

В.В. КУЛІШ

Національний Технічний Університет України “КПІ”,
Кафедра загальної та експериментальної фізики
(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056; e-mail: kulish_volv@ukr.net)

УДК 537.636, 537.622.4,
537.9

СПІНОВІ ХВИЛІ У ФЕРОМАГНІТНІЙ НАНОТРУБЦІ. УРАХУВАННЯ ДИСИПАЦІЇ ТА СПІН-ПОЛЯРИЗОВАНОГО СТРУМУ

У роботі досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі у феромагнітній нанотрубі кругового перерізу за наявності спін-поляризованого електричного струму. Враховано обмінну взаємодію, диполь-дипольну взаємодію, ефекти анізотропії, дисипативні ефекти та вплив спін-поляризованого струму. Отримано рівняння для магнітного потенціалу спінових хвиль у такій системі, знайдено дисперсійне відношення. Показано, що залежно від напрямку спін-поляризованого струму наявність останнього може підсилювати або послаблювати ефективну дисипацію спінової хвилі. Показано, що за певних умов наявність спін-поляризованого струму може приводити до генерації спінової хвилі. Записано умову такої генерації.

Ключові слова: спінова хвиля, феромагнітна нанотрубка, дипольно-обмінна теорія, наномагнетизм, спін-поляризований струм.

1. Вступ

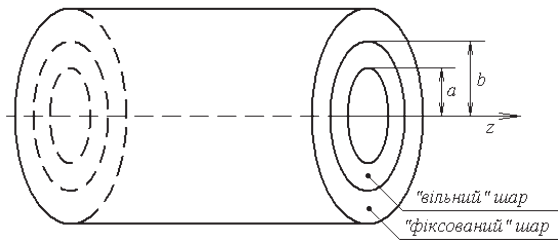
Спінові хвилі, тобто хвилі намагніченості у магнітовпорядкованих матеріалах [1,2], є актуальною та популярною темою досліджень у останні десятиріччя. Особливий інтерес дослідників у останні роки викликають спінові хвилі у тонких феромагнітних плівках [3–5] та наноструктурах, нанодротах [6–9], мікронно-розмірних магнітних квантових точках [10–12] та інших наносистемах з магнітовпорядкованого матеріалу. Спінові хвилі у наноструктурах є перспективними для численних практичних застосувань – для створення нових пристроїв зберігання [13, 14] та передачі [13, 14] інформації, нових обчислювальних пристроїв [15] тощо.

Як відомо, магнітні властивості наноструктур залежать суттєво від їх форми та розмірів, тому спінові хвилі досліджуються у наночастинках різної форми окремо. Синтезовані нещодавно магні-

тні нанотрубки [16–22] знайшли широкий спектр практичних застосувань (зокрема, в магнітобіології [23, 24]). Проте спінові хвилі в магнітних нанотрубках на даний час залишаються маловивченими, а відомі роботи з цієї тематики присвячені переважно спіновим солітонам [25] та хвилям на межах магнітних доменів [26, 27]. Нещодавня робота авторів з даної тематики [28] присвячена дослідженню дипольно-обмінних спінових хвиль у одношаровій феромагнітній нанотрубі. Проте, в роботі [28] не досліджено можливий вплив дисипативних ефектів та спін-поляризованого струму (за наявності останнього).

Залежно від частоти спінової хвилі, розмірів, форми, матеріалу наносистеми та інших факторів ефекти, пов'язані з дисипацією енергії, можуть як суттєво впливати на картину спінових хвиль у системі, так і бути нехтовно малими, див., наприклад, [29]. Тому при дослідженні спінових хвиль у наносистемах, зокрема, у нанотрубках, врахування дисипативних ефектів, взагалі, необхідне.

© В.В. КУЛІШ, 2016



Нанотрубка, що моделюється в цій роботі

Як відомо, магнітні наноструктури, зокрема, магнітні нанотрубки, можливо використовувати у ролі хвилеводів для спінових хвиль. При такому їх використанні виникає задача генерації спінових хвиль у таких структурах. Відомо, що при пропусканні спін-поляризованого струму через тонкий шар феромагнетика може змінюватись орієнтація вектора намагніченості у цьому шарі [30, 31]. Це змінює картину спінових хвиль у системі та може приводити до генерації спінових збуджень [32, 33]. Проте відомі дослідження спінових хвиль у присутності спін-поляризованого струму у наносистемах обмежені тонкими магнітними плівками; наносистеми інших геометрій, зокрема нанотрубки, на даний момент залишаються недослідженими. Отже, властивості спінових хвиль у магнітних нанотрубках за присутності спін-поляризованого струму, зокрема генерація спінових хвиль у таких системах, є актуальною темою для дослідження.

У даній роботі продовжується теоретичне дослідження спінових хвиль у феромагнітних нанотрубках, розпочате в роботі [28]. Досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі у двошаровій феромагнітній нанотрубці за наявності дисипації та спін-поляризованого струму. Для таких спінових хвиль отримано рівняння для магнітного потенціалу та дисперсійне співвідношення з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії, анізотропії, ефектів дисипації та впливу спін-поляризованого струму. Показано, що наявність спін-поляризованого струму змінює “ефективну дисипацію” в системі. Показано також, що за допомогою пропускання спін-поляризованого струму в описаній вище системі можливо згенерувати спінові хвилі; визначено умову такої генерації.

2. Постановка задачі

Розглянемо двошарову феромагнітну нанотрубку (довжина якої набагато перевищує зовнішній раді-

ус), один шар якої є “фіксованим” в сенсі напрямку намагніченості, інший – “вільним”, так що через “вільний” шар може протікати спін-поляризований струм в радіальному напрямку. Внутрішній радіус “вільного” шару позначимо a , зовнішній – b (див. рисунок). Будемо вважати, що “вільний” шар складається з феромагнетика типу “легка вісь” з параметрами α (константа обмінної взаємодії), β (параметр одноосової анізотропії) та γ (гіромагнітне відношення), а вісь анізотропії феромагнетика спрямована уздовж осі симетрії системи.

Нехай рівноважна намагніченість “вільного” шару \mathbf{M}_0 та напрямок намагніченості “фіксованого” шару спрямовані уздовж осі симетрії системи, уздовж якої зручно вибрати вісь Oz . Будемо вважати, що нанотрубка знаходиться у зовнішньому однорідному магнітному полі $\mathbf{H}_0^{(e)}$, спрямованому також уздовж Oz .

Розглянемо спінову хвилю, що поширюється у “вільному” шарі нанотрубки уздовж осі Oz . Оскільки система, яку ми розглядаємо, є нанорозмірною, обмінна взаємодія може суттєво впливати на картину спінових хвиль. Отже, в рівнянні Ландау–Ліфшица ми маємо врахувати не тільки магнітну диполь-дипольну, а й обмінну взаємодію. (Дипольно-обмінне наближення, яке ми використовуємо в роботі, має сенс застосовувати в діапазоні хвильових чисел 10^5 – 10^7 см^{-1} , оскільки для менших хвильових чисел обмінними ефектами можна знехтувати. Для нанотрбок типових розмірів та матеріалів хвильові числа лежать в інтервалі від 10^3 – 10^4 см^{-1} до 10^7 см^{-1} , що робить необхідним врахування як магнітних диполь-дипольних, так і обмінних ефектів). Дисипативні ефекти враховуємо релаксаційним доданком у рівнянні Ландау–Ліфшица.

Використаємо лінійне наближення, розглядаючи намагніченість \mathbf{m} та магнітне поле \mathbf{h} хвилі як мале збурення рівноважної намагніченості та загального магнітного поля, відповідно. Таким чином, загальна намагніченість $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$, загальне магнітне поле всередині “вільного” шару $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_0^{(i)} + \mathbf{h}$, $|\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0^{(i)}|$, де $\mathbf{H}_0^{(i)}$ – рівноважне значення внутрішнього магнітного поля. Наша задача полягає в отриманні дисперсійного рівняння для такої хвилі з урахуванням дисипації та ефектів спін-поляризованого струму, а також у визначенні умови генерації хвилі.

3. Система рівнянь для спінової хвилі у “вільному” шарі нанотрубки

Застосуємо лінеаризовану теорію спінових хвиль, записавши лінеаризоване рівняння Ландау–Ліфшица у магнітостатичному наближенні.

Запишемо спочатку по аналогії з попередньою роботою лінеаризоване рівняння Ландау–Ліфшица за відсутності дисипації та спін-поляризованого струму. Таке рівняння для спінових хвиль у “вільному” шарі нанотрубки, описаної у попередньому розділі, має такий вигляд [1]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma (\mathbf{M}_0 \times (\mathbf{h} + \alpha \Delta \vec{m} + \beta \mathbf{n}(\mathbf{m}\mathbf{n}) - \frac{1}{M_0^2} (\mathbf{M}_0 \mathbf{H}_0^{(i)} + \beta (\mathbf{M}_0 \mathbf{n})^2) \mathbf{m})), \quad (1)$$

де \mathbf{n} – одиничний вектор уздовж осі анізотропії системи (у нашому випадку збігається з ортом \mathbf{e}_z). Для врахування дисипації енергії введемо релаксацийний член у формі Гільберта $\mathbf{T}_G = \frac{\alpha_G}{M} [\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}]$ (де α_G – параметр дисипації), який при переході до лінеаризованої форми рівняння Ландау–Ліфшица запишеться як

$$\mathbf{t}_G = \alpha_G \left[\mathbf{M}_0 \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right]. \quad (2)$$

Будемо вважати, що товщина стінок нанотрубки $b-a$ є малою порівняно з її внутрішнім радіусом a , так що при записі рівняння Ландау–Ліфшица для спінової хвилі у ній ми можемо користуватись доданком Слончевського–Берже, отриманим для плоского шару (див., наприклад, [32]):

$$\mathbf{T}_s = \frac{\varepsilon \gamma \hbar J}{2eM_0^2(b-a)} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_p]], \quad (3)$$

де ε – безрозмірна спін-поляризаційна ефективність, J – густина струму (вважається постійною), \hbar – приведена стала Планка, e – елементарний заряд, \mathbf{e}_p – одиничний вектор у напрямку намагніченості “фіксованого” шару (у нашому випадку $\mathbf{e}_p = \mathbf{e}_z$). У лінеаризованій формі рівняння Ландау–Ліфшица цей доданок набуде вигляду

$$\mathbf{t}_s = \frac{\varepsilon \gamma \hbar J}{2eM_0^2(b-a)} [\mathbf{M}_0 \times [\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z]]. \quad (4)$$

Тут ми врахували $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{e}_z$, $\mathbf{m} \perp \mathbf{e}_z$. Таким чином, лінеаризоване рівняння Ландау–Ліфшица з

урахуванням дисипації енергії та впливу спін-поляризованого струму запишеться як

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma \left(\mathbf{m}_0 \times \left(\mathbf{h} + \alpha \Delta \vec{m} + \beta \mathbf{n}(\mathbf{m}\mathbf{n}) - \frac{1}{M_0^2} (\mathbf{m}_0 \mathbf{H}_0^{(i)} + \beta (\mathbf{m}_0 \mathbf{n})^2) \mathbf{m} + \frac{\alpha_G}{\gamma M_0} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\varepsilon \hbar J}{2eM_0^2(b-a)} [\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z] \right) \right). \quad (5)$$

Зокрема, для періодичного по часу збурення

$$\vec{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}_0(\mathbf{r})(i\omega t), \quad \mathbf{h}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{h}_0(\mathbf{r})(i\omega t) \quad (6)$$

з використанням властивостей симетрії лінеаризоване рівняння Ландау–Ліфшица приводиться до такого вигляду:

$$i\omega \mathbf{m}_0 = \gamma \left(M_0 \mathbf{e}_z \times \left(\mathbf{h}_0 + \alpha \Delta \vec{m}_0 - \left(\beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} - i \frac{\alpha_G}{\gamma M_0} \omega \right) \vec{m}_0 + \frac{\varepsilon \hbar J}{2eM_0^2(b-a)} [\mathbf{m}_0 \times \mathbf{e}_z] \right) \right). \quad (7)$$

(Тут ми використали той факт, що для довгої нанотрубки $4\pi \hat{N} \mathbf{M}_0 = 0$, де \hat{N} – тензор розмагнічуючих коефіцієнтів, а, отже, внутрішнє магнітне поле $\mathbf{H}_0^{(i)}$ дорівнює зовнішньому $\mathbf{H}_0^{(e)}$ та, зокрема, є однорідним).

Для отримання другого необхідного співвідношення між намагніченістю і магнітним полем по аналогії до попередньої роботи застосуємо магнітостатичне наближення (див., наприклад, [1]) та введемо магнітний потенціал. Така процедура в нашому випадку потребує додаткового обґрунтування через наявність в системі електричного струму; проте можливість введення магнітного потенціалу у “вільному” шарі нанотрубки витікає з того факту, що конфігурація струму, описана у постановці задачі, не створює додаткового магнітного поля.

Отже, вводячи магнітний потенціал Φ , так що $\mathbf{h} = -\nabla \Phi$, $\mathbf{h}_0 = -\nabla \Phi_0$, $\Phi = \Phi_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$, з рівняння Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{h} = -4\pi \operatorname{div} \mathbf{m}$ отримуємо шукане співвідношення $\Delta \Phi - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m} = 0$, або для періодичного за часом збурення:

$$\Delta \Phi_0 - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m}_0 = 0. \quad (8)$$

Система (7), (8) надає необхідний зв'язок між збуренням намагніченості та магнітним потенціалом. Виключимо з цієї системи \mathbf{m}_0 та отримаємо рівняння для магнітного потенціалу.

4. Рівняння для магнітного потенціалу

Для отримання дисперсійного співвідношення аналогічно до попередньої роботи виключимо збурення намагніченості з системи рівнянь (7), (8). Використавши $\mathbf{h}_0 = -\nabla\Phi_0$, домножимо векторно обидві частини першого рівняння зліва на орт \mathbf{e}_z та розділимо на величину γM_0 . Зауваживши, що $m_{0z} = 0$, ми отримаємо

$$-\frac{i}{\gamma M_0} \left(\omega + \frac{i\gamma\epsilon\hbar J}{2eM_0(b-a)} \right) [\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_0] = -\nabla\Phi_0 + \alpha\Delta \vec{m}_0 - \left(\beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} - i\frac{\alpha_G}{\gamma M_0}\omega \right) \vec{m}_0 + \frac{\partial\Phi_0}{\partial z} \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

або після взяття дивергенції від обох частин рівняння

$$-\frac{i}{\gamma M_0} (\omega \pm i\kappa) \operatorname{div} [\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_0] = -\Delta\Phi_0 + \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2} + \frac{1}{4\pi} (\alpha\Delta - \tilde{\beta}) \Delta\Phi_0, \quad (10)$$

де $\kappa = \gamma\epsilon\hbar|J| / (2eM_0(b-a))$ (знак “+” перед величиною κ відповідає струму, що тече з “фіксованого” магнітного шару у “вільний”: $J > 0$, і навпаки), $\tilde{\beta} = \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} - i\frac{\alpha_G}{\gamma M_0}\omega$.

Застосуємо до обох частин отриманого рівняння оператор $\alpha\Delta - \tilde{\beta}$. Підставивши величину $(\alpha\Delta - \tilde{\beta})\mathbf{m}_0$ з рівняння (9), отримаємо

$$-\frac{i(\omega \pm i\kappa)}{\gamma M_0} \operatorname{div} \left[\mathbf{e}_z \times \left(-\frac{i(\omega \pm i\kappa)}{\gamma M_0} [\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_0] + \nabla\Phi_0 - \frac{\partial\Phi_0}{\partial z} \mathbf{e}_z \right) \right] = (\alpha\Delta - \tilde{\beta}) \times \left(\frac{1}{4\pi} (\alpha\Delta - \tilde{\beta}) - 1 \right) \Delta\Phi_0 + (\alpha\Delta - \tilde{\beta}) \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2}, \quad (11)$$

а оскільки $\operatorname{div} (\mathbf{e}_z \times (\nabla\Phi_0 - \frac{\partial\Phi_0}{\partial z} \mathbf{e}_z)) = 0$, $\operatorname{div} (\mathbf{e}_z \times (\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_z)) = -\Delta\Phi_0/4\pi$, остаточно отримуємо для магнітного потенціалу

$$\left(\frac{(\omega \pm i\kappa)^2}{\gamma^2 M_0^2} - (\tilde{\beta} - \alpha\Delta)(4\pi + \tilde{\beta} - \alpha\Delta) \right) \Delta\Phi_0 +$$

$$+ 4\pi(\tilde{\beta} - \alpha\Delta) \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2} = 0. \quad (12)$$

Зауважимо, що при $\kappa = 0$ отримане рівняння збігається з аналогічним рівнянням для суцільного циліндричного хвилеводу.

Як можна бачити, рівняння для магнітного потенціалу (12) відрізняється від аналогічного рівняння, отриманого у попередній роботі [28] – воно містить доданки, що описують вплив дисипації та спін-поляризованого струму. Таким чином, названі вище ефекти змінюють картину спінових хвиль у системі. Розв'яжемо це рівняння та проаналізуємо вплив цих доданків на картину спінових хвиль у системі.

5. Дисперсійне співвідношення та умова генерації

Знайдемо дисперсійне співвідношення для спінових хвиль у “вільному” шарі нанотрубки. Зауважимо спочатку, що рівняння (12) у циліндричних координатах (ρ, θ, z) має розв'язок такого вигляду:

$$\Phi = (A_1 J_n(k_\perp \rho) + A_2 N_n(k_\perp \rho)) \times \exp(i(n\theta + k_\parallel z - \omega t)), \quad (13)$$

де A_1, A_2 – константи, J_n і N_n – функції Бесселя та Неймана порядку n відповідно, k_\perp та k_\parallel – поперечне та поздовжнє хвильові числа відповідно. Підставляючи розв'язок (13) у рівняння (12), отримуємо дисперсійне співвідношення такого вигляду:

$$\left(\frac{(\omega \pm i\kappa)^2}{\gamma^2 M_0^2} - (\tilde{\beta} + \alpha k^2)(4\pi + \tilde{\beta} + \alpha k^2) \right) k^2 + 4\pi(\tilde{\beta} + \alpha k^2)k_\parallel^2 = 0, \quad (14)$$

де ми ввели загальне хвильове число $k^2 = k_\perp^2 + k_\parallel^2$.

Як ми бачимо, в дисперсійне рівняння (14) входять два компоненти хвильового числа. В загальному випадку для отримання дисперсійного співвідношення для спінових хвиль ми маємо розв'язати рівняння (12) з межовими умовами для намагніченості. Проте ми можемо виключити з (14) одну з компонент хвильового числа, зауваживши, що товщина типових нанотрубок має однаковий порядок з характерною довжиною обмінної взаємодії

$l_{\text{ex}} = \sqrt{\alpha/4\pi}$. Таким чином, ми можемо розглянути випадок, коли товщина трубки менша за обмінну довжину. Таке припущення вплине на початкові рівняння: тонкість оболонки можна врахувати, наприклад, опустивши радіальні похідні у рівняннях (5) та (7). Проте, розв'язок (13) задовольняє і таке модифіковане рівняння, якщо покласти у ньому $k_{\perp} = 0$. Отже, для нанотрубки, товщина якої менша за обмінну довжину, ми можемо знехтувати радіальною залежністю потенціалу, поклавши $k_{\perp} = 0$ (а отже, $n=0$) та перетворивши рівняння (14) для $k \neq 0$ таким чином:

$$k^2 = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\omega(1 - i\alpha_G) \pm i\kappa}{\gamma M_0} - \beta - \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right). \quad (15)$$

Звідси отримуємо шукане дисперсійне співвідношення для спінової хвилі:

$$\omega = \frac{1}{1 + \alpha_G^2} \left(\gamma M_0 \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right) \pm \kappa + i \left(\alpha_G \gamma M_0 \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right) \mp \kappa \right) \right). \quad (16)$$

Згасання або наростання амплітуди спінової хвилі визначаються уявною частиною частоти. Отже, проаналізуємо уявну частину частоти, заданої дисперсійним співвідношенням (16), за різних значень струму.

Як бачимо, за умови додатного струму ($J > 0$) при $\kappa > \alpha_G \gamma M_0 \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right)$, тобто за умови

$$|J| > \frac{2e\alpha_G M_0^2}{\varepsilon \hbar} (b - a) \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right), \quad (17)$$

амплітуда спінової хвилі буде зростати з часом: має місце нестійкість, відбувається генерація хвилі. За $J = \frac{2e\alpha_G M_0^2}{\varepsilon \hbar} (b - a) \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right)$ спінова хвиля буде самопідтримуючою, а за $J > 0$, $|J| < \frac{2e\alpha_G M_0^2}{\varepsilon \hbar} (b - a) \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right)$ процеси дисипації будуть домінувати над процесами генерації, проте ефективна дисипація буде менша, ніж за відсутності спін-поляризованого струму. За $J < 0$ наявність спін-поляризованого струму, навпаки, буде підсилювати згасання амплітуди спінової хвилі.

Зауважимо, що при дослідженні спінових хвиль у двошаровій ферромагнітній плівці (один шар якої

є “фіксованим”, другий “вільним” аналогічно до нашої системи) за наявності спін-поляризованого струму, що тече з “фіксованого” шару у “вільний”, отримані аналогічні закономірності – наявність спричиненої спін-поляризованим струмом ефективною дисипації [32], що підтверджує вірність отриманих вище результатів. Від’ємне згасання та генерація спінових коливань при пропусканні спін-поляризованого струму через магнітну плівку досліджувалось також в роботі [33] (при цьому розглядався осцилятор, а не біжуча хвиля).

При згасанні амплітуди хвилі характерний час її згасання за умови дійсного хвильового числа записється як

$$\tau = \frac{2\pi}{\text{Im} \omega} = \frac{2\pi(1 + \alpha_G^2)}{\alpha_G |\gamma| M_0 \left(\alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right) \mp \kappa}. \quad (18)$$

Аналогічним чином можна визначити характерний час наростання амплітуди спінової хвилі, але при цьому отриманий час буде мати від’ємне значення.

6. Аналіз отриманих результатів

Порівняємо отриманий вираз для критичного струму з виразом, отриманим у роботі Славіна та Тиберкевича [33]. У роботі [33] викладено теорію осцилятора з від’ємним згасанням, результат застосовано до “вільного” шару у формі плоского нанодиска, досить тонкого для того, щоб намагніченість спінових коливань у ньому була просторово однорідною – так що в роботі розглядається осцилятор, а не біжуча хвиля. При цьому критичний струм, за якого згасання змінюється генерацією, має вигляд

$$J = \frac{2e\alpha_G M_0 (H_0^{(e)} - 4\pi M_0) (b - a)}{\varepsilon \hbar}. \quad (19)$$

При отриманні цього виразу нехтується просторовою неоднорідністю намагніченості і, зокрема, обмінними ефектами та ефектами, пов’язаними з анізотропією. Отриманий вище вираз для критичного струму нанотрубки після нехтування відповідними доданками набуває вигляду

$$J = \frac{2e\alpha_G M_0 H_0^{(e)} (b - a)}{\varepsilon \hbar}. \quad (20)$$

Як можна бачити, вирази збігаються (внутрішнє поле для диска $H_0^{(e)} - 4\pi M_0$ відповідає $H_0^{(e)}$ для довгої нанотрубки), що підтверджує отримані результати.

Зробимо числові оцінки для отриманих виразів частоти та характерного часу згасання хвилі, а також впливу спіно-поляризованого струму. Виберемо типові значення констант феромагнетика “вільного” шару $\beta = 1$, $\alpha = 10^{-12}$ см⁻², $\gamma = 10^7$ Гц/Гс, $M_0 = 10^3$ Гс. Константа дисипації для типових феромагнітних матеріалів, що використовуються в експериментах зі спіно-поляризованим струмом, змінюється по порядку величини в інтервалі 10^{-1} – 10^{-2} . Будемо вважати, що хвильове число k обмежено, з одного боку, довжиною нанотрубки, з іншого – обмінною довжиною, так що для типових нанотрубок k змінюється по порядку величини від 10^2 см⁻¹ до 10^6 см⁻¹. Таким чином, за відсутності спіно-поляризованого струму частота спінової хвилі має порядок 10^{10} Гц на всьому інтервалі хвильових чисел, а характерний час τ змінюється від 10^{-8} с до 10^{-9} с.

Врахуємо тепер доданки, зумовлені наявністю спіно-поляризованого струму. Критичне значення $\kappa_{cr} = \alpha_G \gamma M_0 (\alpha k^2 + \beta + H_0^{(i)}/M_0)$, за якого ефективна дисипація змінює свій знак, має порядок 10^8 – 10^9 Гц залежно від значення α_G , що відповідає значенню густини струму від $3 \cdot 10^6$ А/см² до $3 \cdot 10^7$ А/см². Отримане значення відповідає типовому критичному струму для експериментів з тонкими феромагнітними плівками (див., наприклад, [33, 34]). Типові значення густин струму у відповідних експериментах становлять 10^7 – 10^8 А/см² (див., наприклад, [33]), так що умова генерації (17) може бути реалізована експериментально.

7. Висновки

Таким чином, у роботі досліджено лінійні дипольно-обмінні спінові хвилі у феромагнітній нанотрубці за наявності спіно-поляризованого струму та дисипації.

Розглянуто двошарову феромагнітну нанотрубку, через “вільний” (в сенсі напрямку намагніченості) шар якої протікає спіно-поляризований струм в радіальному напрямку, при цьому “вільний” шар складається з феромагнетика типу “легка вісь”. Знайдено рівняння для магнітного потенціалу спінової хвилі у “вільному” шарі нанотрубки у магні-

тостатичному наближенні з урахуванням дисипації та впливу спіно-поляризованого струму. Знайдено дисперсійне співвідношення та характерний час згасання спінового збудження (за умови дійсного хвильового числа) для такої хвилі.

Показано, що наявність спіно-поляризованого струму може як підсилювати, так і послаблювати ефективну дисипацію спінової хвилі залежно від напрямку спіно-поляризованого струму, а також (за досить великого струму) приводити до генерації спінової хвилі. Записано умову генерації спінових хвиль у системі, що розглядається.

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

1. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар и С.В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Наука, Москва, 1967).
2. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
3. R.P. van Staple, F.J.A.M. Greidanus, and J.W. Smits, *J. Appl. Phys.* **57**, 1282 (1985).
4. B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, and A.N. Slavin, *J. Appl. Phys.* **69**, 5712 (1991).
5. M. Bauer, O. Buttner, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, V. Grimalsky, Yu. Rapoport, and A.N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3769 (1998).
6. R. Arias and D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **63**, 134439 (2001).
7. R. Skomski, M. Chipara, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **93**, 7604 (2003).
8. P.C. Fletcher and C. Kittel, *Phys. Rev.* **120**, 2004 (1960).
9. S.M. Cherif, Y. Roussigne, C. Dugautier, and P. Moch, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 337 (2000).
10. K.Yu. Guslienko and A.N. Slavin, *J. Appl. Phys.* **87**, 6337 (2000).
11. F.G. Aliev, J.F. Sierra, A.A. Awad, G.N. Kakazei, D.-S. Han, S.-K. Kim, V. Metlushko, B. Ilic, and K.Y. Guslienko, *Phys. Rev. B* **79**, 174433 (2009).
12. J. Jorzick, S.O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A.N. Slavin, *Phys. Rev. B* **60**, 15194 (1999).
13. S. Neusser and D. Grundler, *Adv. Mat.* **21**, 2927 (2009).
14. C. Chappert, A. Fert, and F.N. Van Dau, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007).
15. T. Schneider, A.A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R.L. Stamps, and M.P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
16. Y.C. Sui, R. Skomski, K.D. Sorge, and D.J. Sellmyer, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1525 (2004).

17. K. Nielsch, F.J. Castano, C.A. Ross, and R. Krishnan, *J. Appl. Phys.* **98**, 034318 (2005).
18. K. Nielsch, F.J. Castano, S. Matthias, W. Lee, and C.A. Ross, *Adv. Eng. Mat.* **7**, 217 (2005).
19. P. Landeros, S. Allende, J. Escrig, E. Salcedo, D. Altbir, and E.E. Vogel, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 102501 (2007).
20. Z.K. Wang, H.S. Lim, H.Y. Liu, S.C. Ng, M.H. Kuok, L.L. Tay, D.J. Lockwood, M.G. Cottam, K.L. Hobbs, P.R. Larson, J.C. Keay, G.D. Lian, and M.B. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 137208.
21. R. Sharif, S. Shamaila, M. Ma, L.D. Yao, R.C. Yu, X.F. Han, and M. Khaleeq-ur-Rahman, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 032505 (2008).
22. Y. Ye and B. Geng, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* **37**, 75 (2012).
23. A.K. Salem, P.C. Searson, and K.W. Leong, *Nat. Mater.* **2**, 668 (2003).
24. C.C. Berry and A.S.G. Curtis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R198 (2003).
25. H. Leblond and V. Veerakumar, *Phys. Rev. B* **70**, 134413 (2004).
26. A.L. González, P. Landeros, and Á.S. Núñez, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 530 (2010).
27. J.A. Otálora, J.A. López-López, A.S. Núñez, and P. Landeros, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 436007 (2012).
28. Ю.І. Горобець, В.В. Кулиш, *УФЖ* **59**, 544 (2014).
29. C. Wu, *Spin Wave Resonance and Relaxation in Microwave Magnetic Multilayer Structures and Devices*. Author's Abstract of the PhD Thesis (New York, 2008).
30. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
31. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353, (1996).
32. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Transactions on Magnetism* **44**, 1916 (2008).
33. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Transactions on Magnetism* **45**, 1875 (2009).
34. W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).

Одержано 25.12.14

В.В. Кулиш

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ
В ФЕРРОМАГНИТНОЙ НАНОТРУБКЕ.
УЧЕТ ДИССИПАЦИИ
И СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА

Р е з ю м е

В работе исследованы дипольно-обменные спиновые волны в ферромагнитной нанотрубке кругового сечения в присутствии спин-поляризованного электрического тока. Учтены обменное взаимодействие, диполь-дипольное взаимодействие, эффекты анизотропии, диссипативные эффекты и влияние спин-поляризованного тока. Получены уравнения для магнитного потенциала спиновых волн в такой системе, найдено дисперсионное соотношение. Показано, что в зависимости от направления спин-поляризованного тока наличие последнего может усиливать или ослаблять эффективную диссипацию спиновой волны. Показано, что при определенных условиях наличие спин-поляризованного тока может приводить к генерации спиновой волны. Записано условие такой генерации.

V. V. Kulish

SPIN WAVES IN A FERROMAGNETIC
NANOTUBE. ACCOUNT OF DISSIPATION
AND SPIN-POLARIZED CURRENT

S u m m a r y

Dipole-exchange spin waves in a ferromagnetic nanotube with a circular cross-section have been studied in the presence of a spin-polarized electric current. The exchange and dipole-dipole magnetic interactions, anisotropy, dissipation effects, and the influence of a spin-polarized current are taken into consideration. An equation for the magnetic potential of spin excitations in the system concerned is derived, and the dispersion relation for spin waves is obtained. Depending on its direction, the spin-polarized current is demonstrated to either strengthen or weaken the effective dissipation. A condition, under which the presence of the spin-polarized current can lead to a generation of a spin wave, is determined.