

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИКА В БЫСТРО ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.К.Звездин, В.Г.Редько

Показано, что в высокочастотном магнитном поле изменяется эффективная энергия доменных границ. Рассмотрена возможная перестройка доменной структуры, обусловленная этим эффектом.

В настоящей работе изучается поведение доменных границ и доменов в магнитном поле, осциллирующем во времени с частотой много большей частоты ферромагнитного резонанса. Мы будем полагать, что под действием высокочастотного поля \mathbf{h} намагниченность совершает малые колебания m относительно плавно меняющегося значения M_0 . В такой постановке ситуация напоминает рассмотренную П.Л.Капицей задачу о движении частицы, находящейся одновременно под действием постоянного поля и быстро переменной силы [1]¹⁾.

1. Уравнения движения намагниченности в сферических координатах есть:

$$\dot{\theta} = - \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\delta E}{\delta \phi} - \alpha \dot{\phi} \sin \theta, \quad \dot{\phi} \sin \theta = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta E}{\delta \theta} + \alpha \dot{\theta}, \quad (1)$$

где θ и ϕ – углы, определяющие ориентацию намагниченности \mathbf{M} , E – плотность энергии, γ – гиромангнитное отношение, α – параметр затухания; $E = E_0 + E_h$, $E_h = -\mathbf{Mh}$ – энергия в поле \mathbf{h} . Полагаем $\theta = \bar{\theta} + \theta_1$, $\phi = \bar{\phi} + \phi_1$; $\bar{\theta}$, $\bar{\phi}$ – средние по осцилляциям значения углов, θ_1 , ϕ_1 – малые ($\gamma h \ll \omega$) быстро осциллирующие величины. При расчете будем придерживаться следующей методики [1, 2]: а) разложим уравнения (1) в ряд по θ_1 и ϕ_1 , ограничиваясь квадратичным или линейным приближением; б) в полученных выражениях выделим плавно меняющиеся и быстро осциллирующие величины; в) из уравнений для осциллирующих переменных найдем θ_1 и ϕ_1 и, подставляя эти значения в формулы для плавных величин, получим уравнения, определяющие $\bar{\theta}$ и $\bar{\phi}$.

2. Исследуем влияние линейно поляризованного поля $\mathbf{h} = h_0 \cos \omega t$ на структуру доменных границ в одноосном ферромагнетике. Пренебрегая затуханием и ограничиваясь в (1) квадратичным по θ_1 и ϕ_1 приближением, получим уравнения для $\bar{\theta}$ и $\bar{\phi}$:

$$\frac{\delta E_0}{\delta \theta} = 0, \quad \frac{1}{\sin \theta} \frac{\delta E_0}{\delta \phi} = 0. \quad (2)$$

¹⁾ Поведение ферромагнетиков без доменной структуры в быстро осциллирующем поле было изучено в работе [2].

Плотность энергии E_0 есть:

$$E_0 = A \left[\sin^2 \theta \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \right] + K \sin^2 \theta + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi. \quad (3)$$

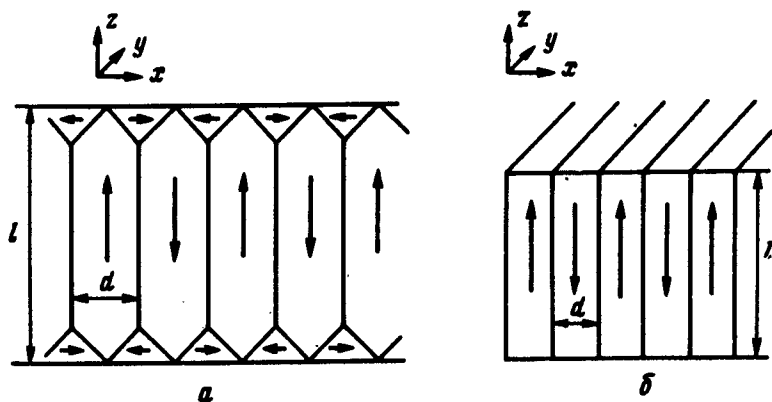
Здесь A – обменная константа, K – константа анизотропии, ось z направлена вдоль легкой оси, ось x перпендикулярна плоскости стенки. Полагая для стенок Блоха и Нееля $\bar{\phi} = \pi/2$ и $\bar{\phi} = 0$, получим, что для исследуемых ориентаций поля (таблица) уравнение для θ приводится к обычному виду, но с эффективной константой анизотропии $K_{\text{эфф}}$ (ср. с $U_{\text{эфф}}$ в [1]): $K_{\text{эфф}} \sin \bar{\theta} \cos \bar{\theta} = A(d^2 \theta / dx^2)$. Значения $K_{\text{эфф}}$ приведены в таблице. Энергия доменной стенки $\sigma_w = \int (\bar{E} - \bar{E}_d) dx$, где \bar{E}_d – значение \bar{E} внутри доменов, равна $\sigma_w = 4(AK_{\text{эфф}})^{1/2}$. Физически изменение σ_w в осциллирующем поле означает, что при прецессии намагниченности в поле \mathbf{h} происходит изменение средней энергии анизотропии и размагничивания в доменных границах

Значения $K_{\text{эфф}}$ и \bar{E}_d
для различных ориентаций поля ($\epsilon = \gamma h_0 / \omega$)

Направление поля	Стенка Блоха, $\bar{\phi} = \pi/2$		Стенка Нееля, $\bar{\phi} = 0$
	$\mathbf{h} \parallel x$	$K_{\text{эфф}}$	$K(1 - \epsilon^2)$
\bar{E}_d		$\frac{1}{2}K\epsilon^2$	
$\mathbf{h} \parallel y$	$K_{\text{эфф}}$	$K - \frac{1}{2}(K + 2\pi M^2)\epsilon^2$	$(K + 2\pi M^2)(1 - \epsilon^2)$
	\bar{E}_d	$\frac{1}{2}(K + 2\pi M^2)\epsilon^2$	
$\mathbf{h} \parallel z$	$K_{\text{эфф}}$	$K + \pi M^2 \epsilon^2$	$K - \pi M^2 \epsilon^2 + 2\pi M^2$
	\bar{E}_d	0	

3. Рассмотрим изменение слоистой доменной структуры (рисунок) в поле $\mathbf{h}(t)$. Пусть $\mathbf{h} \parallel z$; определим период структуры с замыкающими доменами (рис. а). Энергия на единицу объема образца равна ($l \gg d$): $E_t = \sigma_w d^{-1} + \frac{1}{2} Kdl^{-1}$. Считая, что равновесные размеры доменов определяются обычным условием минимума средней энергии, найдем $d = d_0 (K_{\text{эфф}}/K)^{1/4}$, где d_0 – ширина доменов при $\mathbf{h} = 0$. Полагая $\pi M^2/K \sim 10$, $h_0 \sim 10^9$ э, $\omega \sim 10^9$ сек⁻¹, получим $d/d_0 \approx 1,1$. Аналогично для

структуры, изображенной на рис. б, можно показать, что при $K > 2\pi M^2$ и $\vec{\phi} = \pi/2$ в поле $\mathbf{h} \parallel x$ E_l имеет меньшее значение, чем в поле $\mathbf{h} \parallel y$, т. е. доменные стенки стремятся развернуться перпендикулярно полю \mathbf{h} .



Слоистая доменная структура

4. Интересная ситуация возникает при произвольной поляризации поля $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 e^{i\omega t} + \mathbf{h}_0^* e^{-i\omega t}$. Следуя изложенной выше методике, можно показать, что в линейном по θ_1 и ϕ_1 приближении в уравнения движения для \mathbf{M}_0 войдет добавочное эффективное поле

$$\mathbf{f} = - \frac{\gamma}{i\omega(1+a^2)} \{ [\mathbf{h}_0, \mathbf{h}_0^*] + \frac{a}{M} [\mathbf{M}_0, [\mathbf{h}_0, \mathbf{h}_0^*]] \}. \quad (4)$$

Если поле \mathbf{h} линейно поляризовано, то $\mathbf{f} = 0$. Для \mathbf{h} , циркулярно поляризованного в плоскости xy , \mathbf{f} при малом затухании имеет только z -компоненту: $f_z = 1/2 \gamma h_0^2 / \omega$ ¹⁾. В этом поле появляется дополнительное давление на доменные стенки, возникающее из-за различия усредненных плотностей энергии в доменах с противоположными намагниченностями.

Хотя рассмотренные эффекты получены при условии $\omega > \omega_{рез}$, но, так как они определяются амплитудой колебаний намагниченности, то можно ожидать, что при уменьшении частоты и стремлении ее к $\omega_{рез}$ эти эффекты будут возрастать.

Авторы благодарны В.М.Елеонскому за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию
23 февраля 1975 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика, 1965, М., § 30.
- [2] А.И.Ахиезер, С.В.Пелетминский. ФТТ, 10, 3301, 1968.
- [3] E.Schlömann, J.D.Milne. Digests of the Intermag Conference, 1974, Toronto, 24/5.

¹⁾ Аналогичный результат был получен из других соображений в работе [3].