Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16 26 августа 1989 г.
01; 05.2

ЭФФЕКТИВНОЕ УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.И. Денисов

Известно, что в хорошо проводящих ферромагнетиках (ФМ) магнитеное поле вихревых токов (ВТ), индуцируемых движущейся доменной границей (ДГ), может существенно повлиять на ее динамические свойства [1, 2]. Ранее предполагалось, что так же как и в случае ФМ-диэлектриков движение координаты центра плоской ДГ $x_1(t)$ в ФМ-проводниках удовлетворяет обычному уравнению гармонического осциллятора, в котором влияние ВТ учитывалось введением дополнительных вкладов в эффективные вязкость и массу ДГ [1]. При этом вклад в эффективную вязкость считался не зависящим от характера движения ДГ, а вклад в эффективную массу находился путем отождествления связанной с ним „кинетической энергии" ДГ и энергии магнитного поля ВТ. Такой подход к описанию динамики ДГ в проводящих ФМ, сформулированный без видимой связи с уравнениями Максвелла и Ландау-Лифшица, не позволяет обосновать используемые в нем предположения и, как показано в данной работе, основан на упрощенных (по крайней мере в случае осциллирующего движения ДГ) представлениях о вкладе ВТ в эффективную массу ДГ.

Рассмотрим проводящую пленку одноосного ФМ, помещенную во внешнее магнитное поле $H(t)$, направленное вдоль лежащей в ее плоскости (плоскость xy) оси легкого намагничивания (ось y). Будем предполагать, что в уравнении Ландау-Лифшица

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma\left[\vec{M}, \vec{H}_{эф} + H(t)\vec{e}_y + \vec{H}_b^{(1)}\right] + \vec{R} \tag{1}$$

релаксационный член $\vec{R}$ включает релаксационное слагаемое Гильберта и вклад „микроскопических" ВТ: $\vec{R} = [\vec{M}, \alpha\dot{\vec{M}}/M - \gamma\vec{H}_b^{(2)}]$. Здесь $\vec{M}$ – намагниченность, $M = |\vec{M}|$, $\vec{e}_y$ – единичный вектор вдоль оси y, $\vec{H}_{эф}$ – эффективное поле, $\vec{H}_b^{(1)}$ – магнитное поле „макроскопических" ВТ, индуцируемых в пленке полем $H(t)\vec{e}_y$, $\vec{H}_b^{(2)}$ – магнитное поле „микроскопических" ВТ, возбуждаемых изменяющейся во времени намагниченностью ($\vec{H}_b^{(2)} = 0$ при $\dot{\vec{M}} = 0$), γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта. Пренебрегая полями рассеяния, связанными с существованием нормальной к поверхности пленки компоненты $\vec{M}$ в области ДГ, статическое распределение $\vec{M}_0$, удовлетворяющее граничным условиям $\vec{M}_0|_{x=\mp\infty} = \pm\vec{e}_y M$ (или $\vec{M}_0|_{x=\mp\infty} = \mp\vec{e}_y M$), отвечающим 180-градусной ДГ, можно считать блоховским: $\vec{M}_0 = \vec{M}_Б(x)$. Динамическое же распределение $\vec{M}$ вследствие неоднородности магнитного поля

ВТ по толщине пленки оказывается зависящим от z: $\vec{M}=\vec{M}(x,z,t)$, что приводит к довольно сложным изменениям формы ДГ [3, 4]. Однако при слабом скин-эффекте и малых скоростях ДГ ее изгиб незначителен и можно воспользоваться приближением плоской ДГ, динамика которой описывается тем же уравнением (1) – следует лишь $\vec{H}_b^{(1,2)}$ заменить на их усредненные по толщине пленки значения $\vec{H}_{1,2}(t)$ в месте расположения ДГ. В пределе геометрической ДГ $\vec{H}_{1,2}(t)=H_{1,2}(t)\vec{e}_y$ и уравнение для $x_1(t)$, получаемое из линеаризованного по $\vec{m}$ уравнения (1) ($\vec{M}=\vec{M}_б(x)+\vec{m}$, $|\vec{m}|\ll M$, $\vec{m}\cdot\vec{M}_б=0$), принимает вид

$$m_D\ddot{x}_1+\lambda_G\dot{x}_1=2M\mathcal{H}(t)+\varkappa\dot{\mathcal{H}}(t), \qquad (2)$$

где $m_D=(1+\alpha^2)/2\pi\gamma^2\Delta$ – масса Дёринга, $\lambda_G=2\alpha M/\gamma\Delta$, $\varkappa=\alpha/2\pi\gamma$, Δ – ширина ДГ, $\mathcal{H}(t)=H(t)+H_1(t)+H_2(t)$. В отличие от ФМ-диэлектриков уравнение (2) в общем случае является интегро-дифференциальным, поскольку $H_2(t)$ – зависящий от $x_1(t)$ функционал. Для определения $H_{1,2}(t)$ обратимся к уравнениям Максвелла в квазистационарном приближении, в соответствии с которыми магнитное поле ВТ $\vec{H}_b^{(1)}+\vec{H}_b^{(2)}=H_b(x,z,t)\vec{e}_y$ вне пленки отсутствует, а внутри удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 H_b}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H_b}{\partial z^2}-\frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial H_b}{\partial t}=\frac{4\pi\sigma}{c^2}\dot{H}(t)+2\left(\frac{4\pi}{c}\right)^2\sigma M\dot{x}_1(t)\delta(x-x_1(t)) \qquad (3)$$

и граничным условиям $H_b(x,\pm h/2,t)=0$. Здесь c – скорость света, σ – проводимость ФМ, h – толщина пленки, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. В случае малых колебаний ДГ около положения равновесия решение уравнения (3) в линейном по $x_1(t)$ приближении приводит к следующим выражениям для $H_1(t)$ и $H_2(t)$

$$H_1(t)=-\int_{-\infty}^{\infty}H_\omega\left[1-2\,\frac{th(\sqrt{i\varepsilon}/2)}{\sqrt{i\varepsilon}}\right]e^{i\omega t}d\omega,$$

$$H_2(t)=\frac{1}{2M}\int_{-\infty}^{\infty}x_{1\omega}\left[\omega^2 m_b(\omega)-i\omega\lambda_b(\omega)\right]e^{i\omega t}d\omega, \qquad (4)$$

где $\varepsilon=4\pi\sigma\omega h^2/c^2$, H_ω и $x_{1\omega}$ – преобразования Фурье по времени от $H(t)$ и $x_1(t)$, а

$$\omega^2 m_b(\omega)-i\omega\lambda_b(\omega)=-16iM^2\varepsilon\frac{1}{h}\int_0^{\infty}\left[1-2\,\frac{th(\sqrt{s^2+i\varepsilon}/2)}{\sqrt{s^2+i\varepsilon}}\right]\frac{ds}{s^2+i\varepsilon}. \qquad (5)$$

Если внешне поле определяется низкочастотными ($|\varepsilon| \ll 1$) гармониками, разложение $H_2(t)$ в ряд по степеням ε с точностью до квадратичных членов дает: $H_2(t) = -(\lambda_b \dot{x}_1 + m_b \ddot{x}_1)/2M$, где, согласно (5),

$$\lambda_b = \frac{224}{\pi} \xi(3) \frac{M^2 \sigma h}{c^2}, \quad m_b = -31 \xi(5) \left(\frac{4M\sigma}{\pi c^2}\right)^2 h^3, \quad \left(\xi(n) = \sum_{p=1}^{\infty} p^{-n}\right). \qquad (6)$$

Учитывая также, что в главном по ε приближении $H_1(t) = -\pi\sigma h^2 \times \dot{H}(t)/3c^2$, уравнение (2), в котором последним слагаемым, пропорциональным $\ddot{\mathcal{H}}(t)$, можно пренебречь, записывается в виде

$$(m_D + m_b)\ddot{x}_1 + (\lambda_G + \lambda_b)\dot{x}_1 = 2MH(t) - 2\pi M\sigma h^2 \dot{H}(t)/3c^2. \qquad (7)$$

Таким образом, ВТ, индуцируемые низкочастотными колебаниями ДГ, вносят аддитивный вклад в эффективную вязкость (λ_b) и эффективную массу (m_b) ДГ. При этом λ_b совпадает с найденным в [5] вкладом ВТ в эффективную вязкость равномерно движущейся ДГ, а тот факт, что $m_b < 0$ (для хорошо проводящих и не слишком тонких пленок $|m_b|$ может превышать m_D), свидетельствует о невозможности отождествления величины $m_b \dot{x}_1^2/2$ с энергией магнитного поля ВТ.

Автор выражает благодарность Ю.И. Горобцу и Б.Н. Филиппову за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] О'Д е л л Т. Ферромагнитодинамика. Динамика ЦМД, доменов и доменных стенок. М.: Мир, 1983. 256 с.

[2] Ф и л и п п о в Б.Н., Т а н к е е в А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 214 с.

[3] B i s h o p J.E.L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1971. V. 7. N 1. P. 117–124.

[4] Ф и л и п п о в Б.Н., Ж а к о в С.В. // ФММ. 1975. Т. 39. № 4. С. 705–717.

[5] W i l l i a m s H.J., S h o c k l e y W., K i t t e l C. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 6. P. 1090–1094.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию 18 июля 1988 г.
В окончательной редакции 20 марта 1989 г.