

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Lh, 73.40.Jn, 73.50.Gr, 73.50.Jt, 75.30.Vn

СТРУКТУРА ТА ГІГАНТСЬКИЙ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ У ТРИШАРОВИХ ПЛІВКАХ FeNi/Cu/Co

А.Г. Басов¹, С.І. Воробйов¹, Ю.О. Шкурдода², Л.В. Дехтярук³

¹ Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2, Суми, Україна, 40007
E-mail: a.basov@ishostka.sumdu.edu.ua

² Сумський державний педагогічний університет ім. А.С.Макаренка,
вул. Роменська, 87, Суми, Україна, 40002
E-mail: shkurdoda@rambler.ru

³ Харківський державний технічний університет будівництва та
архітектури,
вул. Сумська, 40, Харків, Україна, 61002

Теоретично та експериментально досліджена залежність магнітоопору (МО) в магнітних FeNi/Cu/Co тришарових плівках. Встановлено, що при малих значеннях відношення товщин магнітних шарів металу $d_2/d_1 \ll 1$ (d_j ($j = 1, 2$) – товщина j -го шару металу) зі збільшенням товщини верхнього (покриваючого) магнітного шару ефект гігантського магнітоопору збільшується ($\delta = (\rho(0) - \rho(H))/\rho(H) \sim d_2$, де $\rho(0)$ та $\rho(H)$ – питомий опір провідника у відсутності (за наявності) магнітного поля), в той час як при виконанні зворотної нерівності $d_2/d_1 \gg 1$ МО зменшується як $1/d_2$. У разі виконання рівності $d_2/d_1 = \sqrt{(\rho_1^+ \rho_1^-)/(\rho_2^+ \rho_2^-)}$ (ρ_s^{\pm} – питомий опір s -го спінового каналу, $s = \pm$) ефект максимальний внаслідок відсутності ефекту шунтування струму.

Ключові слова: ТРИШАРОВА МАГНІТНА ПЛІВКА, ГІГАНТСЬКИЙ МАГНІТООПІР, МАГНІТОРЕЗИСТИВНЕ ВІДНОШЕННЯ, РЕЗИСТОРНА МОДЕЛЬ, СПІН-ЗАЛЕЖНЕ РОЗСІЯННЯ.

(Одержано 27.09.2010, у відредагованій формі – 29.11.2010)

1. ВСТУП

Багатошарові нанокристалічні плівкові системи, які складаються з магнітних та немагнітних шарів металу, що чергуються, належать до нового класу матеріалів спінтроники, завдяки унікальним поєднанням у них магнітних і електричних властивостей. Найбільш відомим ефектом, що спостерігається в металевих багатошарових структурах, є ефект гігантського магнітоопору (ГМО) [1, 2], який полягає у різкому зменшенні опору багатошарового провідника при накладанні зовнішнього магнітного поля і обумовлений спіновою залежністю розсіяння електронів від типу магнітного впорядкування в суміжних магнітних шарах провідника. Дослідження механізмів виникнення зазначеного ефекту стало стимулом до створення ряду нових матеріалів з широким спектром їх практичного застосування в обчислюваній техніці, електроніці, автомобільній промисловості тощо [3-6].

Попри значний накопичений теоретичний та експериментальний матеріал у дослідженні ефекту ГМО, ряд фундаментальних питань залишаються до кінця не з'ясованими. Так, зокрема, існує потреба в розробці та апробації теоретичних моделей ГМО для тришарових плівок і, відповідно, метою даної роботи є експериментальне та теоретичне дослідження ефекту ГМО в тришарових магнітних FeNi/Cu/Co плівках (сандвічах), у встановленні характеру поведінки ефекту для граничних значень товщини покриваючого шару та у виявленні умов, за яких спостерігається максимальне (амплітудне) значення ефекту.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ

Магнітні тришарові FeNi/Cu/Co плівки отримувалися методом резистивного (Cu) та електронно-променевого (Co та FeNi) випаровування у вакуумі порядку 10^{-4} Па при температурі підкладки $T_n = 300$ К. Як підкладка використовувалися скляні поліровані пластини з попередньо нанесеними мідними контактами з підшаром хрому. Швидкість конденсації шарів металів складала $0,5 \div 0,8$ для Co та FeNi і $1 \div 1,5$ нм/с для Cu. Для визначення величини електричного опору R з відносною похибкою 0,025 % використовувалися універсальні цифрові вольтметри В7 – 46/1. Контроль температури здійснювався за допомогою хромель-алюмелевої термопари з похибкою ± 5 К. Товщини шарів d_m визначалася інтерферометричним методом (прилад МП – 4) з точністю вимірювання до 10 % при $d > 50$ нм. Для забезпечення відтворення геометричних розмірів довжини (а) і ширини (b) плівок використовувалися маски з нержавіючої сталі.

Вимірювання повздовжнього (\parallel) та поперечного (\perp) магнітоопору (МО) зразків проводилося в спеціальній установці в умовах надвисокого безмасляного вакууму (10^{-7} Па) у магнітному полі до 150 кА/м при кімнатній температурі з відносною похибкою не більше 0,05 %.

Структурно-фазові дослідження зразків проводилися за допомогою просвічуючого електронного мікроскопу EM-125 та електроннографа.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

3.1 Структура та фазовий склад зразків

Електронно-мікроскопічні і дифракційні дослідження вказують на те, що невідпалені плівки FeNi/Cu/Co полікристалічні і мають дрібнодисперсну структуру (рис. 1а, із розміром зерна не більше 5 нм).

На електроннограмах невідпалених плівок FeNi/Cu/Co внаслідок дрібнодисперсної структури і близьких міжплощинних відстаней FeNi та Cu спостерігаються дуже розмиті кільця, що належать ГЦК-фазі з параметром решітки $a = 0,355 \div 0,360$ нм (рис. 1б). Внаслідок великої розмитості ліній, що належать ГЦК-фазам FeNi і Cu, не можна із впевненістю говорити про двофазний склад Co. Лінії, що належать ГЦП-Co, практично не спостерігаються.

Після відпалювання при температурі 700 К (рис. 1г) електроннографічно фіксується двофазний склад ГЦК-Co + ГЦК-твердий розчин (FeNi, Cu).

3.2 Магнітоопір тришарових плівок

Для всіх досліджуваних невідпалених плівок FeNi/Cu/Co із $d_{Cu} < 2$ нм спостерігається анізотропний магнітоопір (АМО). Наявність АМО при малих товщинах прошарків пояснюється їх структурною несучільністю, внаслідок чого існує досить сильний прямий зв'язок магнітних шарів.

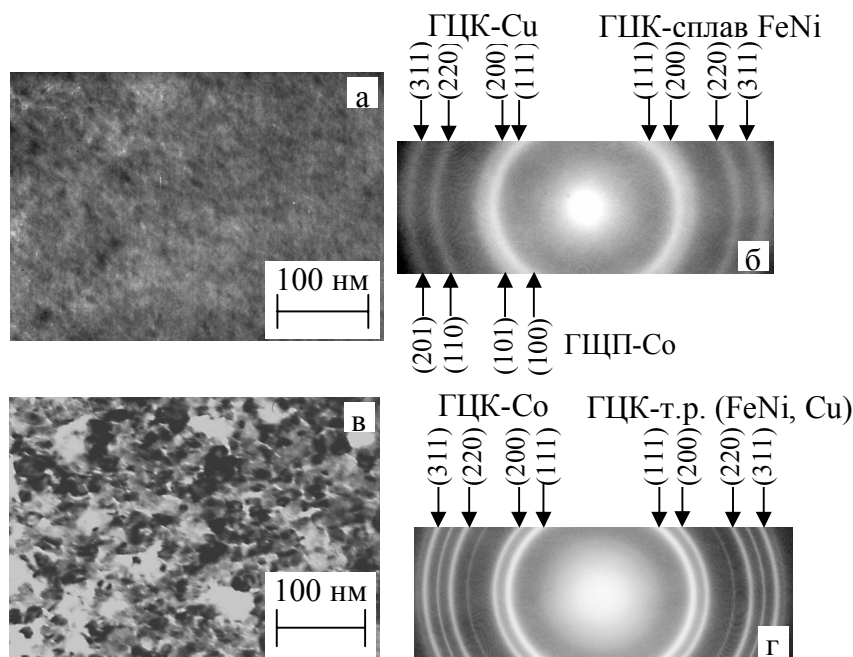


Рис. 1 – Мікроструктура і електронограми від невідпаленої (а, б) та відпаленої (в, г) при 700 К тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(8 нм)/Co(30 нм)

Така взаємодія перешкоджає роздільному перемагнічуванню шарів, а отже не приводить до виникнення ГМО.

Для невідпалених зразків із $d_{Cu} = 2 \div 10$ нм спостерігається тільки зменшення електроопору при внесенні зразків у магнітне поле незалежно від його напрямку (рис. 2). Величина МО для цих плівок становить $0,2 \div 1,3$ %. Таким чином, можна говорити про реалізацію ефекту ГМО в даних тришарових системах [8]. Невелику амплітуду ефекту ГМО можна пояснити декількома причинами. По-перше, утворенням у даній структурі на межі поділу шарів парамагнітного твердого розчину (FeNi, Cu), що призводить до «втрати інформації» про свій спін електронами при їх розсіянні. Іншою причиною може бути наявність «містків» через немагнітний прошарок невеликої ефективної товщини, що призводить до виникнення феромагнітного зв'язку між шарами, і як наслідок, до порушення антипаралельної конфігурації.

Варто зазначити, що для невідпалених систем FeNi/Cu/Co із $d_{Cu} = 4 \div 6$ нм спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі (рис. 2а) в інтервалі зовнішнього магнітного поля від 3 кА/м до 8 кА/м. Цей факт свідчить про роздільне перемагнічування шарів.

Зміна опору структури відбувається при зміні взаємної орієнтації намагніченості магнітом'якого (FeNi) та магнітожорсткого (Co) шарів, тобто реалізується ГМО. Різкі зміни МО, що спостерігаються на магніторезистивній петлі, відповідають роздільному перемагнічуванню магнітом'якого та магнітожорсткого шарів, які відбуваються в полях 2 та 8 кА/м відповідно. При охолодженні зразків до 150 К вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється. Спостерігається тільки збільшення ефекту і зміщення горизонтальної ділянки на магніторезистивній петлі в область більш сильних полів.

Для невідпалених зразків FeNi/Cu/Co із $d_{Cu} = 6 \div 10$ нм спостерігаються типові магніторезистивні петлі, характерні для симетричних тришарових систем (відсутня горизонтальна ділянка на петлі).

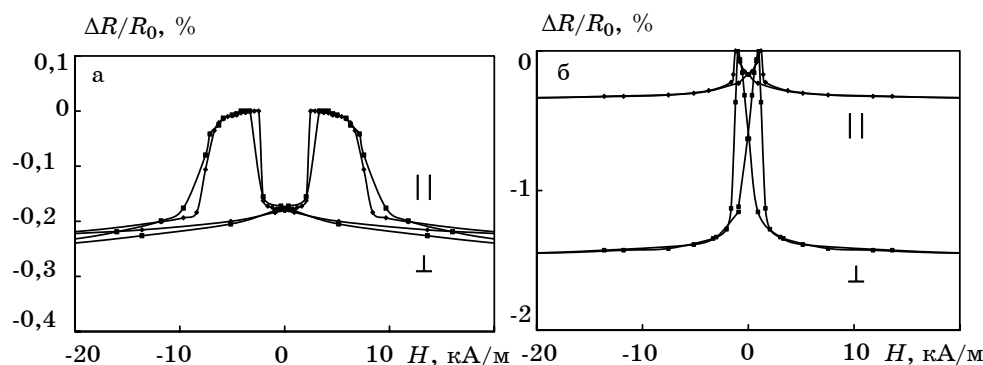


Рис. 2 – Магніторезистивні петлі гістерезису для тришарової структури FeNi/Cu/Co/P: $d_{Co,FeNi} = 35$ нм, $d_{Cu} = 5$ нм, (а); $d_{Co,FeNi} = 40$ нм, $d_{Cu} = 7$ нм (б). Температура вимірювання 300 К

На рис. 3 наведена експериментальна залежність магніторезистивного відношення (МРВ) від товщини верхнього (покриваючого) FeNi шару за умови, що товщина базового магнітного шару кобальту та товщина мідного прошарку є незмінними. Отримані залежності показують, що амплітудне значення ефекту ГМО спостерігається за умови рівності товщин базового та покриваючого шарів металу, що підтверджується теоретичними розрахунками. В області малих значень товщин верхнього покриваючого шару металу $d_{2,1} \ll 1$, ефект ГМО практично відсутній внаслідок шунтування струму базовим шаром Co, а зі збільшенням товщини d_2 ефект збільшується. При подальшому збільшенні d_2 , так що виконується нерівність $d_{1,2} \gg 1$, ефект ГМО знову відсутній, внаслідок шунтування струму в покриваючому шарі металу.

4. ТЕОРЕТИЧНИЙ АНАЛІЗ ЕФЕКТУ

У вище наведеному експериментальному дослідженні товщина немагнітного прошарку (спейсеру) вибиралася набагато меншою від товщини магнітних (базового та покриваючого) шарів металу. Саме тому, при подальшому аналітичному описанні ефекту, прошарок будемо розглядати як ультратонкий, провідністю якого можна знехтувати у порівнянні із провідністю магнітних шарів металу.

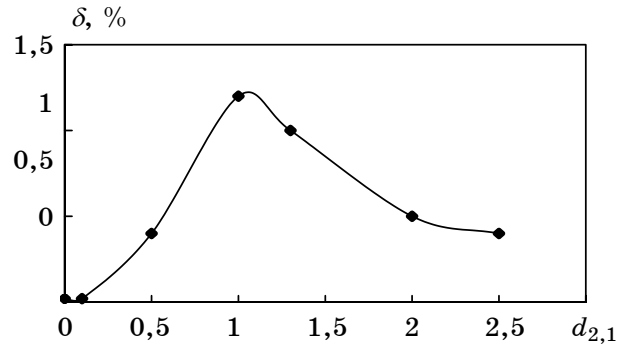


Рис. 3 – Залежність МРВ δ від відношення товщин магнітних шарів металу $d_{2,1}$ за умови, що $d_{Cu} = \text{const}$ та $d_{Co} = \text{const}$

Для кількісного описання ефекту ГМО можна скористатися резисторною моделлю (моделлю еквівалентного кола) [7, 9], згідно з якою кожний магнітний шар сандвіча розглядається як незалежний резистор, який у свою чергу в рамках двострумкової моделі [11-13] складається з двох резисторів, які відповідають двом незалежним спіновим каналам провідності. Вважаємо, що ефекти з перевертанням спіну спін-фліп процеси незначні, і ними можна знехтувати.

Зазвичай ефект ГМО характеризують зміною опору $\rho(0) - \rho(H)$ в результаті переманічування тришарової плівки за допомогою зовнішнього магнітного поля, нормованої на питомий опір $\rho(H)$ при наявності магнітного поля (феромагнітна взаємодія) [7-9], тобто

$$\delta = \frac{\rho(0) - \rho(H)}{\rho(H)} = \frac{\rho(0)}{\rho(H)} - 1. \quad (1)$$

Не зупиняючись на проміжних розрахунках, запишемо кінцевий результат для магніторезистивного відношення (МРВ) δ :

$$\delta = \frac{(\alpha_1 - 1)(\alpha_2 - 1)}{\alpha_1(\rho_{1,2}^+ d_{1,2} + 1)(\rho_{2,1}^- d_{2,1} + 1)}. \quad (2)$$

Тут $\alpha_j = \rho_j^- / \rho_j^+$ $j = 1, 2$ – параметр асиметрії, тобто параметр який описує асиметрію спін-залежного розсіяння (СЗР) носіїв заряду з різними спіновими індексами $s = \pm$ в об'ємі магнітних шарів металу [13], $d_{1,2} = d_1/d_2$ – відношення магнітних шарів металу, $\rho_{j,n}^s = \rho_j^s / \rho_n^s$ – відношення їх питомих опорів, ρ_j^s – питомий опір s -го спінового каналу j -го полікристалічного шару металу. Зауважимо, що для симетричного сандвіча, тобто тришарової плівки, яка складається з однакових магнітних шарів металу ($\rho_j^s = \rho_n^s$), товщини яких збігаються ($d_j = d_n$), формула (2) переходить у добре відоме співвідношення для МРВ, яке часто використовується для аналізу ефекту [11-13]:

$$\delta = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha}. \quad (3)$$

В області малих значень верхнього, покриваючого шару металу ($d_{2,1} \ll 1$), ефект ГМО практично відсутній внаслідок шунтування струму базовим Со-шаром, а зі збільшенням товщини d_2 ефект збільшується пропорційно до d_2 ($\delta \sim d_2$):

$$\delta = \frac{(\alpha_1 - 1)(\alpha_2 - 1)\rho_{2,1}^+}{\alpha_1} d_{2,1} \sim d_2, \quad d_{2,1} \ll \prod_{s=\pm} \sqrt{\rho_{1,2}^s}. \quad (4)$$

При виконанні нерівності $d_2 > d_1$ зазначений ефект зменшується як $1/d_2$, а при подальшому збільшенні d_2 так, що виконується нерівність $d_{2,1} \gg 1$, ефект ГМО знову відсутній, внаслідок шунтування струму в покриваючому шарі металу:

$$\delta = \frac{(\alpha_1 - 1)(\alpha_2 - 1)\rho_{1,2}^-}{\alpha_1} d_{1,2} \sim \frac{1}{d_2}, \quad d_{2,1} \gg \prod_{s=\pm} \sqrt{\rho_{1,2}^s}. \quad (5)$$

В дійсності, як експериментально встановлено в [9], при виконанні нерівності $d_2 \gg d_1$ величина ефекту зменшується не як $1/d_2$, а як $\exp(-d_2/l_2^s)$ (l_2^s – довжина вільно пробігу електронів у покриваючому шарі металу). Зазначена невідповідність між теорією та експериментом обумовлена тим, що в цій області товщин резисторну модель застосовувати не можна, оскільки товщина плівки d_2 стає більшою за довжину вільного пробігу l_2^s ($d_2 \gg l_2^s$) і магнітні шари металу в тришаровій плівці стають незалежними.

У разі, коли $d_2 \sim d_1$, внаслідок відсутності ефекту шунтування струму, магнітоопір досягає максимальної величини, тобто на залежності $\delta(d_{2,1})$ спостерігається максимум, положення якого визначається провідними властивостями магнітних шарів металу

$$d_{2,1}^{\max} = \rho_{1,2}^+ \sqrt{\alpha_1 / \alpha_2} \equiv \sqrt{\rho_{1,2}^+ \rho_{1,2}^-}, \quad (6)$$

а амплітудне значення ефекту дорівнює:

$$\delta(d_{2,1}^{\max}) = \frac{(\alpha_1 - 1)(\alpha_2 - 1)}{(\sqrt{\alpha_1} + \sqrt{\alpha_2})^2}. \quad (7)$$

З формули (7) випливає, що амплітудне, максимальне значення ефекту визначається лише величиною об'ємного асиметричного СЗР електронів (тобто параметрами α_j) і не важливо, у якому спіновому каналі зазначена асиметрія буде більшою. Важливо, щоб вона була найбільшою.

Розрахунок амплітудного значення гігантського магнітоопору за формулою (7) дає максимально можливу величину ефекту, оскільки, з одного боку, ми знехтували прошарками, з іншого боку – в рамках резисторної моделі вважається, що взаємодія носіїв заряду зі зовнішніми межами та інтерфейсами не призводить до «дисипації електронного потоку».

Зауважимо, що для моделі багатошарового провідника з ультратонкими прошарками, елементом періодичності є бішар. У цьому випадку багатошарову плівку формально можна розглядати як двошарову плівку, зовнішні межі якої дзеркальним чином відбивають електрони і, відповідно, усі вище наведені формули можна використовувати для аналізу ефекту ГМО у багатошарових магнітних зразках з ультратонкими спейсерами.

5. АПРОБАЦІЯ ТЕОРЕТИЧНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ

Добре відомо, що наявність домішок міді в об'ємі кобальтового шару призводить до об'ємного асиметричного спіно-залежного розсіяння носіїв заряду, причому параметр асиметричного розсіяння електронів з різним спіновим індексом, згідно з даними робіт [14-16], дорівнює: $\alpha_1 \equiv \alpha_{Co} = 3,082$; $\rho_{Co}^+ = 4,998 \cdot 10^{-8}$ Ом·м і $\rho_{Co}^- = 15,402 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. Наведені дані та експериментально знайдені значення відношення магнітних товщин металу $d_{2,1} = 1,2$ при якому ефект максимальний і дорівнює $\delta = 0,013$ дозволяють за отриманими теоретичними співвідношеннями (6) та (7) розрахувати питомий опір в s -му спіновому каналі NiFe шару металу і відповідно, знайти параметр асиметричного спіно-залежного розсіяння електронів α_{NiFe} . Підстановкою величин $\delta = 0,013$ і $\alpha_1 = 3,082$ у вираз (7) отримуємо квадратне рівняння відносно α_2 , розв'язуючи яке отримуємо величину $\alpha_{NiFe} = 1,046$.

Знаючи параметри асиметрії у магнітних шарах металу та опір в s -му спіновому каналі кобальту, за формулою (6) можна розрахувати опори ρ_{NiFe}^s (згідно з експериментальними вимірюваннями $d_{2,1}^{max} = 1,2$): $\rho_{NiFe}^+ = 7,149 \cdot 10^{-8}$ Ом·м $\rho_{NiFe}^- = 7,478 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.

Отримані занижені значення для питомого опору ρ_{NiFe}^s обумовлено тим, що у межах резисторної моделі був повністю «виключений» механізм розсіяння електронів на інтерфейсах та на зовнішніх межах провідника, який дає внесок у сумарний опір магнітного шару металу.

6. ВИСНОВКИ

Таким чином, в магнітних тришарових плівках зі спейсерами товщиною $d_{Cu} = 3 \div 10$ нм реалізується ефект ГМО, який в області малих значень товщини покриваючого шару ($d_{2,1} \ll 1$) зі збільшенням товщини збільшується пропорційно до d_2 ($\delta \sim d_2$). При виконанні протилежної нерівності $d_{2,1} > 1$, ефект зменшується як $\delta \sim 1/d_2$. У разі виконання рівності $d_{2,1} = \sqrt{\rho_{1,2}^+ \rho_{1,2}^-}$, внаслідок відсутності ефекту шунтування струму, ефект максимальний, причому його амплітудне значення визначається величиною асиметричного розсіювання електронів в об'ємі магнітних шарів металу.

STRUCTURE AND EFFECT OF GIANT MAGNETORESISTANCE IN THREE-LAYERED FILMS FeNi/Cu/Co

A.G. Basov¹, S.I. Vorobjov¹, Yu.O. Shkurdoda², L.V. Dekhtyaruk³

¹ Sumy State University,
2, Rimsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine
E-mail: a.basov@ishostka.sumdu.edu.ua

² Sumy State Pedagogical University,
87, Romens'ka Str., 40002, Sumy, Ukraine
E-mail: shkurdoda@rambler.ru

³ Kharkiv State Technical University of Building and Architecture
40, Sumska Str., 61002, Kharkiv, Ukraine

Dependence of the magnetoresistance in magnetic FeNi/Cu/Co sandwich films was investigated theoretically and experimentally. It was found that for small values of the thickness ratio of magnetic metal layers $d_2/d_1 \ll 1$ (d_j ($j = 1, 2$) is the thickness of the j -th metal layer), the giant magnetoresistance effect ($\delta = (\rho(0) - \rho(H))/\rho(H) \sim d_2$) increases with thickness of the top (covering) magnetic layer. At the same time, if the inverse inequality takes place, the magnetoresistance ratio decreases as $1/d_2$. When the equality $d_2/d_1 = \sqrt{(\rho_1^+ \rho_1^-)/(\rho_2^+ \rho_2^-)}$ (ρ_j^s is the resistivity of the s -th spin channel) holds, this effect is maximal.

Keywords: THREE-LAYERED MAGNETIC FILMS, GIANT MAGNETORESISTANCE, MAGNETORESISTIVE RATIO, RESISTOR MODEL, SPIN-DEPENDENT SCATTERING.

СТРУКТУРА И ГИГАНТСКИЙ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИЙ ЭФФЕКТ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ FeNi/Cu/Co

A.G. Basov¹, S.I. Vorobjov¹, Yu.O. Shkurdoda², L.V. Dekhtyaruk³

¹ Сумский государственный университет,
ул. Римского-Корсакова, 2, Сумы, Украина, 40007
E-mail: a.basov@ishostka.sumdu.edu.ua

² Сумский государственный педагогический университет им. А.С. Макаренко,
ул. Роменская, 87, Сумы, Украина, 40002
E-mail: shkurdoda@rambler.ru

³ Харьковский государственный технический университет строительства и архитектуры,
ул. Сумская, 40, Харьков, Украина, 61002

Теоретически и экспериментально исследована зависимость магнитосопротивления (МС) в магнитных FeNi/Cu/Co трехслойных пленках. Установлено, что при малых значениях отношения толщин магнитных слоев металла $d_2/d_1 \ll 1$ (d_j ($j = 1, 2$) – толщина j -го слоя металла) с увеличением толщины верхнего (покрывающего) магнитного слоя эффект гигантского магнитосопротивления увеличивается ($\delta = (\rho(0) - \rho(H))/\rho(H) \sim d_2$, где $\rho(0)$ и $\rho(H)$ – удельное сопротивление при отсутствии (при наличии) магнитного поля) в то же время при выполнении обратного неравенства $d_2/d_1 \gg 1$ МС уменьшается как $1/d_2$. В случае выполнения равенства $d_2/d_1 = \sqrt{(\rho_1^+ \rho_1^-)/(\rho_2^+ \rho_2^-)}$ (ρ_j^s – удельное сопротивление s -го спинового канала, $s = \pm$), эффект максимальный, вследствие отсутствия эффекта шунтирования тока.

Ключевые слова: ТРЕХСЛОЙНАЯ МАГНИТНАЯ ПЛЕНКА, ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ, МАГНИТОРЕЗИСТИВНОЕ ОТНОШЕНИЕ, РЕЗИСТОРНАЯ МОДЕЛЬ, СПИН-ЗАВИСИМОЕ РАССЕЯНИЕ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Greuzet, A. Fiederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, *Phys. Rev. B*, **39** 4828 (1989).
3. А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстолигкін, *УФЖ* **6**, 37 (2010).
4. А. Ферт, *УФН* **178**, 1336 (2008).
5. П.А. Грюнберг, *УФН* **178**, 1349 (2008).
6. В.Г. Дорогань, Ф.В. Мощный, *УФЖ* **49**, 1174 (2004).
7. Е.У. Tsymbal, D.G. Pettifor, *Solid State Phys.* **56** 113 (2001).
8. S.T. Roschenko, I.G. Shipkova, Yu.I. Chekrygina, *J. Functional Materials.* **16**, 1 (2009).
9. S.S.P. Parkin, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **25**, 357 (1995).
10. L. Kond, Q. Pan, B. Cui, *J. Appl. Phys.* **85**, 5492 (1999).
11. A.F. Mayadas, M. Shatzkes, *Phys. Rev. B* **1**, 1382 (1970).
12. N.F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964).
13. A. Fert, I.A. Campbell, *J. Phys. F.: Metal. Phys.* **6**, 849 (1976).
14. J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, and V.K. Dugaev *Mater. Science Eng. B* **126**, 271 (2006).
15. W.P. Pratt, S.-F. Lee, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, P.A. Schroeder, and J. Bass, *J. Appl. Phys.* **73**, 5326 (1993).
16. T. Valet, A. Fert, *Phys. Rev. B.* **48**, 7099 (1993).