

Спінові хвилі у феромагнітній плівці з періодичною системою антиточок

В.В. Куліш

Національний технічний університет України «КПІ», просп. Перемоги, 37, 03056 Київ, Україна

(Одержано 10.10.2014; опубліковано online 25.03.2015)

У роботі досліджуються спінові хвилі у тонкій плівці з одноосьового феромагнетика, в якому задано двовимірну періодичну систему антиточок. Феромагнетик, з якого складається плівка, має тип «легка вісь». Для опису таких хвиль використовується магнітостатичне наближення з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та ефектів анізотропії. Для таких хвиль записано рівняння для магнітного потенціалу, для випадку системи віддалених антиточок знайдено також дисперсійне відношення та спектр поперечних хвильових чисел. Для випадків плівки, тонкої порівняно з обмінною довжиною, та плівки, обмеженої металом з високою провідністю, знайдено також спектр поздовжніх хвильових чисел та спектр частот спінових хвиль.

Ключові слова: Спінова хвиля, Наномагнетизм, Тонка магнітна плівка, Антиточка, Дипольно-обмінна теорія.

PACS numbers: 62.23.St, 75.30.Ds, 75.75. + a

1. ВСТУП

Спінові хвилі у магнітвпорядкованих матеріалах [1, 2] активно досліджуються у останні десятиріччя – як теоретично, так і експериментально. Спінові хвилі є об'єктом дослідження для нових галузей фізики – магнітоніки [1] та спінтроники [3] – та є перспективними для численних практичних застосувань, зокрема, для створення нових пристроїв зберігання, передачі та обробки даних [4, 5].

Спінові хвилі у наноструктурах є особливо актуальною та популярною темою для досліджень протягом останніх років. У численних роботах вивчаються спінові хвилі у тонких феромагнітних плівках [6], мікронно-розмірних магнітних квантових точках [7-9], нанодротах [10-12] та більш складних наносистемах (див., наприклад, [13]). Оскільки магнітні властивості наноструктур залежать суттєво від їх форми та розмірів, спінові хвилі досліджуються у наносистемах різних конфігурацій окремо.

Серед магнітних наноструктур особливе місце займають магнітні точки та їх системи, а також магнітні антиточки та їх системи. Системи феромагнітних точок [14, 15] та двовимірних ґраток магнітних гранул [16] інтенсивно досліджуються у останні роки. Проте, системи феромагнітних антиточок [17, 18] залишаються порівняно малодослідженими, а спінові хвилі у таких системах практично не досліджуються теоретично. При цьому системи магнітних антиточок є перспективними з точки зору застосування у техніці (у пристроях зберігання інформації [19], у магнітних хвильоводах [4], як основа магнітних метаматеріалів [20], у якості двовимірних магнітних кристалів [21] тощо), що робить дослідження їх магнітних властивостей, зокрема спінових хвиль у таких системах, актуальним.

У роботі розглядаються спінові хвилі у феромагнітній плівці з двовимірною періодичною системою антиточок. Для опису таких хвиль використовується магнітостатичне наближення з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та ефектів анізотропії. У роботі отримано диференційне

рівняння для магнітного потенціалу таких хвиль, за його допомогою знайдено дисперсійне відношення та спектр поперечних хвильових чисел для випадку системи віддалених антиточок. Для двох часткових випадків знайдено також спектр поздовжніх хвильових чисел та спектр частот спінової хвилі.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо феромагнітну плівку товщини l з одноосьового феромагнетика, що має тип «легка вісь». Нехай у цій плівці присутня періодична система однакових кругових антиточок з відстанями між центрами сусідніх антиточок a та радіусами R (див. рис. 1). Будемо вважати, що феромагнетик, з якого складається плівка, характеризується наступними параметрами: константа обмінної енергії a , константа одновісної анізотропії β (вважається постійною), гіромагнітне відношення γ (вважається постійним). Прийmemo також, що вісь легкого намагнічування (а отже, і рівноважна намагніченість \vec{M}_0 , яку ми вважаємо постійною у всьому об'ємі плівки) спрямована ортогонально до плівки; оберемо вісь Oz у цьому напрямку. Будемо вважати, що зовнішнє магнітне поле $\vec{H}_0^{(e)}$, у якому знаходиться плівка, є однорідним та спрямоване уздовж осі Oz .

Розглянемо спінову хвилю, що розповсюджується у описаній вище плівці. Врахуємо у рівнянні Ландау-Ліфшица як магнітну диполь-дипольну, так і обмінну взаємодію (вважаємо, що плівка є тонкою, а відстані між антиточками можуть бути як малими, так що суттєвою є як магнітна диполь-дипольна, так і обмінна взаємодія, так і досить великими для того, щоб обмінною взаємодією можна було знехтувати). Крім того, оскільки ми розглядаємо одноосьовий феромагнетик, ми маємо залишити також доданок, що враховує анізотропію. Дисипацією – та, відповідно, згасанням спінових хвиль у плівці – нехтуємо, опускаючи релаксаційний доданок у рівнянні Ландау-Ліфшица.

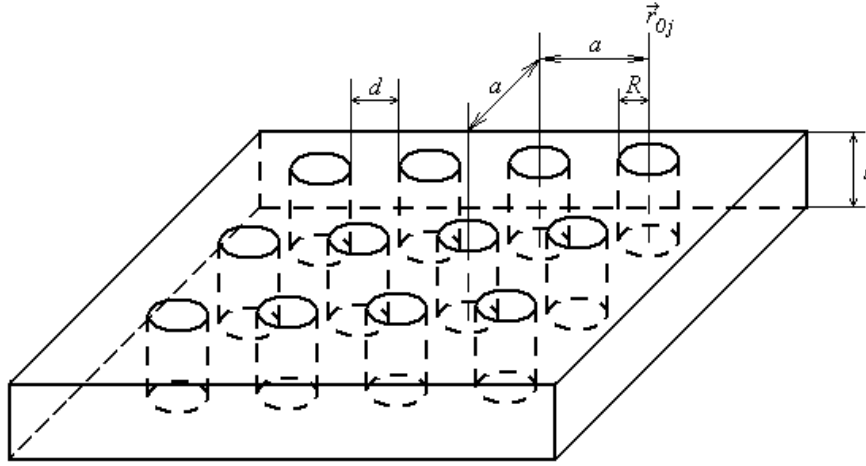


Рис. 7 – Система антиточок, що розглядається

Застосуємо лінеаризовану теорію спінових хвиль, вважаючи, що намагніченість \vec{m} та магнітне поле \vec{h} спінової хвилі є малими збуреннями загальної намагніченості \vec{M} та внутрішнього магнітного поля $\vec{H}^{(i)}$ плівки, відповідно. Таким чином, для збурення \vec{m} намагніченості виконується $|\vec{m}| \ll |\vec{M}_0|$, для збурення \vec{h} магнітного поля $|\vec{h}| \ll |\vec{H}_0^{(i)}|$, де \vec{M}_0 – намагніченість насичення, $\vec{H}_0^{(i)}$ – рівноважне значення внутрішнього магнітного поля (так що $\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{M}_0 + \vec{m}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}^{(i)}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0^{(i)} + \vec{h}(\vec{r}, t)$).

Метою даної роботи є отримання диференційного рівняння для магнітного потенціалу описаних вище спінових хвиль у магнітостатичному наближенні, а також дисперсійного відношення та спектру поперечних хвильових чисел для таких хвиль.

3. РІВНЯННЯ ДЛЯ МАГНІТНОГО ПОТЕНЦІАЛУ

Запишемо лінеаризоване рівняння Ландау-Ліфшица для спінової хвилі у описаній вище феромагнітній плівці з системою антиточок. Враховуючи, що намагніченість та поле хвилі періодично змінюються з часом, так що $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}) \exp(i\omega t)$, $\vec{h}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0(\vec{r}) \exp(i\omega t)$, з [2] отримуємо рівняння для \vec{m}_0 , \vec{h}_0 у наступному вигляді:

$$i\omega \vec{m}_0 = \gamma \left(M_0 \vec{e}_z \times \left(\vec{h}_0 + \alpha \Delta \vec{m}_0 - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) \vec{m}_0 \right) \right); \quad (1)$$

для нашої системи можна вважати $\vec{H}_0^{(i)} = \vec{H}_0^{(e)}$. Для того, щоб зробити систему рівнянь повною, використаємо магнітостатичне наближення (див., наприклад, [2]), вважаючи поле спінової хвилі \vec{h} потенціалним: $\vec{h} = -\nabla\Phi$, де Φ – магнітний потенціал. У такому наближенні з рівняння Максвелла $\text{div} \vec{h} = -4\pi \cdot \text{div} \vec{m}$ отримуємо друге співвідношення системи

$$\Delta\Phi_0 = 4\pi \text{div} \vec{m}_0, \quad (2)$$

тут Φ_0 – потенціал амплітуди збурення поля \vec{h}_0 , так що $\vec{h}_0 = -\nabla\Phi_0$, $\Phi(\vec{r}, t) = \Phi_0(\vec{r}) \exp(i\omega t)$.

Отримаємо рівняння для амплітуди магнітного потенціалу Φ_0 , виключивши амплітуду збурення густини магнітного моменту \vec{m}_0 з системи рівнянь (1), (2). Домножимо векторно перше рівняння системи зліва на орт \vec{e}_z та візьмемо дивергенцію від обох частин рівняння. Зважаючи на те, що $m_{0z} = 0$, а з рівняння (2) $\text{div} \vec{m}_0 = \frac{\Delta\Phi_0}{4\pi}$, ми отримуємо

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{\gamma M_0} \text{div}(\vec{e}_z \times \vec{m}_0) &= \\ &= -\Delta\Phi_0 + \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2} + \frac{1}{4\pi} \left(\alpha\Delta - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) \right) \Delta\Phi_0 \end{aligned} \quad (3)$$

Застосувавши до обох частин рівняння оператор $\alpha\Delta - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right)$, після деяких перетворень отримуємо

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2} - \left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \alpha\Delta \right) \left(\left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta \right) + 4\pi - \alpha\Delta \right) \right) \times \\ \times \Delta\Phi_0 + 4\pi \left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \alpha\Delta \right) \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Як можна бачити, рівняння, що ми отримали, є аналогічним до відомого рівняння для циліндричного нанодоту (див., наприклад, [10]).

Зауважимо, що у рівняння (4) не входять геометричні параметри системи. Дане рівняння буде вірним для будь-якої системи з одноосового феромагнетика, якщо рівноважна намагніченість спрямована уздовж осі легкого намагнічування (а отже, зовнішнє магнітне поле відсутнє або спрямовано також уздовж цього напрямку), уздовж якої також спрямована вісь Oz. Для використання симетрії системи, яку ми розглядаємо, необхідно також, щоб ця вісь співпадала з нормаллю до площини плівки.

4. ДИСПЕРСІЙНЕ ВІДНОШЕННЯ

Знайдемо дисперсійне відношення для спінових хвиль, які ми розглядаємо, користуючись рівнянням (4).

Зауважимо, що картина спінових хвиль у системі залежить суттєво від мінімальної відстані між сусідніми антигочками d . Якщо ця відстань є меншою або порядку характерної довжини обмінної взаємодії l_{ex} , опис спінових хвиль у системі ускладнюється. Проте, за $d \gg l_{ex}$ спінова хвиля може вільно розповсюджуватись у проміжках між антигочками. Розглянемо цей випадок.

Зробимо припущення, що симетрія розв'язку рівняння (4) співпадає з симетрією системи, та введемо радіус-вектор \vec{r}_\perp у ортогональній до \vec{M}_0 площині, яку ми будемо вважати площиною xOy . Оберемо вісі Ox та Oy у цій площині так, щоб їх напрямки співпадали з трансляційними напрямками системи. Для системи координат, обраної таким чином, ортогональні радіус-вектори центрів антигочок записуються у вигляді $\vec{r}_{0j} = a(N_{1j}\vec{e}_x + N_{2j}\vec{e}_y)$, де N_{1j} , N_{2j} – цілі числа, j – номер антигочки. В такому випадку ми можемо шукати магнітний потенціал у вигляді суперпозиції циліндричних фронтів хвиль з однаковим поперечним хвильовим числом k_\perp :

$$\Phi = \exp(i(k_\perp z - \omega t)) \times \sum_{j,n} (A_{jn} J_n(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|) + B_{jn} N_n(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|)) \exp(in\theta_j), \quad (5)$$

тут θ_j – полярний кут, що відраховується для центру j -ї антигочки.

Згідно нашого припущення, симетрія результуючої картини спінових хвиль співпадає з симетрією системи. Отже, для кожного n всі A_{jn} та всі B_{jn} рівні між собою (позначимо їх A_j та B_j , відповідно), а число n має бути кратним 4. З урахуванням цього перепишемо (5) у вигляді

$$\Phi = \exp(i(k_\perp z - \omega t)) \times \sum_{j,n} (A_n J_{4n}(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|) + B_n N_{4n}(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|)) \exp(4in\theta_j) \quad (6)$$

Підставимо розв'язок (6) у рівняння (4). З властивостей лінійності оператора Лапласа ми отримаємо для кожної хвилі (а отже, і для суперпозиції хвиль)

$$\Delta\Phi = -(k_\perp^2 + k_\parallel^2)\Phi. \quad (7)$$

Отже, після підстановки розв'язку (5) у рівняння (4) ми отримаємо дисперсійне рівняння, аналогічне до дисперсійного рівняння для циліндричної нанотрубки та циліндричного нанодоту:

$$\alpha^2(k_\parallel^2 + k_\perp^2)^3 + 2\alpha(\tilde{\beta} + 2\pi)(k_\parallel^2 + k_\perp^2)^2 + \left(\tilde{\beta}(\tilde{\beta} + 4\pi) - \frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2} - 4\pi\alpha k_\parallel^2\right)(k_\parallel^2 + k_\perp^2) - 4\pi\tilde{\beta}k_\parallel^2 = 0 \quad (8)$$

де $\tilde{\beta} = \frac{H_0^{(e)}}{M_0} + \beta$. Звідси отримуємо дисперсійне відношення у вигляді

$$\omega = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha(2\pi + \tilde{\beta})k^2 + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta}) - 4\pi k_\parallel^2 \left(\alpha + \frac{\tilde{\beta}}{k^2}\right)}, \quad (9)$$

тут повне хвильове число $k^2 = k_\parallel^2 + k_\perp^2$.

5. СПЕКТР ХВИЛЬОВИХ ЧИСЕЛ

Зауважимо, що хвильове число спінової хвилі має дві компоненти – поздовжню та поперечну, і отже, для опису спінової хвилі рівняння (9) потрібно доповнити спектром принаймні однієї з цих компонент. Знайдемо спектр поперечних хвильових чисел k_\perp для випадку віддалених антигочок, описаному у попередньому розділі.

Для отримання спектру k_\perp потрібно, ззагалі, накладати граничні умови на границі антигочок (якщо граничні умови не порушують симетрію задачі, вони мають бути ідентичними на кожній антигочці та переходити самі в себе при повороті на кут $\pi/2$ відносно осі антигочки). Проте, оскільки згідно зробленого у попереднього розділі припущення симетрія розв'язку відповідає симетрії задачі, можливо знайти поперечне хвильове число з міркувань симетрії, не накладаючи граничні умови.

Як можна бачити, в системі наявна трансляційна симетрія з періодом трансляції a . Використаємо аналог теореми Блоха. Циліндричні функції, що входять у розв'язок (6), не є періодичними, проте, за великих відстаней від центральної антигочки вони асимптотично прямують до наступних виразів:

$$J_n(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|}} \cos\left(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}| - \frac{\pi n}{2} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (10)$$

$$N_n(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}|}} \sin\left(k_\perp |\vec{r}_\perp - \vec{r}_{0j}| - \frac{\pi n}{2} - \frac{\pi}{4}\right). \quad (11)$$

З міркувань симетрії на періоді трансляції a фаза цих функцій має змінюватись на величину, кратну 2π . Звідси отримуємо, що поперечне хвильове число спінової хвилі може бути представлене у вигляді

$$k_\perp = \frac{2\pi N}{a}, \quad (12)$$

де $N \in \mathbb{N} \cup \{0\}$ – номер поперечної моди. Підставляючи такий вигляд поперечного хвильового числа у рівняння (9), отримуємо дисперсійне відношення у вигляді

$$\omega_N(k_{||}) = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 \left(k_{||}^2 + \left(\frac{2\pi N}{a} \right)^2 \right)^2 + 2\alpha(2\pi + \tilde{\beta}) \left(k_{||}^2 + \left(\frac{2\pi N}{a} \right)^2 \right) + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta}) - 4\pi k_{||}^2} \left(\alpha + \frac{\tilde{\beta}}{k_{||}^2 + \left(\frac{2\pi N}{a} \right)^2} \right) \quad (13)$$

Конкретизувавши товщину плівки та граничні умови на її границях, можна також отримати спектр поздовжніх хвильових чисел і, отже, спектр частот спінової хвилі. Так, для плівки, тоншої за обмінну довжину l_{ex} , спіновими коливаннями у напрямку Oz можна знехтувати, поклавши $k_{||} = 0$ та записавши спектр частот спінової хвилі у вигляді

$$\omega_N = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 \left(\frac{2\pi N}{a} \right)^4 + 2\alpha(2\pi + \tilde{\beta}) \left(\frac{2\pi N}{a} \right)^2 + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta})}. \quad (14)$$

Якщо товщина плівки перевищує l_{ex} , але на її границях знаходиться немагнітний метал з досить високою провідністю, так що при записі граничних умов ми можемо вважати її ідеальною, граничні умови для магнітного потенціалу зводяться до умов обнулення його нормальної похідної $\partial\Phi/\partial z$ на границях плівки, звідки отримуємо

$$k_{||p} = \frac{2\pi p}{l}, \quad (15)$$

$$\omega_{Np} = \gamma M_0 \sqrt{\frac{16\pi^4 \alpha^2}{D_{Np}^4} + \frac{8\pi^2 \alpha (2\pi + \tilde{\beta})}{D_{Np}^2} + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta})} - 16\pi^3 \left(\frac{p}{l} \right)^2 \left(\alpha + \frac{\tilde{\beta}}{4\pi^2 D_{Np}^2} \right), \quad (16)$$

тут величина $D_{Np} = l / \sqrt{\left(\frac{p}{l} \right)^2 + \left(\frac{N}{a} \right)^2}$, p – ціле число, номер поздовжньої моди.

6. ВИСНОВКИ

Таким чином, в роботі досліджено дипольно-обмінні лінійні спінові хвилі у тонкій ферромагнітній плівці з двовимірною періодичною системою антиточок. Знайдено диференціальне рівняння для магнітного потенціалу таких хвиль у магнітостатичному наближенні. Рівняння розв'язане для випадку, коли антиточки є досить віддаленими, так що мінімальна відстань між ними набагато перевищує обмінну довжину; отримано дисперсійне відношення для таких спінових хвиль. Для випадку віддалених антиточок отримано також спектр поперечних хвильових чисел.

Для двох часткових випадків (плівка, тонка порівняно з обмінною довжиною, та плівка, обмежена металом з високою провідністю) отримано спектр частот спінової хвилі.

ПОДЯКА

Автор висловлює подяку доктору фізико-математичних наук, професору, член-кореспонденту АПН України Ю.І. Горобцю за увагу до роботи, плідну дискусію та цінні зауваження.

Спиновые волны в ферромагнитной пленке с периодической системой антиточек

В.В. Кулиш

Национальный технический университет Украины «КПИ», просп. Победы, 37, 03056 Киев, Украина

В работе исследуются спиновые волны в тонкой пленке из одноосного ферромагнетика, в котором задана двумерная периодическая система антиточек. Ферромагнетик, из которого состоит пленка, имеет тип «легкая ось». Для описания таких волн используется магнитостатическое приближение с учетом магнитного диполь-дипольного взаимодействия, обменного взаимодействия и эффектов анизотропии. Для таких волн записано уравнение для магнитного потенциала, для случая системы удаленных антиточек найдено также дисперсионное отношение и спектр поперечных волновых чисел. Для случая пленки, тонкой по сравнению с обменной длиной, и пленки, ограниченной металлом с высокой проводимостью, найден также спектр продольных волновых чисел и спектр частот таких спиновых волн.

Ключевые слова: Спиновые волны, Наномагнетизм, Тонкая магнитная пленка, Антиточка, Дипольно-обменная теория.

Spin Waves in a Ferromagnetic Film with a Periodic System of Antidots

V.V. Kulish

National Technical University of Ukraine "KPI", 37, Peremogy Prosp., 03056 Kyiv, Ukraine

In the paper, spin waves in a thin film (composed of a uniaxial ferromagnet) with a two-dimensional periodical system of antidots are studied. The film ferromagnet is considered to have the "easy axis" type. To describe such waves, the magnetostatic approximation with account for the magnetic dipole-dipole interaction, the exchange interaction and the anisotropy effects is used. For such waves, an equation for the magnetic potential is derived; for the case of remote antidots, the dispersion relation and the transverse wavenumber spectrum are found. For the case of a film thin compared to the exchange length and for the case of a film bounded by a high-conductivity metal, the longitudinal wavenumber spectrum and the frequency spectrum of such spin waves are also obtained.

Keywords: Spin waves, Nanomagnetism, Thin magnetic film, Antidot, Dipole-exchange theory.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
2. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны* (М.: Наука: 1967) (A.I. Akhiezer, V.G. Bar'yakhtar, S.V. Peletminskiy, *Spinovyye volny* (M.: Nauka: 1967)).
3. S.D. Bader, S.S.P. Parkin, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010).
4. S. Neusser, D. Grundler, *Adv. Mater.* **21**, 2927 (2009).
5. T. Schneider, A.A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R.L. Stamps, M.P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
6. M. Bauer, O. Büttner, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, V. Grimalsky, Yu. Rapoport, A.N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3769 (1998).
7. K.Yu. Guslienko, A.N. Slavin, *J. Appl. Phys.* **87**, 6337 (2000).
8. F.G. Aliev, J.F. Sierra, A.A. Awad, G.N. Kakazei, D.-S. Han, S.-K. Kim, V. Metlushko, B. Ilic, K.Y. Guslienko, *Phys. Rev. B* **79**, 174433 (2009).
9. J. Jorzick, S.O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, A.N. Slavin, *Phys. Rev. B* **60**, 15194 (1999).
10. R. Arias, D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **63**, 134439 (2001).
11. R. Skomski, M. Chipara, D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **93**, 7604 (2003).
12. S.M. Chérif, Y. Roussigné, C. Dugautier, P. Moch, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 337 (2000).
13. O.Yu. Gorobets, V.Yu. Gorobets, *Chaos, Solitons & Fractals* **23**, 1121 (2005).
14. K.Yu. Guslienko, X.F. Han, D.J. Keavney, R. Divan, S.D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
15. M.J. Van Bael, L. Van Look, K. Temst, M. Lange, J. Bekaert, U. May, G. Güntherodt, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, *Physica C* **332**, 12 (2000).
16. Ю.И. Горобец, Ю.И. Джежеря, А.Ф. Кравец, *ФТТ* **42**, 121 (2000) (Yu.I. Gorobets, Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, *Solid State Physics* **42**, 126 (2000)).
17. S. Neusser, G. Duerr, H.G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C.H. Back, D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067208 (2010).
18. Y. Otani, S.G. Kim, T. Kohda, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada, *IEEE T. Magn.* **34**, 1090 (1998).
19. R.P. Cowburn, A.O. Adeyeye, J.A.C. Bland, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2309 (1997).
20. G. Ctistis, E. Papaioannou, P. Patoka, J. Gutek, P. Fumagalli, M. Giersig, *Nano Lett.* **9**, 1 (2009).
21. M. Kostylev, G. Gubbiotti, G. Carlotti, G. Socino, S. Tacchi, Ch. Wang, N. Singh, A.O. Adeyeye, R.L. Stamps, *J. Appl. Phys.* **103**, 07C507 (2008).