УДК 538.221

Ю.І. Джежеря, К.О. Демішев, О.П. Кузь, Д.О. Дереча

СТАЦІОНАРНІ ХВИЛІ НАМАГНІЧЕНОСТІ, ОБУМОВЛЕНІ МАГНІТОСТАТИЧНОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ, У ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВКАХ З ЛЕГКООСЬОВОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

Results of research have shown that in regular ferrite-garnet films with perpendicular lightweight anisotropy in parallel to the film plane magnetic field long-wave inhomogeneous magnetic configuration of harmonic type can be created and observed. Field removes devolution in the direction of magnetization and promotes the formation of inhomogeneous magnetic configuration. During the work it was thought that the magnetic field is close to the critical value at which film homogeneously magnetization happens. This made it possible to develop a linear theory and reduce the Landau-Lifshitz and Maxwell equations systems, that describe the magnetic state of the system to a general equation for the magnetostatic potential. Unlike Walker equation that describes the dynamics of magnetostatic waves. Resulting equation describes the steady periodic distribution of magnetization in the film with easy-axis anisotropy. Magnetic fields range and parameters of their material in which the probable formation of inhomogeneous periodic configuration defined. Period dependence of the magnetic field amplitude calculated.

Вступ

Як відомо, доменною структурою (ДС) феромагнітні матеріали (ФМ) завдячують конкуренції між певними типами магнітних взаємодій. З одного боку, це енергія магнітної анізотропії при наявності обмінної взаємодії, з іншого боку, диполь-дипольна взаємодія магнітних моментів самої системи. Залежно від інтенсивності внесків зазначених взаємодій, форми зразка та характеристик зовнішнього магнітного поля, доменна структура набуває різноманітної форми [1–6]. Це може бути система смугових доменів, лабіринтна доменна структура, ґратка доменів циліндричної форми, спіральні домени тощо. Подібні структури утворюються спонтанно чи штучним шляхом і відповідають абсолютному або локальному мінімуму повної енергії серед розмаїття магнітних конфігурацій.

Параметри певних типів ДС та їх окремих елементів широко вивчалися як експериментальними, так і теоретичними методами, наприклад, в [1–8]. Цей факт зумовлений визначальним впливом ДС на процеси намагнічування феромагнетиків, їх термодинамічні властивості і, загалом, на практичне використання в магнітних пристроях.

Крім практичного застосування, дослідження магнітних конфігурацій має самостійний теоретичний інтерес у вивченні нелінійних рівнянь, що описують реальні фізичні системи, та їх солітоноподібні розв’язки [4, 5].

Існує кілька модельних об’єктів доменних структур, які задовольняють спільному розв’язку рівнянь магнітостатики та нелінійних рівнянь Ландау–Ліфшиця і описують поведінку поля намагніченості системи. Це одновимірні доменні стінки Блоха та Неєля [4], смугові доменні структури Широбокова, двовимірні солітонні конфігурації Бєлавіна–Полякова [4]. Проте при переході до реальних систем, що враховують геометричні обмеження зразків, зазначені розв’язки можна вважати лише певним наближенням до справжніх магнітних конфігурацій. Для того, щоб врахувати фактори форми магнітних об’єктів та вплив широкого спектра магнітних взаємодій, доводиться вживати певні спрощення. Одне з найпродуктивніших спрощень полягає в поданні доменної стінки у вигляді геометричної границі, що характеризується поверхневою енергією.

Завдяки такому підходу було досліджено низку важливих доменних конфігурацій та їх окремих елементів [1, 2, 5, 6].

Проте в феромагнітних системах, за певних умов, можуть виникати магнітні конфігурації, в яких розподіл намагніченості принципово відрізняється від традиційних доменних структур. Це неоднорідні магнітні конфігурації в системах з двоосьовою анізотропією.

Неоднорідний характер магнітного упорядкування таких конфігурацій зумовлений власним магнітостатичним полем при наявності обмінної взаємодії. Крім того, феромагнітна система має бути невиродженою, тобто мати виділені напрямки. Такі структури мають періодичний розподіл намагніченості, який описується гармонічними функціями. У попередніх працях [9, 10] було передбачене існування подібних структур у магнітних плівках чи пластинах, анізотропія яких характеризується фактором якості меншим за одиницю. Також було визначено залежність періоду неоднорідної структури від товщини матеріалу та параметрів анізотропії. Розвитком цієї теорії стало виявлення впливу магнітного поля на розподіл намагніченості в таких структурах [11].

Постановка задачі

Мета досліджень – показати, що неоднорідні довгохвильові магнітні конфігурації гармонічного типу можна створювати і спостерігати у звичайних ферит-гранатових плівках з перпендикулярною легкоосьовою анізотропією у магнітному полі, паралельному до площини плівки. Поле знімає виродження з напрямку намагнічування і сприяє формуванню неоднорідної магнітної конфігурації.

Рівняння для магнітостатичного потенціалу та розподіл намагніченості у феромагнітній плівці

Надалі будемо вважати, що система являє собою феромагнітну плівку в зовнішньому магнітному полі, площина якої перпендикулярна осі Oz системи координат, товщина плівки $2L$, а сама вона вироблена з ФМ з перпендикулярною легкоосьовою анізотропією. Таким чином, густина магнітної енергії матеріалу плівки, що складається з обмінної взаємодії, магнітної анізотропії має вигляд

$$w_M = \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathrm{M}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 - HM_x, \qquad (1)$$

де α, β – сталі обмінної взаємодії та легкоосьової анізотропії відповідно; M – вектор намагніченості матеріалу; H – зовнішнє магнітне поле, паралельне осі Ox; x_i – компонента радіуса-вектора (по просторових індексах, що повторюються двічі, передбачає підсумовування).

При записі (1) вважається, що напрямок “легкого намагнічування” збігається з нормаллю до плівки Oz, а вісь Ox системи координат обрана в напрямку магнітного поля.

Як відомо, монокристалічні ферит-гранатові плівки мають стале значення модуля намагніченості, тому

$$\mathrm{M}^2 = M_0^2 - \mathrm{const}, \qquad (2)$$

де M_0 – усереднене значення намагніченості насичення матеріалу магнітного шару.

Таким чином, компоненти вектора намагніченості матимуть вигляд

$$\mathrm{M} = M_0 \begin{pmatrix} \sqrt{1-(m_y^2+m_z^2)/2} \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

де m_y, m_z – нормовані на одиницю компоненти вектора намагніченості.

Для спрощення теоретичних розрахунків надалі вважаємо, що амплітуда магнітного поля близька до критичного значення, коли зникає неоднорідній розподіл намагніченості $(m_y, m_z \to 0)$. Ця умова дає можливість звести систему рівнянь Ландау–Ліфшиця та Максвелла при розгляді магнітних конфігурацій до одного лінійного скалярного рівняння для магнітостатичного потенціалу системи.

Неважко визначити, що густина магнітної енергії (1) з точністю до членів четвертого порядку по m_i у цьому випадку набуде вигляду

$$w_M = -M_0^2 \cdot h + M_0^2 \times$$
$$\times \left\{ \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathrm{m}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{\beta}{2} m_z^2 + \frac{h}{2}\mathrm{m}^2 + \frac{h}{8}\mathrm{m}^4 \right\}, \qquad (4)$$

де $h = H_x / M_0$ – нормоване магнітне поле, $\mathrm{m} = m_y \mathrm{e}_y + m_z \mathrm{e}_z$, по індексах, що повторюються двічі у виразі (4) передбачається підсумовування.

Якби вираз (4) визначав усі типи магнітної взаємодії системи, то умові мінімуму енергії відповідало значення компонентів вектора намагніченості:

$$m_y = 0,\ m_z = \sqrt{2(\beta - h)/h}. \qquad (5)$$

Проте в системі присутня ще й магнітостатична взаємодія, яка вносить свої корективи у розподіл намагніченості. Разом з тим, вираз (5) можна вважати незаперечною оцінкою умов придатності цієї теорії.

Таким чином, будемо вважати, що умови застосовності теорії, які потребують $\mathrm{m}^2 \ll 1$, в нашому випадку виконуються за таких умов:

$$0 < (\beta - h)/h \ll 1. \qquad (6)$$

Після визначення умов застосовності цієї теорії, подальші розрахунки будемо проводити у лінійному наближенні.

У статичному випадку напрямок вектора m визначається рівняннями Ландау–Ліфшиця:

$$[\mathrm{h}_{eff} \cdot \mathrm{m}] = 0, \qquad (7)$$

де ефективне поле $\mathrm{h}_{eff} = \mathrm{H}_{eff} / M_0$ складається з власного магнітостатичного поля системи $\mathrm{h}_m = \mathrm{H}_m / M_0$, породженого неоднорідностями розподілу намагніченості в об'ємі і на поверхні ФМ, внесками від обмінної взаємодії, магнітної анізотропії та впливом зовнішнього магнітного поля.

Таким чином, ефективне поле може бути записане у вигляді

$$\mathrm{h}_{eff} = \mathrm{h}_m - \frac{1}{M_0^2}\frac{\delta w_M}{\delta \mathrm{m}}. \qquad (8)$$

Останній доданок у (8) являє собою варіаційну похідну від густини магнітної енергії (1) і в лінійному наближенні дорівнює

$$\frac{1}{M_0^2}\frac{\delta w_M}{\delta \mathrm{m}} = -\alpha\Delta\mathrm{m} - \beta m_z \mathrm{e}_z + h \cdot \mathrm{m}, \qquad (9)$$

де $\Delta = (\partial / \partial x_i)^2$ – оператор Лапласа; e_i – орти системи координат.

Що стосується власного магнітостатичного поля, то у феромагнетику при відсутності електричних струмів ($\mathrm{j} = 0$), на підставі рівняння Максвелла $\mathrm{rot}\,\mathrm{h}_m = 0$, воно може бути наведене у вигляді градієнта від магнітостатичного потенціалу ψ:

$$\mathrm{h}_m = \nabla\psi, \qquad (10)$$

де $\nabla = \mathrm{e}_i(\partial / \partial x_i)$ – оператор набла.

Відповідно до постановки задачі, будемо визначати магнітні конфігурації, модуляція яких характеризується великим просторовим масштабом λ, вважаючи при цьому

$$|\alpha\Delta\mathrm{m}| \sim (\alpha / \lambda^2)\,|\mathrm{m}| << \beta\,|\mathrm{m}|,\ h\,|\mathrm{m}|. \qquad (11)$$

Тоді, якщо в рівнянні (7) зберегти лише перші члени розкладу по малих величинах, вони матимуть вигляд

$$\begin{gathered}(\partial\psi / \partial y - h \cdot m_y) = 0;\\ (\partial\psi / \partial z + (\beta - h)m_z) = 0.\end{gathered} \qquad (12)$$

Таким чином, співвідношення (12) встановлює лінійний зв'язок між компонентами намагніченості та магнітостатичним потенціалом:

$$m_y = \frac{1}{h}\frac{\partial\psi}{\partial y}, \qquad m_z = -\frac{1}{\beta - h}\frac{\partial\psi}{\partial z} \qquad (13)$$

і дає можливість записати рівняння для магнітостатичного потенціалу в замкненому вигляді.

Дійсно, з рівняння Максвелла $\mathrm{div}\,\mathrm{B} = 0$, з урахуванням зв'язку вектора магнітної індукції з компонентами намагніченості $\mathrm{B} = \nabla\psi + 4\pi\mathrm{M}$ і співвідношень (13), випливає рівняння

$$\frac{h + 4\pi}{h}\frac{\partial^2\psi^i}{\partial y^2} - \frac{4\pi - \beta + h}{\beta - h}\frac{\partial^2\psi^i}{\partial z^2} = 0, \qquad (14)$$

де індекс "i" над магнітостатичним потенціалом означає, що ця величина розглядається в об'ємі ФМ.

Формально співвідношення (14) нагадує рівняння Уокера для магнітостатичних коливань у ФМ. Однак у цьому випадку воно може бути використане для визначення неоднорідної рівноважної конфігурації намагніченості ФМ із перпендикулярною легкоосьовою анізотропією в присутності магнітного поля.

Раніше було вказано, що теорія справедлива за умов (6). До них слід додати ще одну умову, наведену нижче.

Неважко помітити, що рівняння (14) для магнітостатичного потенціалу належатиме до гіперболічного типу і матиме розв'язки у вигляді просторової хвилі намагніченості лише за умов $4\pi > \beta - h$.

Таким чином, поєднуючи зазначені вимоги, сформулюємо умови, при яких у плівці феромагнетика з легкоосьовою анізотропією формується неоднорідний розподіл намагніченості у вигляді малоамплітудної хвилі:

$$\begin{gathered}0 < \beta - h < 4\pi;\\ \beta - h << h.\end{gathered} \qquad (15)$$

За межами ФМ, де $\mathrm{M} = 0$, магнітостатичний потенціал задовольняє рівнянню Лапласа:

$$\partial^2\psi^e / \partial y^2 + \partial^2\psi^e / \partial z^2 = 0. \qquad (16)$$

Індекс "e" вказує, що ψ розглядається поза об'ємом ФМ.

При формулюванні граничних умов, що відповідають ДС, вважаємо, що з віддаленням від поверхні плівки магнітостатичний потенціал прямує до нуля. Крім цього, на верхній і нижній поверхнях феромагнітної плівки зміна потенціалу і нормальної складової вектора магнітної індукції відбувається неперервним чином. Граничні умови для ψ, що відповідають перерахованим вимогам, мають таку форму:

$$\psi^e = 0\Big|_{z=\pm\infty}, \quad \psi^e = \psi^i\Big|_{z=\pm L},$$
$$\frac{\partial\psi^e}{\partial z} = -\frac{4\pi-\beta+h}{\beta-h}\frac{\partial\psi^i}{\partial z}\Big|_{z=\pm L}. \tag{17}$$

Таким чином, система рівнянь (14), (16) та граничні умови (17) становлять крайову задачу з визначення магнітостатичного поля і неоднорідного розподілу намагніченості в системі “магнітна плівка з легкоосьовою перпендикулярною анізотропією у повздовжньому магнітному полі”.

Розв’язком цієї крайової задачі може бути будь-яка лінійна комбінація функцій:

$$\psi_n{}^i(y,z) = A_n\cos(k_n y+\alpha_n)\sin q_n z;$$
$$\psi_n{}^{e\pm}(y,z) = A_n\sqrt{(4\pi-\beta+h)/4\pi}\times \tag{18}$$
$$\times\cos(k_n y+\alpha_n)\exp(k_n(L\mp z)),$$

$$\psi_n{}^i(y,z) = B_n\cos(K_n y+\gamma_n)\cos Q_n z;$$
$$\psi_n{}^{e\pm}(y,z) = B_n\sqrt{(4\pi-\beta+h)/4\pi}\times \tag{19}$$
$$\times\cos(K_n y+\gamma_n)\exp(K_n(L\mp z)),$$

де верхній знак виразів “$\pm,\mp$” вказує на область поза магнітною плівкою з координатами $z > L$, а нижній знак відповідає області $z < -L$; A_n, B_n – деякі амплітудні коефіцієнти; α_n, γ_n – відповідні значення початкової фази; k_n, q_n, K_n, Q_n – компоненти хвильових векторів.

Зв’язок між компонентами хвильових векторів дається співвідношеннями

$$\frac{q_n}{k_n} = \frac{Q_n}{K_n} = \sqrt{\frac{\beta-h}{4\pi-\beta+h}\frac{h+4\pi}{h}}. \tag{20}$$

Самі ж значення компонентів власних хвильових векторів системи визначаються такими співвідношеннями:

$$q_n L = \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{h+4\pi}{h}\frac{4\pi-\beta+h}{\beta-h}}+\pi n,$$
$$Q_n L = \operatorname{arcctg}\left(-\sqrt{\frac{h+4\pi}{h}\frac{4\pi-\beta+h}{\beta-h}}\right)+\pi n, \tag{21}$$

де n – натуральні числа.

Цей результат свідчить про те, що коли ззовні на систему впливатиме стале періодичне магнітне поле навіть з малою амплітудою, але з періодом, який відповідатиме власним хвильовим векторам системи, в ній виникне яскраво виражений періодичний розподіл намагніченості та магнітостатичного поля.

Що стосується виникнення спонтанного періодичного розподілу намагніченості, то перевагу матимуть довгохвильові збурення, оскільки вони відповідатимуть найменшим значенням енергії обмінної взаємодії, яка в цій задачі вважалася малим збуреннями і була виключена із розгляду на підставі співвідношень (11).

Повертаючись до цієї умови, зробимо висновок, що ця теорія застосовна, коли виконується співвідношення $\alpha q_n{}^2, \alpha k_n{}^2 \ll 1$, тобто у достатньо товстих плівках, або за умови

$$\frac{4\pi-\beta+h}{4\pi} \ll 1. \tag{22}$$

При виконанні співвідношення (22) найменший із власних хвильових векторів, що відповідає довгохвильовій модуляції, набуває значення

$$q_0 = \frac{1}{L}\sqrt{\frac{h+4\pi}{h}\frac{4\pi-\beta+h}{\beta-h}};$$
$$k_0 = \frac{1}{L}\frac{4\pi-\beta+h}{4\pi} \ll q_0, \tag{23}$$

а умова застосовності теорії (11) набуває такого вигляду:

$$\frac{\alpha}{L^2}\frac{h+4\pi}{h}\frac{4\pi-\beta+h}{4\pi} \ll 1. \tag{24}$$

Якщо порівнювати значення амплітуди модуляції компонентів намагніченості у феромагнітній плівці, то виявляється, що

$$\left|\frac{m_z{}^{\max}}{m_y{}^{\max}}\right| = \sqrt{\frac{h(h+4\pi)}{(\beta-h)(4\pi-(\beta-h))}} \ll 1, \tag{25}$$

тобто амплітуда компоненти намагніченості, нормальної до площини плівки, набагато перевищує амплітуду повздовжньої компоненти.

Висновки

Із аналізу отриманих результатів випливає, що магнітна конфігурація, яка може спонтанно утворюватися у феромагнітній плівці з перпендикулярною легкоосьовою анізотропією в магнітному полі, за виконанням умов (11), (15), являє пласку хвилю намагніченості з фронтом, орієнтованим перпендикулярно до зовнішнього магнітного поля.

Період хвилі у рівноважному стані залежить від амплітуди магнітного поля. При умові $4\pi - \beta + h \to 0$, період хвилі намагніченості прямує до нескінченності.

Із проведеної серії досліджень [10, 11] випливає, що неоднорідні магнітні конфігурації у вигляді пласких хвиль намагніченості при виконанні певних умов утворюються у широкому класі ФМ. На практиці такі структури можна використовувати як магнітокеровані модулятори спінових та оптичних хвиль.

У майбутньому буде продовжено вивчення теорії модульованих магнітних структур і визначено напрями їх практичного застосування.

1. C. Kittel, "Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles", Phys. Rev., vol. 70, no. 11-12, pp. 965–971, 1946.
2. A.A. Thiele, "Theory of cylindrical magnetic domains", Bell system Techn. Journ., vol. 48, no. 10, pp. 3287–3335, 1969.
3. *Бобек Э., Делла-Торре Э.* Цилиндрические магнитные домены. – М.: Энергия, 1977. – 192 с.
4. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. – К.: Наук. думка, 1983. – 190 с.
5. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И.* Цилиндрические магнитные домены и их решетки. – К.: Наук. думка, 1988. – 168 с.
6. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – М.: Мир, 1982. – 380 с.
7. *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. – М.: Мир, 1983. – 496 с.
8. J.A. Cape, G.W. Lehman, "Magnetic domain structures in thin uniaxial plates with perpendicular easy axis", Journ. Appl. Phys., vol. 42, no. 13, pp. 5732–5756, 1971.
9. *Джежеря Ю.І., Сорокін М.В., Бубук О.О.* Магнітостатичні доменні структури // Наукові вісті НТУУ "КПІ". – 2006. – № 4. – С. 51–54.
10. *Джежеря Ю.И., Сорокин М.В., Бубук Е.А.* Неоднородные конфигурации намагниченности ферромагнитных пленок с двухосной анизотропией // ЖЭТФ. – 2007. – 133, вип. 4, С. 844–851.
11. *Джежеря Ю.І., Демішев К.О.* Магнітостатичні доменні структури в феромагнітних плівках з двоосьовою анізотропією у зовнішньому магнітному полі // Металлофизика и новейшие технологии. – 2012. – 34, № 4. – С. 429–437.

Рекомендована Радою
фізико-математичного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
31 серпня 2012 року