11)$$

Зависимость V от топологического заряда и направления поляризации ДГ позволяет утверждать, что и полосовая доменная структура с ДГ блоховского (или близкого к нему) типа может совершать дрейфовое движение. Для этого, как следует из (11), необходимо, чтобы соседние ДГ, имеющие разные топологические заряды, были поляризованы в противоположных направлениях.

В заключение отметим, что для экспериментальной проверки зависимости скорости дрейфа от характеристик внешнего поля ($\vec{H}$, ω) и ДГ (δ, ρ) самыми перспективными, очевидно, являются длинные и узкие образцы иттриевого феррограната, в которых возможно существование уединенных монополярных ДГ [3].

Список литературы

[1] Schlömann E. // IEEE Trans. Mag. 1975. V. 11. N 4. P. 1051-1056.

[2] Звездин А.К., Редько В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. В. 7. С. 445-447.

[3] Дедух Л.М., Никитенко В.И., Синогач В.Т. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 9. С. 312-321.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию 30 сентября 1989 г.