

ТЕОРЕТИЧНІ ТА ПРИКЛАДНІ ПРОБЛЕМИ ФІЗИКИ

УДК 537.6

DOI: 10.20535/1810-0546.2016.4.74334

С.О. Решетняк¹, С.В. Ковальчук²¹Національний технічний університет України “КПІ”, Київ, Україна²Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

ЧАСТОТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЕФІЦІЄНТІВ ВІДБИТТЯ І ЗАЛОМЛЕННЯ ОБ’ЄМНИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СПІНОВІЙ ЛІНЗИ З НЕІДЕАЛЬНИМИ ІНТЕРФЕЙСАМИ

Background. This work is devoted to the application of geometrical optics formalism to describe the behavior of spin waves, which is propagating in a ferromagnetic medium with non-uniform distribution of magnetic parameters. Use of this approach allows to describe the process of refraction of spin waves to determine the focal length of spin lenses or mirrors and to operate it by changing the frequency of the spin wave with a given magnetic parameters of a medium.

Objective. The objective is to calculate the index of refraction, reflection coefficient and focal length of spin lens as function of frequency of spin waves, the external magnetic field and magnetic parameters of the medium.

Methods. In this paper, to find the refractive index and the focal length was used the geometrical optics approach. To describe the dynamics of the magnetization vector the formalism was used of the parameter of order of spin density that also gives an opportunity to use the methods of quantum mechanics to calculate the spin wave reflection coefficient.

Results. In the paper the refractive index and focal length of a bulk spin lens have been found. By considering the generalized boundary conditions the expression has been found for the reflection coefficient of spin lens. In addition, results of investigation says that strong dependence exists of transparency of spin lens on the frequency of spin waves that is characterized by corresponding magnetic parameters of structure.

Conclusions. It is shown the possibility to change “optical” spin lens parameters in a wide range of values by changing only the frequency of spin waves and keeping constant the values of the external magnetic field and magnetic structure parameters. In addition, the results of studies prove that exists a strong dependence of the spin lens transparency on the quality of its borders, which is characterized by appropriate parameters of interface.

Keywords: spin lens; ferromagnet; anisotropy; exchange interaction; refraction.

Вступ

Дійсна робота присвячена застосуванню формалізму геометричної оптики [1, 2] до опису поведінки спінових хвиль, які поширюються у ферромагнітному середовищі з неоднорідним розподілом магнітних параметрів. Використання такого підходу дає змогу описати процес заломлення спінових хвиль, визначити фокусну відстань спінової лінзи чи спінового дзеркала та контролювати нею за рахунок зміни частоти спінової хвилі за заданих магнітних параметрів середовища.

У роботі [3] був знайдений коефіцієнт відбиття спінового променя та була досліджена його поведінка на межі двох однорідних ферромагнітних середовищ з різними параметрами обмінної взаємодії та одноосної магнітної анізотропії. Крім того, формалізм геометричної оптики був застосований для опису поширення обмінних спінових хвиль у двохосьових ферромагнетиках [4], антиферромагнетиках [5], ферромагнетиках у планарному магнітному полі [6], було обговорено повне відбиття та негативне заломлення диполь-обмінних спінових хвиль на магнітних інтерфейсах [7, 8], коефіцієнт відбиття та закон Снелля для диполь-обмінних спінових хвиль в обмежених плоских структурах [9].

Також у [10] був вивчений вплив поверхневої магнітної анізотропії на відбиття спінових хвиль від межі ферромагнітної плівки. Деякі мікроманітні моделювання поширення спінових хвиль у ферромагнітних плівках різної товщини були зроблені в роботі [11].

Постановка задачі

У роботі розглядається заломлення та відбиття спінових хвиль на ферромагнітній неоднорідності у формі лінзи, причому всі складові системи (частина, з якої падає спінова хвиля; лінза; а також частина, в якій поширюється заломлена спінова хвиля) вважаються одноісними діелектричними ферромагнетиками із заданими параметрами обмінної взаємодії, одноісної анізотропії та намагніченості насичення. На межах контакту лінзи з навколишнім середовищем будуть враховані узагальнені граничні умови, які включають стрибок як параметра обмінної взаємодії, так і параметра анізотропії.

Вступні положення

Розглянемо проходження спінових хвиль крізь спінову лінзу, яка побудована на базі тришарового ферромагнітного матеріалу (рис. 1), де

кожен шар розміщений перпендикулярно до осі x . Перший і третій шари (вздовж осі x) – це напівскінченні однорідні одновісні феромагнетики з відповідними параметрами обмінної взаємодії α_1, α_3 , одновісної магнітної анізотропії β_1, β_3 , намагніченостями насичення M_{01}, M_{03} . Між ними міститься шар однорідного одновісного феромагнетика з товщиною a та магнітними параметрами $\alpha_2, \beta_2, M_{02}$. Осі легкого намагнічування паралельні до напрямку зовнішнього постійного однорідного магнітного поля та осі z .

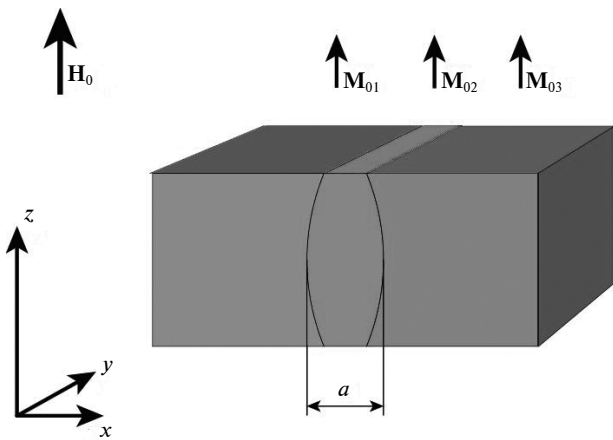


Рис. 1. Модель спінової лінзи

Ми розраховуватимемо показники заломлення та відповідну фокусну відстань як функцію від частоти спінової хвилі, значення зовнішнього магнітного поля та магнітних параметрів середовища. Буде показана можливість змінювати ці “оптичні” параметри в широкому діапазоні значень, змінюючи лише значення частоти спінової хвилі за незмінних значень зовнішнього магнітного поля та магнітних параметрів середовищ. Крім того, буде розраховано коефіцієнт відбиття спінової хвилі від подібної структури.

Дисперсійне співвідношення в необмеженому феромагнітному середовищі

Розглянемо нескінченний одноосний феромагнетик з намагніченістю насичення M_{0j} (далі індекс j будемо використовувати для позначення кожного з трьох однорідних шарів), значенням параметра обмінної взаємодії α_j та значенням параметра одновісної магнітної анізотропії β_j . Густина енергії в кожній однорідній частині такої структури в обмінному наближенні та з урахуванням умови $M_j^2 = \text{const}$ виражається як [3]

$$w_j = \frac{\alpha_j}{2} \sum_k \frac{\partial m_j}{\partial x_k} \frac{\partial m_j}{\partial x_k} + \frac{\beta_j}{2} (m_{1x}^2 + m_{1y}^2) - H_0 M_{jz}, \quad (1)$$

де $\mathbf{M}_j = M_{0j} \mathbf{e}_z + \mathbf{m}_j$, \mathbf{m}_j – одиничні вектори, що описують відхилення вектора намагніченості від положення рівноваги. В положенні рівноваги вектор намагніченості розміщений уздовж осі z .

Ми будемо користуватись формалізмом спінової густини [12], згідно з яким вектор намагніченості може бути записаний як

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = -M_{0j} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

де Ψ_j – це квазікласичні хвильові функції, що відіграють роль параметра порядку спінової густини, \mathbf{r} – радіус-вектор у декартовій системі координат, t – час, $\boldsymbol{\sigma}$ – матриці Паулі.

Рівняння динаміки намагніченості у формалізмі спінової густини має вигляд [12]

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

де μ_0 – магнетон Бора, $\mathbf{H}_{ej} = -\frac{\partial w_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \times \frac{\partial w_j}{\partial (\partial \mathbf{M}_j / \partial x_k)}$.

Враховуючи, що матеріал намагнічений у напрямку, паралельному до \mathbf{e}_z , та припускаючи, що $M_j^2(\mathbf{r}, t) = \text{const}$ у кожному півпросторі, ми будемо шукати розв’язок (3) у рамках лінійної теорії збурень у вигляді

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \chi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

де $\chi_j(\mathbf{r}, t)$ характеризує малі відхилення вектора намагніченості від основного стану. Лінеаризуючи рівняння (3) та беручи до уваги (4), отримуємо таке рівняння динаміки вектора намагніченості:

$$\frac{i\hbar}{2M_{0j}\mu_0} \frac{\partial \chi_j}{\partial t} = [\tilde{H}_j - \alpha_j \Delta + \beta_j] \chi_j, \quad (5)$$

де $\tilde{H}_{0j} = H_0 / M_{0j}$.

Виконуючи перетворення Фур’є за часом та просторовими координатами згідно з (3), отримуємо такий вираз для дисперсійного співвідношення спінової хвилі в однорідному середовищі:

$$\Omega_j = \alpha_j k_j^2 + \beta_j + \tilde{H}_{0j} \quad (6)$$

$$\text{де } \Omega_j = \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{0j}}.$$

Наближення геометричної оптики

Якщо довжина спінової хвилі λ задовольняє умову геометричної оптики $\lambda \ll l$, де l – характеристичний розмір неоднорідності, для траєкторії променя можна отримати аналог класичного рівняння Гамільтона–Якобі [2]:

$$(\nabla s_j)^2 = n_j^2,$$

де квадрати показників заломлення задаються як $n_j^2 = \frac{k_j^2}{k_1^2}$, k_1 – хвильовий вектор на нескінченності з боку падаючої хвилі, функція s – ейконал. Виходячи з рівняння (6), отримуємо закон Снеля на межі розділу між двома однорідними одновісними ферромагнетиками:

$$n_j = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_j} = \frac{k_j}{k_1} = \sqrt{\frac{\alpha_1 \Omega_j - \beta_j - \tilde{H}_{0j}}{\alpha_j \Omega_1 - \beta_1 - \tilde{H}_{01}}}, \quad (7)$$

де θ_1 – кут падіння, θ_j – кут заломлення.

Кут повного відбиття спінових хвиль на межі між середовищами 1 та j задається співвідношенням

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{\alpha_1 \Omega_j - \beta_j - \tilde{H}_{0j}}{\alpha_j \Omega_1 - \beta_1 - \tilde{H}_{01}}}. \quad (8)$$

Якщо ми маємо спінову лінзу, що змодельована, як це показано на рис. 1, то розрахунок її фокусної відстані дає вираз

$$\frac{1}{f} = \frac{n_2 - 1}{R_1} - \frac{n_2 - 1}{R_2}, \quad (9)$$

де R_1, R_2 – радіуси кривизни лівої та правої поверхонь лінзи. Звернемо увагу, що при $R_1 > 0$ ліва сторона випукла, а при $R_1 < 0$ увігнута, і навпаки для R_2 . Так, наприклад, для двовипуклої лінзи маємо такий вираз:

$$\frac{1}{f} = \frac{n_2 - 1}{|R_1|} + \frac{n_2 - 1}{|R_2|}.$$

Граничні умови

Існує низка робіт [13–24], результати яких дають змогу краще зрозуміти особливості проходження спінових хвиль крізь межу різних середовищ, а також роботи [25–31], які безпосередньо присвячені знаходженню граничних умов. У нашій роботі ми скористаємося результатами [31], де були отримані граничні умови для неідеального інтерфейсу в найбільш узагальненому вигляді.

Розглянемо систему з двох контактуючих однорідних напівнескінчених ферромагнетиків, густину енергії якої можна записати у вигляді

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

де $\theta(x)$ – функція Хевісайда, $\delta(x)$ – дельта-функція;

$$w_j = \frac{\alpha_j}{2} \sum_k \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial x_k} + \frac{\beta_j}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) - H_0 M_{jz},$$

та

$$w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) = A \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 + \sum_{j=1}^2 \frac{\sigma_j}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) - \sigma M_{1z} M_{2z}.$$

Межа розділу характеризується такими величинами: A – параметр обмінної взаємодії між двома частинами системи; σ_1, σ_2 – параметри неоднорідності магнітної анізотропії частин в інтерфейсі; σ – параметр неоднорідної магнітної анізотропії, зумовленої взаємодією ґраток обох частин системи в інтерфейсі.

Інтегрування відповідних рівнянь динаміки вектора намагніченості по малій області в околі границі з подальшим прямуванням радіуса області інтегрування до нуля приводить до таких граничних умов:

$$\begin{cases} [A\gamma(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1 \chi_1' + (\gamma\sigma + \sigma_1)\chi_1]_{x=0} = 0, \\ [A(\chi_1 - \chi_2) - \gamma\alpha_2 \chi_2' + (\gamma\sigma + \sigma_2)\chi_2]_{x=0} = 0, \end{cases} \quad (10)$$

де $\gamma = M_{02}/M_{01}$.

Відбиття і проходження спінових хвиль

Беручи до уваги, що ми розглядаємо модель тонкої лінзи, використаємо спрощену модель, показану на рис. 2, для розрахунку відбивальних характеристик неоднорідності, яка грає

роль спінової лінзи. Очевидно, що тільки у випадку великого значення коефіцієнта проходження спінових хвиль такий об'єкт відіграватиме роль лінзи, у протилежному випадку він буде працювати як дзеркало. Тому важливо оцінити відбивальні характеристики такої неоднорідності.

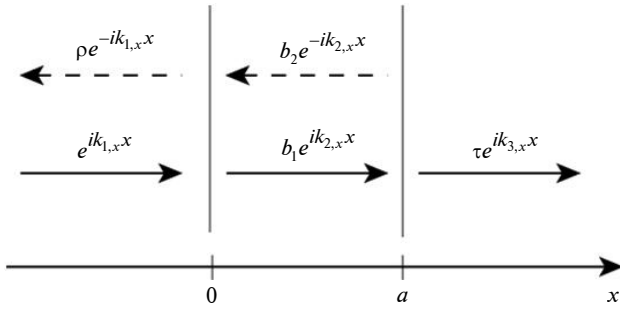


Рис. 2. Модель структури для оцінки її відбивальної здатності

Використовуючи граничні умови (10) для обох меж, отримуємо:

$$\begin{cases} [A_0\gamma_0(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1\chi'_1 + (\gamma_0\sigma_0 + \sigma_{10})\chi_1]_{x=0} = 0, \\ [A_0(\chi_1 - \chi_2) - \gamma_0\alpha_2\chi'_2 + (\gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20})\chi_2]_{x=0} = 0, \\ [A_a\gamma_a(\chi_3 - \chi_2) + \alpha_2\chi'_2 + (\gamma_a\sigma_a + \sigma_{2a})\chi_2]_{x=a} = 0, \\ [A_a(\chi_2 - \chi_3) - \gamma_a\alpha_3\chi'_3 + (\gamma_a\sigma_a + \sigma_{3a})\chi_3]_{x=a} = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Згідно з (11), вирази

$$\left. \begin{aligned} \chi_1 &= e^{ik_{1,x}x} + \rho e^{-ik_{1,x}x}, & x < 0 \\ \chi_2 &= b_1 e^{ik_{2,x}x} + b_2 e^{-ik_{2,x}x}, & 0 < x < a \\ \chi_3 &= \tau e^{ik_{3,x}x}, & x > a \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

будуть характеризувати поширення хвиль у кожній із трьох частин структури. Тут ρ – комплексна амплітуда відбитої хвилі, τ – амплітуда хвилі, що пройшла. Далі, беручи до уваги (11), (12), а також вигляд рівняння динаміки намагніченості, який є аналогічним рівнянню Шредінгера, в рамках традиційної квантовомеханічної процедури розрахунку амплітуд відбиття та проходження отримуємо

$$\rho = \frac{(JDB - J^{-1}CE)F - A_a^2\gamma_a J^{-1}(A + J^2B)}{(JDH - J^{-1}CI)F - A_a^2\gamma_a J^{-1}(G + J^2H)}, \quad (13)$$

$$\tau = \frac{K}{(JDH - J^{-1}CI)F - A_a^2\gamma_a J^{-1}(G + J^2H)}, \quad (14)$$

де

$$A = A_0^2\gamma_0 + (A_0\gamma_0 - \gamma_0\sigma_0 - \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (-A_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20} - i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$B = -A_0^2\gamma_0 - (A_0\gamma_0 - \gamma_0\sigma_0 - \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (-A_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20} + i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$C = -A_a\gamma_a + \sigma_{2a} + \gamma_a\sigma_a - i\alpha_2k_{2,x},$$

$$D = -A_a\gamma_a + \sigma_{2a} + \gamma_a\sigma_a + i\alpha_2k_{2,x},$$

$$E = -A_0^2\gamma_0 + (A_0\gamma_0 - \gamma_0\sigma_0 - \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (A_0 - \gamma_0\sigma_0 - \sigma_{20} + i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$F = -A_a + \sigma_{3a} + \gamma_a\sigma_a - i\alpha_3\gamma_a k_{3,x},$$

$$G = -A_0^2\gamma_0 + (-A_0\gamma_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (-A_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20} - i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$H = A_0^2\gamma_0 - (-A_0\gamma_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (-A_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20} + i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$I = A_0^2\gamma_0 - (-A_0\gamma_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{10} - i\alpha_1k_{1,x}) \times (-A_0 + \gamma_0\sigma_0 + \sigma_{20} - i\alpha_2\gamma_0k_{2,x}),$$

$$J = e^{aik_{2,x}}, \quad K = -4A_0A_a e^{-aik_{3,x}}\alpha_1k_{1,x}\alpha_2k_{2,x}.$$

Проілюструємо функціональні залежності отриманих результатів. Використаємо такі значення параметрів (якщо окремі з цих параметрів не використовуються як змінні), які є типовими для ферит-гранатів:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2, \alpha_2 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2, \alpha_3 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2, \\ \beta_1 &= 10, \beta_2 = 15, \beta_3 = 20, A_0 = 0,1 \text{ см}^{-1}, A_a = 0,1 \text{ см}^{-1}, \\ \sigma_0 &= 3,15 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \sigma_a = 3,9 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \\ \sigma_{10} &= 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \sigma_{20} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \\ \sigma_{2a} &= 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \sigma_{3a} = 3,45 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \\ a &= 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}, M_{01} = 100 \text{ Гс}, M_{02} = 105 \text{ Гс}, \\ &M_{03} = 110 \text{ Гс}. \end{aligned}$$

Рис. 3 показує залежність коефіцієнта відбиття від частоти спінової хвилі за різних значень параметрів обміну в інтерфейсі $A_0 = A_a$. Бачимо, що зменшення параметра обміну в інтерфейсі призводить до зростання коефіцієнта відбиття. Відзначимо, що нульове значення цього параметра відповідає відсутності обміну крізь інтерфейс, а його прямування до нескінченності – ідеальному обміну в інтерфейсі. Звернемо увагу, що періодично розміщені точки повного проходження є наслідком багатокрокового відбиття спінових хвиль у середній частині системи.

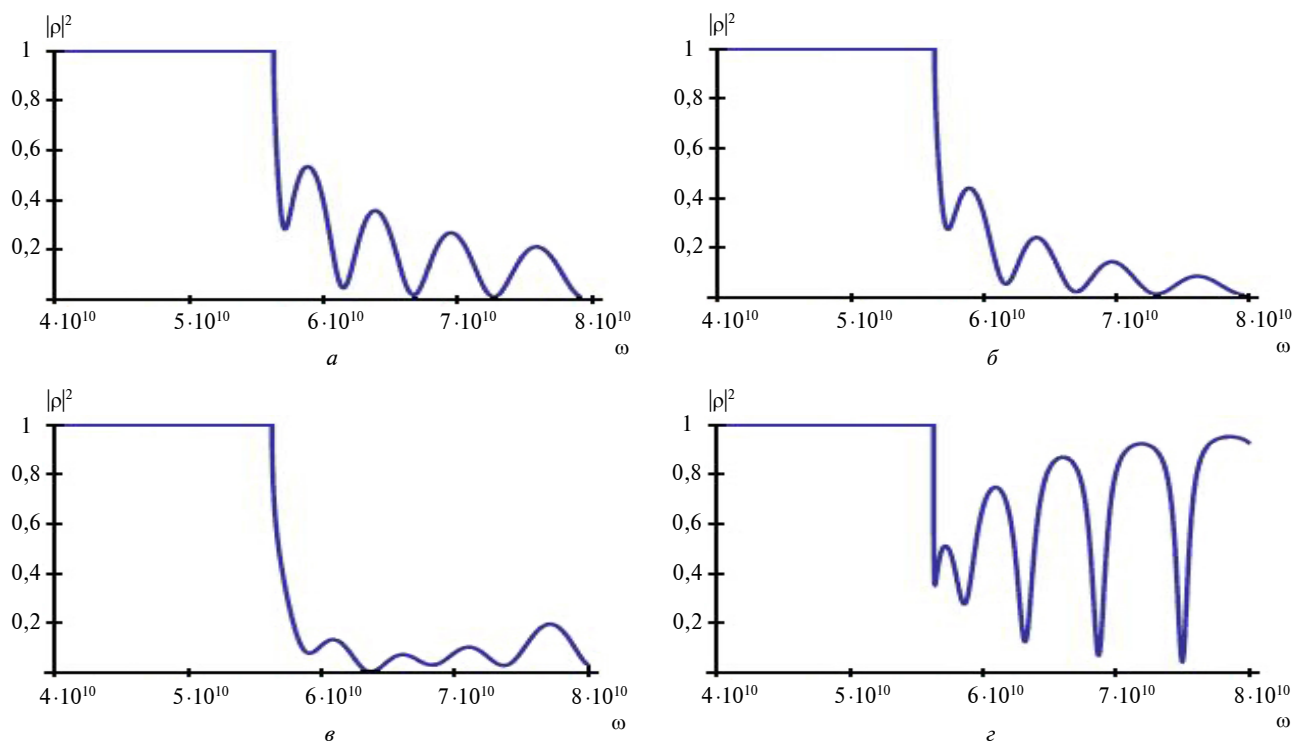


Рис. 3. Залежність коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів обміну в інтерфейсі $A_0 = A_a$: $a - 3,3 \cdot 10^3$, $b - 4,9 \cdot 10^3$, $c - 1,1 \cdot 10^3$, $d - 3,3 \cdot 10^2$

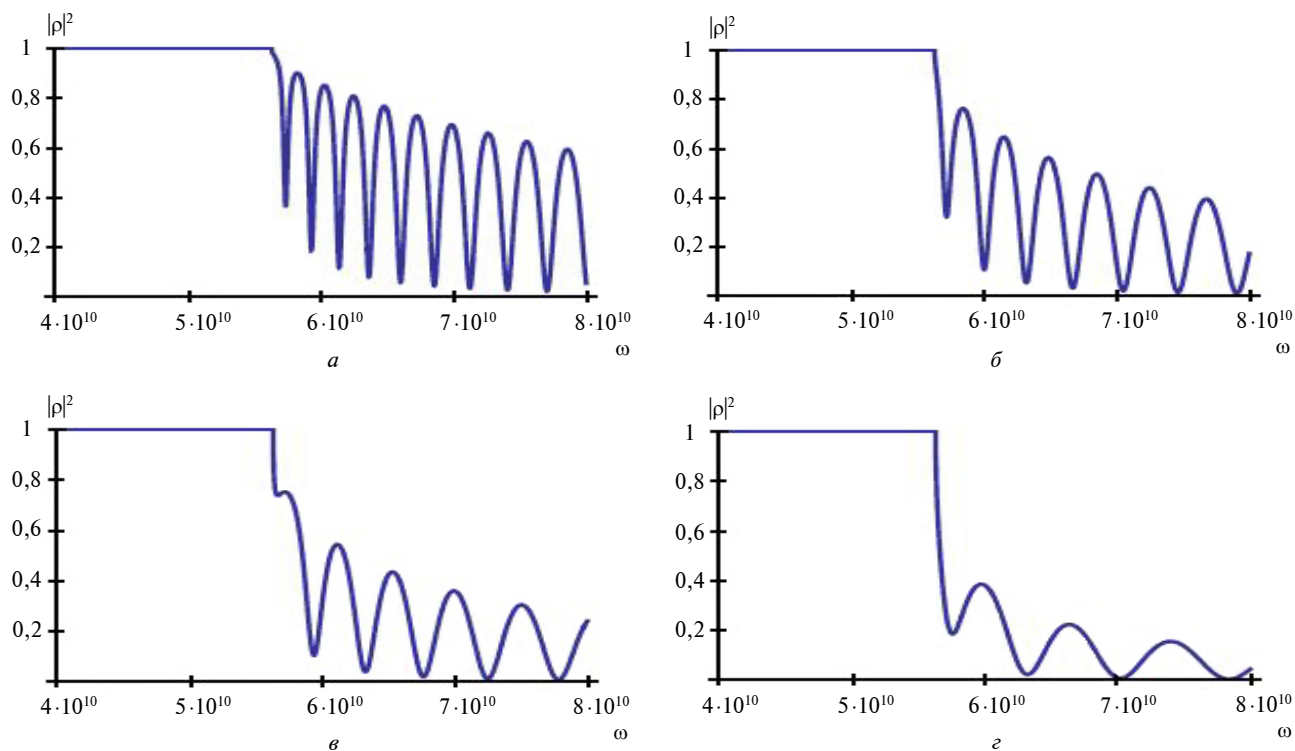


Рис. 4. Залежність коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів обмінної взаємодії: $a - \alpha_1 = 1,00 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,02 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_3 = 1,04 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$; $b - \alpha_1 = 2,13 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 2,17 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_3 = 2,21 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$; $c - \alpha_1 = 3,25 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 3,32 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_3 = 3,38 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$; $d - \alpha_1 = 7,75 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 7,90 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_3 = 8,06 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$

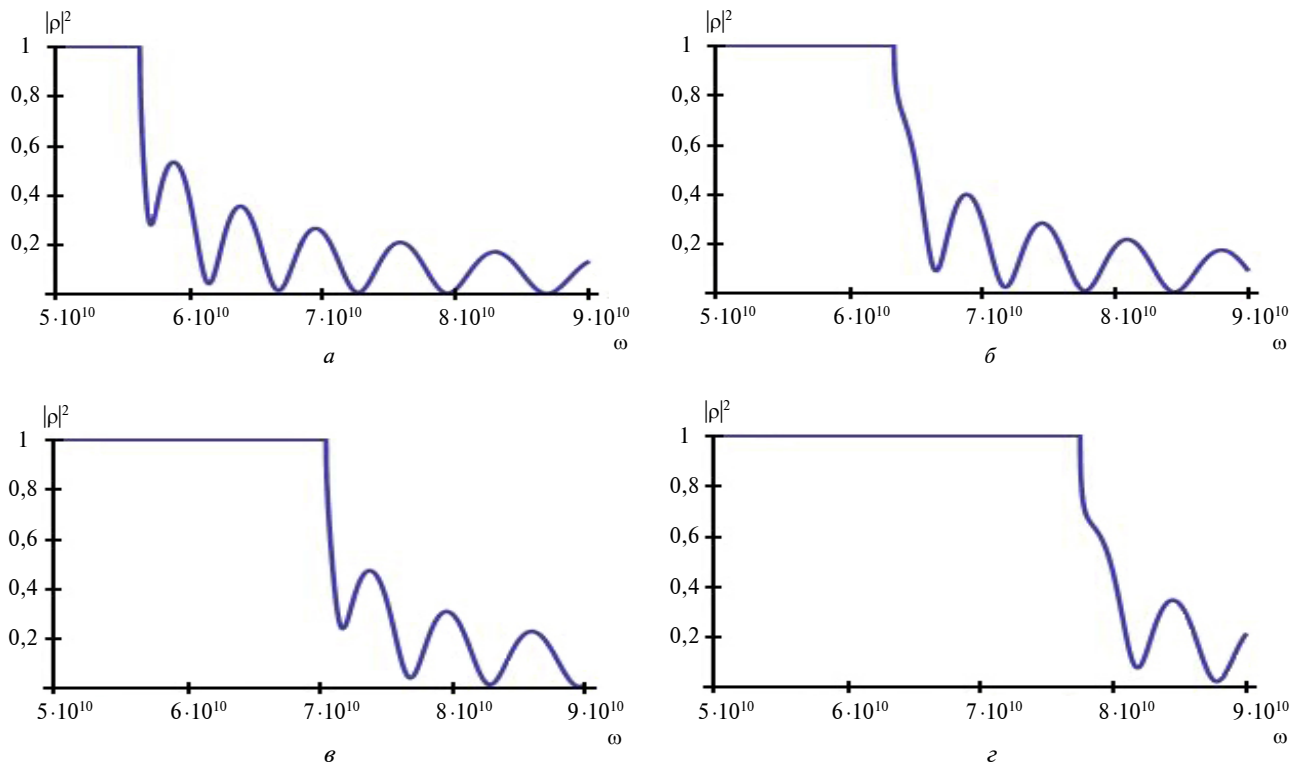


Рис. 5. Залежність коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів одноосної магнітної анізотропії: $a - \beta_1 = 10, \beta_2 = 15, \beta_3 = 20$; $б - \beta_1 = 12, \beta_2 = 18, \beta_3 = 24$; $в - \beta_1 = 14, \beta_2 = 20, \beta_3 = 27$; $г - \beta_1 = 15, \beta_2 = 23, \beta_3 = 31$

Рис. 4 ілюструє залежність коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів обмінної взаємодії. Бачимо, що зміна параметра обміну в складових системи дає можливість змінювати частоту осциляцій частотної залежності коефіцієнта відбиття.

Рис. 5 показує залежність коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів одноосної магнітної анізотропії. Бачимо, що за рахунок зміни магнітної анізотропії можна змістити початок дозволеної зони в спектрі спінових хвиль.

Висновки

Отже, існує декілька способів зміни “оптичних” параметрів спінової лінзи. Зокрема, можна змінювати їх у широкому діапазоні значень або ж змінювати лише частоту спінових хвиль, залишаючи при цьому сталими значення зовнішнього магнітного поля та магнітних параметрів структури. Це дає можливість, наприклад, одну неоднорідність використовувати і як лінзу, і як дзеркало залежно від частотного діапазону.

Ми також бачимо сильну залежність прозорості лінзи від якості її інтерфейсів, які характеризуються відповідними параметрами. Цей

факт не лише ставить вимогу врахування властивостей меж, але й дає можливість визначити невідомі параметри інтерфейсів за допомогою вимірювання відбивальних характеристик системи.

Звернемо увагу, що можна використовувати систему, яка складається тільки з двох типів матеріалу (лінза всередині однорідного середовища), але наявність третього середовища дає ще одну можливість керувати прозорістю лінзи, а саме помітно змінювати початкову точку різкого стрибка коефіцієнта відбиття, тобто границю забороненої зони для спінової хвилі, що проходить крізь систему.

Результати цього дослідження можуть бути використані в приладах спін-хвильової електроніки. Перспективою подальших досліджень є поширення отриманих результатів на випадок товстих спінових лінз, що може суттєво змінити відбивальні характеристики розглянутих неоднорідностей.

Це дослідження підтримано науково-дослідницькою та інноваційною програмою Європейського Союзу “Горизонт-2020” за грантом імені Марії Склодовської-Кюрі. Угода № 644348 (MagIC).

Список літератури

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 619 с.
2. Кравицов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика в неоднородных средах. – М.: Наука, 1980. – 304 с.
3. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation // Technical Physics. – 1998. – **43**, № 2. – P. 188–193.
4. Решетняк С.А. Преломление поверхностных спиновых волн в пространственно неоднородных ферродиелектриках с двуслойной магнитной анизотропией // Физика твердого тела. – 2004. – **46**, № 6. – С. 1061–1067.
5. Reshetnyak S. A., Gorobets V.Yu. Refraction of bulk spin-waves on a boundary of two homogeneous easy-axis antiferromagnetic media // J. Magn. Magn. Mater. – 2005. – **290**. – P. 1025–1028.
6. Reshetnyak S., Berezinsky A. Reflection and refraction of bulk exchange spin wave on the interface of two ferromagnetic media in planar magnetic field // Global J. Sci. Frontier Res. – 2012. – **12**, № 3. – P. 61–64.
7. Choi S., Kim S.-K. Total reflection and negative refraction of dipole-exchange spin waves at magnetic interfaces: micromagnetic modeling study [Online]. – Available: <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0708/0708.1642.pdf>
8. Jeong D.-E., Han D.-S., Kim S.-K. Refractive index and Snell's law for dipole-exchange spin waves in restricted geometry // SPIN. – 2011. – **01**, № 1. – P. 27–31.
9. Refractive index and Snell law for dipolar-exchange spin waves in a confined planar structure / D.-E. Jeong, D.-S. Han, S. Choi et al. [Online]. – Available: <http://arxiv.org/vc/arxiv/papers/0901/0901.1700v1.pdf>
10. Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film / P. Gruszecki, Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova et al. // Phys. Rev. B. – 2015. – **92**, № 5. – P. 054427.
11. Micromagnetic simulation of spin wave propagation in a ferromagnetic film with different thicknesses / H. Hata, T. Moriyama, K. Tanabe et al. // J. Magn. Soc. Jpn. – 2015. – **39**, № 4. – P. 151–155.
12. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. – К.: Наук. думка. – 1988. – С. 167.
13. Rado G.T., Weertman J.R. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal // J. Phys. Chem. Solids. – 1959. – **11**. – P. 315–333.
14. Hoffmann F., Stankoff A., Pascard H. Evidence for an exchange coupling at the interface between two ferromagnetic films // J. Appl. Phys. – 1970. – **41**, № 3. – P. 1022–1023.
15. Hoffmann F. Dynamic pinning induced by nickel layers on permalloy films // Phys. Status Solidi. – 1970. – **41**. – P. 807–813.
16. Кругляк В.В., Кучко А.Н., Фиошин В.И. Спин-волновой спектр идеального многослойного магнита при модуляции всех параметров уравнения Ландау–Лифшица // Физика твердого тела. – 2004. – **46**, № 5. – P. 842–845.
17. Nguyen H.T., Nguyen T.M., Cottam M.G. Dipole exchange spin waves in ferromagnetic stripes with inhomogeneous magnetization // Phys. Rev. B. – 2007. – **76**, № 13. – P. 4413–4422.
18. Fähnle M., Slavin A., Hertel R. Role of the sample boundaries in the problem of dissipative magnetization dynamics // J. Magn. Magn. Mater. – 2014. – **360**. – P. 126–130.
19. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang et al. // Phys. Rev. Lett. – 1986. – **57**, № 19. – P. 2442–2445.
20. Structural and magnetic properties of ultrathin Ni/Fe bilayers grown epitaxially on Ag(0 0 1) / B. Heinrich, S.T. Purcell, J.R. Dutcher et al. // Phys. Rev. B. – 1988. – **38**. – P. 12879–12899.
21. Vohl M., Barnás J., Grünberg P. Effect of interlayer exchange coupling on spin-wave spectra in magnetic double layers: Theory and experiment // J. Phys.: Condens. Matter. – 1989. – **39**, № 16. – P. 12003–12012.
22. Barnás J., Grünberg P. Spin waves in exchange-coupled epitaxial double-layers // J. Magn. Magn. Mater. – 1990. – **82**. – P. 186–198.
23. Ferromagnetic and antiferromagnetic exchange coupling in bcc epitaxial ultrathin Fe(0 0 1)/Cu(0 0 1)Fe(0 0 1) trilayers / B. Heinrich, Z. Celinski, J.F. Cochran et al. // Phys. Rev. Lett. – 1990. – **64**, № 6. – P. 673–676.
24. Všíanská M., Šob M. Magnetically dead layers at sp-impurity-decorated grain boundaries and surfaces in nickel // Phys. Phys. B. – 2011. – **84**, № 1. – P. 4418–4423.
25. Ignatchenko V.A. [Boundary conditions for magnetic and magnetoelastic systems] // Физика металлов и металловедение. – 1973. – **36**. – P. 1219–1228 (in Russian).
26. Barnás J. On the Hoffmann boundary conditions at the interface between two ferromagnets // J. Magn. Magn. Mater. – 1991. – **102**, № 3. – P. 319–322.
27. Cochran J.F., Heinrich B. Boundary conditions for exchange-coupled magnetic slabs // Phys. Rev. B. – 1992. – **45**, № 22. – P. 13096–13099.
28. Mills D.L. Spin waves in ultrathin exchange-coupled ferromagnetic multilayers: the boundary conditions at the interface // Phys. Rev. B. – 1992. – **45**, № 22. – P. 13100–13104.
29. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes / K.Y. Guslienko, S.O. Demokritov, B. Hillebrands et al. // Phys. Rev. B. – 2002. – **66**, № 13. – P. 2402–2406.

30. Guslienko K.Y., Slavin A.N. Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements // *Phys. Rev. B.* – 2005. – **72**, № 1. – P. 4463–4468.
31. Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness / V.V. Kruglyak, O.Yu. Gorobets, Yu. I. Gorobets et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2014. – **26**, № 40. – P. 6001–6007.

References

1. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Moscow, USSR: Nauka, 1973 (in Russian).
2. Yu.A. Kravtsov and Yu.I. Orlov, *Geometrical Optics in Inhomogeneous Media*. Moscow, USSR: Nauka, 1980 (in Russian).
3. Yu.I. Gorobets and S.A. Reshetnyak, “Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation”, *Tech. Phys.*, vol. 43, no. 2, pp. 188–193, 1998.
4. S.A. Reshetnyak, “Refraction of surface spin waves in spatially inhomogeneous ferroelectrics with biaxial magnetic anisotropy”, *Fizika Tverdogo Tela*, vol. 46, no. 6, pp. 1061–1067, 2004 (in Russian).
5. S.A. Reshetnyak and V.Yu. Gorobets, “Refraction of bulk spin-waves on a boundary of two homogeneous easy-axis antiferromagnetic media”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 290, pp. 1025–1028, 2005.
6. S. Reshetnyak and A. Berezhinsky, “Reflection and refraction of bulk exchange spin wave on the interface of two ferromagnetic media in planar magnetic field”, *GJSFR*, vol. 12, no. 3, pp. 61–64, 2012.
7. S. Choi and S.-K. Kim. Total reflection and negative refraction of dipole-exchange spin waves at magnetic interfaces: micromagnetic modeling study [Online]. Available: <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0708/0708.1642.pdf>
8. D.-E. Jeong et al., “Refractive index and Snell's law for dipole-exchange spin waves in restricted geometry”, *SPIN*, vol. 01, no. 1, pp. 27–31, 2011.
9. D.-E. Jeong et al. Refractive index and Snell law for dipolar-exchange spin waves in a confined planar structure [Online]. Available: <http://arxiv.org/vc/arxiv/papers/0901/0901.1700v1.pdf>
10. P. Gruszecki et al., “Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film”, *Phys. Rev. B*, vol. 92, no. 5, pp. 054427, 2015.
11. H. Hata et al., “Micromagnetic simulation of spin wave propagation in a ferromagnetic film with different thicknesses”, *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 39, no. 4, pp. 151–155, 2015.
12. V.G. Bar'yakhtar and Yu.I. Gorobets, *Bubble Domains and their Lattices*. Kyiv, Ukraine: Naukova Dumka, p. 167, 1988 (in Russian).
13. G.T. Rado and J. R. Weertman, “Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 11, pp. 315–319, 1959.
14. F. Hoffmann et al., “Evidence for an exchange coupling at the interface between two ferromagnetic films”, *J. Appl. Phys.*, vol. 41, no. 3, pp. 1022–1023, 1970.
15. F. Hoffmann, “Dynamic pinning induced by nickel layers on permalloy films”, *Phys. Status Solidi*, 1970, vol. 41, pp. 807–813.
16. V.V. Kruglyak et al., “Spin-wave spectrum of an ideal multilayer magnet upon modulation of all parameters of the Landau–Lifshitz equation”, *Fizika Tverdogo Tela*, vol. 46, no. 5, pp. 842–845, 2005 (in Russian).
17. H.T. Nguyen et al., “M G 2007 Dipoleexchange spin waves in ferromagnetic stripes with inhomogeneous magnetization”, *Phys. Rev. B*, vol. 76, no. 13, pp. 4413–4422, 2007.
18. Fahnle et al., “Role of the sample boundaries in the problem of dissipative magnetization dynamics”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 360, pp. 126–130, 2014.
19. P. Grünberg et al., “Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, no. 19, pp. 2442–2445, 1986.
20. B. Heinrich et al., “Structural and magnetic properties of ultrathin Ni/Fe bilayers grown epitaxially on Ag(0 0 1)”, *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 12879–12899, 1988.
21. M. Vohl et al., “Effect of interlayer exchange coupling on spin-wave spectra in magnetic”, *J. Phys.: Condens. Matter.*, vol. 39, no. 16, pp. 12003–12012, 1989.
22. J. Barnaś and P. Grünberg “Spin waves in exchange-coupled epitaxial double-layers”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 82, pp. 186–198, 1990.
23. B. Heinrich et al., “Ferromagnetic and antiferromagnetic exchange coupling in bcc epitaxial ultrathin Fe(0 0 1)/Cu(0 0 1)Fe(0 0 1) trilayers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, no. 6, pp. 673–676, 1990.
24. M. Všianská and M. Šob, “Magnetically dead layers at sp-impurity-decorated grain boundaries and surfaces in nickel”, *Phys. Phys. B*, vol. 84, no. 1, pp. 4418–4423, 2011.
25. V.A. Ignatchenko, “Boundary-conditions for magnetic and magnetoelastic systems”, *Fizika Metallov i Metallovedenie*, vol. 36, pp. 1219–1228, 1973 (in Russian).
26. J. Barnaś, “On the Hoffmann boundary conditions at the interface between two ferromagnets”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 102, no. 3, pp. 319–322, 1991.

27. J.F. Cochran and B. Heinrich, "Boundary conditions for exchange-coupled magnetic slabs", *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 22, pp. 13096–13099, 1992.
28. D.L. Mills, "Spin waves in ultrathin exchange-coupled ferromagnetic multilayers: the boundary conditions at the interface", *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 22, pp. 13100–13104, 1992.
29. K.Y. Guslienko *et al.*, "Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes", *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 13, pp. 2402–2406, 2002.
30. K. Y. Guslienko and A.N. Slavin, "Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements", *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 1, pp. 4463–4468, 2005.
31. V.V. Kruglyak *et al.*, "Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness", *J. Phys.: Condens. Matter.*, vol. 26, no. 40, pp. 6001–6007, 2014.

С.О. Решетняк, С.В. Ковальчук

ЧАСТОТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЕФІЦІЄНТІВ ВІДБИТТЯ І ЗАЛОМЛЕННЯ ОБ'ЄМНИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СПІНОВІЙ ЛІНЗИ З НЕІДЕАЛЬНИМИ ІНТЕРФЕЙСАМИ

Проблематика. Робота присвячена застосуванню формалізму геометричної оптики до описання поведінки спінових хвиль, які поширюються у ферромагнітному середовищі з неоднорідним розподілом магнітних параметрів. Використання такого підходу дає змогу описати процес заломлення спінових хвиль, визначити фокусну відстань спінової лінзи чи спінового дзеркала та контролювано керувати нею за рахунок зміни частоти спінової хвилі за заданих магнітних параметрів середовища.

Мета дослідження. Метою роботи є розрахування показника заломлення, коефіцієнта відбиття та фокусної відстані спінової лінзи як функцій частоти спінової хвилі, зовнішнього магнітного поля та магнітних параметрів середовища.

Методика реалізації. Для знаходження коефіцієнтів заломлення та фокусної відстані використано підхід геометричної оптики. При описі динаміки вектора намагніченості застосовано формалізм параметра порядку спінової густини, що також дало змогу скористатись методами квантової механіки для розрахунку коефіцієнта відбиття.

Результати дослідження. Знайдено показник заломлення та фокусну відстань об'ємної спінової лінзи. З урахуванням узагальнених граничних умов вдалося знайти відповідний вираз для коефіцієнта відбиття спінової лінзи. Отримано графіки залежностей коефіцієнта відбиття від частоти спінових хвиль за різних значень магнітних параметрів структури.

Висновки. Показано можливість змінювати "оптичні" параметри спінової лінзи у широкому діапазоні значень, змінюючи лише частоту спінових хвиль та залишаючи при цьому сталими значення зовнішнього магнітного поля та магнітних параметрів структури. Результати досліджень доводять, що існує сильна залежність прозорості спінової лінзи від якості її меж, яка характеризується відповідними параметрами інтерфейсу.

Ключові слова: спінова лінза; ферромагнетик; анізотропія; обмінна взаємодія; заломлення.

С.А. Решетняк, С.В. Ковальчук

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СПИНОВОЙ ЛИНЗЕ С НЕИДЕАЛЬНЫМИ ИНТЕРФЕЙСАМИ

Проблематика. Данная работа посвящена применению формализма геометрической оптики к описанию поведения спиновых волн, которые распространяются в ферромагнитной среде с неоднородным распределением магнитных параметров. Использование такого подхода позволяет описать процесс преломления спиновых волн, определить фокусное расстояние спиновой линзы или спинового зеркала и контролируемо управлять им за счет изменения частоты спиновой волны или магнитных параметров среды.

Цель исследования. Целью работы является расчет показателя преломления, коэффициента отражения и фокусного расстояния спиновой линзы как функций частоты спиновой волны, внешнего магнитного поля и магнитных параметров среды.

Методика реализации. Для нахождения коэффициентов преломления и фокусного расстояния использован подход геометрической оптики. При описании динамики вектора намагнитченности применен формализм параметра порядка спиновой плотности, что дало возможность использовать методы квантовой механики для расчета коэффициента отражения.

Результаты исследования. Найден показатель преломления и фокусное расстояние объемной спиновой линзы. С учетом обобщенных граничных условий удалось найти соответствующее выражение для коэффициента отражения спиновой линзы. Получены графики зависимостей коэффициента отражения от частоты спиновых волн при разных значениях магнитных параметров структуры.

Выводы. Показана возможность изменять "оптические" параметры спиновой линзы в широком диапазоне значений, изменяя лишь частоту спиновых волн и оставляя при этом постоянными значения внешнего магнитного поля и магнитных параметров структуры. Результаты исследований доказывают, что существует сильная зависимость прозрачности спиновой линзы от качества ее границ, которое характеризуется соответствующими параметрами интерфейса.

Ключевые слова: спиновая линза; ферромагнетик; анизотропия; обменное взаимодействие; преломление.

Рекомендована Радою
фізико-математичного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
08 червня 2016 року