

УДК 537.611.2

О.Ю. Горобець, Ю.І. Горобець, Т.Ю. Роспотнюк, В.П. Роспотнюк

**ПОШИРЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ЧЕРЕЗ АНІЗОТРОПНУ МЕЖУ ПОДІЛУ ДВОХ  
ОДНОВІСНИХ ФЕРОМАГНІТИКІВ У ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ**

This paper represents the investigation of the reflection of bulk spin waves at the interface of two uniaxial ferromagnetic media that propagate at an angle to the interface and their penetration from one ferromagnetic medium to another one. Thereby, the interaction similar to the interaction of two antiferromagnets is taken into account at the boundary interface between two media in an external constant uniform magnetic field. The problem is solved in the formalism of spin density based on equations of Landau–Lifshitz in the absence of dissipation in the system. The boundary conditions are proposed and imposed on the magnetization vector at the boundary of the interface of ferromagnets taking into account the energy of the boundary anisotropy. The expressions are also calculated for the reflection and transmission coefficients of spin waves in this case. It is shown that the intensity of the reflected spin waves and those that penetrated into the medium of another ferromagnet depends on the parameters characterizing the anisotropy of the interface section in the case of presence of the magnetic anisotropy of the boundary interface of ferromagnets.

**Keywords:** spin waves, ferromagnet, the surface magnetic anisotropy, the boundary conditions for the magnetization, Landau–Lifshitz equation.

**Вступ**

Останнім часом у галузі нанотехнологій та наноелектроніки [1] виникає необхідність у створенні нових приладів, які будуть використовувати характерні властивості спінових хвиль, а вивчення і описання таких властивостей є надзвичайно широкою галуззю наукових досліджень. Так, активно розробляються і досліджуються магнітні структури, що керують інтенсивністю спінових хвиль, які в них поширюються [2]. Крім того, актуальною проблемою в цій галузі є дослідження розсіяння спінових хвиль на неоднорідностях [3–13]. Зокрема, уже досліджено відбиття спінових хвиль у магнітних матеріалах із модульованими магнітними параметрами [6] і від межі поділу двох магнітних середовищ [7–9].

При теоретичному описанні характеру поширення спінових хвиль, зокрема через інтерфейс розділення різних ферромагнітних середовищ, часто використовують хвильовий підхід, за допомогою якого можна вдало описати різного роду спектральні характеристики досліджуваних магнітних матеріалів [10–12]. Крім того, останнім часом широко використовується підхід для описання таких процесів, який базується на використанні математичного апарату геометричної оптики, що безпосередньо застосовується для опису поведінки поверхневих спінових хвиль, які поширюються у ферромагнітних середовищах із неоднорідним розподілом магнітних параметрів, у т.ч. і через контакт цих середовищ. Використання такого підходу

дає змогу відслідковувати необхідні зміни напрямку поширення спінових хвиль за допомогою штучно створених (введених у рівняння) неоднорідностей магнітних параметрів ферромагнітного середовища з відомими властивостями та геометрією або за допомогою модуляції величини зовнішнього магнітного поля [9, 13]. Крім того, зазначений підхід дав можливість виявити ефект двопронезаломлення спінової хвилі у двовісних феродіелектриках [13].

В останні кілька десятирічків широко вивчаються поверхнева магнітна анізотропія магнетиків і магнітна анізотропія інтерфейсів розділення магнетиків [14–21]. Існування поверхневої магнітної анізотропії теоретично передбачив ще Л. Неель у праці [14]. Розглядаючи ферромагнітні кристали, він показав, що поверхнева енергія ферромагнетика може зменшуватися за рахунок порушення симетрії поверхні кристала, пов'язаного з орієнтацією вектора спонтанної намагніченості відносно вектора нормалі до поверхні. Внесок до поверхневої енергії магнетика, який включає зазначену анізотропію “поза площиною” [14], було названо поверхневою магнітною анізотропією, існування якої Л. Неель пов'язав на основі феноменологічної моделі парних зв'язків із об'ємними магнітопружними властивостями кристала [15]. Пізніше було побудовано перші теорії походження та існування такого типу анізотропії [16] і показано [17, 18], що, крім зазначеної поверхневої магнітної анізотропії, може існувати магнітокристалічна [17], магнітопружна (дипольна) анізотропія [18] тощо на поверхні магніто-

впорядкованого матеріалу. Існування магнітопружної анізотропії пов'язане, зокрема, із ефектами шорсткості поверхні [18].

Існування поверхневої магнітної анізотропії на поверхні тонких плівок [19] та інтерфейсі розділення мультишарів магнетиків та магнетиків і немагнітних матеріалів [20] підтверджується низкою експериментальних робіт [19–21]. Також на основі явища феромагнітного резонансу було знайдено [19, 21], що для різних матеріалів і при їх контакті може проявлятися згадана магнітна анізотропія як типу “легка вісь” (наприклад, для плівки Ni(111)), так і типу “легка площина” (плівка NiFe(111)). Особливе прикладне застосування у галузі магнітооптичного запису інформації має випадок, коли вісь легкого намагнічування спрямована перпендикулярно до площини плівки [20].

Однак при розгляді поширення спінових хвиль через межу поділу феромагнетиків у існуючих граничних умовах для рівняння Ландау–Ліфшиця описані ефекти магнітної анізотропії інтерфейсу не враховуються. Тому в цій роботі у рамках формалізму спінової густини на основі рівнянь Ландау–Ліфшиця без урахування можливої дисипації в системі розглядаються характерні особливості проходження спінових хвиль через межу поділу середовищ двох одновісних феромагнетиків у разі існування можливої поверхневої магнітної анізотропії межі.

### Постановка задачі

Метою роботи є вивчення процесу проходження спінових хвиль через межу контакту двох одновісних феромагнетиків у разі їх нахильного падіння на межу поділу феромагнітних середовищ з урахуванням взаємодії, подібної до взаємодії двох розмішених у зовнішньому постійному однорідному магнітному полі магнітних підґраток дворешіткового антиферомагнетика, яка може проявлятися у вузькому шарі контакту; а також розрахунок основних фізичних характеристик, які описують поширення спінових хвиль. Подібний підхід використовувався у праці [22] для визначення гамільтоніану двопідґраткової феромагнітної плівки.

### Теоретична модель

Розглянемо два напівнескінченно довгі одновісні феромагнетика, які характеризуються відповідно намагніченостями насичення  $M_{01}$

і  $M_{02}$ , сталими обмінної взаємодії  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ , константами одновісної магнітної анізотропії  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  і дотикаються між собою вздовж площини  $yOz$ . У такому разі площина  $x = 0$  – це площина поділу двох феромагнітних середовищ. Система, що розглядається, міститься у зовнішньому однорідному постійному магнітному полі  $\mathbf{H}_0$ , спрямованому уздовж напрямку легкої осі.

Рівняння Ландау–Ліфшиця для вектора намагніченості без урахування дисипації в кожній частині структури феромагнетик-1–феромагнетик-2 у сферичній системі координат має такий вигляд [23]:

$$\begin{cases} \alpha_j \Delta \theta_j - [\beta_j + \alpha_j (\nabla \varphi_j)^2] \sin \theta_j \cos \theta_j + \\ + \frac{\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \left( \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} - \frac{H_0}{M_{0j}} \right) \sin \theta_j = 0, \\ \alpha_j \operatorname{div}(\sin^2 \theta_j \nabla \varphi_j) - \frac{\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \frac{\partial \theta_j}{\partial t} \sin \theta_j = 0, \end{cases} \quad (1)$$

де  $\theta_j$  – полярний кут між вектором намагніченості  $\mathbf{M}_j$  та віссю  $Oz$ ,  $\varphi_j$  – азимутальний кут вектора намагніченості,  $\hbar$  – стала Планка,  $\mu_0$  – магнетон Бора, а введені оператори мають вигляд  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ,  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, 0, \frac{\partial}{\partial z} \right)$  і  $\operatorname{div} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}$ , що відповідає ситуації, зображеній на рис. 1. У системі рівнянь (1) індекс  $j$  набуває значення 1, 2.

Будемо розглядати випадок, коли густина енергії  $w$  описаної структури може бути подана як [8, 9, 13]

$$w = \sum_{j=1}^2 \theta((-1)^j x) w_j + \delta(x) \cdot w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2), \quad (2)$$

де  $\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0; \\ 1, & x \geq 0 \end{cases}$  – функція Хевісайда,  $\delta(x)$  – дельта-функція Дірака,

$$w_j = \frac{\alpha_j}{2} \left( \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial x_n} \right)^2 + \frac{\beta_j}{2} (M_{jx}^2 + M_{jy}^2) - H_0 M_{jz}, \quad (3)$$

де  $n = x, y, z$ ,  $w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$  – густина енергії взаємодії двох напівнескінченно довгих феромагнетиків на межі їх поділу (при  $x = 0$ ), ана-

логічної взаємодії двох магнітних підграток дворешіткового антиферромагнетика в зовнішньому однорідному постійному магнітному полі [24]:

$$w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) = A \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 + \frac{\sigma_1}{2} (M_{1x}^2 + M_{1y}^2) + \frac{\sigma_2}{2} (M_{2x}^2 + M_{2y}^2) - \sigma M_{1z} M_{2z}, \quad (4)$$

де  $A$  – деяка додатна константа, яка характеризує зв'язок середовищ на межі їх поділу,  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma$  – деякі сталі, які відображають одновісну магнітну анізотропію межі.

Розглянемо падіння плоских спінових хвиль на межу поділу двох різнорідних одновісних ферромагнетиків під кутом (кут падіння позначимо  $\theta_1$ ) і їх пружне розсіяння на межі.

При цьому вважається, що відбиті хвилі також лишаються плоскими. Припускається, що в іншому ферромагнітному середовищі також існують плоскі спінові хвилі.

У першому середовищі розглядається слабе збудження ферромагнітних станів, яке характеризується дуже малими відхиленнями вектора намагніченості  $\mathbf{M}_1$  відносно основного стану. Таким чином, вектор намагніченості можна подати у вигляді

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_{01} + \mathbf{m}_1,$$

де  $\mathbf{M}_{01}$  – намагніченість насичення,  $\mathbf{m}_1$  – мале відхилення від основного стану. Коливання вектора  $\mathbf{m}_1$  поширюються у вигляді плоских спінових хвиль. Аналогічні міркування справедливі для вектора намагніченості  $\mathbf{M}_2$  у другому середовищі:  $\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}_{02} + \mathbf{m}_2$ .

Тоді можна знайти діапазони значень для констант анізотропії  $A, \sigma, \sigma_1, \sigma_2$  на поверхні поділу середовищ магнетиків, аналізуючи вираз для густини енергії  $w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$  (4). Із мінімуму енергії анізотропії поверхні поділу магнетиків випливає, що коли  $\mathbf{M}_{01} \uparrow \uparrow \mathbf{M}_{02}$ , то має встановлюватися зв'язок між сталими наявної одновісної магнітної анізотропії межі вигляду  $\sigma_1 + \sigma_2 \geq -2\sigma$  і  $\sigma_1 + \sigma_2 < 2|A|$  для випадку магнітної анізотропії типу “легка вісь” і  $\sigma_1 + \sigma_2 \leq -2\sigma$ ,  $\sigma_1 + \sigma_2 < 2|A|$  для випадку, коли проявляється магнітна анізотропія типу “легка площина”, при чому в цьому випадку  $A < 0$ . Якщо ж  $\mathbf{M}_{01} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_{02}$ , то в разі магнітної анізотропії типу “легка вісь” матимемо  $\sigma_1 + \sigma_2 \geq 2\sigma$  і

$\sigma_1 + \sigma_2 < 2A$ , а для магнітної анізотропії типу “легка площина” –  $\sigma_1 + \sigma_2 \leq 2\sigma$ ,  $\sigma_1 + \sigma_2 < 2A$ ; крім того, відзначимо, що для такого взаємного спрямування векторів намагніченостей основного стану справедлива нерівність  $A > 0$ . Для того щоб визначити напрямки векторів намагніченості у площині легкого намагнічування  $xOy$ , необхідно врахувати в енергії анізотропії межі поділу (4) доданки, що містять добуток більшого числа компонент  $\mathbf{M}_1$  і  $\mathbf{M}_2$  (чотирьох або шести), тому обмежимося розглядом випадку магнітної анізотропії поверхні поділу типу “легка вісь”, при чому для визначеності будемо вважати, що  $\mathbf{M}_{01} \uparrow \uparrow \mathbf{M}_{02}$  (див. рис. 1).

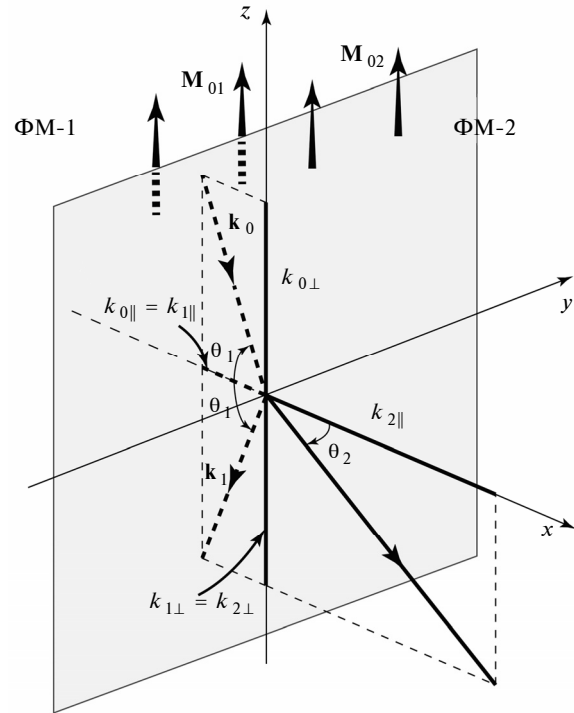


Рис. 1. Падіння спінових хвиль із хвильовим вектором  $\mathbf{k}_0$  під кутом  $\theta_1$  на межу поділу двох ферромагнітних середовищ (ФМ-1 і ФМ-2):  $\mathbf{k}_1$  і  $\mathbf{k}_2$  – хвильові вектори відбитої хвилі та хвилі, що пройшла із середовища ФМ-1 у середовище ФМ-2 відповідно,  $\theta_2$  – кут заломлення спінових хвиль

Запишемо добре відоме рівняння дисперсії спінових хвиль [23] у першому середовищі:

$$\omega_1(\mathbf{k}_1) = \omega_H + \omega_{01}(1 + \mathbf{k}_1^2 l_1^2), \quad (5)$$

де  $\omega_1$  – частота прецесії,  $\mathbf{k}_1 = (k_{1\parallel}, k_{1\perp})$  – хвильовий вектор магنونів у першому ферромаг-

нітному середовищі. Відзначимо, що площина  $xOz$  вибирається таким чином, щоб вона збігалась із площиною, в якій відбувається поширення спінових хвиль. Тоді компоненти хвильового вектора  $\mathbf{k}_1$  можна вибрати таким чином, щоб  $k_{1\perp}$  розміщувалось у площині поділу ферромагнетиків  $yOz$  і мало проекцію лише на вісь  $z$ , а  $k_{1\parallel}$  слід спрямувати паралельно осі  $Ox$  (див. рис. 1). Крім того, у виразі (5) введено позначення  $\omega_H = 2\mu_0 H_0 / \hbar$ ,  $\omega_{01} = 2\beta_1 \mu_0 M_{01} / \hbar$ ,  $l_1 = \sqrt{\alpha_1 / \beta_1}$ .

Вектори намагніченості падаючої та відбитої хвиль можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} m_{1x} &= A_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \varphi_{01}) + \\ &+ R \cos(\omega t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \tilde{\varphi}_{01}), \\ m_{1y} &= A_0 \sin(\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \varphi_{01}) + \\ &+ R \sin(\omega t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \tilde{\varphi}_{01}), \\ M_{1z} &= M_{01} \left( 1 - \frac{M_{1x}^2 + M_{1y}^2}{2M_{01}^2} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

де  $A_0 = \xi M_{01}$  ( $\xi \ll 1$ ) і  $R$  – амплітуди падаючої та відбитої спінових хвиль відповідно,  $\mathbf{k}_0 = (k_{0\parallel}, k_{0\perp})$  і  $\mathbf{k}_1 = (k_{1\parallel}, k_{1\perp})$  – хвильові вектори падаючої та відбитої спінових хвиль відповідно (див. рис. 1),  $\varphi_{01} = \text{const}$ ,  $\tilde{\varphi}_{01} = \text{const}$ .

Спінові хвилі, що пройшли через межу поділу, поширюються в другому ферромагнітному середовищі. Як розв'язки рівняння Ландау–Ліфшиця, які описують коливання спінових хвиль, виберемо такі, що задовольняють умову

$$\varphi_2 = \omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}, \quad (7)$$

де  $\mathbf{k}_2 = (k_{2\parallel}, k_{2\perp})$  – хвильовий вектор спінової хвилі, яка пройшла в середовище іншого ферромагнетика (див. рис. 1). Зазначимо, що компоненти хвильових векторів  $\mathbf{k}_0$  і  $\mathbf{k}_2$  вибираються аналогічно  $\mathbf{k}_1$ . Згідно з [23], дисперсійне співвідношення для спінових хвиль у другому середовищі має вигляд

$$\omega_2(\mathbf{k}_2) = \omega_H + \omega_{02}(1 + \mathbf{k}_2^2 l_2^2). \quad (8)$$

Аналогічно (6) компоненти намагніченості для спінових хвиль, що пройшли в середовище другого ферромагнетика, можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} m_{2x} &= A_2 \cos(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \varphi_{02}), \\ m_{2y} &= A_2 \sin(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \varphi_{02}), \\ M_{2z} &= M_{02} \left( 1 - \frac{M_{2x}^2 + M_{2y}^2}{2M_{02}^2} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

де, як і в попередньому випадку,  $A_2 = \xi_2 M_{02}$  ( $\xi_2 \ll 1$ ) – амплітуда спінових хвиль, які пройшли в друге середовище,  $\varphi_{02} = \text{const}$ .

Для знаходження коефіцієнтів проходження та відбиття спінових хвиль від межі поділу двох ферромагнітних середовищ із рівнянь (1) з урахуванням виразів для густини енергії (2)–(4) скористаємось граничними умовами

$$\begin{cases} \left( A M_{2n} - ((A - \sigma)\gamma - \sigma_1) M_{1n} + \alpha_1 \frac{\partial M_{1n}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = 0, \\ \left( A M_{1n} - \left( \frac{A - \sigma}{\gamma} - \sigma_2 \right) M_{2n} - \alpha_2 \frac{\partial M_{2n}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = 0, \end{cases} \quad (10)$$

де  $\gamma = M_{02} / M_{01}$ , а також враховано, що в силу неперервності тангенціальних складових електричного та магнітного полів на межі ферромагнетика залишається лише похідна від намагніченості вздовж нормалі до площини контакту магнітовпорядкованих середовищ, тобто частинна похідна  $\partial / \partial x$  (див. рис. 1) [24]. Із системи граничних умов (10) слідує, що між компонентами хвильових векторів  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_1$  і  $\mathbf{k}_2$  має існувати зв'язок  $k_{2\perp} = k_{1\perp} = -k_{0\perp}$  і  $k_{1\parallel} = k_{0\parallel}$  (див. рис. 1). Підстановка компонент векторів намагніченостей (6), (9) в граничні умови (10) приводить до такої системи рівнянь:

$$\begin{cases} A A_2 + [\sigma_1 + (\sigma - A)\gamma](A_0 \cos \varphi_{01} + R \cos \tilde{\varphi}_{01}) - \\ - \alpha_1 k_{1\parallel} A_0 \sin \varphi_{01} - \alpha_1 k_{1\parallel} R \sin \tilde{\varphi}_{01} = 0, \\ [\sigma_1 + (\sigma - A)\gamma](A_0 \sin \varphi_{01} - R \sin \tilde{\varphi}_{01}) + \\ + \alpha_1 k_{1\parallel} A_0 \cos \varphi_{01} - \alpha_1 k_{1\parallel} R \cos \tilde{\varphi}_{01} = 0, \\ A(A_0 \cos \varphi_{01} + R \cos \tilde{\varphi}_{01}) + \\ + A_2[\sigma_2 + (\sigma - A)/\gamma] = 0, \\ A(A_0 \sin \varphi_{01} - R \sin \tilde{\varphi}_{01}) - \alpha_2 k_{2\parallel} A_2 = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Із системи (11) знаходимо вираз для інтенсивності відбитої хвилі (квадрата коефіцієнта відбиття спінових хвиль) від межі поділу двох ферромагнетиків:

$$\tilde{R}^2 = \frac{\xi - 1}{\xi + 1}, \quad (12)$$

де для скорочення запису введено такі позначення:

$$\xi = \frac{1}{2A^2\alpha_1\alpha_2k_{1\parallel}k_{2\parallel}} [(A^2 - CD)^2 + (\alpha_1 Ck_{1\parallel})^2 + (\alpha_2 Dk_{2\parallel})^2 + (\alpha_1\alpha_2k_{1\parallel}k_{2\parallel})^2],$$

а також  $C = \sigma_2 + (\sigma - A)/\gamma$  і  $D = \sigma_1 + (\sigma - A)\gamma$ . Зауважимо, що, прирівнюючи дисперсійні співвідношення (5) і (8) з умови  $\omega_1(\mathbf{k}_1) = \omega_2(\mathbf{k}_2)$ , можна встановити зв'язок між компонентами хвильових векторів  $\mathbf{k}_2$  і  $\mathbf{k}_1$ , який має вигляд

$$k_{2\parallel} = \frac{1}{l_2} \sqrt{\frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} (1 + k_1^2 l_1^2) - (1 + k_{1\perp}^2 l_2^2)}$$

і може бути безпосередньо врахований у виразах для коефіцієнтів проходження та відбивання спінових хвиль від межі поділу ферромагнітних середовищ.

Також із системи рівнянь (11) можна встановити зв'язок між коефіцієнтом проходження

$\tilde{D} = A_2/A_0$  і коефіцієнтом відбиття  $\tilde{R}$  спінових хвиль та отримати явний вигляд для інтенсивності спінових хвиль, які пройшли у середовище іншого ферромагнетика:

$$\tilde{D}^2 = \frac{\alpha_1 k_{1\parallel}}{\alpha_2 k_{2\parallel}} (1 - \tilde{R}^2) = \frac{\alpha_1 k_{1\parallel}}{\alpha_2 k_{2\parallel}} \frac{2}{\xi + 1}, \quad (13)$$

де використано ті ж самі позначення, що й у формулі (12).

На рис. 2 наведено графічні залежності відповідно інтенсивностей відбитих спінових хвиль  $\tilde{R}^2$  і хвиль, що пройшли в інше ферромагнітне середовище  $\tilde{D}^2$ . При цьому враховано зв'язок між компонентами хвильових векторів  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  і кутом падіння спінових хвиль  $\theta_1$ , який легко встановити із рис. 1:  $k_{1\parallel} = k_1 \cos \theta_1$ ,  $k_{1\perp} = k_1 \sin \theta_1$  і  $k_{2\parallel} = k_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}$ , де  $n = \sin \theta_1 / \sin \theta_2 = k_2 / k_1$  – відносний показник заломлення середовищ двох магнетиків.

У випадку нормального падіння ( $\theta_1 = 0$ ) спінових хвиль на межу поділу двох ферромагнетиків, тобто при  $k_{i\perp} = 0$ , де  $i = 0, 1, 2$ , у виразах для квадратів коефіцієнтів відбиття  $\tilde{R}$  (12) та проходження  $\tilde{D}$  (13) спінових хвиль слід врахувати, що  $k_{i\parallel} \equiv k_i$ ,  $i = 0, 1, 2$ .

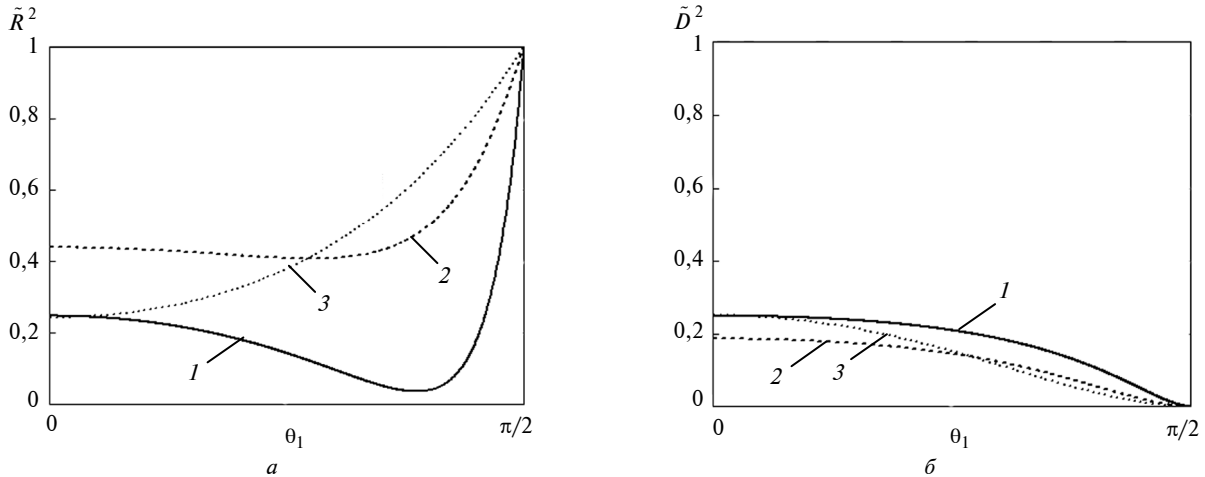


Рис. 2. Графік залежності інтенсивності відбитих спінових хвиль  $\tilde{R}^2$  (а) та інтенсивності  $\tilde{D}^2$  (б) спінових хвиль, що пройшли через межу поділу ферромагнетиків, від кута падіння  $\theta_1$  для ізотропної (1) та анізотропної (2, 3) меж поділу ферромагнітних середовищ при  $M_{01} = 1750/4\pi$  Гс,  $M_{02} = 640/4\pi$  Гс,  $\alpha_1 = 3,1 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\alpha_2 = 3,8 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\beta_1 = 10$ ,  $\beta_2 = 5$ ,  $|A| \approx 10^{-5}$  см,  $H_0 = 2300$  Е,  $\omega = 74,4$  ГГц, а також при відповідних безрозмірних константах магнітної анізотропії межі поділу  $\tilde{\sigma} = \sigma/A$ ,  $\tilde{\sigma}_1 = \sigma_1/A$ ,  $\tilde{\sigma}_2 = \sigma_2/A$ : 1 –  $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_2 = 0$ ; 2 –  $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_2 = -0,1$ ; 3 –  $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_1 = 0,1; \tilde{\sigma}_2 = -0,4$

На рис. 3 і 4 наведено графічні залежності інтенсивностей відбитих спінових хвиль і хвиль, що пройшли через межу поділу феромагнітних середовищ, при їх нормальному падінні ( $\theta_1 = 0$ ) на межу поділу від частоти  $\omega$  для випадку ізотропної та анізотропної меж поділу двох одновісних феромагнетиків. Легко бачити, що у випадку відсутньої анізотропії межі поділу феромагнітних середовищ, тобто коли  $\sigma = \sigma_1 = \sigma_2 = 0$ , ми отримуємо результат, знайдений у роботі [9] при дослідженні заломлення спінових хвиль на межі двох однорідних магнетиків із різними значеннями констант обмінної взаємодії, одновісної та ромбічної анізотропії, а також із різними намагніченостями насичення. Підбором параметрів матеріалу, а також можливих значень параметрів анізотропії межі  $\sigma, \sigma_1, \sigma_2$  можна досягнути необхідного співвідношення інтенсивностей  $\tilde{R}^2$  і  $\tilde{D}^2$  для визначеної частоти.

Крім того, з аналізу виразів (12) і (13) з урахуванням дисперсійних співвідношень (5) і

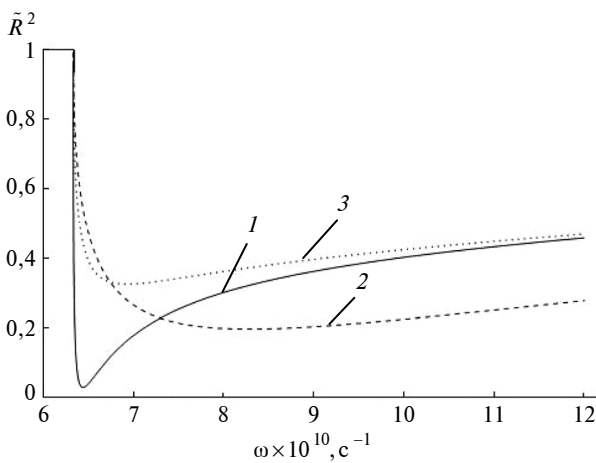


Рис. 3. Графік залежності інтенсивності відбитих спінових хвиль  $\tilde{R}^2$  від частоти  $\omega$  для ізо- та анізотропної (2, 3) меж поділу феромагнітних середовищ при  $M_{01} = 1750 / 4\pi \text{ Гс}$ ,  $M_{01} = 640 / 4\pi \text{ Гс}$ ,  $\alpha_1 = 3,1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ,  $\alpha_2 = 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ,  $\beta_1 = 10$ ,  $\beta_2 = 5$ ,  $|A| \approx 10^{-5} \text{ см}$ ,  $H_0 = 2300 \text{ Е}$ , а також при відповідних безрозмірних константах магнітної анізотропії межі поділу  $\tilde{\sigma} = \sigma/A$ ,  $\tilde{\sigma}_1 = \sigma_1/A$ ,  $\tilde{\sigma}_2 = \sigma_2/A$ : 1 –  $\tilde{\sigma} = 0, \tilde{\sigma}_1 = 0, \tilde{\sigma}_2 = 0$ ; 2 –  $\tilde{\sigma} = 0,2, \tilde{\sigma}_1 = 0,2, \tilde{\sigma}_2 = 0,4$ ; 3 –  $\tilde{\sigma} = -0,2, \tilde{\sigma}_1 = 0,3, \tilde{\sigma}_2 = 0,5$

(8), а також позначень до них, можна помітити, що квадрати коефіцієнтів відбиття та проходження спінових хвиль залежать від напруженості прикладеного зовнішнього однорідного магнітного поля, що дає можливість корегувати значення інтенсивностей спінових хвиль, варіюючи значення  $H_0$  за незмінних параметрів контакту досліджуваних матеріалів. Рис. 5 демонструє графічні залежності інтенсивностей  $\tilde{R}^2$  і  $\tilde{D}^2$  від напруженості зовнішнього магнітного поля. Відзначимо, що при побудові графіків на рис. 2–5 використовувались характерні значення для фізичних параметрів двошарової феритової плівки, нанесеної методом рідкофазової епітаксії на підкладку гадоліній-галієвого гранату, що складається із шару  $\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  і шару  $\text{Y}_3\text{Fe}_4\text{Ga}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{O}_{12}$  [25], за кімнатних температур. Як видно з рис. 2–5, інтенсивність  $\tilde{R}^2$  відбитих спінових хвиль, а також інтенсивність  $\tilde{D}^2$  істотно залежать від значення параметрів, що характеризують анізотропію інтерфейсу розділення  $\sigma, \sigma_1, \sigma_2$ .

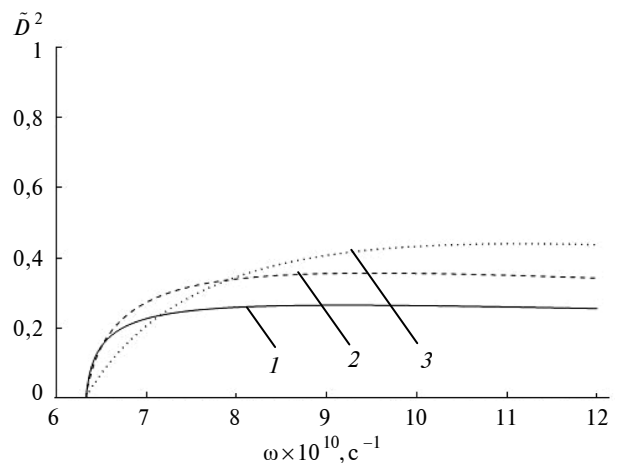


Рис. 4. Графік залежності інтенсивності  $\tilde{D}^2$  спінових хвиль, які пройшли через межу поділу середовищ, від частоти  $\omega$  для ізо- та анізотропної (2, 3) меж поділу феромагнітних середовищ при  $M_{01} = 1750 / 4\pi \text{ Гс}$ ,  $M_{01} = 640 / 4\pi \text{ Гс}$ ,  $\alpha_1 = 3,1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ,  $\alpha_2 = 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ,  $\beta_1 = 10$ ,  $\beta_2 = 5$ ,  $|A| \approx 10^{-5} \text{ см}$ ,  $H_0 = 2300 \text{ Е}$ , а також при відповідних безрозмірних константах магнітної анізотропії межі поділу  $\tilde{\sigma} = \sigma/A$ ,  $\tilde{\sigma}_1 = \sigma_1/A$ ,  $\tilde{\sigma}_2 = \sigma_2/A$ : 1 –  $\tilde{\sigma} = 0, \tilde{\sigma}_1 = 0, \tilde{\sigma}_2 = 0$ ; 2 –  $\tilde{\sigma} = 0,15, \tilde{\sigma}_1 = -0,1, \tilde{\sigma}_2 = 0,5$ ; 3 –  $\tilde{\sigma} = 1,2, \tilde{\sigma}_1 = 0, \tilde{\sigma}_2 = 0$

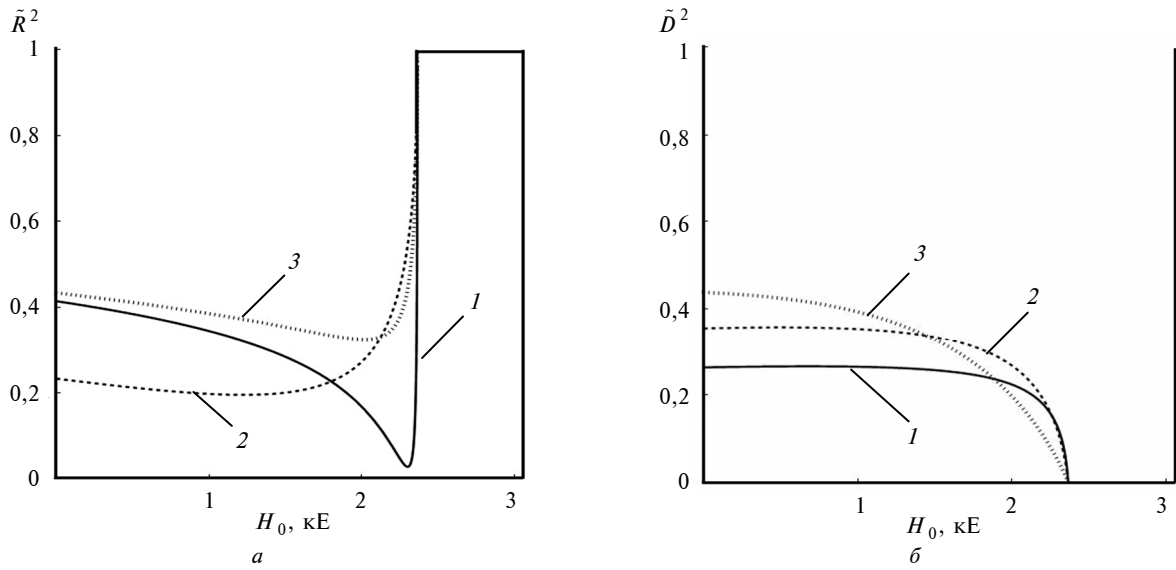


Рис. 5. Графік залежності інтенсивності відбитих спінових хвиль  $\tilde{R}^2$  (а) та інтенсивності  $\tilde{D}^2$  (б) спінових хвиль, що пройшли через межу поділу феромагнетиків, від кута падіння  $\theta_1$  для ізотропної (1) та анізотропної (2, 3) меж поділу феромагнітних середовищ при  $M_{01} = 1750/4\pi$  Гс,  $M_{01} = 640/4\pi$  Гс,  $\alpha_1 = 3,1 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\alpha_2 = 3,8 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\beta_1 = 10$ ,  $\beta_2 = 5$ ,  $|A| \approx 10^{-5}$  см,  $\omega = 64,4$  ГГц, а також при відповідних безрозмірних константах магнітної анізотропії межі поділу  $\tilde{\sigma} = \sigma/A$ ,  $\tilde{\sigma}_1 = \sigma_1/A$ ,  $\tilde{\sigma}_2 = \sigma_2/A$ : а – 1 –  $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_2 = 0$ ; 2 –  $\begin{cases} \tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_1 = 0,2, \\ \tilde{\sigma}_2 = 0,4; \end{cases}$  3 –  $\begin{cases} \tilde{\sigma} = -0,2, \\ \tilde{\sigma}_1 = 0,3, \\ \tilde{\sigma}_2 = 0,5; \end{cases}$

1 –  $\tilde{\sigma} = 0, \tilde{\sigma}_1 = 0, \tilde{\sigma}_2 = 0$ ; 2 –  $\begin{cases} \tilde{\sigma} = 0,15, \\ \tilde{\sigma}_1 = -0,1, \\ \tilde{\sigma}_2 = 0,5; \end{cases}$  3 –  $\begin{cases} \tilde{\sigma} = 1,2, \\ \tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_2 = 0 \end{cases}$

**Висновки**

Для описання процесу поширення спінових хвиль через межу поділу двох різних одно-вісних феромагнетиків у роботі запропоновано додаткове використання феноменологічного уявлення про взаємодію, що може виникати в межах контакту середовищ, подібну до взаємодії двох магнітних підґраток дворешіткового антиферомагнетика, що розміщені у зовнішньому однорідному постійному магнітному полі. Урахування цієї взаємодії реалізується за допомогою введення у повну енергію системи феромагнетик-1–феромагнетик-2 спеціального доданка з енергією, що враховує певного роду анізотропію межі (4), крім власної магнітної анізотропії кожного середовища. Зауважимо, що наведені результати можуть бути легко узагальнені на випадок контакту феромагнетика з антиферомагнетиком, антиферомагнетик з антиферомагнетиком тощо.

У роботі отримано граничні умови (10), які накладаються на вектори намагніченості на межі поділу феромагнітних середовищ, із урахуванням введених доданків у енергію (2)–(4),

а також для випадку нахильного падіння спінових хвиль знайдено вирази для інтенсивності відбитої хвилі та тієї, що пройшла в середовище іншого феромагнетика. Проведено порівняння залежності коефіцієнта відбивання спінових хвиль для випадків, коли враховується анізотропія межі і коли вона вважається відсутньою.

У роботі показано, що існують такі співвідношення параметрів середовищ магнетиків, а також анізотропії межі, за яких сигнали певної частоти будуть повністю відбиватися двошаровою структурою або ж навпаки – повністю проникатимуть через межу поділу середовищ. Такі властивості контакту магнітних матеріалів можуть бути успішно використані при розробленні приладів спін-хвильової мікроелектроніки, зокрема при корекції будови фільтрів або ж при побудові спін-хвильових аналогів оптичних пристроїв.

Подальші дослідження слід спрямувати на дослідження поведінки поверхневих спінових хвиль з урахуванням відповідної енергії анізотропії межі контакту середовищ залежно від напрямку зовнішнього магнітного поля, а також

узагальнити результати досліджень на випадок ферромагнетиків із довільною власною анізо-

тропією та контакту мультишарових ферромагнетиків.

### Список літератури

1. *B. Neite and H. Dotsch*, "Dynamical conversion of optical modes in garnet films induced by ferrimagnetic resonance", *J. Appl. Phys.*, vol. 62, pp. 648–652, 1987.
2. *C.M. Rezende and F.M. Aguiar*, "Spin-wave instabilities, auto-oscillations, and chaos in yttrium-iron-garnet", *Proc. IEEE*, vol. 78, no. 6, pp. 893–908, 1990.
3. *A.V. Kokin and S.A. Nikitov*, "The influence of continuous-wave pumping on the propagation of envelope solitons of magnetostatic spin waves", *Physics of the Solid State*, vol. 43, no. 5, pp. 884–887, 2001.
4. *M.A. Tsankov et al.*, "Magnetostatic wave dynamic magnetization response in yttrium iron garnet films", *J. Appl. Phys.*, vol. 79, is. 3 pp. 1595–1604, 1996.
5. *G. Consolo et al.*, "Excitation of self-localized spin-wave "bullets" by spin-polarized current in in-plane magnetized magnetic nano-contacts: a micromagnetic study", *Phys. Rev. B*, vol. 76, p. 144410, 2008.
6. *Yu. I. Gorobets et al.*, "Excitation of modulated spin waves by a model one-dimensional anisotropy defect", *Physics of Metals and Metallography*, vol. 85, no. 3, pp. 272–275, 1998.
7. *Yu. I. Gorobets et al.*, "Spectrum of spin waves in magnetic materials with a periodically modulated anisotropy", *Physics of the Solid State*, vol. 34, pp. 790–792, 1992.
8. *Yu. I. Gorobets et al.*, "Formation of nonlinear magnetization oscillations by spin waves transmission through the boundary of two uniaxial ferromagnets", *Commun. Nonlinear Sci. Numerical Simulatio*, vol. 15, pp. 4198–4201, 2010.
9. *Решетняк С.А.* Преломление поверхностных спиновых волн в пространственно неоднородных ферродиелектриках с двуслойной магнитной анизотропией // *Физика твердого тела*. – 2004. – 46, № 6. – С. 1031–1037.
10. *J.Y. Gan et al.*, "Spin wave theory for antiferromagnetic XXZ spin model on a triangle lattice in the presence of an external magnetic field", *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 144427, 2003.
11. *M. Buchmeier et al.*, "Spin waves in magnetic double layers with strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling: Theory and experiment", *Ibid*, p. 184404, 2003.
12. *J. Fransson et al.*, "Theory of spin filtering through quantum dots", *Ibid*, p. 205210, 2003.
13. *Горобец Ю.И., Решетняк С.А.* Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики // *ЖТФ*. – 1998. – 68, № 2. – С. 60–63.
14. *L. Néel*, "L'approche a la saturation de la magnétostriction", *J. Phys. Rad.*, vol. 15, pp. 376–378, 1954.
15. *U. Gradmann et al.*, "In-Plane Magnetic Surface Anisotropies in Fe(110)", *Appl. Phys. A*, vol. 39, pp. 101–108, 1986.
16. *H. Takayama et al.*, "Magnetic surface anisotropy of transition metals", *Phys. Rev. B*, vol. 14, pp. 2287–2295, 1976.
17. *P. Bruno*, "Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness", *J. Appl. Phys.*, vol. 64, p. 3153, 1988.
18. *C. Chappert and P. Bruno*, "Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films", *Ibid*, p. 5736, 1988.
19. *U. Gradmann*, "Magnetic surface anisotropies", *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 54–57, pp. 733–736, 1986.
20. *F.J.A. den Broeder et al.*, "Magnetic anisotropy of multilayers", *J. Magnet. Magnetic Mater.* vol. 93, pp. 562–570, 1991.
21. *U. Gradmann et al.*, "Magnetic surface anisotropies of clean Ni(111)-surfaces and of Ni(111)/metal interface", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, pp. 1840–1845, 1984.
22. *B.P. Voznyuk et al.*, "Effect of the interaction of layers on a ferromagnetic resonance in two-layer ferromagnetics films", *FTT*, vol. 33, no. 2, pp. 438–442, 1991.
23. *A.M. Kosevich et al.*, *Nonlinear magnetization waves. Dynamic and topological solitons*. Ukraine, Kyiv: Naukova dumka, 1983.
24. *A.I. Akhiezer et al.*, *Spin Waves*. North Holland, Amsterdam, 1968.
25. *Влияние динамического закрепления спинов на межслойной границе на распространение поверхностных спиновых волн в многослойных ферритовых пленках / С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин и др. // Письма в ЖЭТФ*. – 1995. – 61, № 8. – С. 673–677.

Рекомендована Радою  
фізико-математичного факультету  
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції  
27 січня 2014 року