

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ  
ДОНЕЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

Решетняк Сергій Олександрович

РОЗСПІВАННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ НА  
НЕОДНОРІДНОСТЯХ МАГНІТНИХ ПАРАМЕТРІВ  
В НАВЛИЖЕННІ СУЦІЛЬНОГО СЕРЕДОВИЩА В  
ФЕРОМАГНЕТИКАХ

01.04.02 - теоретична фізика

АВТОРЕФЕРАТ  
дисертації на одержання вченого ступеня кандидата  
фізико-математичних наук

Донецьк-1996

30.1  
4636, 248  
Роботу виконано в Національному технічному університеті  
України "Київський ЛНУ України ім.В.Стефаника"



00757291 (V)

Дисертація є рукописом

Наукові керівники

д. ф.-м. н., професор  
Ю.І. Горобець,  
к. ф.-м. н., ст. н. с.  
А.М. Кучко

Офіційні опоненти

д. ф.-м. н.  
В.А. Заблоцький,  
д. ф.-м. н.  
В.С. Герасімчук

Провідна організація

Донецький фізико-  
технічний інститут  
ім. О.О. Галкіна  
НАН України

Захист відбудеться "25" грудня 1996 року о 15 годині на засіданні спеціалізованої ради К 06.06.03. при Донецькому державному університеті (340055, Донецьк, вул. Університетська, 24, ДонДУ, корпус № 4, ауд 322).

З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці ДонДУ.

Автореферат розіслано "22" листопада 1996 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої ради, К. 06.06.03.  
кандидат фіз.-мат. наук

О.Є. Зюбанов

## **Загальна характеристика роботи**

**Актуальність теми.** Значний прогрес в галузі отримання магнітних матеріалів с заданими параметрами дозволил добитися суттєвого розширення можливостей виробництва магнетиків на якісно новому рівні. Зокрема, з'явилась можливість створювати структури з контролем розмірів аж до нанометрів. В зв'язку з цим, особливу увагу притягнули до себе магнетики з неоднорідним розподілом магнітних параметрів. Як виявилось, вони мають багато унікальних властивостей, не спостерігаємих в традиційних матеріалах, що обумовлює можливість їх широкого використання в мікроелектроніці, а також викликає необхідність серйозного поглиблення фундаментальних досліджень в цьому напрямку.

Останні дослідження в галузях науки і техніки, пов'язаних з розробкою та впровадженням високотехнологічних приладів та пристроїв, дія яких базується на специфічних особливостях магнітних матеріалів, значно розширили спектр питань та потреб, виникаючих як у розробників і виготувачів подібного роду продукції, так і у наукових робітників, маючих справу з фундаментальними дослідженнями в галузі фізики магнітних явищ.

В цьому зв'язку, проблеми розповсюдження спінових хвиль в неоднорідних магнітних структурах грають далеко не останню роль. Справа в тому, що малість довжин спінових хвиль дозволяє досягнути істотного зменшення розмірів пристроїв магнітної мікроелектроніки, що дає можливість якісно підвищити щільність запису інформації на магнітних носіях, і, крім того, значно підвищити швидкість обміну даними між окремими конструктивними елементами. Саме ці проблеми й знаходяться зараз в ряді найгостріших, і, зокрема, світовий рівень розвитку галузей промисловості, пов'язаних з розробкою електронно-обчислювальної апаратури, визначається саме межами досягнутих в цьому напрямку можливостей. Через це задачі, що представлені в цій дисертації, націлені на використання деяких феромагнітних структур, маючих задані склад і конфігурацію, в конкретних пристроях магнітоелектроніки, дія яких базується на законах розповсюдження спінових хвиль.

**Мета дослідження.** Головною метою дисертаційної роботи є дослідження процесів розповсюдження хвиль намагніченості в

Дир. ім. В. Сіва  
АН України

ферромагнітних матеріалах з неоднорідним розподілом магнітних параметрів.

Слід зауважити, що основна увага надається питанням розповсюдження обмінних спінових хвиль, проте в п'ятій главі розглядаються також деякі проблеми, що пов'язані з магнітозвуковими хвилями.

Мета дисертаційної роботи має наміром рішення таких задач:

1. Розрахування коефіцієнта відбиття спінових хвиль від напівнескінченої мультишарової структури з модульованими параметрами обмінної взаємодії та одновісної анізотропії та дослідження його залежності від частоти хвилі та зовнішнього однорідного постійного магнітного поля.

2. Розрахування амплітуди розсіяння спінових хвиль на гвинтовій дислокації.

3. Побудова наближення геометричної оптики для спінових хвиль, що дає можливість створення спінхвильових аналогів оптичних приладів.

4. Побудова наближення геометричної оптики для магнітозвукових хвиль.

#### Основні наукові положення, що вносяться на затист.

1. Відбиття спінових хвиль від мультишарового ферромагнетика з модульованими параметрами обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії.

2. Розсіяння спінових хвиль на гвинтовій дислокації.

3. Наближення геометричної оптики для спінових та магнітозвукових хвиль.

#### Наукова новізна дисертаційної роботи.

Новізна отриманих в роботі результатів полягає в наступному.

- Розраховано амплітуду відбиття спінових хвиль від напівнескінченої мультишарової ферромагнітної структури що складено з чергуючихся шарів з різними значеннями констант обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії.

- Розраховано амплітуду розсіювання спінових хвиль на неоднорідностях намагніченості, пов'язаних з наявністю відокремленої гвинтової дислокації.

- Введено наближення геометричної оптики для спінових хвиль.

- Виявлено ефект двопроміnezаломлення спінових хвиль.

- Введено наближення геометричної оптики для магнітозвукових хвиль.

**Достовірність результатів**, отриманих в дисертації, забезпечується використанням апробованих методів теоретичної та математичної фізики. Вони також не суперечать даним, що отримані іншими науковцями, працюючими в цієї галузі, і базуються на результатах, що були опубліковані та неодноразово обговорені в науковій літературі.

#### **Наукова та практична цінність роботи.**

Виконані в дисертаційній роботі дослідження дозволили поглибити і розширити уявлення, а також дати додаткову інформацію про деякі фізичні властивості феромагнітних матеріалів з неоднорідною структурою. Зокрема, це торкається процесів розсіяння в мультишарових матеріалах і структурах з дефектами. Ряд нових ефектів може бути виявлено в зв'язку з введенням наближення геометричної оптики для спінових та магнітозвукових хвиль. Надані обмеження, при яких можна використовувати результати розглянутих задач, дають можливість реалізувати на практиці структури, що дозволяють проспостерігати виявлені ефекти та закономірності. Отримані результати служитиме базою та стимулом для подальших теоретичних та експериментальних досліджень у фізиці магнітних явищ що мають місце в матеріалах з неоднорідностями магнітних параметрів.

Майже всі результати роботи можуть бути використані для розробки та виготовлення приладів спінхвильової мікроелектроніки - різного роду фільтрів електромагнітних хвиль, а також спінхвильових аналогів оптичних приладів.

**Апробація роботи.** Основні положення дисертаційної роботи докладались та обговорювались на Вузівській науковій конференції професорсько-викладацького складу (Донецьк, 1993), Міжнародній конференції з магнетизму ICM'94 (Варшава, 1994), Науковій конференції професорсько-викладацького складу Донецького державного університету (Донецьк, 1995), XV Міжнародній школі-семінарі "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 1996) та VII Міжнародній конференції по феритам ICF'7 (Бордо, 1996).

**Публікації.** Основні положення дисертації надруковано у 9 роботах, список яких наведено у кінці автореферату.

**Структура і об'єм роботи.** Дисертація складається із вступу, п'яти глав, висновків та списку використаної літератури.

Роботу викладено на 136 сторінках. Вона має 21 малюнок. Список літератури складається із 130 найменувань.

Особисто Решетняком С.О.

- було проаналізовано літературні дані, щодо вивчаємої проблематики;

- прийнято участь у розробці методів виконання задач дослідження;

- прийнято участь у розрахунках усіх отриманих результатів та їх аналізі, представлено графічна інтерпретація основних залежностей.

**Основний зміст роботи**

Перша глава дисертації присвячена літературному огляду основних положень теорії феромагнетизму, що будуть використані при проведенні подальших розрахунків, - включаючи гіпотезу Вейса про природу феромагнетизму, а також характеристики основних видів взаємодій в феромагнетиках - енергію обмінної взаємодії, енергію магнітної анізотропії, енергію магнітостатичної взаємодії. Крім того, приводиться рівняння руху магнітного моменту, а також виведення рівняння Ландау-Ліфшиця в рамках формалізму параметра порядку спінової густини.

У другій главі розраховано коефіцієнт відбиття спінових хвиль від напівнескінченного мультишарового феромагнетика, що складено з контактуючих вздовж площини уз нескінченного однорідного магнетика з параметрами обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії  $\alpha_1$  та  $\beta_1$  відповідно і нескінченного мультишарового магнетика з чергуючимися вздовж осі  $Ox$  шарами з параметрами  $\alpha_1$  та  $\beta_1$  (товщина шару  $a$ ) та  $\alpha_2$ ,  $\beta_2$  (товщина шару  $b$ ). Таким чином, період мультишарової частини складає  $d = a + b$ . Легкі осі обох магнетиків паралельні осі  $Oz$  та зовнішньому однорідному магнітному полю  $H_0$ . Намагніченість насичення  $M_0$  є постійною для усієї структури.

Дотримуючись [1], представимо розподіл намагніченості в матеріалі як

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M_0 \Psi^+(\vec{r}, t) \vec{\sigma} \Psi(\vec{r}, t),$$

де  $\Psi$  є квазікласичними хвильовими функціями, граючими роль параметра порядку спінової густини,  $\vec{r}$  - радіус-вектор декартової системи координат,  $t$  - час,  $\vec{\sigma}$  - матриці Паулі.

Рівняння Лагранжа для  $\Psi$  мають такий вигляд: -

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \vec{H}_e(\vec{r}, t) \vec{\sigma} \Psi(\vec{r}, t), \quad (1)$$

де  $\mu_0$  - магнетон Бора,  $\vec{H}_e$  - ефективне магнітне поле [2]:

$$\vec{H}_e(\vec{r}, t) = [\alpha \Delta - \beta(x)] \vec{M}(\vec{r}, t) + \vec{n} [\beta(x) M_0 + H_0].$$

Тут  $\vec{n}$  - одиничний вектор, спрямований вздовж осі легкого намагнічення.

Будемо шукати рішення (1) в такому вигляді [2]:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \begin{pmatrix} 1 \\ \chi(\vec{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

де верхній елемент спінора описує основний стан, а нижній - малі відхилення магнітного моменту від основного стану. Тоді рівняння для Фур'є-образу функції  $\chi(\vec{r}, t)$  за часом та координатами  $y, z$  є таким:

$$\alpha \frac{\partial^2 \chi_{\omega, \vec{k}}(x)}{\partial x^2} - [\beta(x) + \alpha k^2 - \Omega + \vec{H}_0] \chi_{\omega, \vec{k}}(x) = 0. \quad (3)$$

Тут  $\Omega = \omega \hbar / 2\mu_0 M_0$ ,  $\vec{k} = (0, k_y, k_z)$  - хвильовий вектор в площині шару,  $\omega$  - частота.

Користуючись методом рекурентних співвідношень [3] та межовими умовами, що є наслідком виду рівняння (3):

$$\chi_{\omega, \vec{k}}(x_0 - 0) = \chi_{\omega, \vec{k}}(x_0 + 0),$$

$$\alpha(x_0 - 0) \frac{\partial \chi_{\omega, \vec{k}}}{\partial x}(x_0 - 0) = \alpha(x_0 + 0) \frac{\partial \chi_{\omega, \vec{k}}}{\partial x}(x_0 + 0),$$

отримано така форма комплексної амплітуди відбиття для спінової хвилі, що падає на межу однорідного та мультишарового магнетиків з боку однорідної частини:

$$R = \frac{\sqrt{A_- B_-} - \sqrt{A_+ B_+}}{\sqrt{A_- B_-} + \sqrt{A_+ B_+}}.$$

Тут

$$A_{\pm} = \left[ (\alpha_2^2 \gamma_2^2 - \alpha_1^2 \gamma_1^2) \exp(i\gamma_1 b) \pm (\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2) \right] \sin(\gamma_2 a) \pm \\ \pm i\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 [2 \cos(\gamma_2 a) + \exp(i\gamma_1 b)],$$

$$B_{\pm} = \left[ (\alpha_2^2 \gamma_2^2 - \alpha_1^2 \gamma_1^2) \exp(i\gamma_1 b) \pm (\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2) \right] \sin(\gamma_2 a) \pm \\ \pm i\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 [2 \cos(\gamma_2 a) - \exp(i\gamma_1 b)],$$

$$\gamma_i = \sqrt{(\Omega - \beta_i - \alpha_i k^2 - \tilde{H}_0) / \alpha_i}, \quad i = 1, 2.$$

На мал. 1, 2 зображено залежність коефіцієнта відбиття, рівного  $|R|$ , від частоти спінової хвилі та зовнішнього магнітного поля для характерних параметрів матеріалу. Наявність на графіках ділянок з  $|R| = 1$  відповідає забороненим зонам у спектрі матеріалу [2] і пояснюється брегговським відбиттям. Крім того, існують точки повного проходження на частотах, відповідаючих безвідбиттевому проходженню крізь окремий період. Мал. 2 відображає істотну залежність коефіцієнту відбиття від зовнішнього магнітного поля, що надає можливість керування інтенсивністю відбитої хвилі в широких межах без зміни параметрів матеріалу.

У третій главі розглядається розсіяння спінових хвиль на гвинтовій дислокації в діелектричному легковісному магнетиті. Вісь дислокації паралельна осі легкого намагнічення, зовнішньому постійному однорідному магнітному полю та вісю Oz системи координат. Представимо намагніченість як

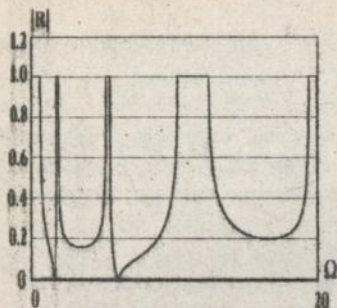
$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r}, t) / M_s = \Psi^+(\vec{r}, t) \vec{e} \Psi(\vec{r}, t),$$

де  $M_s$  - намагніченість насичення матеріалу. Згідно з [4], густина енергії в такому магнетиті має вигляд:

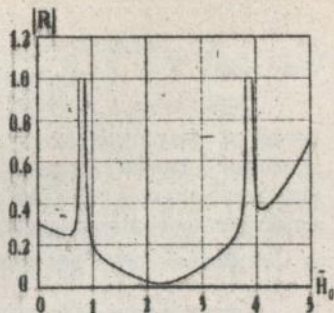
$$w(\vec{m}) = \frac{\alpha}{2} \frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_j}{\partial x_i} - \frac{\beta}{2} m_z^2 - h m_z + \gamma_{ij} m_i m_j, \quad i, j = x, y, z.$$

Тут  $\alpha, \beta, \gamma$  - постійні обмінної взаємодії, одновісної анізотропії та магнітострикції відповідно,  $\zeta_{ij}$  - компоненти тензора дислокаційних деформацій,  $h = H / M_s$ , де  $H$  - зовнішнє магнітне поле. В вибраній системі координат будуть відрізнятися від нуля тільки такі компоненти тензора  $\zeta_{ij}$  [5]:

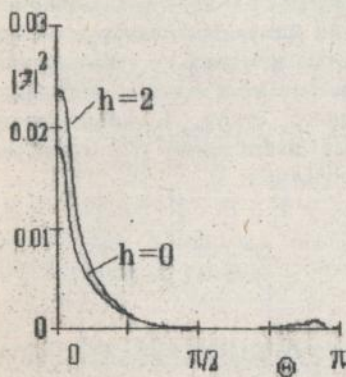
$$\zeta_{xx} = \zeta_{zz} = \frac{b \sin \varphi}{2\pi \rho}, \quad \zeta_{yz} = \zeta_{zy} = -\frac{b \cos \varphi}{2\pi \rho},$$



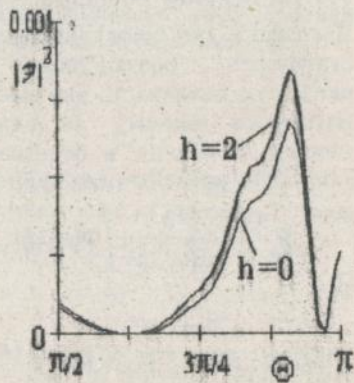
Мал. 1. Залежність модулю коефіцієнту відбиття від частоти при  $a_2/a_1 = 2$ ,  $b_2/b_1 = 3$ ,  $a = 2.5\sqrt{\alpha/\beta}$ ,  $b = 1.5\sqrt{\alpha/\beta}$ .



Мал. 2. Залежність модулю коефіцієнту відбиття від величини зовнішнього магнітного поля при  $\Omega = 8$ .



а)



б)

Мал. 3. Залежність модулю амплітуди розсіяння від кута для різних значень зовнішнього магнітного поля і  $k = 3$

а) Загальний вигляд;

б) Ділянка поблизу піків.

де  $\rho$  і  $\phi$  - полярні координата та кут циліндричної системи координат,  $b$  - константа Бюргерса.

Перейдемо в систему одиниць, в якій  $\mu_0 M_s / \hbar = 1$  і будемо вважати намагніченість насичення в структурі незмінною. Зробимо також перехід до функцій, які є канонічно спряженою парою і крім того малі при малих відхиленнях намагніченості від основного стану:

$$g = \left[ 1 - i(\Psi_-^* \Psi_- - \Psi_+^* \Psi_+) \right] \Psi_+ / 2\Psi_-, \quad f = \left[ i - 4 \left( 1 - i(\Psi_-^* \Psi_- - \Psi_+^* \Psi_+) \right) \right] \Psi_+ / \Psi_-.$$

Таким чином, можна побудувати такі рівняння руху:

$$\dot{g} = \delta w(g, f) / \delta f, \quad \dot{f} = -\delta w(g, f) / \delta g,$$

котрі з урахуванням співвідношення для малих  $g, f$ :

$$f + g/2 = ig^* + igg^{*2} + o(|g|^3),$$

приймають такий вигляд в

обезрозміреному варіанті ( $\tilde{\beta} = \beta + \hbar$ ,  $\delta = \sqrt{\alpha/\tilde{\beta}}$ ,  $\tilde{\hbar} = \hbar/\beta$ , а просторові координати вимірюються в одиницях  $\delta$ ):

$$-\frac{i}{2\tilde{\beta}} \dot{g} = (\Delta - 1)g + 2\tilde{V}(g^2 \tilde{V}g^*) + \frac{2}{1+\tilde{\hbar}} g^2 g^* + i \frac{\epsilon}{\rho} [6gg^* e^{-i\phi} - 2g^2 e^{i\phi} - e^{-i\phi}],$$

тут  $\epsilon = \gamma b \delta / 2\pi a$  є малим параметром для багатьох матеріалів.

Вважаючи, що поширення спінових хвиль відбувається на фоні статичного розташування намагніченості, обумовленого наявністю дислокації, яка сама вносить малі статичні відхилення магнітного моменту до однорідного стану, і, користуючись теорією розсіяння в борновському наближенні [6], отримуємо таку формулу для амплітуди розсіювання:

$$\mathcal{F} = -\frac{\gamma^2 b^2}{\pi \alpha \tilde{\beta} \sqrt{2\pi k}} \int_0^\infty \Phi(\rho) \rho d\rho.$$

Тут

$$\begin{aligned} \Phi(\rho) = & \left\{ \left( \frac{4}{\rho^2} - \frac{3+5\tilde{\hbar}}{1+\tilde{\hbar}} \right) F^2(\rho) - \left( 7K_1(\rho) + \frac{4}{\rho} K_0(\rho) \right) \mathbb{F}(\rho) + 2K_0^2(\rho) \right\} \cdot J_0(\rho a) + \\ & + \left\{ \left( k^2 - \frac{3}{\rho^2} + \frac{2+3\tilde{\hbar}}{1+\tilde{\hbar}} \right) F^2(\rho) + \left( 3K_1(\rho) + \frac{2}{\rho} K_0(\rho) \right) \mathbb{F}(\rho) \right\} \cdot J_2(\rho b) - \\ & - \mathbb{F}(\rho) \left[ K_0(\rho) - \frac{1}{\rho} \mathbb{F}(\rho) \right] \cdot \{ aJ_1(\rho a) + bJ_1(\rho b) \}, \end{aligned}$$

де  $\mathbb{F}(\rho) = 1/\rho - K_1(\rho)$ ,  $a = 2k \sin(\Theta/2)$ ,  $b = 2k \cos(\Theta/2)$ ,  $J_l$  - функція

Бесселя першого роду,  $K_1$  - функція Макдональда,  $\Theta$  - кут розсіяння спінових хвиль,  $k$  - хвильове число.

На мал. 3 відображено залежність перерізу розсіяння від кута розсіяння при різних значеннях зовнішнього магнітного поля для характерних параметрів матеріалу. Крива має чітку резонансну форму і може бути використано для створення неоднорідного розподілу інтенсивності спінових хвиль по різних напрямках, а також для знайдення параметрів дислокацій згідно з поведінкою спінових хвиль.

Четверта глава присвячена побудові наближення геометричної оптики для спінових хвиль.

В першому розділі дається огляд основних положень геометричної оптики та короткий історичний огляд.

В другому розділі вводиться наближення геометричної оптики для спінових хвиль, що поширюються в феромагнетиках з кусково-неперервно змінюючимися параметрами обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії з легкою вісью, паралельною зовнішньому однорідному постійному магнітному полю та осі Oz. Як і раніше,  $M^2(\vec{r}, t) = const$ , і розповсюдження спінової хвилі є малим збуренням до основного стану. Рівняння динаміки намагніченості (1) з урахуванням (2) має вигляд:

$$\alpha(\vec{r})\Delta\chi(\vec{r}) - (\beta(\vec{r}) + \tilde{H}_0 - \Omega)\chi(\vec{r}) = 0, \quad (4)$$

де  $\tilde{H}_0 = H_0/M_0$ ,  $\Omega = \omega\hbar/2\mu_0 M_0$ .

Представляючи в (4) згідно з методом ВКБ [7]  $\chi = \mathcal{A} \cdot \exp[ik_0 s(\vec{r})]$ , де  $\mathcal{A}$  - амплітуда  $k_0$  - хвильове число, відповідаюче хвилі, що розповсюджується на нескінченості з боку падіння, за умовою

$$\lambda \ll a \quad (5)$$

де  $\lambda$  - довжина спінової хвилі, отримуємо з (4) рівняння зйконалу:

$$(\nabla_s(\vec{r}))^2 = n^2(\vec{r}). \quad (6)$$

Оскільки  $n^2(\vec{r}) = k^2(\vec{r})/k_0^2$ , де  $k^2(\vec{r}) = (\Omega - \beta(\vec{r}) - \tilde{H}_0)/\alpha(\vec{r})$ ,  $k_0^2 = (\Omega - \beta_0 - \tilde{H}_0)/\alpha_0$  - квадрати хвильових векторів, характеризуючих напрямок поширення хвилі, то, як і в оптиці

[8], будемо вважати, що права частина рівняння (6) є квадратом показника заломлення, тобто

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{k_0} \sqrt{(\Omega - \beta(\vec{r}) - \tilde{H}_0) / \alpha(\vec{r})}, \quad (7)$$

Нерівність (5) є умовою переходу до геометричної оптики спінових хвиль.

Із рівняння (6) виходить, що  $|\nabla s(\vec{r})| = ds(\vec{r})/d\tau = n(\vec{r})$ , де  $d\tau = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$  - елемент траєкторії променя. Тому функцію  $s$  можна знайти як криволінійний інтеграл вздовж траєкторії променя:

$$s = \int_A^B n d\tau. \quad (8)$$

Мінімізуючи (8) за допомогою принципу Ферма, отримуємо рівняння траєкторії променя [9]:

$$\frac{d}{d\tau} \left( n \frac{d\vec{r}}{d\tau} \right) = \nabla n.$$

На межі двох однорідних магнетиків з параметрами  $\alpha_1, \beta_1$  та  $\alpha_2, \beta_2$  відповідно, що контактують вздовж площини  $yz$ , заломлення променя підлягає закону:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{k_2}{k_0} = \frac{\alpha_1 \cdot \Omega - \beta_2 - \tilde{H}_0}{\alpha_2 \cdot \Omega - \beta_1 - \tilde{H}_0} = n, \quad (9)$$

де  $\theta_1$  - кут падіння,  $\theta_2$  - кут заломлення.

Введення наближення геометричної оптики для спінових хвиль надає можливість створювання спінхвильових аналогів оптичних приладів типа лінз, дзеркал різноманітної конфігурації і т. п., роль яких будуть виконувати неоднорідні вкраплення в однорідний матеріал, що згідно з (5) мають розмір

$$a \gg 2\pi \sqrt{\alpha / (\Omega - \beta - \tilde{H}_0)}. \quad (10)$$

Оцінемо умови, яким повинні задовольняти такі неоднорідності, щоб забезпечити необхідну прозорість або непрозорість вкраплень для використання їх як лінз або дзеркал.

Зіставляючи падаючій на межу хвилі функцію  $\chi_i = \exp(i\vec{k}_0 \vec{r})$ , відбитій хвилі -  $\chi_r = R \exp(i\vec{k}_1 \vec{r})$ , хвилі, що пройшла -  $\chi_d = D \exp(i\vec{k}_2 \vec{r})$ , де  $R$  - комплексний коефіцієнт

відбиття спінової хвилі від межі розділу,  $D$  - коефіцієнт проходження,  $\vec{k}_0$ ,  $\vec{k}_1$  - хвильові вектори падаючої та відбитої хвиль відповідно,  $\vec{k}_2$  - хвильовий вектор хвилі що пройшла, і користуючись межовими умовами

$$\chi(-0, y, z, t) = \chi(+0, y, z, t),$$

$$\alpha_1 \frac{\partial \chi}{\partial x}(-0, y, z, t) = \alpha_2 \frac{\partial \chi}{\partial x}(+0, y, z, t),$$

отримуємо амплітуди відбиття і проходження спінових хвиль:

$$R = \frac{\alpha_1 \cos \theta_1 - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}{\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}},$$

$$D = \frac{2\alpha_1 \cos \theta_1}{\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}. \quad (11)$$

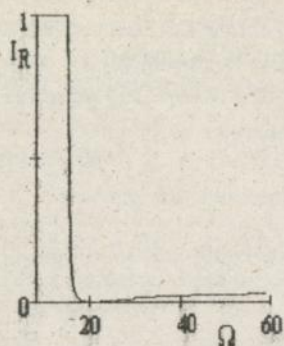
На мал. 4 зображено залежність коефіцієнту відбиття  $I_R = |R|^2$  від частоти спінової хвилі, яка визначає можливість підбору параметрів матеріалу для досягнення необхідного коефіцієнта відбиття на вибраній частоті. Крім того, як показано на мал. 5, змінюючи величину зовнішнього магнітного поля, можна в широких межах керувати амплітудою відбитої хвилі без зміни характеристик середовища. Це дозволяє використовувати одну й ту ж саму неоднорідність як лінзу чи дзеркаль при незмінних параметрах матеріалу.

В третьому розділі розглядається проходження спінової хвилі крізь межу двох контактуючих вздовж площини  $yz$  напівнескінчених магнетиків з тензором обмінної взаємодії  $\alpha_{ik}$  і тензором магнітної анізотропії, маючим довільні компоненти  $\beta_{ik}$ . Вся структура розміщено в однорідному постійному магнітному полі  $H_0$ . Намагніченість насичення  $M_0$  однорідна для всього матеріалу. Вісь  $Oz$  направлено паралельно вектору намагніченості в основному стані. Ефективне магнітне поле має такий вигляд в обмінному наближенні: [10]:

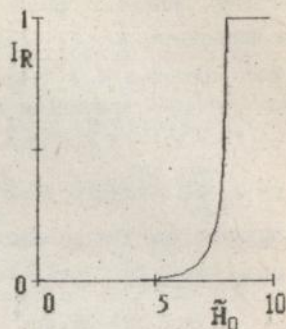
$$\vec{H}_e(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 + \alpha_{ik} \frac{\partial^2 \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial x_i \partial x_k} - \frac{1}{2} (\beta_{ik} + \beta_{ki}) M_l(\vec{r}, t) \vec{e}_k.$$

Тут  $\vec{e}_k$  - одиничні направляючі вектори декартової системи координат.

Рівняння руху магнітного моменту (1) шукаємо як



Мал. 4. Залежність інтенсивності відбитої хвилі  $I_R$  від частоти  $\Omega$  при  $\alpha_2/\alpha_1 = 3$ ,  $\theta = \pi/10$ ,  $\beta_1 = 5$ ,  $\beta_2 = 10$ ,  $\tilde{H}_0 = 3$ .



Мал. 5. Залежність інтенсивності відбитої хвилі  $I_R$  від зовнішнього однорідного магнітного поля  $\tilde{H}_0$  при  $\alpha_2/\alpha_1 = 3$ ,  $\theta = \pi/10$ ,  $\beta_1 = 5$ ,  $\beta_2 = 10$ ,  $\Omega = 20$ .

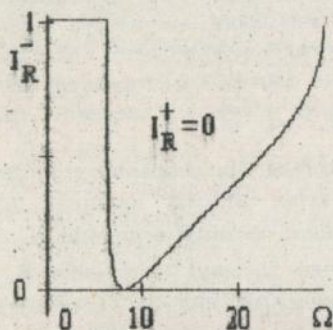


Рис. 6. Залежність інтенсивності відбиття  $I_R^-$  від частоти при  $\tilde{H}_0 = 11$ ,  $\alpha_2/\alpha_1 = 5$ ,  $\beta_{xx}^{1,2} = 15$ ,  $\beta_{yy}^{1,2} = 3$ ,  $\beta_{xy}^{1,2} = \beta_{yx}^{1,2} = 5$ ,  $\beta_{zz}^1 = 50$ ,  $\beta_{zz}^2 = 80$ ,  $\theta_1 = \pi/4$  ( $I_R^+ = 0$ ).

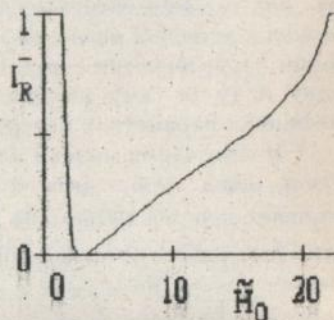


Рис. 7. Залежність інтенсивності відбиття  $I_R^-$  від зовнішнього поля  $\tilde{H}_0$  при  $\Omega = 17.6$ ,  $\alpha_2/\alpha_1 = 5$ ,  $\beta_{xx}^{1,2} = 15$ ,  $\beta_{yy}^{1,2} = 3$ ,  $\beta_{xy}^{1,2} = \beta_{yx}^{1,2} = 5$ ,  $\beta_{zz}^1 = 50$ ,  $\beta_{zz}^2 = 80$ ,  $\theta_1 = \pi/4$  ( $I_R^+ = 0$ ).

$$\Psi(\vec{r}, t) = \exp(i\mu_0(H_{0z} - \beta_{zz} M_0)t/\hbar) \left( \chi(\vec{r}, t) \right)$$

Тоді воно приймає такий вигляд:

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{(2\mu_0 M_0)^2} \frac{\partial^2 \chi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \left( \alpha_{ik} \alpha_{mn} \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_k \partial x_m \partial x_n} + \right. \\ & + 2\alpha_{ik} \left( \beta_{zz} - \frac{1}{2}(\beta_{xx} + \beta_{yy}) - \tilde{H}_0 \right) \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} + (\beta_{zz} - \tilde{H}_0)^2 - \\ & \left. - (\beta_{zz} - \tilde{H}_0) \cdot (\beta_{xx} + \beta_{yy}) + \beta_{xx} \beta_{yy} - \frac{1}{4}(\beta_{xy} + \beta_{yx})^2 \right) \chi(\vec{r}, t), \end{aligned} \quad (12)$$

де  $\tilde{H}_0 = H_{0z} / M_0$ , зі спектром

$$\begin{aligned} & \left( \alpha_y k_i k_j - \beta_{zz} + \frac{1}{2}(\beta_{xx} + \beta_{yy}) + \tilde{H}_0 \right)^2 - \\ & - \frac{1}{4} \left[ (\beta_{xx} - \beta_{yy})^2 + (\beta_{xy} + \beta_{yx})^2 \right] = \Omega^2, \end{aligned} \quad (13)$$

де  $\Omega = \omega\hbar/2\mu_0 M_0$ , а  $k_i$  ( $i = x, y, z$ ) - проєкції хвильових векторів по осі координат.

Розглянемо випадок, коли  $\alpha_y = \alpha\delta_y$ . Представляючи в (12)  $\chi(\vec{r}, t) = \mathcal{A} \exp[i(k_1 s(\vec{r}) - \omega t)]$ , де  $k_1$  - модуль хвильового вектора в тому середовищі, де поширюється падаюча хвиля, отримуємо за умовою (5) таке рівняння:

$$(\nabla_s(\vec{r}))^2 = n_{\pm}^2,$$

де

$$(n_j^2)_{\pm} = \frac{(k_j^2)_{\pm}}{(k_1^2)_{\pm}}, \quad (14)$$

а, згідно з (13),

$$\begin{aligned} & \alpha^j (k_j^2)_{\pm} = \beta_{zz}^j - \frac{1}{2}(\beta_{xx}^j + \beta_{yy}^j) - \tilde{H}_0 \pm \\ & \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\beta_{xx}^j - \beta_{yy}^j)^2 + \frac{1}{4}(\beta_{xy}^j + \beta_{yx}^j)^2 + \Omega^2}, \quad j = 1, 2 \end{aligned}$$

(індекс  $j$  нумерує контактуючі середовища).

Як бачимо з (14), існує можливість спостерігати явище двопромінезаломлення для спінових хвиль. При цьому

$$(n_2)_\pm = \frac{\sin(\theta_1)_\pm}{\sin(\theta_2)_\pm}.$$

Тут  $\theta_1$  і  $\theta_2$  - кути падіння та заломлення відповідно.

Амплітуди відбиття та проходження мають такий вигляд:

$$R^\pm = \frac{\alpha_1 \cos(\theta_1)_\pm - \alpha_2 \sqrt{(n_2)_\pm^2 - \sin^2(\theta_1)_\pm}}{\alpha_1 \cos(\theta_1)_\pm + \alpha_2 \sqrt{(n_2)_\pm^2 - \sin^2(\theta_1)_\pm}},$$

$$D^\pm = \frac{2\alpha_1 \cos(\theta_1)_\pm}{\alpha_1 \cos(\theta_1)_\pm + \alpha_2 \sqrt{(n_2)_\pm^2 - \sin^2(\theta_1)_\pm}}.$$

На мал. 6 для зразку показано можливість виділити одну з двох віток завдяки відповідному підбору параметрів матеріалу. При цьому мал. 7 демонструє можливість керування інтенсивністю відбитої вітки в дуже широких межах шляхом зміни тільки величини зовнішнього магнітного поля.

Таким чином, це ярище можна використати не тільки для розробки двофокусних лінз або дзеркал, а також для спінопримієвих фільтрів.

П'ята глава присвячено введенню наближення геометричної оптики для магнітопружних хвиль. Розглядається проходження магнітозвукової хвилі крізь межу двох діелектричних феромагнетиків з відрізняючимися константами обмінної взаємодії  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  та одновісної магнітної анізотропії  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ . Матеріал знаходиться у зовнішньому однорідному магнітному полі  $H_0$ , що спрямовано вздовж легкої осі, що збігається з вісю  $Oz$  системи координат. Намагніченість насичення  $M_0$  постійна в структурі.

Лінеаризовані рівняння, описуючі розповсюдження магнітопружних хвиль малої амплітуди в обмінному наближенні в такій структурі, де відсутні терття та релаксація, мають вигляд [10]:

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = g\mu_0 (\vec{e}_z \times \vec{H}_e),$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \vec{F}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{v} = 0,$$

де  $\vec{\mu}(\vec{r}, t)$  - малі відхилення магнітного моменту від рівноважного значення  $\vec{\mu}_0$ ,  $g$  - гіромагнітне відношення,  $\rho(\vec{r}, t)$  - малі відхилення від рівноважної густини  $\rho_0$ ,  $\vec{u}(\vec{r}, t)$  - вектор пружного зміщення,  $\vec{v}(\vec{r}, t)$  - швидкість елемента феромагнетиту,  $\vec{H}_e$  - ефективне магнітне поле,  $\vec{F}$  - пружна сила, віднесена до одиниці об'єму.

Компоненти ефективного магнітного поля визначаються формулами:

$$H_{ej} = \rho_0 \left( \alpha \Delta - \beta - \frac{H_0}{M_0} \right) \mu_j - \rho_0 \mu_0 \left[ (f + \beta) \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + f \cdot \frac{\partial u_j}{\partial z} \right], \quad j = x, y.$$

Тут  $f$  - константа магнітопружного зв'язку.

Компоненти густини пружної сили мають такий вигляд:

$$F_j = \left\{ \rho_0 (s_l^2 - 2s_t^2) \delta_{jk} \delta_{mn} + \rho_0 s_l^2 (\delta_{jm} \delta_{kn} - \delta_{jn} \delta_{km}) + \right. \\ \left. + (\mu_0 \rho_0)^2 (f + \beta) \delta_{jz} \delta_{jm} \delta_{kn} - (\mu_0 \rho_0)^2 f \delta_{jm} \delta_{kn} \right\} \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_n} + \\ + \mu_0 \rho_0^2 \left\{ (f + \beta) \delta_{jz} \frac{\partial \mu_m}{\partial x_m} + f \frac{\partial \mu_j}{\partial z} \right\},$$

де  $s_l$  і  $s_t$  - швидкості продольного та поперечного звуку.

Розглянемо випадок, коли магнітопружна хвиля розповсюджується вздовж осі  $z$ , тобто перпендикулярно межі розділу середовищ. Представимо, згідно з методом ВКБ [7],

$$\vec{\mu}(\vec{r}, t) = \vec{\mu} \exp(ik_1 \psi(\vec{r}) - \omega t),$$

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{u} \exp(ik_1 \psi(\vec{r}) - \omega t),$$

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho \exp(ik_1 \psi(\vec{r}) - \omega t),$$

тут  $\omega$  - частота магнітопружної хвилі,  $k_1$  - модуль хвильового вектору в першому середовищі.

Тоді при виконанні умови геометричності оптики (5) з рівнянь (15) для циркулярних компонент  $\mu^\pm = \mu_x \pm i\mu_y$ ,

$u^\pm = u_x \pm iu_y$  впливає:

$$\left[ (\nabla \psi^\pm)^2 - (n_j^\pm)^2 \right]_A \cdot \left[ (\nabla \psi^\pm)^2 - (n_j^\pm)^2 \right]_B = 0,$$

де

$$(n_j^\pm)^2_{A,B} = (k_j^\pm)^2_{A,B} / (k_1^\pm)^2_{A,B}, \quad j = 1, 2,$$

$$(k_j^\pm)^2 = \left( -b_j^\pm + \sqrt{(b_j^\pm)^2 - 4a_j c_j^\pm} \right) / 2a_j,$$

$$(k_j^\pm)^2 = \left( -b_j^\pm - \sqrt{(b_j^\pm)^2 - 4a_j c_j^\pm} \right) / 2a_j,$$

$$a_j = \alpha_j g M_0 s_i^2,$$

$$b_j^\pm = g M_0 s_i^2 (\beta_j + H_0 / M_0) - \alpha_j g M_0 \omega^2 \mp s_i^2 \omega - g f^2 M_0^3 / \rho_0,$$

$$c_j^\pm = \pm \omega^3 - \omega^2 g M_0 (\beta_j + H_0 / M_0).$$

Тобто величина  $n_j^\pm$ , граюча роль показника заломлення середовища  $j$  відносно першого середовища [9], приймає по два значення як для лівополяризованої хвилі  $(\vec{\mu}^+, \vec{u}^+)$ , так і для правополяризованої  $(\vec{\mu}^-, \vec{u}^-)$ . Амплітуди відбиття та проходження мають вигляд:

$$(R^\pm)_{A,B} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2 (n_1^\pm)_{A,B}}{\alpha_1 + \alpha_2 (n_2^\pm)_{A,B}}, \quad (D^\pm)_{A,B} = \frac{2\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2 (n_2^\pm)_{A,B}}.$$

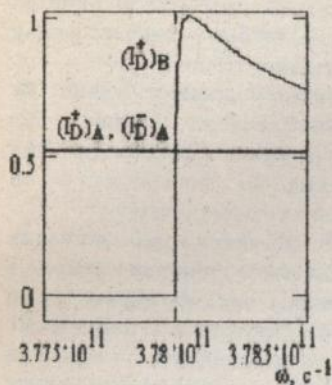
На мал. 8 показано залежність інтенсивності проходження

$$(I_D^\pm)_{A,B} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \operatorname{Re}(n_2^\pm)_{A,B} \left| (D^\pm)_{A,B} \right|^2 \quad \text{від частоти, демонструюча}$$

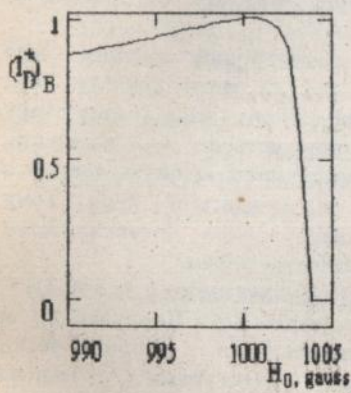
можливість підбору параметрів середовищ для отримання на вибраних інтервалах частот дуже чутливих частотних залежностей однієї з компонент при практично незмінних інших, інтенсивність яких теж може бути вибрано. При цьому інтенсивністю виділеної вітки можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля, що відображено на мал. 9.

Висновок формулюються основні результати, що виносяться на захист.

1. Розраховано коефіцієнт відбиття спінових хвиль від напівнескінченного мультишарового феромагнетика з модульованими параметрами обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії. Показано, що існують як інтервали частот, що відповідають повному відбитті спінових хвиль, так і частоти, на яких хвиля проходить крізь структуру без відбиття. При цьому можна досягнути зміни інтенсивності



Мал. 8. Залежність інтенсивності проходження від частоти при  $f = 5$ ,  
 $\alpha_2/\alpha_1 = 5.5$ ,  $\beta_1 = 5$ ,  $\beta_2 = 20$ ,  
 $M_0 = H_0 = 10^3$  гс,  
 $s_t = 3 \cdot 10^5$  см/с,  
 $\rho_0 = 10$  г/см<sup>3</sup>.



Мал. 9. Залежність інтенсивності проходження від зовнішнього магнітного поля при  $f = 5$ ,  $\alpha_2/\alpha_1 = 5.5$ ,  $\beta_1 = 5$ ,  
 $\beta_2 = 20$ ,  $\omega = 3.78 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>,  
 $M_0 = 10^3$  гс,  $s_t = 3 \cdot 10^5$  см/с,  
 $\rho_0 = 10$  г/см<sup>3</sup>.

відбитої хвилі на вибраній частоті практично від нуля до одиниці без зміни параметрів матеріалу, а тільки змінюючи величину зовнішнього однорідного постійного магнітного поля.

2. Розраховано амплітуду розсіяння спінових хвиль на гвинтовій дислокації в борновському наближенні. Показано, що переріз розсіяння має характерний резонансний вигляд. При цьому розсіяння відбувається не саме на дислокації, а на неоднорідностях намагніченості, викликаних дислокацією

3. Введено наближення геометричної оптики для спінових хвиль. Розраховано показник заломлення спінових хвиль в матеріалі з кусково-безперервно змінюючимися параметрами обмінної взаємодії та одновісної магнітної анізотропії. Розраховано коефіцієнти відбиття та проходження спінових хвиль на межі двох магнетиків відрізняючимися магнітними параметрами. Показано, що завдяки зовнішньому магнітному полю можна добиватися зміни коефіцієнту відбиття від неоднорідного вкраплення в однорідному магнетиті в широких межах, що дає можливість використовувати одне і те ж вкраплення як спінхвильову лінузу або дзеркало, змінюючи її прозорість за допомогою зовнішнього магнітного поля.

4. Виявлено можливість спостереження ефекту двопримієзаломлення спінових хвиль в ферромагнетиках з довільним виглядом тензору магнітної анізотропії. При цьому інтенсивністю кожної з віток можна керувати за допомогою магнітного поля.

5. Побудовано наближення геометричної оптики для магнітозвукових хвиль. Показано, що на межі розділу двох магнітопружних середовищ кожна з двох компонент магнітопружної хвилі, що поширюються в матеріалі, розпадається ще на дві вітки, і інтенсивності відбиття кожної з віток особистим чином залежать від магнітного поля. Тому можна досягати необхідного співвідношення інтенсивностей різних віток, керуючи зовнішнім магнітним полем.

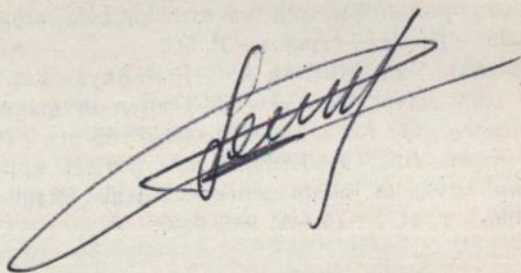
**Основні положення дисертації опубліковано в роботах:**

1. Горобець Ю.И., Кучко А.Н., Решетняк С.А. Пропускание и отражение волн намагніченности периодически модулированными магнитными структурами // Тезиси докладов Вузовской научной конференции профессорско-преподавательского состава. - Донецк, 1993. - С. 44.
2. Gorobets Yu.I., Kuchko A.N., Reshetnyak S.A. Magnetization waves in ferromagnets with one-dimensional modulation of

- magnetic anisotropy and exchange parameters // In book: Thesis of International Conference on Magnetism. - Warsaw, 1994. - P. 780.
3. Характеристики спектру та процеси відбиття спинових хвиль у феромагнетиках з одномірною модуляцією магнітних параметрів / Горобець Ю.І., Кучко А.М., Решетняк С.О. // Донецьк. - 1994. \* Препринт ДонДУ № 94/2/2. - 20 с.
  4. Горобець Ю.И., Кучко А.Н., Решетняк С.А. Эффективный потенциал взаимодействия спиновых волн с винтовой дислокацией // Тезисы докладов научной конференции профессорско-преподавательского состава Донецкого государственного университета. - Донецк, 1995. - С. 52.
  5. Горобець Ю.И., Кучко А.Н., Решетняк С.А. Отражение спиновых волн в мультислойных материалах с модулированными магнитными параметрами // ФТТ. - 1996. - 38, № 2. - С. 575-580.
  6. Горобець Ю.И., Решетняк С.А. Распространение спиновых волн в приближении геометрической оптики на примере магнитоодноосных материалов // XV Всероссийская школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники". Тезисы докладов. - Москва, 1996. - С. 262.
  7. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. The geometrical optics approximation for spin waves in uniaxial magnetics // ICF7, 1996. - Thesis of reports. - P. 569.
  8. Gorobets Yu.I., Kuchko A.N., Reshetnyak S.A. The scattering of spin waves by screw dislocation in magnetic with high anisotropy // ICF7, 1996. Thesis of reports. - P. 573.
  9. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. JWKB approximation for spin waves in inhomogeneous uniaxial magnetic // УФЖ. - 1996. - Т. 41, № 10. - С. 948-950.

*Цитована література*

1. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки.- Киев, Наукова думка, 1988, 162 с.
2. Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Кучко А.Н., Шеджури К.Д. Спектр спиновых волн в магнетиках с периодически модулированной анизотропией // ФТТ. - 1992. - Т. 34, № 5. - С. 1486-1490.
3. Игнатович В.К. Этюд об одномерном периодическом потенциале // УФН. - 1986. - Т. 150, № 1, С. 145-158.
4. Ганн В.В., Жуков А.И. Движение дислокаций в ферромагнетиках // ФТТ. - 1978. - Т. 20, № 2. - С. 409-411.
5. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М.: Атомиздат, 1972. - 600 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Наука, 1989. - 766 с.
7. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. - М.: Изд. ин. лит., 1960. - Т.2. - 886 с.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 719 с.
9. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. - М.: Наука, 1980. - 304 с.
10. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. - М.: Наука, 1967. - 368 с.

A large, stylized handwritten signature in blue ink, written over the bottom half of the page. The signature is highly cursive and difficult to decipher, but it appears to be a personal name or initials.

Решетняк С.А. Рассеяние спиновых волн на неоднородностях магнитных параметров в приближении сплошной среды в ферромагнетиках. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02. - теоретическая физика (рукопись). Донецкий государственный университет. Донецк. 1996. Защищается 9 научных работ, в которых исследованы особенности распространения спиновых волн в материалах с неоднородным распределением магнитных параметров. Расчитан коэффициент отражения спиновых волн от мультислойной структуры с периодически модулированными параметрами обменного взаимодействия и одноосной магнитной анизотропии. Расчитана амплитуда рассеяния спиновых волн на винтовой дислокации. Введено приближение геометрической оптики для спиновых и магнитоупругих волн.

Ключевые слова: ферромагнетик, мультислойная структура, обменное взаимодействие, анизотропия, дислокация, преломление.

Reshetnyak S.A. Scattering of spin waves on inhomogeneities of magnetic parameters in ferromagnetics in continuous approximation. Dissertation for competition of candidate degree on physics and mathematics sciences, in speciality 01.04.02. - theoretical physics. Donetsk. 1996. Nine scientific works, where peculiarities of spin wave propagation in materials with inhomogeneous distribution of magnetic parameters, are defended. It was calculated a reflection coefficient of spin wave from multilayer structure with modulated parameters of exchange interaction and uniaxial magnetic anisotropy. It is calculated a scattering amplitude of spin waves on screw dislocation. An approximation of geometrical optics is introduced for spin waves and magnetoelastic waves.

Key words: ferromagnetic medium, multilayer structure, exchange interaction, anisotropy, dislocation, refraction.

437876

**Ав 36.247**

Ответственный за выпуск М.А. Белоголовский  
Подписано в печать 15.11.1996  
Формат 60 84/16. Бумага офсетная.  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 1.0  
Тираж 100. Заказ 14. Ротапринт упрстат.