Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.9, стр. 508 – 510 *5 мая 1980 г.*

К ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.К.Звездин

Рассмотрено магнитодипольное излучение электромагнитных волн, связанное с движением доменной границы в магнитном материале и возникающее в тех случаях, когда при движении границы происходит прецессия намагниченности.

Известно, что при определенных условиях в движущейся доменной границе происходит прецессия намагниченности [1 – 3]. Естественно, что такая прецессия должна сопровождаться магнитодипольным излучением электромагнитных волн, исследование которого и является предметом настоящей работы. Для выяснения основных черт этого явления рассмотрим наиболее простую ситуацию. Будем рассматривать одноосный ферромагнетик во внешнем поле H_z, направленном по оси легкого намагничивания (ось z). Известно, что уравнения Ландау – Лифшица допускают точное решение, описывающее движение доменной границы, перпендикулярной оси легкого намагничивания [3]. Такие доменные границы (head-to-head walls) являются заряженными, их иногда наблюдают экспериментально, и их можно создать при помощи соответствующего неоднородного магнитного поля.

Представим намагниченность в виде

$$M_x = M_s \sin\theta\cos\phi\,,\quad M_y = M_s \sin\theta\sin\phi\,,\quad M_z = M_s\cos\theta\,, \tag{1}$$

где M_s – намагниченность насыщения, полярный угол θ отсчитывается от оси z. Решение уравнения Ландау – Лифшица, описывающее рассмотренную выше доменную границу, имеет вид [3]:

$$\cos\theta = \operatorname{th}\frac{z}{\Delta}, \quad \sin\theta = \operatorname{ch}^{-1}\frac{z}{\Delta}, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{\Delta}\sin\theta, \tag{2}$$

$$z = z - q(t), \quad \Delta = (A/(K - 2\pi M_s^2))^{1/2}, \tag{3}$$

$$\dot{\phi} = (1 + a^2)^{-1}\gamma H_z(t), \tag{4}$$

$$\dot{q} = (1 + a^2)^{-1} a\Delta\gamma H_z(t), \tag{5}$$

где K – константа одноосной анизотропии $|K > 2\pi M_s^2|$, A – константа обменной жесткости, a – константа затухания Гильберта. Уравнение (4) описывает однородную прецессию спинов при движении границы.

Рассчитаем электромагнитное поле, создаваемое такой прецессией при естественном условии $\lambda >> a$, где λ – длина волны поля, a – максимальный размер в плоскости доменной границы. В этом случае, согласно [4], в волновой зоне векторный потенциал **A** определяется формулой (в стандартных обозначениях):

$$\mathbf{A} = \frac{1}{cR_0}[\dot{\mathbf{m}}, \mathbf{n}], \tag{6}$$

в которой

$$m_x = M_s \int dV \sin\theta\cos\phi = M_s \cos\phi(t) S \int_{-\infty}^{\infty} dz \sin\theta(z - q) =$$

$$= M_s S\pi\Delta\cos\phi(t) = m_0 \cos\phi(t)$$

$$m_y = m_0 \sin\phi(t), \quad m_z = 0 \tag{7}$$

$$m_0 = M_s S\Delta\pi,$$

где S – площадь доменной границы.

Поля **E** и **H** равны:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2 R_0}[\mathbf{n}, \ddot{\mathbf{m}}], \quad \mathbf{H} = \frac{1}{c^2 R_0}[[\ddot{\mathbf{m}}, \mathbf{n}], \mathbf{n}]. \tag{8}$$

При $H_z = \mathrm{const}$ излучение является монохроматическим на частоте $\Omega = \gamma H_z$. Используя (4), (7) и (8) и стандартные формулы классической теории излучения [4], получим угловое распределение (усредненное по периоду прецессии) интенсивности излучения:

$$dI = \frac{m_0^2\,\Omega^4}{8\pi c^3}(1 + \cos^2\psi)\,d\omega, \tag{9}$$

где ψ – угол между осью легкого намагничивания и направлением наблюдения $\mathbf{n}$, $d\omega$ – элемент телесного угла[1]. Полная интенсивность излучения:

$$I = 2 m_0^2 \, \Omega^4 / 3 c^3 . \qquad (10)$$

Поляризация излучения определяется вектором $[\ddot{\mathbf{m}}, \mathbf{n}] = \Omega^2 [\mathbf{n}, \mathbf{m}]$. При $\psi = 0$ поляризация круговая, при $\psi = \pi / 2$ – линейная (по оси z), в общем случае эллиптическая с соотношением полуосей, равным $\cos \psi$. Оценки показывают, что при разумных значениях параметров (M_s , H_z , K, S) величина интенсивности излучения I является вполне достаточной для его экспериментального обнаружения.

Мы рассмотрели движение доменной границы вдоль оси легкого намагничивания. При движении доменной границы в плоскости, перпендикулярной оси, также может возникнуть прецессия намагниченности. Однако здесь ситуация сложнее. В частности, прецессия намагничивания, а с нею и излучение электромагнитных волн, возникает при условии, что внешнее поле превышает некоторую критическую величину. Действительно, известно [5], что при $H_z < a\, 2\pi M_s$ имеется решение уравнения Ландау – Лифшица, описывающее стационарное движение доменной границы с ϕ = const (решение Уокера). При таком движении электромагнитное излучение отсутствует. При $H_z > a 2 \pi M_s$, согласно [1, 2] движение доменной границы имеет осциллирующий характер и сопровождается прецессией намагниченности; излучение в этом случае не является монохроматическим. Только при $H_z \gg a 2 \pi M_s$ и $K \gg 2 \pi M_s^2$ прецессия намагниченности достаточно хорошо описывается формулой (4) и для этого случая справедливы приведенные выше формулы (8) – (10). Несмотря на большое число теоретических работ, в которых изучали движение доменных границ, сопровождаемое прецессией намагниченности, прямых экспериментов по наблюдению прецессии до сих пор не было. Таким экспериментом может стать наблюдение магнитодипольного излучения. По его угловой и частотной зависимости можно "восстановить" характер прецессии.

Поступила в редакцию
14 февраля 1980 г.

Литература

[1] I.C.Slonczewski. Int. J. Magnetism, 2, 85, 1972.

[2] N.L.Schryer, L.R.Walker. J. Appl. Phys., 45, 5406, 1974.

[3] H.E.Khodenkov. Phys. Stat. Sol. (a), 53, k103, 1979.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, М., ГИФМЛ, 1960, гл. IX.

[5] А.Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М., изд. Мир, 1977.

[1] Подобная формула приведена в [4] для электродипольного излучения ротатора или симметричного волчка, обладающих электрическим дипольным моментом.