

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Lh, 72.25.Mk, 73.40.Jn, 73.50.Bk, 73.50.Jt, 75.47.De

Ефект гігантського магнетопору в магнетних надґратницях

Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук*

*Сумський державний педагогічний університет ім. А. С. Макаренка,
вул. Роменська, 87,
40002 Суми, Україна*

**Харківський державний технічний університет
будівництва та архітектури,
вул. Сумська, 40,
61002 Харків, Україна*

З використанням квазикласичного наближення проаналізовано ефект гігантського магнетопору (ГМО) у магнетних надґратницях з ультратонкими прошарками. Одержано прості аналітичні вирази для визначення амплітудного значення ГМО за умови, що панівним механізмом ефекту є спінзалежне розсіяння електронів в об'ємі магнетних шарів металу або на їх інтерфейсах, та виявлено умови, за яких ефект ГМО є максимальним. Показано, що збільшення (зменшення) рівня ефекту зі зменшенням шерсткостей інтерфейсів залежить від характеру розміщення центрів (в об'ємі шарів металу або на їх інтерфейсах), які асиметрично розсіюють носіїв заряду з різною поляризацією їх спіну.

С использованием квазиклассического приближения проанализирован эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) в магнитных сверхрешетках с ультратонкими прослойками. Получены простые аналитические выражения для определения амплитудного значения ГМС при условии, что доминирующим механизмом эффекта является спинзависимое рассеяние электронов в объеме магнитных слоев или на их интерфейсах, и найдены условия, при которых эффект ГМС является максимальным. Показано, что увеличение (уменьшение) уровня эффекта с уменьшением шероховатостей зависит от характера распределения центров (в объеме слоев металла или на их интерфейсах), которые асимметрично рассеивают носители заряда с разной поляризацией их спинов.

Within the quasi-classical approach, the giant magnetoresistance (GMR) effect in magnetic superlattices with ultrathin interlayers is analysed. Simple asymptotic formulae are obtained for amplitudes of the GMR effect for the case when bulk and interface spin-dependent electron scattering dominates

over other scattering mechanisms. The conditions, under which the GMR effect has its maximum value, are determined too. As demonstrated, an increasing (or decreasing) of the effect amplitude with decreasing of the interface roughness depends on the type of localization of the scattering centres, which scatter asymmetrically the current carriers with different spin polarizations. They are localized inside the bulk magnetic layers or at the interfaces between layers.

Ключові слова: надгратниця, ефект гігантського магнетопору, квазикласичне наближення, двострумний модель, магнеторезистивне відношення, інтерфейсне та об'ємне спінзалежне розсіяння носіїв заряду, параметри дзеркальності.

(Отримано 2 листопада 2010 р.)

1. ВСТУП

Нині значний інтерес проявляється до експериментального та теоретичного вивчення електронного транспорту в магнетних сандвічах та надгратницях, які складаються з магнетних шарів металу, відокремлених немагнетними прошарками (спейсерами) [1–6]. Цей інтерес в основному зумовлений відкриттям у зазначених структурах гігантського магнеторезистивного ефекту (ГМРЕ), який полягає у різкому збільшенні [7, 8] (зменшенні [9]) опору, при накладанні відносно слабкого зовнішнього магнетного поля і принциповою можливістю використання багатшарових магнетних плівок у магнетних пристроях зберігання інформації [1–6]. Подібні структури також являються хорошою модельною системою для вивчення фундаментальних питань фізики магнетизму.

У даному повідомленні з використанням квазикласичного наближення [10, 11] у рамках двострумного моделю [12–14] теоретично проаналізовано негативний (прямий) та позитивний (інверсний) ефект гігантського магнетопору (ГМО) у магнетній багатшаровій плівці з ультратонкими прошарками. Одержані загальні (при довільному співвідношенні між товщинами магнетних шарів) та асимптотичні (для товстих та тонких шарів металу у порівнянні з довжиною вільного пробігу електронів у шарах металу, з яких складається надгратниця) вирази для провідності мультишару з анти- та ферромагнетною конфігураціями, а також одержано прості аналітичні формули, які дозволяють оцінити амплітуду ефекту ГМО, зумовленого асиметричним об'ємним та інтерфейсним спінзалежним розсіянням (СЗР) носіїв заряду. Показано, що зростання (зменшення) амплітуди ефекту зі зменшенням шерсткостей інтерфейсів надгратниці залежить від конфігурації магнетних центрів, які асиметрично розсіюють електрони. Виконаний докладний числовий розрахунок ефекту ГМО при довільних значеннях парамет-

рів, які характеризують багатошарову плівку (БП).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ. ЗАГАЛЬНА ТА АСИМПТОТИЧНІ ФОРМУЛИ ДЛЯ ПРОВІДНОСТІ НАДҐРАТНИЦІ З AP-КОНФІГУРАЦІЄЮ

Розглянемо магнетну надґратницю, яка складається з однодоменних магнетних шарів металу різної товщини ($d_i \neq d_n$), відокремлених ультратонкими немагнетними прошарками (спейсерами), так що їх власна провідність набагато менша провідності магнетних шарів і нею можна знехтувати. У цьому випадку роль прошарків у багатошаровій плівці зводиться до формування в провіднику антиферромагнетної конфігурації (AP-конфігурація), при якій вектори локальної магнетованости у сусідніх магнетних шарах орієнтуються антипаралельно. Таке наближення, зокрема, використовувалося у роботах [15–17] і ним можна скористатися для опису ефекту ГМО в магнетних багатошарових плівках і сандвічах за умови, що антиферромагнетна конфігурація в магнетних провідниках формується за рахунок обмінної взаємодії між магнетними шарами [3, 4]. Іншими словами обираються такі прошарки, які відповідають першому максимуму осциляційної залежності обмінної взаємодії від товщини спейсерів. Разом з тим, використання зазначеного наближення для описання гігантського магнеторезистивного ефекту в спін-вентильних структурах призводить до завищених амплітудних значень гігантського магнетоопору, оскільки в таких магнетних зразках зазвичай обираються відносно «товсті» прошарки для того щоб зменшити магнетну взаємодію між магнетними шарами, а магнетні провідники можна було б перемагнетувати у відносно слабкому магнетному полі, що є однією з причин привабливості у практичному сенсі таких систем.

Будемо вважати, що до надґратниці прикладене однорідне електричне поле напруженості $\mathbf{E} = E(0, E, 0)$ яке направлене уздовж меж поділу шарів (МПШ, інтерфейси) металу, вісь X паралельна нормалі до інтерфейсів провідника, а товщини шарів металу в БП значно більші за де Бройлеву довжину хвилі електронів, що дозволяє знехтувати квантовими ефектами і для аналізу ГМРЕ можна скористатися квазикласичним наближенням [10, 11].

Згідно зі двострумним моделем [11–14], колективізовану електронну систему в магнетних шарах металу поділяють на підсистему електронів зі спінами уздовж (\uparrow , знак +) та проти (\downarrow , знак –) локальної магнетованости магнетного шару. При низьких температурах процеси з перевертанням спіну (спін-фліп процеси) незначні і ними можна знехтувати [3–5], а сумарну густину струму в зразку можна представити як адитивну суму струмів двох незалежних спінових каналів, обумовлених носіями заряду зі спінами «+» та «–», тобто

$$J = \sum_{s=\pm} J^s = \sum_{s=\pm} \sigma^s E, \quad (1)$$

де σ^s — питома провідність s -го каналу.

Для того щоб обчислити густину струму J у магнетній БП

$$J = \frac{e}{dh^3} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n-1}^2 \int_0^{d_j} dx \int d^3 p^{(n-j)s} v_j^{(n-j)s} f_j^{(n-j)s}(|x|, p^{(n-j)s}), \quad (2)$$

необхідно розв'язати лінеаризоване по слабкому електричному полю кінетичне Больцманнове рівняння для функції розподілу електронів $f_j^{(n-j)s}(x, p^{(n-j)s})$ у кожному шарі елементу періодичности багатшарової плівки (бішарі)

$$f_j^{(n-j)s}(x, p^{(n-j)s}) = f_j^{(n-j)s}(\varepsilon_j^{(n-j)s}) - \frac{\partial f_0^{(n-j)s}}{\partial \varepsilon_j^{(n-j)s}} \Psi_j^{(n-j)s}(x, p^{(n-j)s}), \quad (3)$$

яке у τ -наближенні для інтеграла об'ємних зіткнень має вигляд:

$$\frac{\partial \Psi_j^{(n-j)s}}{\partial t} + \frac{\Psi_j^{(n-j)s}}{\tau_j^{(n-j)s}} = e v_j^{(n-j)s} E. \quad (4)$$

У формулах (2)–(4) e , x і $p^{(n-j)s}$ — заряд, координата і квазіімпульс носія заряду, $v_j^{(n-j)s}$ і $\varepsilon_j^{(n-j)s}$ — його швидкість та енергія, $f_0^{(n-j)s}$ — Фермієва функція розподілу електронів, t — час руху носія заряду по траєкторії.

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (4) є функція

$$\Psi_j^{(n-j)s}(x, p^{(n-j)s}) = F_j^{(n-j)s} e^{\frac{\lambda-t}{\tau_j^{(n-j)s}}} + \int_{\lambda}^t dt' e v_j^{(n-j)s} E e^{\frac{t'-t}{\tau_j^{(n-j)s}}}, \quad (5)$$

у якій величина $\lambda < t$ і має значення моменту останнього зіткнення електрона з МПШ металу ($x_{\text{surf}} = -d_1, 0, d_2$), тобто ближчий до t , але менший його корінь рівняння

$$x - x_{\text{surf}} = x_j(t) - x_j(\lambda). \quad (6)$$

Довільні функції $F_j^{(n-j)s}$ у формулі (5), які не змінюють свого значення між двома зіткненнями носія заряду з інтерфейсами зразка, можна визначити за допомогою узагальнених крайових умов [18, 19], які зв'язують функції розподілу електронів, що летять в j -й шар ($\Psi_j^{s_n; (n-j)s}$), з функціями розподілу носіїв заряду, які налітають на МПШ з цього же ($\Psi_j^{s_j; (n-j)s}$) та сусіднього ($\Psi_j^{s_n; (n-j)s}$) шарів металу. В останньому випадку, якщо розглядається транспорт електронів зі спіном s , маємо враховувати проходження носіїв заряду через інте-

рфейс із протилежним спіновим індексом $-s$, щоб уникнути змішування струмів і, відповідно, виконувалося співвідношення (1):

$$\Psi_j^{s_j; (n-j)s} (s_n d_j, p^{(n-j)s}) = P_{jn}^{(n-j)s} \Psi_j^{s_n; (n-j)s} (0, (p')^{(n-j)s}) + Q_{nj}^{(j-n)s} \Psi_n^{-s_j; (j-n)s} (0, (p'')^{(j-n)s}), \quad (7)$$

$$\Psi_j^{s_n; (n-j)s} (0, p^{(n-j)s}) = P_{jn}^{(n-j)s} \Psi_j^{s_j; (n-j)s} (0, (p')^{(n-j)s}) + Q_{nj}^{(j-n)s} \Psi_n^{s_n; (j-n)s} (0, (p'')^{(j-n)s}). \quad (8)$$

У формулах (7) та (8) введено такі позначення: $P_{jn}^{(n-j)s} = \text{const}$ — ймовірність дзеркального відбивання носія заряду на межі поділу між j -м та n -м шарами металу, $Q_{nj}^{(j-n)s} = \text{const}$ і визначає ймовірність проходження електрона з n -го шару в j -й шар без розсіяння, так щоб виконувалися нерівності $P_{jn}^{(n-j)s} + Q_{nj}^{(j-n)s} \leq 1$. Квазіімпульси $p^{(n-j)s}$, $(p')^{(n-j)s}$ і $(p'')^{(j-n)s}$ зв'язані умовами збереження енергії та тангенційної по відношенню до МПШ шарів компоненти квазіімпульсу. Перший верхній індекс у формулах (7) та (8) $s_j = \text{sign} v_{xj}^{(n-j)s}$ і визначає знак нормальної до інтерфейсу складової швидкості $v_{xj}^{(n-j)s}$ носія заряду, а другий верхній індекс $(n-j)s$ визначає знак проєкції спіну електрона на вектор локальної магнетованости в магнетному шарі металу. Зауважимо, що знак тильди у другому множнику в правій частині крайової умови (7) означає, що дана функція описує розподіл електронів у суміжних шарах металу по відношенню до бішару, для якого записуються крайові умови (7) та (8).

Підставляючи функції $\Psi_j^{(n-j)s}$ у формі (5) у крайові умови (7) та (8), одержуємо систему із 8 лінійних алгебричних рівнянь відносно $F_j^{\pm; (n-j)s}$. Знаючи функції розподілу $\Psi_j^{(n-j)s}$ у кожному шарі багат шарової плівки можна розрахувати густину струму J (2) і, відповідно, записати вираз для провідності багат шарової плівки. Вважаючи, що закон дисперсії для носіїв заряду у кожному шарі металу квадратичний та ізотропний, в результаті розрахунку одержуємо наступний вираз для коефіцієнта питомої провідності надгратниці з ультратонкими прошарками, в якій реалізується антиферромагнетна взаємодія:

$$\sigma_{AP} = \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^2 \sigma_{APj}^{(n-j)s} = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n}^2 d_j \sigma_{0j}^{(n-j)s} \Phi_{APj}^{(n-j)s}, \quad (9)$$

де d_j — товщина j -го магнетного шару металу в елементі періодичності багат шарової плівки товщиною $d = d_1 + d_2$,

$$\sigma_{0j}^{(n-j)s} = \frac{ne^2}{2m\nu_0} l_j^{(n-j)s}$$

— об'ємна провідність.

Розмірні функції Φ_{APj}^s , які визначають вплив розмірів шарів металу на провідність надгратниці, можна записати у вигляді:

$$\Phi_{APj}^s = 1 - \frac{3}{2k_j^s} \int_0^1 dx (x - x^3)(1 - E_j^s) G_j^s, \quad (10)$$

$$G_j^s = 1 - \frac{1}{\Delta^s} \left\{ (1 + P_{jn}^s E_j^s)(1 + P_{nj}^{-s} E_n^{-s}) - Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^s E_n^{-s} \right\} \left\{ C_j^s (1 - P_{nj}^{-s} E_n^{-s}) + \right. \\ \left. + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_n^{-s}}{\tau_j^s} E_n^{-s} C_n^{-s} \right\},$$

$$\Delta^s = 1 - P_{jn}^{s2} E_j^{s2} - P_{nj}^{-s2} E_n^{-s2} - 2Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^s E_n^{-s} + (Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} - P_{jn}^s P_{nj}^{-s})^2 E_j^{s2} E_n^{-s2},$$

$$C_j^s = P_{jn}^s (1 - E_j^s) + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_n^{-s}}{\tau_j^s} (1 - E_n^{-s}), \quad E_j^s(0) = \exp \left\{ -\frac{k_j^s}{x} \right\}, \quad k_j^s = \frac{d_j}{l_j^s}, \quad -s = \mp.$$

Одержана загальна (при довільному співвідношенні між товщинами шарів металу та при довільному характері взаємодії носіїв заряду з МПШ металу) формула для розмірної функції (10) (і, відповідно, для провідності БП (9)) можна спростити у разі, коли довжина вільного пробігу носіїв заряду значно перевищує товщину плівки провідника ($k_j^s \ll 1$). У цьому випадку експоненти, які містяться в підінтегральному виразі формули (10), можна розвинути в ряд по степеням k_j^s / x . Виконавши інтегрування для розмірних функцій Φ_{APj}^s одержуємо наступний вираз:

$$\Phi_{APj}^s = \frac{(1 + P_{jn}^s)(1 - P_{nj}^{-s}) + Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} + 2Q_{nj}^{-s} d_{n,j}}{(1 - P_{jn}^s)(1 - P_{nj}^{-s}) - Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s}} k_j^s, \quad k_j^s \ll 1, \quad (11)$$

де $d_{n,j} = d_n / d_j$ — відношення товщин магнетних шарів металу зразка (зауважимо, що тут і надалі, якщо нижні індекси тієї чи іншої величини відокремлені комою, то потрібно розглядати відношення відповідних величин). У формулі (11) ми знехтували несуттєвим для подальших розрахунків числовим множником 3/4 (він скорочується у кінцевому результаті розрахунку) та логаритмічними факторами $\ln(1 / k_j^s)$, які визначають внесок у провідність магнетного зразка електронів, які рухаються під малими кутами $\varphi_j^s = d_j / l_j^s \ll 1$ до МПШ багат шарової плівки і стикаються з ними (Піппардова концепція «неефективності» [20]). Зауважимо, що якщо в формулах (9) та (10) знехтувати спіновим індексом s , то зазначені формули будуть описувати провідність багат шарової плівки, яка складається з немагнетних шарів металу [21], що є наслідком наближення незалежності спінових каналів провідності.

3. ПИТОМА ПРОВІДНІСТЬ НАДГРАТНИЦІ З ФЕРОМАГНЕТНОЮ КОНФІГУРАЦІЄЮ

Будемо вважати, що для переведення надгратниці з антиферромагнетної конфігурації у ферромагнетну, при якій вектори льокальної магнетованости у сусідніх магнетних шарах металу орієнтуються паралельно (P -конфігурація), до зразка прикладене відносно слабке зовнішнє магнетне поле, так що його впливом на траєкторії руху носіїв заряду можна знехтувати.

У цьому випадку провідність надгратниці з ферромагнетною взаємодією між магнетними шарами можна записати у вигляді наступної формули:

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 \sigma_{Pj}^s = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j}^s \Phi_{Pj}^s. \quad (12)$$

Оскільки ми вважаємо, що спінові канали провідности незалежні, то розмірні функції Φ_{Pj}^s та їх асимптотичні наближення можна одержати зі співвідношень (10) та (11) якщо в зазначених формулах виконати заміну:

$$-s \rightarrow s. \quad (13)$$

З цієї причини надалі ми обмежимося написанням тих або інших нерівностей (рівностей) лише для провідника з антиферромагнетною взаємодією, оскільки для одержання відповідної нерівности (рівности) для зразка з P -конфігурацією варто скористатися заміною (13).

Таким чином, ми одержали загальні вирази для питомої провідности магнетної надгратниці з AP - та P -конфігураціями.

Подальша аналіза зміни провідности магнетної надгратниці ($\Delta\sigma = \sigma_P - \sigma_{AP}$) внаслідок її перемагнетування (переведення з AP -конфігурації в P -конфігурацію), нормованої на провідність за відсутности магнетного поля σ_{AP} ,

$$\delta = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1 \quad (14)$$

можлива лише на основі числового розрахунку.

Однак, перш ніж перейти безпосередньо до чисельного розрахунку, одержимо прості асимптотичні вирази для магнеторезистивного відношення (МРВ) (14), яке є кількісною характеристикою ефекту ГМО.

Зауважимо, що надалі наявність індексу у величині δ вказує на домінантний механізм ефекту. Зокрема, якщо панівним механізмом ГМРЕ є асиметричне СЗР електронів в об'ємі магнетних шарів металу (Моттів механізм [12, 13]), то МРВ будемо позначати як δ_b .

4. НАБЛИЖЕНІ ВИРАЗИ ДЛЯ МРВ ЗА УМОВИ, ЩО ПАНІВНИМ МЕХАНІЗМОМ ЕФЕКТУ Є ОБ'ЄМНЕ СЗР ЕЛЕКТРОНІВ

У разі, коли взаємодія носіїв заряду з інтерфейсами багатошарової плівки не призводить до їх розсіяння ($P_{jn}^s + Q_{jn}^{-s} = 1$), надгратницю формально можна розглядати як неоднорідний масивний провідник, у якому домінуючим механізмом асиметричного СЗР електронів є їх розсіяння в об'ємі магнетних шарів металу. У цьому випадку, для одержання наближених виразів для МРВ можна скористатися резисторним моделем [3, 22, 23], згідно з яким кожний шар багатошарової плівки можна розглядати як резистор, який у свою чергу згідно зі двострумним моделем [12–14] складається з двох паралельно з'єднаних резисторів, які відповідають двом незалежним (оскільки спін-фліп процесами ми нехтуємо) спіновим каналам провідності. Не зупиняючись на нескладних розрахунках, для МРВ (14) можна одержати наступний вираз:

$$\delta_b(d_{2,1}) = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}(\sigma_{0,2,1}^+ d_{1,2} + 1)(\sigma_{0,1,2}^- d_{2,1} + 1)} = \begin{cases} \frac{(\alpha_b - 1)^2}{4\alpha_b}, & \sigma_{0,j,n}^s = 1, \quad d_1 = d_2, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1, \end{cases} \quad (15)$$

де $\alpha_{bj} \equiv \sigma_{0j}^+ / \sigma_{0j}^-$ — об'ємний параметер асиметрії [14], який визначає асиметрію спінзалежного розсіяння носіїв заряду в об'ємі магнетних шарів металу, $\sigma_{0j,n}^s = \sigma_{0j}^s / \sigma_{0n}^s$ — відношення питомих провідностей сусідніх магнетних шарів металу для s -го спінового каналу. З співвідношення (15) видно, що необхідною умовою реалізації у надгратниці ефекту ГМО є наявність асиметрії у розсіянні носіїв заряду з різними спіновими індексами на розсіювальних центрах (у разі відсутності зазначеної асиметрії $\alpha_{bj} = 1$, ефект відсутній). І не важливо у якому спіновому каналі асиметричне СЗР електронів буде більшим, важливо щоб зазначена асиметрія була максимально можливою, тобто $\alpha_{bj} \gg 1$ (або α_{bj}). Саме наявність асиметричного СЗР електронів є необхідною умовою реалізації ефекту [1–7].

Коли товщина шару d_2 в багатошаровій плівці значно менша за товщину d_1 ($d_{2,1} \ll 1$), величина МРВ зростає зі зростанням d_2 на величину порядку $\delta \sim d_2$; при виконанні протилежної нерівності ($d_{2,1} \gg 1$) маємо зворотню тенденцію: величина δ зменшується як $1/d_2$ ($\delta \sim 1/d_2$). Узагальнюючи вищезазначене, для МРВ запишемо вираз:

$$\delta_b(d_{2,1}) = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}} \begin{cases} \sigma_{0,1,2}^+ d_{2,1} \sim d_2, & d_{2,1} \ll \prod_{s=\pm} \sqrt{\sigma_{0,2,1}^s}, \\ \sigma_{0,2,1}^- d_{1,2} \sim 1/d_2, & d_{2,1} \gg \prod_{s=\pm} \sqrt{\sigma_{0,2,1}^s}. \end{cases} \quad (16)$$

Відповідно, що при певному співвідношенні між товщинами магнетних шарів металу варто очікувати амплітудного значення МРВ. Досліджуючи вираз (15) на екстремум переконаємося, що при виконанні рівності

$$d_{2,1}^{\text{extr}} = \sigma_{02,1}^+ \sqrt{\alpha_{b1} / \alpha_{b2}} \equiv \sqrt{\sigma_{02,1}^+ \sigma_{02,1}^-}, \quad (17)$$

величина ГМО досягає свого амплітудного значення. За знаком величини другої похідної від МРВ (15) в екстремальній точці (17)

$$\delta_b''(d_{2,1}^{\text{extr}}) = -\frac{2(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\sigma_{02,1}^{+2} \sqrt{\alpha_{b1} \alpha_{b2}} (1 + \sqrt{\alpha_{b1} / \alpha_{b2}})^4} \quad (18)$$

можна визначити знак ефекту. З формули (18) неважко бачити, що якщо в обох магнетних шарах металу ефективними (відповідальними за ефект [20]) є носії заряду зі спіном $s = +$ ($\alpha_{bj} > 1$) або $s = -$ ($\alpha_{bj} < 1$) (така ситуація реалізується в надгратницях Co/Cu і Fe/Cr, відповідно), то спостерігається негативний ефект ГМО, а при виконанні умови (17) для величини $d_{2,1}^{\text{extr}}$, величина гігантського магнетоопору досягає максимально можливого свого значення, яке дорівнює

$$\delta_b(d_{2,1}^{\text{extr}}) = -\frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{(\sqrt{\alpha_{b1}} + \sqrt{\alpha_{b2}})^2}. \quad (19)$$

Якщо ж у феромагнетних шарах металу ефективними є носії заряду з різними спіновими індексами, тобто в одному магнетному шарі ефективними є електрони зі спіном $s = +$, а в іншому — носії заряду зі спіном $s = -$ ($\alpha_{b1} > 1$, $\alpha_{b2} < 1$ або навпаки), то можлива інверсія [9], тобто зміна знаку ефекту. Причому, як видно з виразу (18), інверсія ефекту можлива лише за виконання цієї умови, і ніякі інші фактори не в змозі призвести до інверсного (позитивного) ефекту гігантського магнетоопору.

Оскільки зміну провідності надгратниці внаслідок її переманетування при негативному ефекті ГМО, ми нормуємо на σ_{AP} , коли провідність мінімальна, то, напевно логічно при аналізі інверсного ефекту ГМО в багатошаровій плівці зміну її провідності при зміні конфігурації у БП також нормувати на значення провідності, коли вона мінімальна, тобто на σ_P :

$$\delta_{\text{inv}} = 1 - \frac{\sigma_{AP}}{\sigma_P}. \quad (20)$$

У цьому випадку, МРВ для інверсного ефекту буде визначатися наступною формулою:

$$\delta_{b,\text{inv}}(d_{2,1}) = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{(\sigma_{02,1}^+ \alpha_{b1} d_{1,2} + 1)(\sigma_{01,2}^+ \alpha_{b2} d_{2,1} + 1)} = \begin{cases} \frac{(\alpha_b - 1)^2}{(\alpha_b + 1)^2}, & \sigma_{0j,n}^s = 1, d_1 = d_2, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1, \end{cases} \quad (21)$$

причому, з використанням формули (21) неважко переконатися, що амплітудне значення інверсного ефекту ГМО $\delta_{b,\text{inv}}(d_{2,1}^{\text{extr}})$ знову ж буде визначатися формулою (19), а характер зміни величини $\delta_{b,\text{inv}}(d_{2,1})$ зі зміною товщини магнетного шару металу буде аналогічним, як і при негативному ефекті ГМО.

Незначна величина ефекту для граничних значень $d_{2,1}$ обумовлена ефектом шунтування струму в одному з шарів металу. Так, якщо $d_{2,1} \ll 1$, струм шунтується у шарі металу товщиною d_1 , а у разі виконання протилежної нерівності $d_{2,1} \gg 1$ — у шарі товщиною d_2 . Ефект шунтування буде відсутній лише при виконанні рівності (17), і ГМО буде максимальним, причому максимально можливим. Це обумовлено тим, що вищенаведені формули були одержані за умови відсутності розсіяння носіїв заряду інтерфейсами надгратниці.

5. АСИМПТОТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ ВЕЛИЧИН ГІГАНТСЬКОГО МАГНЕТООПОРУ, ОБУМОВЛЕНОГО ІНТЕРФЕЙСНИМ СПІНЗАЛЕЖНИМ РОЗСІЯННЯМ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

Якщо магнетна багатошарова плівка складається з тонких шарів металу ($k_j^s \ll 1$), то домінуючим механізмом релаксації носіїв заряду є їх розсіяння на інтерфейсах багатошарового зразка, оскільки об'ємне СЗР електронів незначне у порівнянні з інтерфейсним, і ним можна знехтувати. У цьому випадку варто розглянути два випадки, коли $P_{jn}^s \ll Q_{jn}^{-s}$ або $P_{jn}^s \gg Q_{jn}^{-s}$.

Спочатку будемо вважати, що носії заряду майже дифузним чином розсіюються на міжшаровій поверхні ($P_{jn}^s \ll Q_{jn}^{-s}$). У цьому випадку розмірні функції при AP -орієнтації векторів магнетованости мають наступний вигляд:

$$\Phi_{APj}^s = \frac{4(1 + d_{n,j}) - T_{Qjn}^s - T_{Qnj}^{-s}(1 + 2d_{n,j}) + T_{Qjn}^s T_{Qnj}^{-s}}{T_{Qjn}^s + T_{Qnj}^{-s} + T_{Qjn}^s T_{Qnj}^{-s}} k_j^s, \quad (22)$$

де $T_{Qjn}^s = 1 - Q_{jn}^s$ і визначає ймовірність дифузного розсіяння носія заряду з проходженням з j -го шару в n -й шар металу, а вираз для функцій Φ_{Pj}^s можна одержати з формули (22), якщо у правій частині виразу (22) виконати заміну (13).

Підставляючи вирази для Φ_{APj}^s та Φ_{Pj}^s у формули (9) та (12) від-

повідно і враховуючи, що $\sigma_{0j}^s k_j^s \sim l_j^s \frac{d_j}{l_j^s} = d_j$, а також обмежуючись квадратичними множниками за параметром дифузності T_{Qjn}^s , для провідності зразка з анти- і феромагнетною взаємодією між магнетними шарами металу одержуємо наступні вирази:

$$\sigma_{AP} \sim \frac{d_1 (1 + d_{2,1}) \Delta^*}{(T_{Q12}^+ + T_{Q21}^-)(T_{Q12}^- + T_{Q21}^+)}, \quad \sigma_P \sim \frac{d_1 (1 + d_{2,1}) \Delta^*}{(T_{Q12}^+ + T_{Q21}^+)(T_{Q12}^- + T_{Q21}^-)} \quad (23)$$

$$\Delta^* = T_{Q12}^+ + T_{Q12}^- - T_{Q12}^+ T_{Q12}^- - T_{Q21}^+ T_{Q21}^- + (T_{Q21}^+ + T_{Q21}^-)(1 - T_{Q12}^+ - T_{Q12}^-).$$

Відповідно, для кількісної оцінки амплітуди ефекту ГМО можна одержати наступний вираз, який збігається з відповідним виразом роботи [24], одержаного за умови, що товщини магнетних шарів металу рівні ($d_1 = d_2 = d$):

$$\delta_Q = \beta_Q^- \frac{(\alpha_{Q1} - 1)(\alpha_{Q2} - 1)}{\alpha_{Q1} (1 + \beta_Q^+) (1 + \beta_Q^-)} = \begin{cases} \frac{(\alpha_Q - 1)^2}{(\alpha_Q + 1)^2}, & \beta_Q^\pm = 1, \\ 0, & \alpha_{Qj} = 1. \end{cases} \quad (24)$$

Коефіцієнти α_{Qj} у формулі (24) визначають спінову асиметрію проходження електронів через межі поділу шарів металу для двох спінових каналів і дорівнюють: $\alpha_{Qj} = T_{Qjn}^- / T_{Qjn}^+$ ($j \neq n = 1, 2$), а параметри β_Q^s мають наступний вигляд: $\beta_Q^s = T_{Q12}^s / T_{Q21}^s$.

Розглянемо інший граничний випадок, а саме коли виконується нерівність ($P_{jn}^s \gg Q_{jn}^s$). У цьому випадку, якщо у магнетній багатшаровій плівці реалізується P -конфігурація, то розмірні функції мають вигляд:

$$\Phi_{Pj}^s = \frac{2 - T_{Pjn}^s}{T_{Pjn}^s}, \quad (25)$$

де величини T_{Pjn}^s визначають ймовірність дифузного розсіяння на інтерфейсі магнетного зразка і дорівнюють $T_{Pjn}^s = 1 - P_{jn}^s$.

Розмірні функції для БП з AP -конфігурацією можна одержати з формули (25), у якій потрібно зробити наступну заміну [17]:

$$T_{Pjn}^s \rightarrow T_{AP} = \frac{1}{2}(T_{Pjn}^+ + T_{Pjn}^-). \quad (26)$$

Зробивши зазначену заміну та виконавши необхідні альгебричні перетворення, для розмірних функцій БП з антиферомагнетною конфігурацією одержуємо наступний вираз:

$$\Phi_{APj}^s = \frac{4 - T_{Pjn}^s - T_{Pnj}^{-s}}{T_{Pjn}^s + T_{Pnj}^{-s}}. \quad (27)$$

Підставляючи формули (25) та (27) у співвідношення (12) і (9) відповідно, одержуємо наступні вирази для провідності надгратниці з AP - та P -конфігураціями:

$$\sigma_{AP} \cong \frac{d_1^2}{d(T_{P12}^+ + T_{P12}^-)(T_{P21}^+ + T_{P21}^-)} \Delta^*, \quad \sigma_P \cong \frac{d_1^2}{dT_{P12}^+ T_{P12}^- T_{P21}^+ T_{P21}^-} \Delta^*, \quad (28)$$

$$\Delta^* = 4(T_{P21}^+ + T_{P21}^-) - (T_{P12}^+ + T_{P12}^-)(T_{P21}^+ + T_{P21}^-) + 4d_{2,1}^2(T_{P12}^+ + T_{P12}^-) - d_{2,1}^2(T_{P12}^+ + T_{P12}^-)(T_{P21}^+ + T_{P21}^-).$$

Відповідно, амплітудне значення ГМРЕ можна визначити за наступним виразом:

$$\delta_P = \frac{(1 + \alpha_{P2})(\alpha_{P1} - 1)^2 + d_{2,1}^2 \beta_P^- (1 + \alpha_{P1})(\alpha_{P2} - 1)^2}{4\alpha_{P1}(1 + \alpha_{P2} + d_{2,1}^2 \beta_P^+ (1 + \alpha_{P1}))} =$$

$$= \begin{cases} \frac{(\alpha_P - 1)^2}{4\alpha_P}, & \beta_P^s = 1, \quad d_1 = d_2, \\ 0, & \alpha_{Pj} = 1. \end{cases} \quad (29)$$

У формулі (29) $\beta_P^s = T_{P12}^s / T_{P21}^s$, а коефіцієнти α_{Pj} визначають спінову асиметрію дифузного розсіяння електронів інтерфейсами зразка і дорівнюють $\alpha_{Pj} = T_{Pjn}^- / T_{Pjn}^+$ ($j \neq n = 1, 2$). Зазначимо, що у цьому випадку внаслідок наявності у формулі (29) множника $(\alpha_{Pj} - 1)^2$ інверсія ефекту є неможливою; це є наслідком ефекту каналювання.

Аналіза одержаних асимптотичних формул (15), (24) та (29) показує, що, якщо багатошарова плівка є «симетричною», то амплітудне значення ГМО формально визначається однією і тією ж формулою [24], яка має вигляд:

$$\delta = (\gamma - 1)^2 / (4\gamma),$$

де $\gamma = \alpha_b, \alpha_Q, \alpha_P$ — параметри, які описують асиметрію розсіяння електронів з різною поляризацією.

6. ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗРАХУНОК

Оскільки розмірна залежність інверсного ефекту ГМО є подібною до розмірної залежності негативного ГМРЕ [24], то зосередимо свою

увагу лише на чисельному розрахунку нег'ативного ефекту ГМО.

Для виконання чисельного розрахунку, одержуємо загальну аналітичну формулу, яка описує ефект гігантського магнетоопору з урахуванням об'ємного та інтерфейсного спінзалежного розсіяння носіїв заряду («включені» два механізми, які обумовлюють ефект ГМО і, відповідно, МРВ будемо позначати як δ). Для цього формули (9) та (12) підставимо у співвідношення (14). Кінцевий результат розрахунку можна записати у наступному вигляді:

$$\delta = \frac{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{Pj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{Pj}^+ \}}{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{APj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{APj}^+ \}} - 1. \quad (30)$$

Для спрощення інтерпретації результатів чисельного розрахунку будемо вважати, що інтерфейси надгратниці практично дифузним чином розсіюють носії заряду ($P_j^s \ll Q_j^s$). У цьому випадку розмірні функції для провідника з антиферомагнетною та феромагнетною конфігураціями, згідно з формулою (11) з урахуванням заміни (13), наближено мають вигляд:

$$\Phi_{APj}^s = k_j^s \{1 + Q_{jn}^s d_{n,j}\}, \quad \Phi_{Pj}^s = k_j^s \{1 + Q_{jn}^s d_{n,j}\}. \quad (31)$$

Підставляючи формулу (31) у вирази (9) та (12), а одержані результати — у магнеторезистивне відношення (14), для величини δ одержуємо наступну формулу [24]:

$$\delta(d_{2,1}) = \frac{(Q_P - Q_{AP}) d_{2,1}}{d_{2,1}^2 + Q_{AP} d_{2,1} + 1}, \quad Q_{AP(P)} = \left\{ (Q_{12}^+ + Q_{12}^- + Q_{21}^+ + Q_{21}^-) / 2 \right\}_{AP(P)}. \quad (32)$$

Досліджуючи на екстремум вираз (32), переконуємося, що при виконанні рівності $d_{2,1}^{\text{extr}} = 1$ спостерігається амплітудна величина ефекту ГМО. Знаходячи другу похідну від виразу (32)

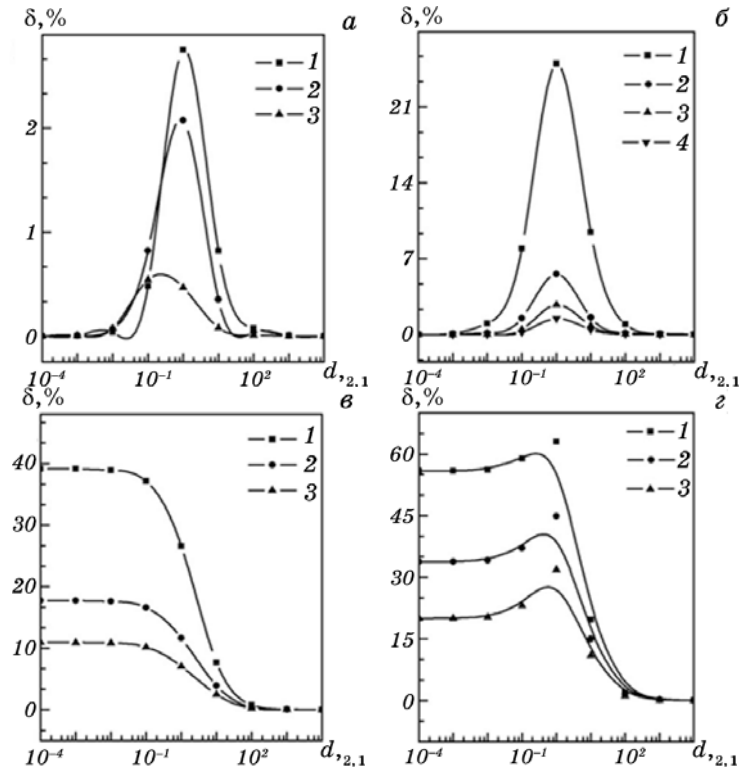
$$\delta''(1) = - \frac{(Q_P - Q_{AP})(1 + Q_{AP})}{4(1 + 0,5Q_{AP})^4}, \quad (33)$$

переконуємося, що у разі виконання нерівності $Q_P > Q_{AP}$ реалізується нег'ативний ефект ГМО, а при виконанні протилежної нерівності $Q_P < Q_{AP}$ — інверсний гігантський магнеторезистивний ефект. Амплітудне значення ГМО за наявності двох механізмів СЗР електронів (об'ємного та інтерфейсного) багаточислової плівки дорівнює:

$$\delta(1) = \frac{Q_P - Q_{AP}}{4 + Q_{AP}}. \quad (35)$$

Криві, які наведені на рисунку, одержані чисельним розрахунком по формулі (30) та ілюструють залежність МРВ δ від відношення товщин $d_{2,1}$ магнетних шарів металу надґратниці, при різних значеннях параметрів, які характеризують провідник. Рисунки *a* та *б* одержані за умови, що інтерфейсний механізм ГМО, який визначається асиметричним СЗР електронів на МПШ, «виключений», рисунок *в* — «виключений» об'ємний механізм, а рисунок *г* ілюструє розмірну залежність ГМО при «включені» двох вищезазначених механізмів.

Рисунок *a*, показує, що для граничних значень відношення $d_{2,1} \ll 1$ ($d_{2,1} \gg 1$) ефект гігантського магнетосопротиву практично відсутній внаслідок шунтування струму у шарі металу d_1 (d_2) (див. фо-



Залежність магнеторезистивного відношення δ надґратниці від відношення товщин $d_{2,1}$ магнетних шарів металу за таких значень параметрів ($L_{j,n}^- = 1$): $\alpha_{bj} = 0,17$, $P_{jn}^s = Q_{nj}^s = 0,1$, 1 — $k_1^- = 0,1$, 2 — $k_1^- = 1$, 3 — $k_1^- = 5$ (*a*); $k_1^- = 0,1$, 1 — $\alpha_{bj} = 0,17$, $P_{jn}^s = 0,1$, $Q_{nj}^s = 0,5$, 2 — $\alpha_{bj} = 0,17$, $P_{jn}^s = 0,5$, $Q_{nj}^s = 0,1$, 3 — $\alpha_{bj} = 0,17$, $P_{jn}^s = Q_{nj}^s = 0,1$, 4 — $\alpha_{bj} = 0,27$, $P_{jn}^s = Q_{nj}^s = 0,1$ (*б*); $k_1^- = 0,1$, $\alpha_{bj} = 1$, $P_{jn}^s = 0,1$, $Q_{jn}^+ = 0,1$, 1 — $\alpha_{Qj} = 0,3$ (3), 2 — $\alpha_{Qj} = 0,4$ (4), 3 — $\alpha_{Qj} = 0,5$ (5) (*в*); $k_1^- = 0,1$, $\alpha_{bj} = 0,17$, $P_{jn}^s = 0,1$, $Q_{jn}^+ = 0,1$, 1 — $\alpha_{Qj} = 0,3$ (3), 2 — $\alpha_{Qj} = 0,4$ (4), 3 — $\alpha_{Qj} = 0,5$ (5) (*г*).

рмулу (16)). Як тільки товщини шарів бішару стають сумірними, амплітуда ефекту буде максимальною внаслідок відсутності шунтувального ефекту. Зі збільшенням об'ємного параметра асиметрії, амплітуда ефекту зростає (рисунок б, криві 1, 2).

Величина ефекту також збільшується при збільшенні дзеркального відбивання електронів (рисунок б, крива 3) інтерфейсами зрачка і при збільшенні проходження носіїв заряду без розсіяння у сусідні шари металу (рисунок б, крива 4). Це обумовлено тим, що за наявності лише об'ємного механізму, у цих випадках при взаємодії з інтерфейсами багат шарової плівки електрон не «втрачає» своєї пам'яті про свій спин і залишається ефективним. Рисунок а, б також показують, що за наявності об'ємного механізму, на розмірній залежності δ завжди присутній яскраво виражений максимум, що корелює з висновками роботи [5]. Якщо зазначений механізм «виключити», а домінуючим механізмом ефекту ГМО є інтерфейсне спинзалежне розсіяння електронів, то максимум вироджується і МРВ монотонно зменшується зі зростанням товщини шарів в силу зменшення взаємодії між магнетними шарами. На відміну від об'ємного механізму при якому збільшення дзеркального відбивання носія заряду інтерфейсами надгратниці призводить до збільшення амплітуди ефекту, у розглядуваному випадку спостерігається зворотна тенденція. При збільшенні параметра P_{jn}^s , внаслідок виконання нерівності $P_{jn}^{(n-j)s} + Q_{nj}^{(j-n)s} \leq 1$ зменшується ймовірність проходження електронів у сусідні шари металу і, відповідно, ефект ГМО зменшується внаслідок ефекту каналювання. При одночасній дії двох, вищезазначених механізмів, на залежності $\delta(d_{2,1})$ знову появляється яскраво виражений максимум, а сама величина ефекту зростає. Тим самим, ефект ГМО набуває максимальної величини при одночасній дії двох механізмів (об'ємного та інтерфейсного) асиметричного СЗР електронів з різною поляризацією спін.

7. ВИСНОВКИ

Таким чином, ефект ГМО у багат шаровій плівці обумовлений асиметричним спинзалежним розсіянням носіїв заряду в об'ємі магнетних шарів металу та на їх інтерфейсах (відповідно, об'ємний та інтерфейсний механізми), причому зі збільшенням зазначеної асиметрії амплітуда ефекту збільшується. Якщо домінуючим механізмом ефекту ГМО є об'ємне СЗР електронів, то на розмірній залежності МРВ при виконанні рівності (17) виникає яскраво виражений максимум, який обумовлений відсутністю ефекту шунтування струму. При порушенні зазначеної рівності, виникає шунтувальний ефект струму, що призводить до зменшення ефекту ГМО. У разі домінуючого інтерфейсного механізму ГМО, МРВ монотонно зменшується зі зростанням товщини бішару надгратниці внаслідок послаблення

взаємодії між шарами. Зменшення шерсткостей інтерфейсів і, відповідно, збільшення дзеркального відбивання електронів інтерфейсами провідника, призводить як до збільшення, так і до зменшення рівня ефекту. Якщо домінуючим механізмом ГМРЕ є об'ємне СЗР електронів, то збільшення дзеркальності відбивання носія заряду призводить до того, що електрон не втрачає своєї «пам'яті» про спін, і він залишається ефективним, і амплітуда ефекту зростає. Якщо ж домінуючим механізмом ефекту ГМО є інтерфейсне спінзалежне розсіяння електронів, то зі зростанням дзеркального відбивання електронів інтерфейсами зразка виникає ефект каналювання, що зменшує амплітуду ефекту. При одночасній дії двох механізмів: асиметричного спінзалежного розсіяння в об'ємі шарів та на їх інтерфейсах ефект ГМО максимальний.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. А. М. Погорілий, С. М. Рябченко, О. І. Товстолиткін, *УФЖ. Огляди*, **6**, № 1: 37 (2010).
2. В. Г. Дорогань, Ф. В. Мощний, *УФЖ*, **49**, № 12: 1174 (2004).
3. E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor, *Solid State Physics*, vol. **56** (Eds. H. Ehrenreich and F. Spaepen) (San Diego, CA: Academic Press: 2001), p. 113.
4. S. S. P. Parkin, *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **25**: 357 (1995).
5. B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**: 335 (1994).
6. R. E. Camley and R. L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter*, **5**: 3727 (1993).
7. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**, No. 21: 2472 (1988).
8. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et al., *Phys. Rev. B*, **39**, No. 7: 4828 (1989).
9. M. Georg, L. G. Pererira, A. Barthelemy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, No. 3: 408 (1994).
10. K. Fuchs, *Proc. Cambr. Phil. Soc. A*, **34**, No. 1: 100 (1938).
11. E. H. Sondheimer, *Adv. Phys.*, **1**, No. 1: 1 (1952).
12. N. F. Mott, *Proc. R. Soc. A*, **153**, No. 878: 699 (1936).
13. N. F. Mott, *Adv. Phys.*, **13**, No. 51: 325 (1964).
14. F. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys. F: Metal Phys.*, **6**, No. 5: 849 (1976).
15. А. Б. Грановский, А. В. Ведяев, А. В. Калицов, *ФТТ*, **37**, № 2: 337 (1995).
16. В. В. Устинов, *ЖЭТФ*, **106**, вып. 1(7): 207 (1994).
17. В. И. Окулов, *ФНТ*, **20**, № 4: 400 (1994).
18. В. В. Устинов, *ФММ*, **49**, вып. 1: 31 (1980).
19. М. И. Каганов, В. Б. Фикс, *ЖЭТФ*, **73**, вып. 2(8): 753 (1977).
20. A. V. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, **224**, No. 1157: 273 (1954).
21. Л. В. Дехтярук, Ю. О. Колесніченко, *УФЖ*, **42**, № 9: 1094 (1997).
22. J. Inoue, A. Oguri, and S. Maekawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **60**, No. 2: 376 (1991).
23. H. Itoh, J. Inoue, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **47**, No. 10: 5809 (1993).
24. Л. В. Дехтярук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 2: 219 (2008).