ДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАНИЙ ИЗОЛИРОВАННОГО ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА

В.Л. Дорман, В.Л. Соболев,
А.Б. Шевченко

Рассматривается изолированный полосовой домен (ПД) в тонкой магнитной пленке с одноосной магнитной анизотропией, ось которой ортогональна поверхности пленки, и фактором качества $Q = K_u/4\pi M^2 \gg 1$, где K_u – константа анизотропии, M – намагниченность насыщения. Динамика ПД и его доменных границ (ДГ) описывается в терминах углов $\psi_i(x)$ $i = 1, 2$, характеризующих ориентацию намагниченности в центре ДГ и координат нормального смещения ДГ $q_i(x)$ [1]. Ось Oz системы координат ортогональна поверхности пленки, ось Ox ориентирована вдоль плоскостей ДГ, а начало координат расположено в центре ПД. Для обеспечения устойчивости концы ПД считаем закрепленными [2]. Полагая, что длина ПД $L \gg W$ (его равновесной ширины), отвлекаясь от граничных условий, будем считать ПД бесконечно длинным, а спектр его колебаний рассматривать как квазинепрерывный [3]. Пусть в начальном состоянии ДГ имеют блоховскую структуру. Плотность лагранжиана, отнесенного к толщине пленки h (предполагается однородность вдоль Oz), выраженная через фурье-компоненты ψ_{ki} и q_{ki} имеет вид:

$$\mathcal{L} = \sum_i 4\pi M \int_{-\infty}^{+\infty} dk \Big[\gamma^{-1} q_{ki}\dot{\psi}_{-ki} - 4\pi M(q_{k_1} - q_{k_2})(H + h_z)\delta(k) -$$

$$- \frac{4}{h} M(q_{ki}q_{-ki}F_k - 2q_{k1}q_{-k2}\Phi_k) - \frac{\sigma}{4M}\Big(k^2 q_{ki}q_{-ki} + \Big((k\Delta)^2 + \tag{1}$$

$$+ Q^{-1}(1 + h_x) - \frac{4Q^{-2}}{\pi^2}h_y^2\Big)\psi_{ki}\psi_{-ki} - 2Q^{-1}h_y\psi_{ki}\delta(k) -$$

$$- Q^{-1}h_y \int dk_1 \psi_{-k-k_1 i}\psi_{ki}\psi_{k_1 i} - \frac{Q^{-1}}{3}\int dk_1 dk_2 \psi_{ki}\psi_{k_1 i}\psi_{k_2 i}\psi_{-k-k_1-k_2 i}\Big)\Big].$$

В этом выражении H включает постоянное внешнее поле подмагничивания и размагничивающее поле образца [1], $h_{x,y,z}$ – проекции внешнего переменного поля, изменяющего по гармоническому закону с частотой Ω, третье слагаемое – магнитостатическая энергия деформированного ПД, разложенная по степеням q; F_k, Φ_k выражаются через функции Макдональда и совпадают с введенными в [3], $\sigma = 4\sqrt{AK_u}$, A – обеменная константа, четвертое слагаемое – энергия ДГ. Поле смещения отнесено к $4\pi M$, а h_x и h_y к $8M$. При получении коэффициента при квадратичном по полю слагаемом учитывалась зависимость полярного угла вектора намагниченности, от поля, ортогонального плоскости ДГ. Последнее нелинейное слагаемое в (1) является результатом разложения энергии ДГ в приближении Винтера. Анализ коэффициентов перед слагаемыми $\sim q^3$ и q^4 в разложении магнитодипольной энергии показывает, что при $\Omega \gg \frac{\Delta}{h}\omega_M$ (Δ - ширина ДГ, $\omega_M = 4\pi\gamma M$) ангормонизмы по ψ более актуальны, чем по q. Варьируя (1) по ψ_{ki} и q_{ki} и вводя переменные $\psi_k^{\pm} = \psi_{k_1} \pm \psi_{k_2}$ (аналогично для q_k), определяющие синфазные и противофазные колебания намагниченности в ДГ, находим спектр гармонических колебаний:

$$\omega_k^{\pm} = \omega_M \left[\frac{2\Delta}{\pi h}\left(F_k \mp \Phi_k\right) + (k\Delta)^2 Q\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{2}$$

В (2) корню с верхним знаком соответствует ветвь акустического типа, а с нижним - оптического. Для $kh \ll 1$ из (2) находим закон дисперсии

$$\omega_k^{+} = \omega_M k\Delta\left(Q - \frac{h}{4\pi\Delta}\left[(1+\varkappa^2)\ln(1+\varkappa^2) - \varkappa^2 \ln \varkappa^2\right]\right) \tag{3}$$

и активацию: $\omega_0^{-} = \omega_M \left[\frac{2\Delta}{\pi h} \ln\left(1+\varkappa^{-2}\right)\right]^{1/2}$, где $\varkappa = \frac{W}{h}$.

Из (3) видно, что при определенной ширине домена ω_k^{+} обращается в нуль, что свидетельствует о статической неустойчивости системы [3]. Исследуем возможности динамической неустойчивости ПД (в смысле обращения в нуль эффективного затухания [4]). Пусть к образцу приложено поле $h_z(t) = h_z^0 \sin \Omega t$. Это поле непосредственно воздействует лишь на однородную оптическую моду (см. (1)). Наличие же нелинейного слагаемого в (1) $\sim \psi^4$ приводит к возможности параметрического резонанса неоднородных колебаний. Учитывая, что $\psi_0^{-} \sim h_z(t)$, амплитуды колебаний ищем в виде:

$$\psi_k^{-} = \psi_0^{-}\delta(k) + \xi_k^{-}, \quad \psi_k^{+} = \xi_k^{+}, \quad |\xi_k^{\pm}| \ll |\psi_0^{-}|. \tag{4}$$

С помощью (4) (при $\alpha\omega_M \ll \omega_k^{\pm}$) получаем линеаризованные относительно $\xi_k^{\pm}$ уравнения для $k \neq 0$

$$\ddot{\xi}_k^{\pm} + \alpha\omega_M \dot{\xi}_k^{\pm} + (\omega_k^{\pm})^2\left[1 + (k\Delta)^2 Q - 2(\psi_0^{-})^2\right]\xi_k^{\pm} = 0, \tag{5}$$

где α - параметр релаксации Гильберта. Из (5) следует, что резонанс реализуется при $\Omega \to \omega_k^{\pm}$. Выражение для порога при $(k\Delta)^2 Q \ll 1$ и $2\alpha \ll \frac{\omega_k^{\pm}}{\omega_M} \ll 1$ имеет вид:

$$h^{\pm}_{z_{tr}}(k)=\frac{(\omega_0^-)^2-(\omega_k^\pm)^2}{\omega_M\,\omega_k^\pm}\sqrt{\frac{\alpha\omega_M}{2\omega_k^\pm}}\,, \tag{6}$$

причем частота получает динамический сдвиг: $\omega_k^\pm(h_z^0)=$ $=\omega_k^\pm\sqrt{1-\varepsilon^2 h_z^{02}}$, где $\varepsilon h_z^0<1$; $\varepsilon=2\omega_k^\pm\omega_M/(\omega_0^-)^2$ при $\Omega=\omega_k^\pm<\omega_0^-$ и $\varepsilon\to 2/\alpha$ при $\Omega\to\omega_0^-$. Убывающая зависимость частоты колебаний ПД от амплитуды переменного поля наблюдалась экспериментально в [5]. Возрастание амплитуды ψ_k при параметрическом резонансе может приводить к изменению структуры ДГ (генерация вертикальных блоховских линий (БЛ)). Этот механизм может конкурировать с механизмом, основанным на „прорыве" горизонтальной БЛ [1], при условии, что максимальная скорость не превосходит скорости насыщения ДГ. Используя выражение для $h^\pm_{z\,tr}$ (6), находим ограничения на α и k: $(2\alpha\omega_M/\omega_k^\pm)^{1/2}\le$ $\le\frac{\Delta}{h}Q^{1/2}(2\,ch^2 1)$. Оценка для порогового поля для пленки с Δ/h = 0.01, ω_M = 10^9 $с^{-1}$, α = $3\cdot10^{-3}$, $\frac{\omega_0^-}{2\pi}$ = 10 МГц, $\frac{\omega_k^+}{2\pi}$ = 8 МГц дают $h^+_{z\,tr}\approx$ 0.05. Поле $h_y(t)(h_x=h_z=0)$ в линейном приближении непосредственно воздействует лишь на $\psi_0^+(\omega_0^+=0)$. Полагая $\psi_k^+=\psi_0^+\delta(k)+\xi_k^+$, $\psi_k^-=\xi_k^-|\xi_k^\pm|\ll$ $\ll\psi_0^+\sim h_y(t)$, можно получить уравнения, аналогичные (5). В пренебрежении динамическим сдвигом частоты, и вкладом члена ψ^3, пропорционального α , пороговое поле параметрического резонанса на частоте $\Omega=\omega_k^+$ есть: $h^\pm_{y_{tr}}=\pi\sqrt{\alpha Q\omega_M/\omega_k^\pm}$. При Q = 5, α = 10^{-3}, $\frac{\omega_k^+}{2\pi}$ = 80 МГц, $h^+_{y_{tr}}\approx$ 0.3. Меньшие значения $h^+_{y_{tr}}$ получаются при учете динамического сдвига.

Воздействие поля $h_x(t)$, как видно из (1), приводит к параметрическому резонансу при $\Omega=2\omega_k^\pm$, причем

$$h^\pm_{x_{tr}}=\frac{2\alpha\omega_M}{(\omega_k^\pm)^2}\sqrt{(\omega_k^\pm)^2-(\alpha\omega_M/2)^2}$$

откуда при $\omega_k^+/2\pi$ = 80 МГц, α = $5\cdot10^{-3}$ находим $h^+_{x\,tr}\approx$ $\approx$ 0.02.

Из структуры (1) следует, что значения пороговых полей для ψ_k и q_k совпадают. Значит неустойчивость по углу должна сопровождаться изгибной неустойчивостью формы ДГ и может быть визуализирована в эксперименте. Отметим, что рассмотренный механизм динамической неустойчивости может претендовать на качественное объяснение экспериментов по переориентации полосовой структуры в планарных полях [6].

Литература

[1] Малоземов А., Слончевский Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[2] Cape J., Lehman G.,W. – J. Appl. Phys., 1971, v. 42, N 13, p. 5732–5756.
[3] Вайсман Ф.Л., Горобец Ю.И., Денисов С.И.– УФЖ, 1986, т. 31, № 8, с. 1234–1236.
[4] Томпсон Дж. Неустойчивость и катастрофы в науке и технике. М.: Мир, 1985. 254 с.
[5] Сергиенко С.П., Шепилов Н.А., Шпаренко Н.Ф. Тез. докл. ХУП Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. Донецк, 1985, с. 89.
[6] Власко-Власков В.К., Никитенко В.И., Хапиков А.Ф. Тез. докл. Х Всесоюзной школы-семинара по новым магнитным материалам микроэлектроники. Рига, 1986, с. 252.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию 6 июня 1988 г.