

УДК 537.611

DOI: 10.20535/1810-0546.2017.4.105143

С.О. Решетняк, А.В. Лисак*

КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

ЧАСТОТНІ ЗАЛЕЖНОСТІ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ ОБМІННИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ВІД ОДНОВИМІРНОГО МАГНОННОГО КРИСТАЛА ЗІ СКЛАДНИМИ ІНТЕРФЕЙСАМИ

Background. This work is devoted to theoretical study of the behavior of spin waves passing through multilayer ferromagnetic with complex interfaces.

Objective. The aim of the paper is to calculate the reflection coefficient of multilayer ferromagnetic with complex interfaces as function of spin wave frequency at variable material parameter and constant value of external magnetic field. The formalism of geometric optics allows describing the spin wave refraction process and the reflection coefficient, as well as controlling this process by changing the frequency of the spin wave for given parameters of the medium.

Methods. To find the reflection coefficient from a multilayer ferromagnetic the mathematical apparatus of geometric optics was used. To describe the dynamics of the magnetization vector the formalism of the spin density order parameter was used allowing for the use of methods of quantum mechanics to calculate the reflection coefficient from a semi-infinite multilayer structure.

Results. The spin wave reflection coefficient of semi-infinite multilayer structure of ferromagnetic materials with complex interfaces has been found. The dependency graphs of the reflection coefficient from the frequency of the spin waves at different parameters of magnetic anisotropy inhomogeneity and constant value of the external magnetic field were obtained.

Conclusions. It is shown that the frequency dependencies are periodic, points of full transmission and areas, full of reflection. Decreasing exchange parameter value in interface causes the increase of reflectance coefficient. Changing the material parameters we get the necessary intensity value of the reflection coefficient depending on the frequency at a constant value of the external magnetic field.

Keywords: spin waves; multilayer ferromagnetic; reflection coefficient; complex interface; magnetization vector.

Вступ

Протягом останніх десятиліть суттєво розширився спектр досліджень поведінки спінових хвиль (СХ) у ферромагнітних плівках і мультишарових структурах на основі магнітопорядкованих кристалів. Це зумовлено, з одного боку, перспективою практичного використання СХ у різних пристроях твердотільної НВЧ-електроніки, а з іншого – сукупністю властивостей СХ, що призводить до великої різноманітності фізичних ефектів, які спостерігаються при збудженні, поширенні та взаємодії хвиль. Унікальні властивості СХ [1] уже багато років успішно використовуються для побудови таких неординарних приладів обробки сигналів у діапазоні надвисоких частот, як оптичні аналізатори на базі СХ-систем [2], магنونні транзистори [3], різного роду логічні пристрої [4], магنونні хвилеводи [5], нелінійні магنونні прилади для мікрохвильової обробки сигналів [6, 7] тощо.

Одним із перспективних напрямів надвисокочастотної мікроелектроніки і наноелектроніки є створення магнітних матеріалів із наперед за-

даними дисперсійними властивостями. Очевидно, що мультишарові структури з періодичним і неперіодичним чергуванням ферромагнітних і немагнітних шарів є функціонально більш гнучкими і мають більші можливості керування дисперсійними характеристиками, ніж однорідні ферромагнітні плівки [8–14]. Таким чином, область застосування мультишарових магнітних структур виявляється набагато ширшою, ніж одиночних ферромагнітних плівок.

Прилади на основі СХ мають смуги робочих частот шириною до 1 ГГц і здатні працювати в частотному діапазоні від 0,5 до 20 ГГц [5]. Тому одним із напрямів дослідження є вивчення властивостей відбиття СХ від мультишарових ферромагнетиків, зокрема й залежності коефіцієнта відбиття СХ магنونного кристала від частоти.

Наша робота присвячена розрахунку відбивної здатності одновимірного магنونного кристала й аналізу частотних залежностей відповідного коефіцієнта відбиття СХ. Відзначимо, що в роботі [15] було знайдено коефіцієнт відбиття поверхневих СХ від подібної мультишарової структури, проте без урахування структури та обмін-

* corresponding author: l.nastay007@gmail.com

них властивостей інтерфейсу. В цій же роботі ми, по-перше, досліджуємо поведінку об'ємних СХ, а по-друге, враховуємо недосконалість міжшарових меж, які формуються накладанням кристалічних ґраток двох контактуючих однорідних частин. У такому випадку відповідна енергія магнітного середовища містить доданок, який складається з енергій взаємодії магнітних моментів кожної з ґраток окремо між собою та взаємодії магнітних моментів різних ґраток. Крім того, локальний характер таких недосконалостей враховується за допомогою δ -функції Дірака. Відзначимо, що наявність подібних недосконалостей суттєво впливає на процеси розсіяння СХ у магнітних матеріалах, ми ж зосередимося на виявленні відповідних особливостей СХ-процесів у періодичних структурах, зокрема в одновимірному магнетонному кристалі.

Постановка задачі

Метою роботи є дослідження процесу проходження СХ через магнетонний кристал зі складними інтерфейсами. Для цього був розрахований коефіцієнт відбиття СХ, а також побудовані та досліджені графічні залежності частоти від отриманого коефіцієнта для різних параметрів матеріалу, що використовується, і від величини зовнішнього постійного однорідного магнітного поля, в якому знаходиться матеріал.

Вихідні дані

Розглянемо одновимірний магнетонний кристал у вигляді N -шарового феромагнетика, шари якого характеризуються намагніченостями насичення M_{01} та M_{02} відповідно, сталими обмінної взаємодії α_1 , α_2 , а також константами одновісної магнітної анізотропії β_1 , β_2 і дотикаються між собою вздовж площини uOz . Система, що розглядається, знаходиться у зовнішньому однорідному постійному магнітному полі \mathbf{H}_0 , спрямованому вздовж напрямку легкої осі, паралельної осі z . Якщо припустити, що межа двох однорідних середовищ сформована за рахунок взаємного накладання двох ґраток, які відповідають кожному з контактуючих середовищ, обмінний зв'язок на межі розділу двох різних шарів феромагнетика характеризується параметрами обміну в інтерфейсі A , σ , σ_1 і σ_2 , значення яких зрозуміле з наведеного далі рівняння для густини

енергії w системи двох однорідних магнетиків з неідеальною границею.

Граничні умови у випадку неідеальної границі

Граничні умови визначаємо інтегруванням рівняння руху магнітного моменту по малому околу межі розділу й прирівнювання результату до нуля при зменшенні радіуса області інтегрування до нуля. В такому разі запишемо спочатку вираз для густини енергії w системи двох однорідних магнетиків з неідеальною границею, що має координату $x = 0$, як [16–18]

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

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

дельта-функція Дірака,

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

$w_0(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$ – густина енергії взаємодії двох напівнескінченно довгих феромагнетиків на межі їх розділу (при $x = 0$), яка за формою аналогічна взаємодії двох магнітних підґраток двоіґраткового антиферомагнетика у зовнішньому однорідному постійному магнітному полі:

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

З урахуванням того, що в основному стані магнетик намагнічений уздовж осі Oz , а коливання намагніченості в околі основного стану вважаються малими, і оскільки описуються вони компонентами m_x , m_y , то самі ці компоненти будуть малими величинами, а отже,

$$M_j^2 = M_{jz}^2 + m_{jx}^2 + m_{jy}^2 = M_{j0}^2, \quad (2)$$

$$M_{jz} = \sqrt{M_{j0}^2 - m_{jx}^2 - m_{jy}^2} \approx M_{j0} - \frac{1}{2M_{j0}} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2). \quad (3)$$

Запишемо рівняння Ландау–Ліфшиця, що описує динаміку намагніченості:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial t} = g \cdot \mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_{ej}, \quad j = 1, 2a, \quad (4)$$

де $g = \frac{2\mu_0}{h}$ – гіромагнітне відношення, μ_0 – магнетон Бора, \mathbf{H}_{ej} – ефективне магнітне поле. Отже,

$$\frac{\partial m_{jx}}{\partial t} = g \cdot (m_{jy} H_0 - M_{jz} H_{ejy}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial m_{jy}}{\partial t} = g \cdot (M_{jz} H_{ejx} - m_{jx} H_0). \quad (6)$$

Знайдемо компоненти ефективного магнітного поля:

$$H_{ejx} = -\frac{\partial w}{\partial m_{jx}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial w}{\partial (\partial m_{jx} / \partial x_k)},$$

звідки

$$\begin{aligned} H_{ejx} = & -\theta((-1)^j x) \left(\beta_j m_{jx} + H_0 \frac{m_{jx}}{M_{10}} \right) - \\ & - \delta(x) \left(A \frac{\partial (\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)}{\partial x_{jx}} + \sigma_j m_{jx} - \sigma \frac{\partial (M_{1z} M_{2z})}{\partial x_{jx}} \right) + \\ & + \delta((-1)^j x) \cdot (-1)^j \alpha_j \frac{\partial m_{jx}}{\partial x_k} + \theta((-1)^j x) \alpha_j \frac{\partial^2 m_{jx}}{\partial x_k^2}. \end{aligned}$$

Аналогічно,

$$\begin{aligned} H_{ejy} = & -\frac{\partial w}{\partial m_{jy}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial w}{\partial (\partial m_{jy} / \partial x_k)}, \\ & A\gamma \left(\frac{m_{2x}}{M_{20}} - \frac{m_{1x}}{M_{10}} \right) + \sigma_1 \frac{m_{1x}}{M_{10}} + \\ & + \sigma\gamma \frac{m_{1x}}{M_{10}} + \alpha_1 \frac{m'_{1x}}{M_{10}} = 0, \\ H_{ejy} = & -\theta((-1)^j x) \left(\beta_j m_{jy} + H_0 \frac{m_{jy}}{M_{10}} \right) - \\ & - \delta(x) \left(A \frac{\partial (\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)}{\partial x_{jy}} + \sigma_j m_{jy} - \sigma \frac{\partial (M_{1z} M_{2z})}{\partial x_{jx}} \right) + \\ & + \delta((-1)^j x) \cdot (-1)^j \alpha_j \frac{\partial m_{jy}}{\partial x_k} + \\ & + \theta((-1)^j x) \alpha_j \frac{\partial^2 m_{jy}}{\partial x_k^2}. \end{aligned}$$

При інтегруванні рівнянь руху магнітного моменту по нескінченно малому колу не дорів-

нюватимуть нулю тільки доданки при δ -функції, тому, позначивши $\gamma = \frac{M_{20}}{M_{10}}$, отримаємо на межі розділу

$$A\gamma \left(\frac{m_{2x}}{M_{20}} - \frac{m_{1x}}{M_{10}} \right) + \sigma_1 \frac{m_{1x}}{M_{10}} + \sigma\gamma \frac{m_{1x}}{M_{10}} + \alpha_1 \frac{m'_{1x}}{M_{10}} = 0,$$

$$A\gamma \left(\frac{m_{2y}}{M_{20}} - \frac{m_{1y}}{M_{10}} \right) + \sigma_1 \frac{m_{1y}}{M_{10}} + \sigma\gamma \frac{m_{1y}}{M_{10}} + \alpha_1 \frac{m'_{1y}}{M_{10}} = 0,$$

$$A \left(\frac{m_{1x}}{M_{10}} - \frac{m_{2x}}{M_{20}} \right) + \sigma_2\gamma \frac{m_{2x}}{M_{20}} + \sigma \frac{m_{2x}}{M_{20}} - \alpha_2\gamma \frac{m'_{2x}}{M_{20}} = 0,$$

$$A \left(\frac{m_{1y}}{M_{10}} - \frac{m_{2y}}{M_{20}} \right) + \sigma_2\gamma \frac{m_{2y}}{M_{20}} + \sigma \frac{m_{2y}}{M_{20}} - \alpha_2\gamma \frac{m'_{2y}}{M_{20}} = 0.$$

Згідно з формалізмом спінової густини [19] запишемо m_x та m_y у параметризації спінової густини:

$$m_{jx} = M_{j0} (\chi_j + \chi_j^*),$$

$$m_{jy} = M_{j0} i (\chi_j^* - \chi_j),$$

де $\chi_j(\mathbf{r}, t)$ – функція, яка характеризує малі відхилення компонентів вектора намагніченості [15] в кожному з феромагнітних середовищ ($j = 1, 2$). Після цього отримаємо на границях однорідних частин:

$$\begin{cases} [A\gamma(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1\chi'_1 + (\gamma\sigma + \sigma_1)\chi_1]_{x=0} = 0, \\ [A(\chi_1 - \chi_2) - \gamma\alpha_2\chi'_2 + (\gamma\sigma + \sigma_2)\chi_2]_{x=0} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Ця система рівнянь є узагальненими граничними умовами, які описують складний недосконалий інтерфейс у нашій моделі.

Амплітуда відбиття спінової хвилі мультишарової структури

Для визначення коефіцієнта відбиття СХ від мультишарової структури скористаємося методом розрахунку параметрів розсіювання частинок на напівнескінченному періодичному потенціалі [20]. Тоді амплітуда відбиття СХ від мультишарової структури з N шарів має вигляд

$$R_N = R \frac{1 - \exp(2iq_l N)}{1 - R^2 \exp(2iq_l N)}, \quad (8)$$

де R – амплітуда відбиття СХ від напівнескінченної багатошарової структури,

$$R = \frac{\sqrt{(\rho+1)^2 - \tau^2} - \sqrt{(\rho-1)^2 - \tau^2}}{\sqrt{(\rho+1)^2 - \tau^2} + \sqrt{(\rho-1)^2 - \tau^2}}, \quad (9)$$

а q – блохівський квазіхвильовий вектор, який має вигляд

$$\exp(iql) = \frac{\sqrt{(\tau+1)^2 - \rho^2} + \sqrt{(\tau-1)^2 - \rho^2}}{\sqrt{(\tau+1)^2 - \rho^2} - \sqrt{(\tau-1)^2 - \rho^2}}, \quad (10)$$

причому ρ і τ являють собою, відповідно, комплексні амплітуди відбиття і проходження хвилі для окремого періоду мультишарової структури.

Амплітуда відбиття і проходження спінової хвилі для окремого періоду

Якщо зіставити хвилі, яка падає на окремий період магнетонного кристала, функцію $\chi_1 = e^{ik_1x}$, відбитій хвилі – $\chi_\rho = \rho e^{i\bar{k}_1x}$, а хвилі, що пройшла через окремий період, – $\chi_\tau = \tau e^{ik_1x}$, де \bar{k}_1 і k_1 – хвильові вектори падаючої (пройденної) і відбитої хвиль відповідно, $\bar{k}_1 = -k_1$, і підставити в (7) ці вирази, а також вираз $\chi_2 = C_1 e^{ik_2x} + C_2 e^{-ik_2x}$, який описує хвилю в проміжному шарі для кожної з двох границь окремого періоду, і розв'язати отриману систему. Коефіцієнт відбиття дорівнює відношенню інтенсивності відбитої хвилі до інтенсивності падаючої. Амплітуда падаючої хвилі та її інтенсивність вважаються рівними одиниці; в такому разі $|\rho|^2$ буде дорівнювати не лише інтенсивності відбитої хвилі, а й самому коефіцієнту відбиття при проходженні через окремий період. Аналогічно $|\tau|^2$ буде дорівнювати коефіцієнту проходження. Таким чином, отримуємо вирази для амплітуд відбиття й проходження спінової хвилі:

$$\begin{aligned} \rho = & -(-A^2\gamma(X_+ + e^{2aik_2}\Phi_-) - \\ & -(A - \sigma_1 + ik_1\alpha_1\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (e^{2aik_2}(ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Phi_- - \\ & - (-ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Psi_-)) / \\ & / (A^2\gamma(X_- + e^{2aik_2}\Phi_+) + \\ & + (A - \sigma_1 + ik_1\alpha_1\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (e^{2aik_2}(ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Phi_+ - \\ & - (-ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Psi_-)), \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau = & -4A^2e^{-ibk_1 - ia(k_1 - k_2)}k_1\alpha_1k_2\alpha_2 / \\ & / (A^2\gamma(X_- + e^{2aik_2}\Phi_+) + \\ & + (A - \sigma_1 + ik_1\alpha_1\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (e^{2aik_2}(ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Phi_+ - \\ & - (-ik_2\alpha_2 - A\gamma + \sigma_2 + \sigma\gamma)\Psi_-)), \quad (12) \end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned} X_+ = & A^2\gamma + (A - \sigma_2 + ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (ik_1\alpha_1 - A\gamma + \sigma_1 + \sigma\gamma), \\ X_- = & -A^2\gamma + (A - \sigma_2 + ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (ik_1\alpha_1 + A\gamma - \sigma_1 - \sigma\gamma), \\ \Phi_+ = & A^2\gamma + (A - \sigma_2 - ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (-ik_1\alpha_1 - A\gamma + \sigma_1 + \sigma\gamma), \\ \Phi_- = & -A^2\gamma + (A - \sigma_2 - ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (-ik_1\alpha_1 + A\gamma - \sigma_1 - \sigma\gamma), \\ \Psi_+ = & A^2\gamma + (A - \sigma_2 - ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (-ik_1\alpha_1 - A\gamma + \sigma_1 + \sigma\gamma), \\ \Psi_- = & A^2\gamma + (A - \sigma_2 + ik_2\alpha_2\gamma - \sigma\gamma) \times \\ & \times (-ik_1\alpha_1 + A\gamma - \sigma_1 - \sigma\gamma), \\ k_j = & \sqrt{\frac{\Omega_j - \beta_j - \alpha_j k_\perp^2 - \mathbf{H}_{0j}}{\alpha_j}}, \quad k_\perp = (0, k_y, k_z). \end{aligned}$$

Підставивши отримані значення коефіцієнта відбиття (11) та проходження (12) у (9) і (8), можна отримати амплітуди відбиття СХ для напівнескінченної багатошарової або обмеженої мультишарової структури відповідно.

Результати

Знайшовши аналітичні вирази для коефіцієнта відбиття СХ, можна виразити графічно залежність цих величин від частоти СХ (рис. 1), змінюючи при цьому значення тих чи інших параметрів.

З рис. 1 видно, що при зменшенні параметра інтерфейсного обміну A збільшується амплітуда відбиття СХ як для окремого періоду, так і для напівнескінченної багатошарової структури.

На графіках видно проміжки, що відповідають забороненій зоні або повному проходженню хвилі крізь мультишарову структуру.

Розглянемо, як зміна параметрів σ_1 і σ_2 впливає на залежність інтенсивності відбиття СХ (рис. 2).

З рис. 2 бачимо, що зміна параметрів σ_1 і σ_2 суттєво впливає на коефіцієнт відбиття СХ.

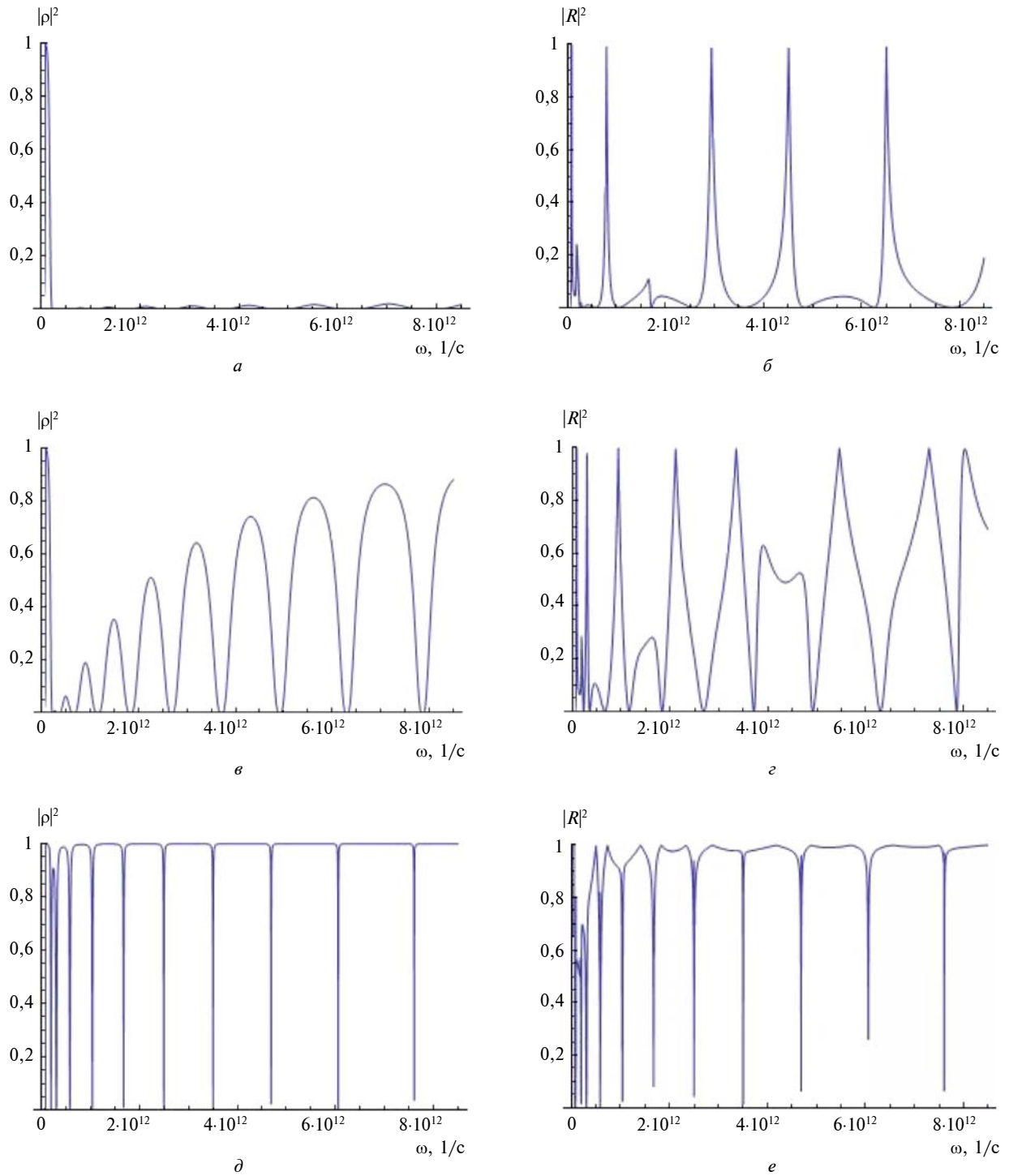


Рис. 1. Залежність інтенсивностей відбиття СХ $|\rho|^2$ і $|R|^2$ від частоти ω за різних значень параметрів інтерфейсного обміну A : $A = 10^{-3}$ см (a , b), $A = 10^{-4}$ см ($в$, $г$), $A = 10^{-5}$ см ($д$, $е$) для $\alpha_1 = 10^{-11}$ см², $\alpha_2 = 2\alpha_1$ см², $\beta_1 = 40$, $\beta_2 = 90$, $a = 2b$, $b = 10^{-6}$ см, $H_0 = 1000$ Е, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс

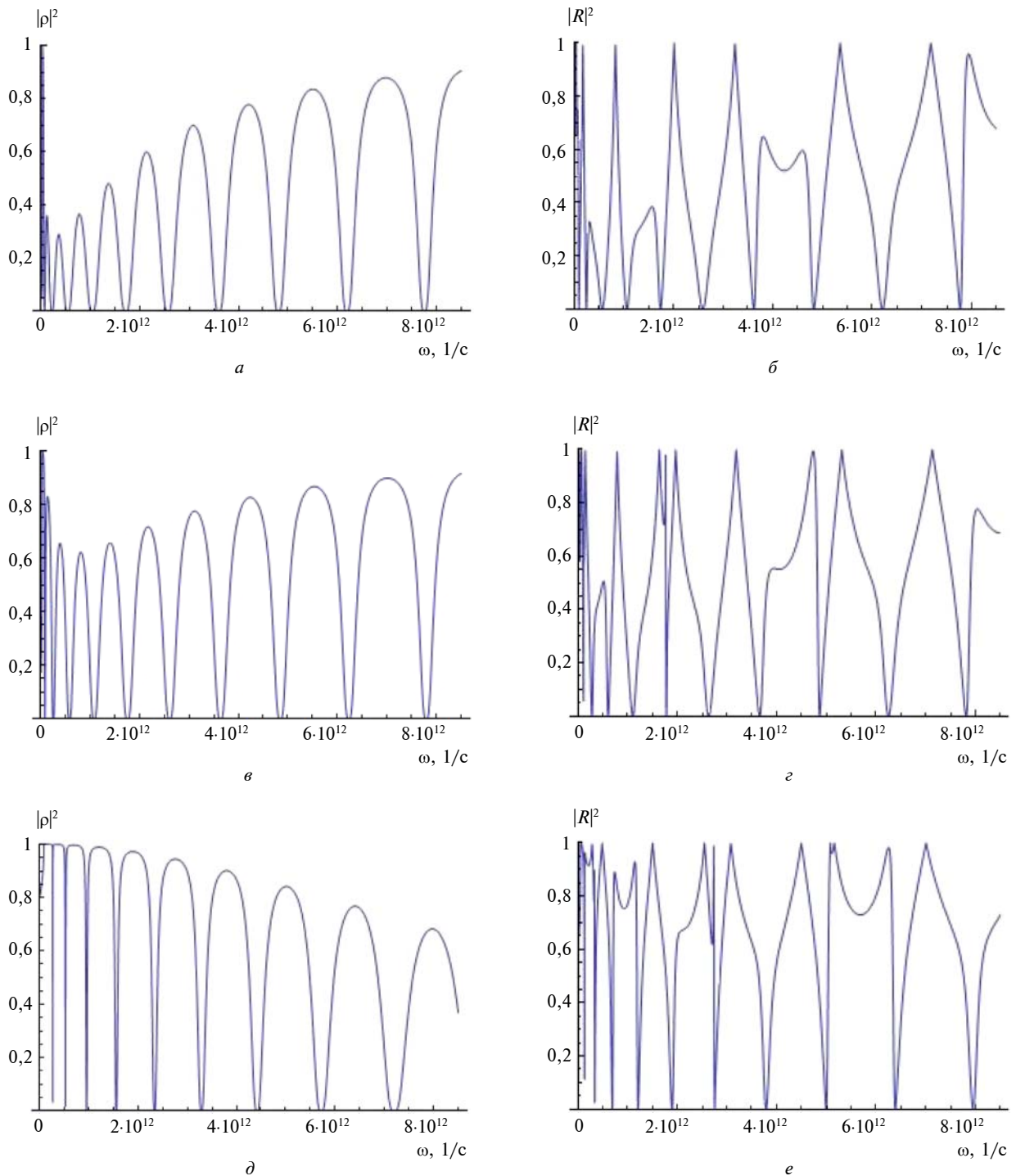


Рис. 2. Залежність інтенсивності відбиття СХ $|\rho|^2$ і $|R|^2$ від частоти ω за різних значень параметрів інтерфейсу $A = \sigma = 10^{-4}$ см: $\sigma_1 = \sigma_2 = 1,1\sigma$ (а, б); $\sigma_1 = \sigma_2 = 1,25\sigma$ (в, г) і $\sigma_1 = \sigma_2 = 1,75\sigma$ (д, е) для $a_1 = 10^{-11}$ см², $a_2 = 2a_1$ см², $\beta_1 = 20$, $\beta_2 = 25$, $a = 2b$ см, $b = 10^{-6}$ см, $H_0 = 1000$ Е, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс

Висновки

У результаті розв'язання задачі про відбиття СХ від одновимірного магнотного кристала були отримані аналітичні вирази для амплітуди відбиття СХ від окремого періоду структури, напівнескінченного мультишарового ферромагнетика та ферромагнетика з обмеженою кількістю періодів. Проаналізовані графічні залежності коефіцієнта відбиття від частоти за різних значень параметрів обмінної взаємодії в інтерфейсах, що характеризують границі, сформовані в результаті взаємопроникнення кристалічних ґраток контактуючих однорідних частин структури.

Показано, що частотні залежності мають періодичний характер, а також точки повного пропускання та зони, що відповідають повному відбиттю. Зменшення значення параметрів обміну

в інтерфейсі (див. рис. 2) призводить до послаблення обміну через інтерфейс і спричиняє зростання коефіцієнта відбиття й, відповідно, збільшення розмірів заборонених зон.

Аналізуючи дані з отриманих графіків, можна стверджувати, що не змінюючи параметрів матеріалу, маємо можливість отримувати необхідні значення інтенсивності коефіцієнта відбиття залежно від частоти в діапазоні від повного пропускання до повного відбиття при незмінному значенні зовнішнього магнітного поля. Враховуючи періодичний характер залежностей, маємо можливість застосування подібної магнітної структури як багатосмугового фільтра СХ. У перспективі планується зробити більш глибокий аналіз впливу зовнішнього магнітного поля на відбивальні характеристики магнотних кристалів з урахуванням складних граничних умов.

Список літератури

1. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications. — New York: Springer, 2009. — 348 p.
2. *Csaba G., Papp A., Porod W.* Spin-wave based realization of optical computing primitives // *J. Appl. Phys.* — 2014. — **115**, № 17. — P. 115–118.
3. *Chumak A.V., Serga A.A., Burkard H.* Magnon transistor for all-magnon data processing [Online]. — Available: <https://www.nature.com/articles/ncomms5700>
4. *Spin wave nonreciprocity for logic device applications* / M. Jamali, J.H. Kwon, S.M. Seo et al. [Online]. — Available: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1311/1311.1881.pdf>
5. *Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides* / V.E. Demidov, M.P. Kostylev, K. Rott et al. [Online]. — Available: <http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.3631756>
6. *Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Kalinikos B.A.* Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — **96**, № 14. — P. 96–98.
7. *The building blocks of magnonics* / B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, B. Müntenberg // *Phys. Reports.* — 2011. — **507**, № 4-5. — P. 108–136.
8. *Magnon dispersion in thin magnetic* / T. Balashov, P. Buczek, L. Sandratskii et al. [Online]. — Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/26/39/394007/pdf>
9. *Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness* / V.V. Kruglyak, O.Y. Gorobets, Y.I. Gorobets, A.N. Kuchko [Online]. — Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/26/40/406001/pdf>
10. *Решетняк С.А.* Преломление поверхностных спиновых волн в пространственно неоднородных ферродиелектриках с двуслойной магнитной анизотропией // *Физика твердого тела.* — 2004. — **46**, № 6. — С. 1031–1037.
11. *Ferrite devices and materials* / J.D. Adam, L.E. Davis, G.F. Dionne // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* — 2002. — **50**, № 3. — P. 721–737.
12. *Kalinikos B.A., Slavin A.N.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // *J. Phys. C: Solid State Phys.* — 1986. — **35**, № 19. — P. 7013–7033.
13. *Perzmaier K., Woltersdorf G., Back C.H.* Observation of the propagation and interference of spin waves in ferromagnetic thin films [Online]. — Available: <https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.77.054425>
14. *Real-time observation of Snell's law for spin waves in thin ferromagnetic films* / K. Tanabe, R. Matsumoto, J.I. Ohe et al. [Online]. — Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.7567/APEX.7.053001/pdf>
15. *Решетняк С.О., Андрієвська О.М.* Поведінка поверхневих спинових хвиль при відбитті від одновісного мультишарового ферромагнетика // *Наукові вісті НТУУ “КПІ”.* — 2014. — № 4. — С. 56–61.
16. *Горобець Ю.И., Решетняк С.А.* Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики // *ЖТФ.* — 1998. — **68**, № 2. — С. 60–63.
17. *Gorobets Yu.I., Gorobets O.Yu., Khomenko T.A.* Formation of nonlinear magnetization oscillations by spin waves transmission through the boundary of two uniaxial ferromagnets // *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* — 2010. — **15**, № 12. — P. 4198–4201.

18. *Pereira J.M., Costa Filho R.N.* Dipole-exchange spin waves in Fibonacci magnetic multilayers // *Phys. Lett. A.* – 2005. – **344**, № 1. – P. 71–76.
19. *Барьяхтар В.Г., Горобець Ю.И.* Цилиндрические магнитные домены и их решетки. – К.: Наук. думка, 1988. – 168 с.
20. *Игнатович В.К.* Этюд об одномерном периодическом потенциале // *Успехи физ. наук.* – 1986. – **150**, № 1. – С. 145–158.

References

- [1] D.D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves: Theory and Applications*. New York: Springer, 2009.
- [2] G. Csaba *et al.*, “Spin-wave based realization of optical computing primitives”, *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 17, pp. 115–118, 2014. doi: 10.1063/1.4868921
- [3] A.V. Chumak *et al.* (2014, Aug. 21). *Magnon transistor for all-magnon data processing* [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/ncomms5700>. doi: 10.1038/ncomms5700
- [4] M. Jamali *et al.* (2013, Nov. 7). *Spin wave nonreciprocity for logic device applications* [Online]. Available: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1311/1311.1881.pdf>. doi: 10.1038/srep03160
- [5] V.E. Demidov *et al.* (2011). *Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides* [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.3631756>. doi: 10.1063/1.3631756
- [6] A.B. Ustinov *et al.*, “Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 14, pp. 96–98, 2010.
- [7] B. Lenk *et al.*, “The building blocks of magnonics”, *Phys. Rep.*, vol. 507, no. 4–5, pp. 107–136, 2011. doi: 10.1016/j.physrep.2011.06.003
- [8] T. Balashov *et al.* (2014, Sept. 12). *Magnon dispersion in thin magnetic films* [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/26/39/394007/pdf>. doi: 10.1088/0953-8984/26/39/394007
- [9] V.V. Kruglyak *et al.* (2014, Oct. 8), *Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness* [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/26/40/406001/pdf>. doi: 10.1088/0953-8984/26/40/406001
- [10] S.A. Reshetnyak, “Refraction of spin wave surface in spatially inhomogeneous ferroelectrics with biaxial magnetic anisotropy”, *Fizika Tverdogo Tela*, vol. 46, no. 6, pp. 1061–1067, 2004 (in Russian).
- [11] J.D. Adam *et al.*, “Ferrite devices and materials”, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, no. 3, pp. 721–737, 2002. doi: 10.1109/22.989957
- [12] B.A. Kalinikov and A.N. Slavin, “Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions”, *J. Phys. C*, vol. 35, no. 19, pp. 7013–7033, 1986.
- [13] K. Perzlmaier *et al.* (2008, Feb. 20). *Observation of the propagation and interference of spin waves in ferromagnetic thin films* [Online]. Available: <https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.77.054425>. doi: 10.1103/PhysRevB.77.054425
- [14] K. Tanabe *et al.* (2014, Apr. 9). *Real-time observation of Snell’s law for spin waves in thin ferromagnetic films* [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.7567/APEX.7.053001/pdf>. doi: 10.7567/APEX.7.053001
- [15] S.O. Reshetnyak and O.M. Andriyevska, “Behavior of surface spin waves at reflection from uniaxial multilayer ferromagnet”, *Naukovi Visti NTUU KPI*, no. 4, pp. 56–61, 2014.
- [16] O.Yu. Gorobets and S.A. Reshetnyak, “Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the approximation of geometric optics”, *Zhurnal Technicheskoy Fiziki*, vol. 68, no. 2, pp. 60–63, 1998 (in Russian).
- [17] Yu.I. Gorobets *et al.*, “Formation of nonlinear magnetization oscillations by spin waves transmission through the boundary of two uniaxial ferromagnets”, *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, vol. 15, no. 12, pp. 4198–4201, 2010. doi: 10.1016/j.cnsns.2010.01.045
- [18] J.M. Pereira and R.N. Costa Filho, “Dipole-exchange spin waves in Fibonacci magnetic multilayers”, *Phys. Lett. A*, vol. 344, no. 1, pp. 71–76, 2005. doi: 10.1016/j.physleta.2005.06.042
- [19] V.G. Bar’yakhtar and Yu.I. Gorobets, *Bubble Domains and their Lattices*. Kyiv, Ukraine: Naukova Dumka, 1988 (in Russian).
- [20] V.K. Ignatovich, “Sketch about one-dimensional periodic potential”, *Uspehi Fizicheskikh Nauk*, vol. 150, pp. 880–887, 1986 (in Russian).

С.О. Решетняк, А.В. Лисак

ЧАСТОТНІ ЗАЛЕЖНОСТІ КОЕФІЦІЄНТА ВІДБИТТЯ ОБМІННИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ВІД ОДНОВИМІРНОГО МАГНОННОГО КРИСТАЛА ЗІ СКЛАДНИМИ ІНТЕРФЕЙСАМИ

Проблематика. Робота присвячена теоретичному дослідженню поведінки спінових хвиль при проходженні через мультишаровий ферромагнетик зі складними інтерфейсами.

Мета дослідження. Метою роботи є розрахунок коефіцієнта відбиття від мультишарового ферромагнетика зі складними інтерфейсами як функції частоти спінової хвилі при змінному параметрі матеріалу і незмінному значенні зовнішнього магнітного поля. Формалізм геометричної оптики дає змогу описати процес заломлення спінових хвиль і коефіцієнта відбиття, а також контролювати керувати цим процесом за рахунок зміни частоти спінової хвилі при заданих параметрах середовища.

Методика реалізації. Для знаходження коефіцієнта відбиття від мультишарового ферромагнетика було використано математичний апарат геометричної оптики. При описі динаміки вектора намагніченості було застосовано формалізм параметра порядку спінової густини, що також дало змогу скористатись методами квантової механіки для розрахунку коефіцієнта відбиття від напівнескінченної багат шарової структури.

Результати дослідження. Знайдено коефіцієнт відбиття спінових хвиль від напівнескінченної багат шарової структури ферромагнетиків зі складними інтерфейсами. Отримано графіки залежностей коефіцієнта відбиття від частоти спінових хвиль за різних параметрів неоднорідності магнітної анізотропії і незмінного значення зовнішнього магнітного поля.

Висновки. Показано, що частотні залежності мають періодичний характер, точки повного пропускання та зони, що відповідають повному відбиттю. Зменшення значення параметрів обміну в інтерфейсі спричиняє зростання коефіцієнта відбиття. Змінюючи параметри матеріалу, отримуємо необхідні значення інтенсивності коефіцієнта відбиття залежно від частоти при незмінному значенні зовнішнього магнітного поля.

Ключові слова: спінові хвилі; мультишаровий ферромагнетик; коефіцієнт відбиття; складний інтерфейс; вектор намагніченості.

С.А. Решетняк, А.В. Лысак

ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН ОТ ОДНОМЕРНОГО МАГНОННОГО КРИСТАЛЛА СО СЛОЖНЫМИ ИНТЕРФЕЙСАМИ

Проблематика. Работа посвящена теоретическому исследованию поведения спиновых волн при прохождении через мультишаровый ферромагнетик со сложными интерфейсами.

Цель исследования. Целью работы является расчет коэффициента отражения от мультишарового ферромагнетика со сложными интерфейсами как функции частоты спиновой волны при изменении параметра материала и неизменном значении внешнего магнитного поля. Формализм геометрической оптики позволяет описать процесс преломления спиновых волн и коэффициента отражения, а также контролируемо управлять этим процессом за счет изменения частоты спиновой волны при заданных параметрах среды.

Методика реализации. Для нахождения коэффициента отражения от мультишарового ферромагнетика был использован математический аппарат геометрической оптики. При описании динамики вектора намагнитченности был применен формализм параметра порядка спиновой плотности, что также дало возможность воспользоваться методами квантовой механики для расчета коэффициента отражения от полубесконечной многослойной структуры.

Результаты исследования. Найден коэффициент отражения спиновых волн от полубесконечной многослойной структуры ферромагнетиков со сложными интерфейсами. Получены графики зависимостей коэффициента отражения от частоты спиновых волн при различных параметрах неоднородности магнитной анизотропии и неизменном значении внешнего магнитного поля.

Выводы. Показано, что частотные зависимости имеют периодический характер, точки полного пропускания и зоны, соответствующие полному отражению. Уменьшение значения параметров обмена в интерфейсе приводит к росту коэффициента отражения. Изменяя параметры материала, получаем необходимые значения коэффициента интенсивности отражения в зависимости от частоты при неизменном значении внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: спиновые волны; мультишаровый ферромагнетик; коэффициент отражения; сложный интерфейс; вектор намагнитченности.

Рекомендована Радою
фізико-математичного факультету
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Надійшла до редакції
23 червня 2017 року