Характер частотной зависимости амплитуды смещения доменной границы в поле звуковой волны

© В.С. Герасимчук, А.А. Шитов*

Донецкий национальный технический университет,
83000 Донецк, Украина
* Донбасская государственная академия строительства и архитектуры,
86123 Макеевка, Донецкая обл., Украина

E-mail: vme@dgasa.dn.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 января 2005 г.)

Исследована скорость колебательного движения доменных границ как функция параметров магнетика и внешнего звукового поля. Получена зависимость амплитуды смещения доменных границ при колебательном движении от частоты внешней звуковой волны. Установлено, что указанная зависимость имеет резонансный характер.

В последнее время магнитные вещества находят широкое применение в технике. Развитие одного из перспективных приложений магнитных материалов связано с использованием магнитных доменов в качестве носителей при передаче и записи информации в вычислительной технике [1,2]. В пленках и объемных материалах с доменной структурой основным процессом перемагничивания является движение доменных границ (ДГ). Именно скорость движения ДГ напрямую лимитирует быстродействие электронно-вычислительных машин, использующих микродомены в качестве носителей информации.

В настоящее время наиболее изучено влияние магнитного поля на динамику ДГ. Воздействуя постоянным или переменным магнитным полем, можно вызвать движение ДГ [1–5]. Экспериментально динамика ДГ в магнитном поле исследована в [5–7]. Определена амплитуда смещения ДГ в зависимости от величины внешнего магнитного поля в слабых ферромагнетиках [5,6] и иттриевом феррите-гранате [7]. Теоретическое описание колебательного движения ДГ проведено в [8], где найдена зависимость скорости движения ДГ в слабых ферромагнетиках от величины и частоты магнитного поля. Динамика ДГ в двухподрешеточных ферритах в переменном магнитном поле изучена в [9]. Исследованию динамики ДГ в области низких частот $(0.1-10\,\mathrm{kHz})$ посвящен обзор [10].

Помимо магнитного поля на доменную структуру магнетика можно воздействовать звуковым полем. Исследования взаимодействия упругих волн с доменной структурой представляются полезными в связи с поисками новых способов управления магнитными носителями, а также для анализа условий работоспособности магнитных запоминающих устройств и для разработки электронных элементов на основе поверхностных акустических волн. Под действием звуковой волны ДГ может совершать колебательное и дрейфовое движение [11–16]. Указанные эффекты наблюдались экспериментально в иттриевом феррите-гранате [17,18] и борате железа [19].

В настоящей работе в рамках лагранжева формализма рассматривается колебательное движение ДГ в двухподрешеточных ферритах-гранатах.

1. Модель и уравнения движения

Динамику феррита-граната с двумя неэквивалентными подрешетками в поле звуковой волны будем описывать на основе плотности функции Лагранжа L, представленной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ [20]. При описании динамики ДГ удобнее перейти к сферической системе координат, параметризуя вектор $\mathbf{l}$ угловыми переменными θ и φ

$$l_z + i l_x = \sin\theta \exp(i\varphi), \qquad l_y = \cos\theta. \tag{1}$$

Плотность функции Лагранжа ферримагнетика в угловых переменных имеет вид

$$\begin{aligned} L(\theta,\varphi) = M_0^2\Bigg[&\frac{\alpha}{2c^2}\Big[(\dot\theta)^2 + (\dot\varphi)^2\sin^2\theta\Big] \\ &- \frac{\alpha}{2}\Big[(\nabla\theta)^2 + (\nabla\varphi)^2\sin^2\theta\Big] - \frac{\beta_1}{2}\sin^2\theta\sin^2\varphi - \frac{\beta_2}{2}\cos^2\theta \\ &- B_1\Big[\big(u_{xx}\sin^2\varphi + u_{zz}\cos^2\varphi\big)\sin^2\theta + u_{yy}\cos^2\theta\Big] \\ &+ B_2\Big[\sin 2\theta\big(u_{zy}\cos\varphi + u_{yx}\sin\varphi\big) + u_{xz}\sin 2\varphi\sin^2\theta\Big] \\ &+ \frac{\rho}{2}(\dot{\mathbf{u}})^2 + \frac{\nu}{gM_0}\dot\varphi(1-\cos\theta) - \frac{c_{11}}{2}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) \\ &- c_{12}(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{yy}u_{zz}) - 2c_{44}(u_{xz}^2 + u_{xy}^2 + u_{yz}^2)\Bigg], \end{aligned} \tag{2}$$

где точка обозначает производную по времени t: M_0 — модуль векторов намагниченности подрешеток, $c = gM_0\sqrt{\alpha\delta}/2$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн, δ и α — соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия, g — гиромагнитное отношение, которое мы считаем одинаковым для каждой из подрешеток, β_1 и β_2 — эффективные константы ромбической анизотропии, ρ — плотность вещества, $\mathbf{u}$ — вектор смещений, u_{ik} — тензор упругих деформаций, c_{ij} —

тензор модулей упругости четвертого ранга, записанный в матричных обозначениях ($c_{11} = c_{xxxx}$, $c_{12} = c_{xxyy}$, $c_{44} = c_{yzyz}$); B_1 и B_2 определяются через тензоры магнитоупругих постоянных $B_1 = b_{11} - b_{12} = b_{xxxx} - b_{xxyy}$, $B_2 = b_{44} = b_{yzyz}$.

Параметр ν определяет границы рассмотрения феррита как эффективного ферромагнетика с суммарной намагниченностью $M_S = \sum_i M_i$, где M_i — намагниченности подрешеток. Модель эффективного ферромагнетика адекватна в том случае, если длина векторов намагниченностей подрешеток существенно различаются, т. е. суммарная намагниченность феррита достаточна велика [20]

$$\nu = \frac{|M_1 - M_2|}{|M_{1,2}|} \gg \left(\frac{\beta}{\delta}\right)^{1/2}. \tag{3}$$

Это стандартное приближение, используемое при интерпретации экспериментов по динамике нелинейных возбуждений в ферритах. В дальнейшем мы рассматриваем ферриты-гранаты с двумя неэквивалентными подрешетками, величины намагниченностей которых различаются незначительно. Для иттриевого феррита-граната, для которого в дальнейшем проведены оценки, $\nu < \left(\frac{\beta}{\delta}\right)^{1/2}$. Представление феррита как эффективного ферромагнитка в этом случае использовать нельзя.

Динамическое торможение ДГ, обусловленное диссипативными процессами магнитного происхождения, будем учитывать с помощью диссипативной функции F

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g}\,\dot{\mathbf{l}}^2 = \frac{\lambda M_0}{2g}\left(\dot\theta^2 + \dot\varphi^2 \sin^2\theta\right), \tag{4}$$

где λ — константа затухания Гильберта. Полагаем, что затухание в упругой подсистеме мало и им можно пренебречь.

Будем считать длину упругой волны много большей ширины ДГ. Ограничимся также рассмотрением случая изотропной магнитоупругой модели $\gamma = B_1 = B_2$.

В рамках этих приближений уравнения, описывающие динамику намагниченности с учетом релаксационных слагаемых, а также уравнения эластодинамики принимают вид

$$\begin{aligned}
&\alpha\left(\Delta\theta - \frac{1}{c^2}\,\ddot\theta\right) + \sin\theta\cos\theta \\
&\times\left[\alpha\left(\frac{1}{c^2}\,(\dot\varphi)^2 - (\nabla\varphi)^2\right) - \beta_1\sin^2\varphi + \beta_2\right] + \frac{\nu}{gM_0}\,\dot\varphi\sin\theta \\
&- \gamma\left[\sin 2\theta(u_{zz}\cos^2\varphi + u_{xz}\sin 2\varphi + u_{xx}\sin^2\varphi - u_{yy})\right. \\
&\left.+ 2\cos 2\theta(u_{zy}\cos\varphi + u_{yx}\sin\varphi)\right] = \frac{\lambda}{gM_0}\,\dot\theta,
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
&\alpha\nabla\left((\nabla\varphi)\sin^2\theta\right) - \frac{\alpha}{c^2}\,\frac{d}{dt}\left(\dot\varphi\sin^2\theta\right) - \beta_1\sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi \\
&+ \gamma\left[\sin^2\theta(u_{zz}\sin 2\varphi - 2u_{xz}\cos 2\varphi - u_{xx}\sin 2\varphi)\right. \\
&\left.+ \sin 2\theta(u_{zy}\sin\varphi - u_{yx}\cos\varphi)\right] \\
&- \frac{\nu}{gM_0}\,\dot\theta\sin\theta = \frac{\lambda}{gM_0}\,\dot\varphi\sin^2\theta,
\end{aligned} \tag{6}$$

$$\rho\,\frac{\partial^2 u_i^{(i)}}{\partial t^2} = \frac{\partial\sigma_{ik}^{(i)}}{\partial x_k} + f_i^{(e)}, \tag{7}$$

где $\sigma_{ik}^{(i)}$ — компонента тензора внутренних напряжений, $f_i^{(e)}$ — внешняя сила, т. е. внешняя звуковая волна. Полагаем, что деформация, обусловленная звуком ($\sim k_y u_0$, где k_y — волновой вектор, u_0 — амплитуда смещения в упругой волне), превышает стрикционную деформацию ($\sim B_k/c_{ij}$, $k = 1, 2$).

Решения уравнений (5), (6) будем искать по теории возмущений, базирующейся на введении неявной коллективной координаты [9,15,16]. В качестве нулевого приближения используем равновесное распределение намагниченности

$$\cos\varphi_0(y) = -\,\mathrm{th}\,\frac{y}{y_0}, \tag{8}$$

где $y_0 = \sqrt{\alpha/\beta_1}$ имеет смысл толщины ДГ. Рассмотрим монохроматическую звуковую волну с частотой ω, распространяющуюся перпендикулярно плоскости ДГ, с вектором смещений $\mathbf{u} = \mathrm{Re}\left\{\mathbf{u}_0\exp\left[i(k_y y - \omega t)\right]\right\}$. Для анализа движения ДГ в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной, воспользуемся схемой теории возмущений для солитонов с введением коллективной переменной. Введем коллективную переменную $Y(t)$ как координату центра ДГ, производная от которой определяет мгновенную скорость ДГ $V(t) = \dot Y(t)$. Считая амплитуду звуковой волны малым параметром, представим функции $\theta(y, t)$, $\varphi(y, t)$ и $V(t)$ в виде рядов по степеням амплитуды

$$\begin{cases}
\theta(\xi, t) = \dfrac{\pi}{2} + \theta_1(\xi, t) + \theta_2(\xi, t) + \ldots, \\
\varphi(\xi, t) = \varphi_0(\xi) + \varphi_1(\xi, t) + \varphi_2(\xi, t) + \ldots, \\
V = V_1(t) + V_2(t) + \ldots,
\end{cases} \tag{9}$$

где $\xi = y - Y(t)$. Индексы $n = 1, 2, \ldots$ указывают на порядок малости величины относительно амплитуды звуковой волны, функция $\varphi_0(\xi)$, описывающая движение неискаженной ДГ, имеет структуру, аналогичную статическому решению (8). Функции высших порядков $\theta_n(\xi, t)$ и $\varphi_n(\xi, t)$ $(n = 1, 2, \ldots)$ описывают искажение формы ДГ.

Уравнения первого порядка теории возмущений получаются после подстановки разложения (9) в (5), (6) и выделения в этих уравнениях членов первого порядка по амплитуде звуковой волны

$$\left(\hat{L}+\frac{1}{\omega_1^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{\omega_r}{\omega_1^2}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varphi_1(\xi,t)+\frac{\omega_\nu}{\omega_1^2}\frac{\partial}{\partial t}\theta_1(\xi,t)$$

$$=-\frac{\gamma}{\beta_1}\Big[(u_{zz}-u_{xx})\sin 2\varphi_0(\xi)-2u_{xz}\cos 2\varphi_0(\xi)\Big]$$

$$+\frac{\sin\varphi_0(\xi)}{y_0\omega_1^2}\left(\frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2}+\omega_r\frac{\partial Y_1}{\partial t}\right), \qquad (10)$$

$$\left(\hat{L}+\sigma+\frac{1}{\omega_1^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{\omega_r}{\omega_1^2}\frac{\partial}{\partial t}\right)\theta_1(\xi,t)$$

$$-\frac{\omega_\nu}{\omega_1^2}\frac{\partial}{\partial t}\varphi_1(\xi,t)=-\frac{\omega_\nu}{y_0\omega_1^2}\frac{\partial Y_1}{\partial t}\sin\varphi_0(\xi)$$

$$-\frac{2\gamma}{\beta_1}\Big[(u_{zy}\cos\varphi_0(\xi)+u_{xy}\sin\varphi_0(\xi)\Big], \qquad (11)$$

где приняты следующие обозначения: $\sigma=(\beta_2-\beta_1)/\beta_1$, $\omega_1=c/y_0=gM_0\sqrt{\beta_1\delta}/2$ — частота активации нижней ветви объемных спиновых волн, $\omega_\nu=\nu\delta gM_0/4$, $\omega_r=\lambda\delta gM_0/4$ — характерная релаксационная частота.

Оператор $\hat{L}$ имеет вид оператора Шредингера с безотражательным потенциалом

$$\hat{L}=-y_0^2\frac{d^2}{d\xi^2}+1-\frac{2}{\mathrm{ch}^2(\xi/y_0)}. \qquad (12)$$

Спектр и волновые функции оператора $\hat{L}$ (12) хорошо известны. Он имеет один дискретный уровень с собственным значением $\lambda_0=0$, которому отвечает локализованная волновая функция

$$f_0(\xi)=\frac{1}{\sqrt{2y_0}}\mathrm{ch}^{-1}\frac{\xi}{y_0}, \qquad (13)$$

и непрерывный спектр $\lambda_p=1+p^2y_0^2$, которому соответствуют собственные функции

$$f_p(\xi)=\frac{1}{b_p\sqrt{L}}\left(\mathrm{th}\frac{\xi}{y_0}-ipy_0\right)\exp(ip\xi), \qquad (14)$$

где $b_p=\sqrt{1+p^2y_0^2}$, L — длина кристалла.

Собственные функции $f_0(\xi)$ и $f_p(\xi)$ образуют полный ортонормированный набор функций. Следовательно, решение системы уравнений первого приближения теории возмущений (10), (11) естественно искать в виде разложения по полному набору собственных функций $\{f_0(\xi), f_p(\xi)\}$:

$$\theta_1(\xi,t)=\mathrm{Re}\left\{\sum_p\big[c_pf_p(\xi)+c_0f_0(\xi)\big]\exp\big[i(k_yY-\omega t)\big]\right\}, \qquad (15)$$

$$\varphi_1(\xi,t)=\mathrm{Re}\left\{\sum_p\big[d_pf_p(\xi)+d_0f_0(\xi)\big]\exp\big[i(k_yY-\omega t)\big]\right\}. \qquad (16)$$

При трансляции ДГ в двух различных положениях образца она обладает одинаковой энергией. Распределение намагниченности в пространстве для ДГ описывается соотношением (8) для угловой переменной φ. Следовательно, в разложении (16) слагаемое, описывающее внутриграничные колебания (с коэффициентом d_0), соответствует голдстоуновской моде. Наличие этой моды может привести к расходимости [21]. Чтобы этого не произошло, мы, следуя методу неявной коллективной координаты, должны опустить указанную моду в разложении (16) [21] (т.е. положить $d_0=0$).

Из условия обращения в нуль коэффициента при сдвиговой моде получим уравнение для определения скорости ДГ в линейном по полю приближении

$$\dot{V}_1(t)+\left(\omega_r-\frac{i\omega_\nu q_3}{\sigma-q}\right)V_1(t)=\frac{\pi\gamma(ky_0)^2\omega\omega_\nu}{2\beta_1(\sigma-q)}$$

$$\times\left[\frac{iu_{0z}}{\mathrm{ch}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}-\frac{u_{0x}}{\mathrm{sh}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}\right]\exp\big[i(kY-\omega t)\big], \qquad (17)$$

где $k=k_y$, $q=q_1+iq_2$, $q_1=(\omega/\omega_1)^2$, $q_2=(\omega\omega_r)/\omega_1^2$, $q_3=(\omega\omega_\nu)/\omega_1^2$, u_{0i} — i-я компонента амплитуды вектора смещений упругой среды.

Решение этого уравнения может быть представлено в виде

$$V_1(t)=\frac{\pi\gamma(ky_0)^2\omega\omega_\nu}{2\beta_1(\sigma-q)\left(\omega_r-i\omega-\frac{iq_3\omega_\nu}{\sigma-q}\right)}$$

$$\times\left[\frac{iu_{0z}}{\mathrm{ch}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}-\frac{u_{0x}}{\mathrm{sh}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}\right]\exp\big[i(kY-\omega t)\big]. \qquad (18)$$

При выводе соотношения (18) предполагалось, что нас интересуют только вынужденные колебания, а затухающими собственными колебаниями через достаточно большой промежуток времени $t\gg 1/\omega_r$ можно пренебречь.

2. Обсуждение результатов

Решение уравнений движения первого порядка теории возмущений описывает колебательное движение ДГ со скоростью V_1. Экспериментально измеряемой величиной является амплитуда колебаний ДГ $h_0=\mathrm{Re}\left\{\frac{iV_1}{\omega\exp[i(kY-\omega t)]}\right\}$. Найдено, что в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ в феррите, амплитуда колебаний равна

$$h_0=\mathrm{Re}\left(\frac{i\pi\gamma(ky_0)^2\omega_\nu}{2\beta_1(\sigma-q)\left(\omega_r-i\omega-\frac{iq_3\omega_\nu}{\sigma-q}\right)}\times\left[\frac{iu_{0z}}{\mathrm{ch}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}-\frac{u_{0x}}{\mathrm{sh}\left(\frac{\pi ky_0}{2}\right)}\right]\right). \qquad (19)$$

В экспериментальных работах Власко-Власова и Тихомирова [17,18] тензор деформаций ku_{0i} предполагается заданным параметром упругой волны. При анализе выражения (19) мы также считаем $ku_{0i} \propto \omega$ заданным параметром упругой волны порядка 10^{-5}.

В длинноволновом приближении ($ky_0 \ll 1$) для ферритов-гранатов справедливы следующие соотношения: $q_1 \ll 1$, $\left(\omega_r^2 + \omega_\nu^2 - \omega^2\right)/\omega_1^2 \ll 1$. В этом случае зависимость амплитуды смещения ДГ от частоты принимает вид

$$h_0(\omega) = \frac{\pi(\gamma M_0^2) y_0^2 \omega_\nu}{2\beta_1 \sigma M_0^2 s} \left[ku_{0z}\omega_r - ku_{0x}\frac{2s}{\pi y_0}\right] \frac{\omega}{\omega^2 + \omega_r^2}$$

$$\sim \frac{\omega}{1 + (\omega/\omega_r)^2}, \tag{20}$$

где s — скорость распространения упругих деформаций, создаваемых звуковой волной.

Зависимость амплитуды смещения ДГ от частоты для иттриевого феррита-граната приведена на рис. 1. Полученная зависимость имеет ярко выраженный резонанс на частоте ω_r. Аналогичную зависимость амплитуды колебаний имеет нелинейный осциллятор, находящийся в среде с затуханием и под действием внешней периодической силы [22]. Несимметричность частотной зависимости амплитуды колебаний относительно экстремума связана с существованием внешней силы, которая приводит к деформации кривой. Зависимость, аналогичная приведенной на рис. 1, получена в нашей работе [15], где исследована динамика ДГ в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной, распространяющейся в плоскости ДГ. При этом характер зависимости амплитуды смещения от частоты не анализировался.

Для дальнейшего анализа полученной зависимости амплитуды колебаний ДГ укажем на важное обстоятельство, связанное с решением уравнения движения ДГ в малых переменных магнитных полях, изменяющихся периодически. Известно [23,24], что, если частота ферромагнитного резонанса много больше релаксационной частоты (что справедливо для рассматриваемых классов магнетиков), амплитуда колебаний ДГ имеет релаксационный спад, описываемый формулой $h_0 = \frac{\text{const}}{1+(\omega/\omega_r)^2}$, где const — постоянная, не зависящая от частоты.

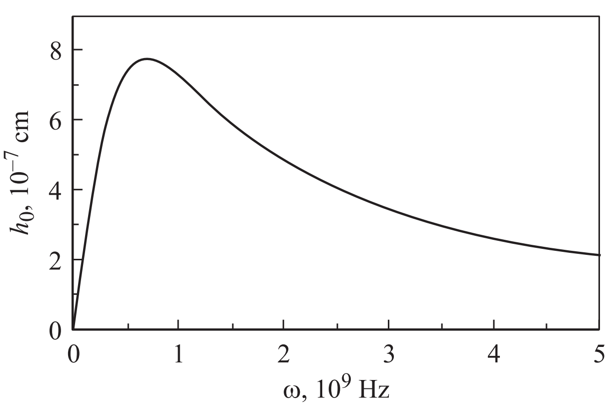

Рис. 1. Зависимость амплитуды смещения ДГ h_0 от частоты ω звуковой волны в $Y_3Fe_5O_{12}$.

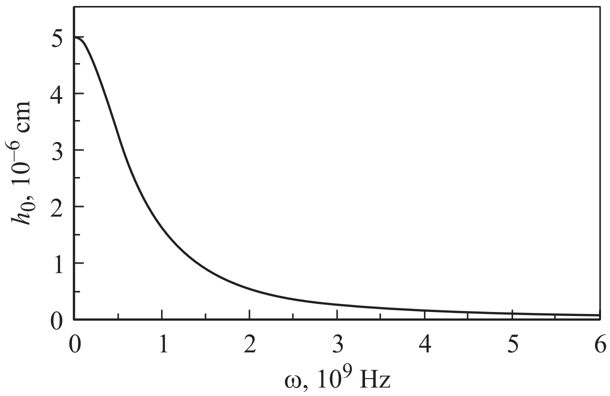

Рис. 2. Зависимость амплитуды смещения ДГ h_0 от частоты ω магнитного поля в $Y_3Fe_5O_{12}$.

Аналогичный релаксационный спад в поведении амплитуды колебаний ДГ в магнитном поле в рамках рассмотренной модели феррита имеет место в [9]. Данная зависимость для иттриевого феррита-граната приведена на рис. 2.

Наличие максимума в зависимости амплитуды колебаний ДГ установлено для магнетиков, находящихся в поле звуковой волны. Особенность эффекта связана с тем, что на ДГ не действует возвращающая сила, так как в используемом приближении имеет место трансляционная инвариантность ДГ. Проявление резонансного характера амплитуды колебаний ДГ обосновывается линейной зависимостью компонент тензора деформации от частоты звуковой волны. Действительно, поскольку тензор деформаций $u_{ij} \sim k_i u_j \sim \omega u_j$, в зависимости амплитуды колебаний ДГ от частоты в числителе появится множитель, пропорциональный ω, что и приводит к появлению максимума на релаксационной частоте.

Используя следующие параметры иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$ [25]: $y_0 \approx 10^{-5}$ cm, $\beta_1 \approx 0.6$, $\sigma \sim 1$, $\lambda \sim 10^{-4}$, $M_0 = 140$ Oe, $\nu \approx 5 \cdot 10^{-3}$, $g = 1.76 \cdot 10^7\,(\text{s} \cdot \text{Oe})^{-1}$, $\omega_r = 7 \cdot 10^8\,\text{s}^{-1}$, $\omega_1 \sim 10^{11}\,\text{s}^{-1}$, $ku_{0i} \sim 10^{-5}$, $\gamma M_0^2 \approx 3.5 \cdot 10^6\,\text{erg/cm}^3$, $s \sim 10^5$ cm/s, можно проанализировать зависимость амплитуды колебаний ДГ от частоты. В иттриевом феррите-гранате вблизи резонансной частоты ω_r величина амплитуды смещения достигает максимального значения $0.8 \cdot 10^{-6}$ cm, что соизмеримо с толщиной ДГ.

Сравним эту величину с другими значениями амплитуды колебаний. В иттриевом ортоферрите $YFeO_3$ в переменном магнитном поле среднее значение абсолютной величины смещения на частоте $\omega = 7 \cdot 10^8\,\text{s}^{-1}$ достигает значения $5 \cdot 10^{-6}$ cm [8]. При этом колебания ДГ возбуждаются компонентами магнитного поля, ориентированными вдоль оси легкого намагничивания. В феррите-гранате под действием осциллирующего магнитного поля [9] колебания ДГ инициируются y- и z-компонентами поля, ориентированными вдоль трудной и легкой осей соответственно. Амплитуда колебаний на частоте ω_r составляет 10^{-4} cm для z-компоненты магнитного поля и 10^{-5} cm для y-компоненты.

Список литературы

[1] A. Hubert, R. Schöfer. Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. Berlin–Heidelberg, Springer-Verlag (1998). 698 p.

[2] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 167 с.

[3] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Наук. думка, Киев (1983). 192 с.

[4] L.P. Walker. Magnetism. Vo. III / Ed. G. Rado. Acad. Press, N.J. (1963). 400 p.

[5] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, *3*, 417 (1985).

[6] П.Д. Ким, Д.Ч. Хван. ФТТ **24**, *8*, 2300 (1982).

[7] Л.М. Дедух, Ю.П. Кабанов. ЖЭТФ **115**, *4*, 1377 (1999).

[8] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, П.Д. Ким, А.Л. Сукстанский, Д.Ч. Хван. Письма в ЖЭТФ **37**, *1*, 35 (1983).

[9] V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii. J. Magn. Magn. Mater. **146**, 323 (1995).

[10] Г.С. Кандаурова. УФН **172**, *10*, 1164 (2002).

[11] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов. ФММ **39**, *4*, 478 (1975).

[12] А.А. Луговой, Е.А. Туров. ФТТ **24**, *4*, 1145 (1982).

[13] С.И. Денисов. ФТТ **31**, *11*, 270 (1989).

[14] Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. УФЖ **35**, *2*, 271 (1990).

[15] В.С. Герасимчук, А.А. Шитов. ФТТ **43**, *10*, 1849 (2001).

[16] В.С. Герасимчук, А.А. Шитов. ФТТ **45**, *1*, 119 (2003).

[17] В.К. Власко-Власов, О.А. Тихомиров. ФТТ **32**, *6*, 1678 (1990).

[18] В.К. Власко-Власов, О.А. Тихомиров. ФТТ **33**, *12*, 3498 (1991).

[19] М.В. Четкин, В.В. Лыков, А.А. Маковозова, А.Г. Белоногов. ФТТ **33**, *1*, 307 (1991).

[20] Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **84**, *1*, 370 (1983).

[21] Р. Раджарамам. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. Мир, М. (1985). 408 с.

[22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика, Наука, М. (1988). 216 с.

[23] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 592 с.

[24] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.

[25] С. Крупичка. Физика ферритов и родственных им окислов. Мир, М. (1976). 504 с.