

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 68.55.Nq, 73.50.-h, 75.30.Gw, 75.47.De, 75.47.Np, 75.60.Ej, 75.70.Cn

Магнеторезистивні та магнетні властивості тришарових нанокристалічних плівок пермалой/Ag/пермалой

I. O. Shpetnyi*, Yu. O. Shkurdoda*, D. I. Saltykov*,
V. I. Grebinaha**, S. I. Vorobiov*,***

**Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2,
40007 Суми, Україна*

***Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Перемоги, 37,
03056 Київ, Україна*

****Університет ім. Павла Йозефа Шафарика в Кошицях,
вул. Шробарова, 2,
04180 Кошице, Словачька Республіка*

У роботі вивчені структурно-фазовий стан, магнеторезистивні та магнетні властивості тришарових плівкових систем на основі пермалой та Срібла, отриманих методом почергової конденсації. Для свіжосконденсованих та відпалених за температури 600 К плівок фазовий склад відповідає ГЦК-Ag та ГЦК-Ni(Fe) з параметром ґратниці 0,4085–0,4095 нм і 0,359–0,361 нм відповідно. Фазовий стан плівок, відпалених за температури 800 К, відповідає ГЦК-Ag та ГЦК-Ni₃Fe. Проведені дослідження магнетоопору показали, що в свіжосконденсованих системах зі срібним прошарком (3–10 нм) реалізується спін-залежне розсіювання електронів. Після відпа-

Corresponding author: Igor Oleksandrovysh Shpetnyi
E-mail: i.shpetnyi@aph.sumdu.edu.ua

**Sumy State University,
2 Rymsky-Korsakov Str., UA-40007 Sumy, Ukraine*

***National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
37 Peremohy Ave., UA-03056 Kyiv, Ukraine*

****Pavol Jozef Šafárik University in Košice,
2 Šrobárova Str., 04180 Košice, Slovak Republic*

Citation: I. O. Shpetnyi, Yu. O. Shkurdoda, D. I. Saltykov, V. I. Grebinaha, and S. I. Vorobiov, Magnetoresistive and Magnetic Properties of Three-Layer Nanocrystalline Permalloy/Ag/Permalloy Films, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 1: 129–142 (2021) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.43.01.0129](https://doi.org/10.15407/mfint.43.01.0129).

лювання тришарових плівок при температурі 600 К спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного характеру магнетоопору. Магнетні властивості плівок суттєво не залежать від товщини немагнетного прошарку срібла. Відпалювання до 800 К призводить до різкого зростання коерцитивної сили, що обумовлено фазовим переходом ГЦК-Ni(Fe) → ГЦК-Ni₃Fe та порушенням структурної суцільності немагнетного прошарку.

Ключові слова: структурно-фазовий стан, гігантський магнетоопір, анізотропний магнетоопір, магнеторезистивні властивості, коерцитивна сила, плівкові системи.

The structural-phase state, magnetoresistive and magnetic properties of three-layer film systems based on permalloy (Py) and silver, obtained by the method of alternate condensation, are studied in this work. For as-deposited films and annealed at 600 K ones, the phase composition corresponds to f.c.c.-Ag and f.c.c.-Ni(Fe) with a lattice parameter of 0.4085–0.4095 nm and 0.359–0.361 nm, respectively. The phase state of the films annealed at the 800 K corresponds to f.c.c.-Ag and f.c.c.-Ni₃Fe. Studies of magnetoresistance show that spin-dependent electron scattering is realized in as-deposited systems with a silver layer (3–10 nm). After annealing three-layer films at 600 K, the transition from isotropic to the anisotropic character of the magnetoresistance is observed. The magnetic properties of films do not significantly depend on the thickness of the non-magnetic layer of silver. Annealing up to 800 K leads to an abrupt increase in the coercive force, which is caused by the phase transition of f.c.c.-Ni(Fe) → f.c.c.-Ni₃Fe and disruption of the structural continuity of the non-magnetic layer.

Key words: structural-phase state, giant magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance, magnetoresistive properties, coercive force, film systems.

(Отримано 14 квітня 2020 р.; остаточн. варіант — 8 грудня 2020 р.)

1. ВСТУП

Значні успіхи в отриманні і дослідженні тонких металевих плівок, привели до відкриття цілого ряду нових явищ, дослідження яких залишаються актуальними і в наш час [1, 2]. Найбільш відомим ефектом, що спостерігається в металевих багат шарових структурах, є ефект гігантського магнетоопору (ГМО), який обумовлений спіновою залежністю розсіяння електронів провідності від типу магнетного впорядкування суміжних шарів у плівці [3, 4]. Дослідження механізму виникнення цього явища стало поштовхом до створення ряду нових матеріалів із широкими потенціальними можливостями практичного застосування [1, 2, 5]: спінові вентиля, структури з магнетним тунельним переходом, спінові нанотранзистори та ін. В останні роки такі матеріали знаходять все більш широке застосування як біосенсиори [6], сенсори магнетних полів з ви-

сокою чутливістю [1, 5], елементи магнеторезистивної пам'яті з довільною вибіркою [1, 2, 7, 8].

У практичному аспекті зусилля дослідників напрямлені на розробку нових систем із заданими технічними характеристиками, забезпечення стабільності цих властивостей та вдосконалення технологій отримання таких плівкових систем [9–14]. Вирішення даних питань є досить складним за рахунок наявності багатьох фундаментальних аспектів, які пов'язані зі специфікою спінової залежності розсіювання електронів провідності від типу магнетного впорядкування, а також розмірними ефектами [15–18]. Зокрема, на сучасному етапі дослідження явища ГМО, питання про вплив умов термообробки на амплітуду ефекту в багатошарових структурах залишається відкритим та потребує докладного вивчення. На сьогодні накопичена велика кількість експериментальних результатів дослідження магнетних та магнеторезистивних властивостей гранульованих структур на основі пермалою та срібла [19–21]. Значно менше приділяється уваги шаруватим структурам на основі зазначених металів. Хоча три- та багатошарові системи на основі пермалою і срібла також можуть бути використані для створення функціональних елементів приладових структур [22].

Виходячи з вищесказаного, метою даної роботи є встановлення впливу товщини немагнетного прошарку та умов термообробки на структурно-фазовий стан, магнетні та магнеторезистивні властивості свіжосконденсованих та відпалених за різних температур тришарових плівкових систем на основі пермалою $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Пу) та срібла.

2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Тришарові плівки Пу/Аг/Пу/П (П — підкладка) були отримані методом електронно-променевого осадження за температури підкладки $T_{\text{п}} = 300$ К шляхом пошарової конденсації у робочому об'ємі вакуумної камери (при тиску газів залишкової атмосфери $P \approx 10^{-4}$ Па) із середньою швидкістю конденсації $\omega = 0,10$ нм/с та $\omega = 0,15$ нм/с для пермалою та срібла, відповідно. Було проведено дослідження фізичних властивостей серії зразків у яких товщина окремих шарів Пу становила 30 нм, а у випадку срібла вона змінювалася від 3 до 15 нм. Товщина зразків у процесі конденсації визначали за допомогою методу кварцового резонатору. Температура підкладки визначалась хромель-алюмелевою термопарою з похибкою вимірювання ± 5 К.

Дослідження кристалічної структури і фазового складу плівкових зразків проводилось з використанням просвічувального електронного мікроскопу ПЕМ — 125 К при його роботі у світлопольному та мікродифракційному режимах [23]. Як зразки для дослідження

структурно-фазового стану, використовувалися конденсати на вуглецевих плівках-підкладках.

Для рекристалізації та стабілізації електричних властивостей плівки проходили термообробку. Термообробка зразків здійснювалась за температур $T_B \cong 600$ та 800 К за схемою «нагрівання \rightarrow витримка впродовж 20 хв за $T_B \rightarrow$ охолодження до кімнатної температури». Швидкість нагрівання становила 3–5 К/хв. Регулювання швидкості нагріву і температури відпалювання здійснювалось у автоматичному режимі за допомогою програмно-апаратного комплексу.

Вивчення магнеторезистивних властивостей проводились у зовнішньому магнетному полі напруженістю до $H_{\text{макс}} = \pm 4,5$ кЕ за кімнатної температури з використанням чотириточкової схеми вимірювання опору. Дослідження магнетоопору проводились у СВП-геометрії (струм протікав в площині плівки) при двох напрямках протікання струму (1 мА) по відношенню до орієнтації магнетного поля — поздовжній та поперечній. Величина магнетоопору (МО) розраховувалась за формулою:

$$\text{МО} = \Delta\rho/\rho_{\text{макс}} = (\rho_H - \rho_{H_{\text{макс}}})/\rho_{H_{\text{макс}}}, \quad (1)$$

де ρ_H і $\rho_{H_{\text{макс}}}$ — питомий опір плівки при певному значенні напруженості магнетного поля та при максимальному значенні напруженості магнетного поля, відповідно.

Магнетні властивості вивчались методом вібраційної магнетометрії за кімнатної температури (прилад VSM Lake Shore 7400). Вимірювання проводились при двох орієнтаціях зразка відносно зовнішнього магнетного поля паралельній (лінії індукції магнетного поля були направлені паралельно поверхні зразка) та перпендикулярній (лінії індукції — перпендикулярно поверхні зразка).

Для дослідження процесів перемагнічування застосовували меридіональний (поздовжній) магнетооптичний ефект Керра (МОЕК) [24]. При такій геометрії вимірювання вектор намагніченості знаходиться в площині досліджуваного зразка і паралельний площині падіння світла.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

3.1. Структурно-фазовий стан зразків

Згідно діаграми стану [25] у стопах Ni–Fe у масивному стані можуть стабілізуватися три типи кристалічних фаз у залежності від концентрації Fe. При концентраціях $c_{\text{Fe}} \cong 15$ –37 ат. % фазовий склад плівок пермалою відповідає ГЦК-Ni₃Fe (структурний тип Cu₃Au) із параметром ґратниці $a = 0,354$ –0,359 нм. При концентраціях $c_{\text{Fe}} \cong 50$

ат. % у плівках стабілізується твердий розчин (т.р.) Ni–Fe на основі ГЦК-Ni (структурний тип CuAu) з параметром ґратниці $a = 0,359\text{--}0,361$ нм. При $c_{\text{Fe}} \cong 75$ ат. % стабілізується т.р. Fe–Ni (α -фаза) на основі ОЦК-Fe із параметром ґратниці $a = 0,286$ нм. Однак, у плівковому стані можливі свої особливості. При вивченні магнетних та магнеторезистивних властивостей плівок стопів на основі пермалю дуже важлива правильна інтерпретація фазового стану.

Електронно-мікроскопічні та електроннографічні дослідження тришарових плівок Ru/Ag/Ru показали, що всі невідпалені плівки є полікристалічними з дуже малими розмірами зерен (менше 5 нм). На рисунку 1 для ілюстрації представлені зображення мікроструктури і електроннограм плівок Ru/Ag/Ru з $d_{\text{Ru}} = 30$ нм, $d_{\text{Ag}} = 8$ нм. На електроннограмах від свіжосконденсованих плівок Ru/Ag/Ru спостерігаються лінії, що належать фазі ГЦК-Ag з параметром ґратниці $a = 0,409 \pm 0,0005$ нм ($a_0 = 0,4087$ нм — параметр у масивному стані) і т.р. Ni–Fe на основі ГЦК-Ni з параметром ґратниці $a = 0,359 \pm 0,361$ нм.

На електроннограмах від плівок, відпалених за 600 К (рис. 1, б), спостерігаються ті ж лінії, що й для свіжосконденсованих плівок. Параметри ґратниць істотно при цьому не змінюються. Відпал плівок за температури 800 К спричинив зміни фазового стану. На електроннограмах (рис. 1, в) спостерігалось утворення фази ГЦК-Ni₃Fe. При цьому спостерігалось збільшення розміру зерен до 20 нм.

3.2. Електрофізичні властивості

З точки зору практичного використання таких плівкових систем у якості чутливих елементів різноманітних магнетних датчиків важливим є вивчення електрофізичних властивостей (для оцінки втрат на вихрові струми). На рисунку 2 проілюстровано типові температурні залежності питомого опору для плівкових систем з різною товщиною прошарку Ag.

Аналізуючи ці дані можна відмітити наступне. Питомий опір ρ свіжосконденсованих за кімнатної температури тришарових плівок Ru/Ag/Ru приймав значень від $1 \cdot 10^{-6}$ Ом·м до $1,5 \cdot 10^{-6}$ Ом·м (залежно від товщини шару Ag). Залежність $\rho(T)$ для плівкових зразків при нагріві впродовж першого термостабілізаційного циклу до температури 600 К (рис. 2, а, б) має вендівський характер [26], оскільки на ній спостерігається явно виражені три ділянки. На першій ділянці в інтервалі температур 300–320 К (рис. 2, а) та 300–330 К (рис. 2, б) опір зростає із збільшенням температури. На другій ділянці, внаслідок процесів заліковування дефектів кристалічної будови і рекристалізації, спостерігається неметалевий характер залежності $\rho(T)$.

Після закінчення процесу заліковування дефектів опір починає

зростати зі збільшенням температури. Криві охолодження 1-го термостабілізаційного циклу та криві нагріву і охолодження 2-го циклу фактично накладаються. Це свідчить про повну термостабілізацію електрофізичних властивостей.

Відпалювання досліджуваних зразків призводить до необоротного зменшення їх питомого електричного опору внаслідок вдосконалення структури (зменшення кількості дефектів структури та збільшення розмірів кристалітів). Така поведінка питомого опору мо-

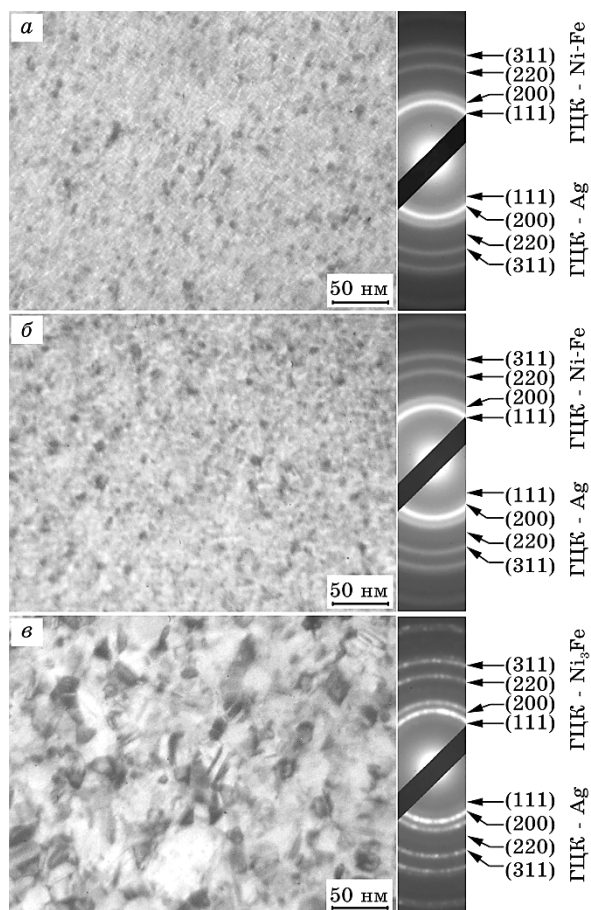


Рис. 1. Мікроструктура та відповідні електронोगрами від свіжосконденсованих (а) та термостабілізованих за температури 600 К (б) та 800 К (в) тришарових плівок $\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{Ag}(8 \text{ нм})/\text{Py}(30 \text{ нм})$.

Fig. 1. Microstructure and corresponding electronograms of as-deposited (a) and thermostabilized at 600 K (b) and 800 K (c) three-layer films $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(8 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})$.

же бути обумовлена розсіюванням електронів на дефектах кристалічної будови, межах зерен та інтерфейсах [27].

3.3. Магнеторезистивні та магнетні властивості

Розглянемо результати експериментальних досліджень магнеторезистивних та магнетних властивостей тришарових плівок. На рисунку 3, як приклад, наведено польові залежності магнетоопору для системи $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(3 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{П}$, отримані у двох геометріях вимірювання для невідпалених та термостабілізованих за температури $T = 600 \text{ K}$ зразків.

При товщині прошарку срібла ($d_{\text{Ag}} = 3\text{--}10 \text{ nm}$) спостерігалось тільки зменшення електроопору зразка при внесенні його у магнетне поле, незалежно від геометрії вимірювання (рис. 3, *a*). Даний факт є характерною ознакою ефекту гігантського магнетоопору, наявність якого свідчить про магнетну гетерогенність системи і зміну відносної орієнтації магнетних моментів її частин. У даному випадку такими елементами є магнетні шари, розділені дуже тонкими немагнетними прошарками. У структурах такого типу магнетні шари вже не зв'язані прямою обмінною взаємодією. Крім того, шари пермалою за певних товщин немагнетного прошарку можуть бути зв'язані антиферромагнетною взаємодією. Величина поздовжнього та поперечного магнетоопору в полі з максимальною напруженістю $H = 4,5 \text{ кЕ}$ при цьому досягає $0,06\%$ за кімнатної темпера-

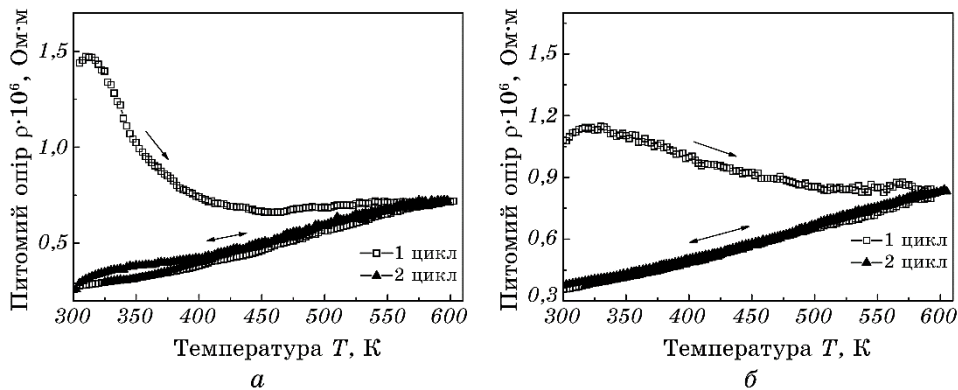


Рис. 2. Залежність питомого опору від температури відпалу плівок $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(10 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{П}$ (*a*) та $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(8 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{П}$ (*б*) впродовж двох термостабілізаційних циклів.

Fig. 2. The dependence of the resistivity from the annealing temperature of the films $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(10 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{S}$ (*S*—substrate) (*a*) and $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(8 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{S}$ (*б*) during the two thermostabilization cycles.

тури.

Після відпалювання зразків за температури 600 К ізотропний характер залежності магнетоопору від прикладеного зовнішнього магнетного поля зникає для всіх значень товщини немагнетного прошарку (рис. 3, б). Причиною цього є формування структурно-несуцільних немагнетних прошарків і як наслідок утворення «містків» через немагнетний прошарок невеликої товщини. Це призводить до виникнення феромагнетного зв'язку між шарами пермалою і до виключення можливості роздільного перемагнічування шарів. У результаті цього ми спостерігаємо лише анізотропний магнетоопір, амплітуда якого зростає більше, ніж у 2 рази у порівнянні зі свіжосконденсованим станом. Зростання амплітуди анізотропного магнетоопору після термообробки спостерігалось нами і в попередній роботі, де досліджувались тонкі плівки феромагнетних металів [28]. Дана тенденція пов'язана з рекристалізаційними процесами, за рахунок яких збільшуються розміри зерен. Подальше відпалювання зразків до 800 К не призводить до зміни величини магнетоопору та характеру її залежності від величини прикладеного зовнішнього магнетного поля.

На рисунку 4 приведено залежності магнетоопору від товщини шару срібла для свіжосконденсованої плівки та відпаленої за температури $T = 600$ К. Як видно з графіка, залежність магнетоопору від товщини немагнетного прошарку має немонотонний характер. Максимальне значення магнетоопору мали зразки з товщиною ша-

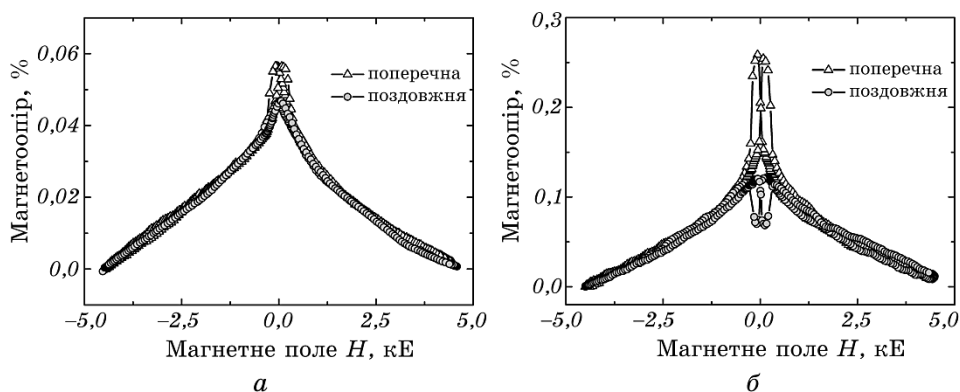


Рис. 3. Польові залежності магнетоопору для свіжосконденсованої (а) та відпаленої за температури 600 К (б) плівкової системи $\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{Ag}(3 \text{ нм})/\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{П}$, отримані в поперечній та поздовжній геометріях вимірювання.

Fig. 3. Field dependences of magnetoresistance for as-deposited (a) and annealed at 600 K (b) film systems $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(3 \text{ nm})/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{S}$ obtained in transverse and longitudinal geometries of measurement.

ру срібла $d = 8$ нм. Малі значення ізотропного магнетоопору можна пояснити відносно великою товщиною срібного прошарку, в результаті чого відбувається шунтування ефекту. Такі товщини немагнетного прошарку також призводять до істотного ослаблення обмінного зв'язку між магнетними шарами. Тому досліджувані структури можна вважати структурами спін-вентильного типу [29].

Також однією з причин малих значень ізотропного МО може бути і зменшення параметра асиметричного спін-залежного розсіювання електронів α ($\alpha = \rho^+/\rho^-$, де ρ^+ та ρ^- — питомий опір різних спінових каналів). Зменшення параметра α спостерігалось авторами роботи [30], вони роблять висновок, що така зміна пов'язана з великою дефектністю інтерфейсів та посиленням процесів дифузного розсіювання електронів.

При подальшому збільшенні товщини немагнетного прошарку зі срібла $d_{Ag} \geq 12$ нм відбувається значне шунтування магнеторезистивного ефекту високопровідним немагнетним прошарком. У результаті чого, нами фіксувався лише анізотропний магнетоопір.

Для визначення магнетного стану системи $\text{Py}/\text{Ag}/\text{Py}$ були проведені магнетні дослідження за допомогою методу вібраційної магнетометрії та методу МОЕК. На рисунках 5–8 наведені петлі магнетного гістерезису та МОЕК для свіжесконденсованих та відпалених за температур 600 та 800 К плівок, отриманих за кімнатної температури. Як видно з цих рисунків, для плівок характерні майже прямокутні петлі гістерезису. Такі петлі є типовими для шарів з планарною орієнтацією

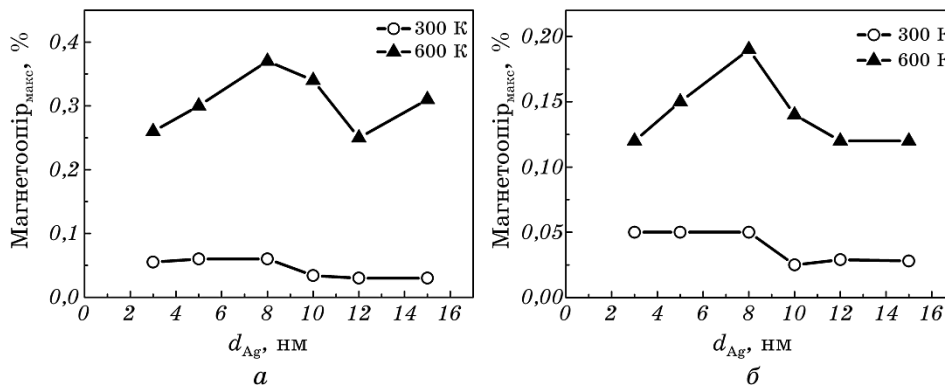


Рис. 4. Залежності магнетоопору від товщини немагнетного прошарку для свіжесконденсованої та відпаленої за температури 600 К плівкової системи $\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{Ag}/\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{П}$, виміряні у поперечній (а) та поздовжній (б) геометріях вимірювання.

Fig. 4. Dependence magnetoresistance from the non-magnetic layer thickness of as-deposited, and annealed at 600 K, film system $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{S}$, measured in the transverse (a) and longitudinal (b) geometries.

намагніченості («тонко плівковий» стан) [31]. Варто відзначити, що використовуючи даний метод дослідження отримуємо інформацію про перемагнічування покривного шару. За петлями магнетного гістерезису були визначені коерцитивна сила H_C і поле насичення H_S . Слід відмітити, що величини коерцитивної сили і поля насичення суттєво не залежать від товщини немагнетного прошарку (рис. 5), що обумовлено ослабленням обмінної взаємодії між магнетними шарами.

Дослідження магнетних властивостей даних плівок при переході від паралельної (0°) до перпендикулярної (90°) геометрії вимірювання призводить до зростання коерцитивної сили та зменшення залишкової намагніченості і намагніченості насичення (рис. 6, а–в).

Збільшення коерцитивної сили при переході від паралельної до перпендикулярної геометрії вимірювання обумовлене тим, що вектор намагніченості плівки знаходиться в її площині (переважна орієнтація доменних стінок). У такому випадку легка вісь намагнічування припадає на $\alpha = 0^\circ$. Коли зовнішнє магнетне поле складає деякий кут з віссю легкого намагнічування, то тиск з боку поля на доменну стінку знижується. Він буде визначатись складовою поля $H \cos \alpha$ (при $\alpha = 90^\circ$ доменна стінка не буде зміщуватись) [32].

Відпалювання до $T_B = 600$ і 800 К істотним чином не впливає на характер залежностей намагніченості від α (рис. 6, б, в). Що стосується коерцитивної сили, то її величина в процесі відпалювання до 600 К (рис. 7, 8) несуттєво зростає для всіх зразків, що як відмічалося раніше, пов'язано з рекристалізаційними процесами та частковим руйнуванням інтерфейсу.

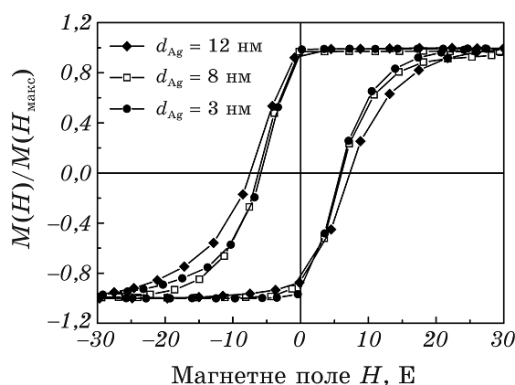


Рис. 5. Петлі гістерезису, отримані методом МОЕК (меридіональна геометрія) для свіжесконденсованої плівки $\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{Ag}/\text{Py}(30 \text{ нм})/\text{П}$ при різних товщинах немагнетного прошарку.

Fig. 5. The hysteresis loops from the as-deposited $\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{Ag}/\text{Py}(30 \text{ nm})/\text{S}$ film at different thicknesses of the non-magnetic layer, which is obtained by the magneto-optical Kerr effect (MOKE) method (meridional geometry).

Після відпалювання за температури 800 К (рис. 7, 8) спостерігається різке збільшення H_c , що на нашу думку викликане фазовим

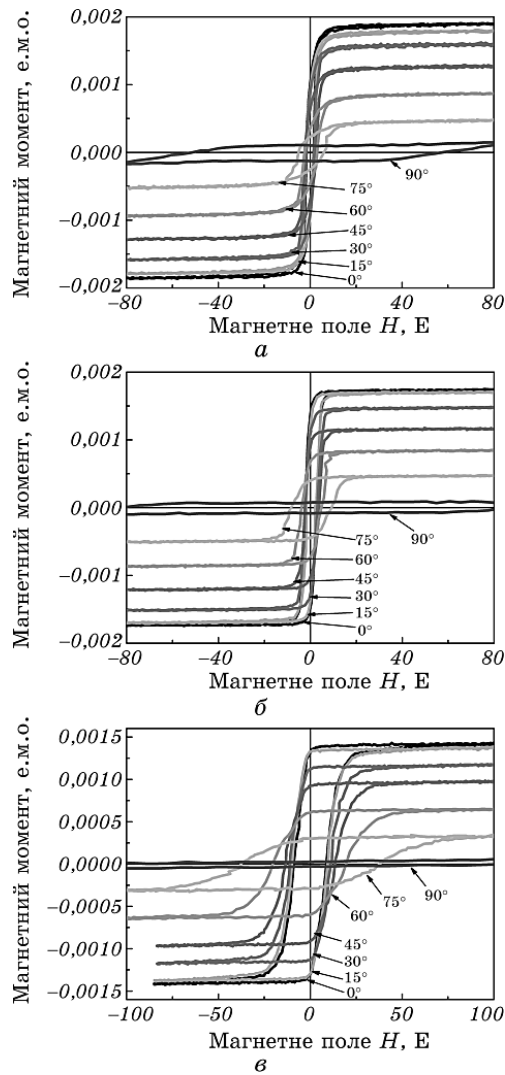


Рис. 6. Петлі гістерезису, отримані методом вібраційної магнетометрії, при повороті зразка відносно напрямку магнетного поля напруженістю $H = 80$ Е для свіжосконденсованої (а) та відпаленої за температур 600 (б) та 800 К (в) плівки $\text{Pb}(30 \text{ нм})/\text{Ag}(5 \text{ нм})/\text{Pb}(30 \text{ нм})/\text{П}$.

Fig. 6. Hysteresis loops obtained by the method vibration magnetometry with rotating the sample relative to the direction of the magnetic field with a load of $H = 80$ E for an as-deposited (a) and annealed at 600 K (б) and 800 K (в) film $\text{Pb}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(5 \text{ nm})/\text{Pb}(30 \text{ nm})/\text{S}$.

переходом ГЦК-Ni(Fe) \rightarrow ГЦК-Ni₃Fe, подальшим впливом процесів рекристалізації та порушенням структурної суцільності немагнетного прошарку.

Варто зазначити, що дослідження магнетних властивостей плівок, проведені методами вібраційної магнетометрії та методом МОЕК, дають подібні результати (рис. 7, 8).

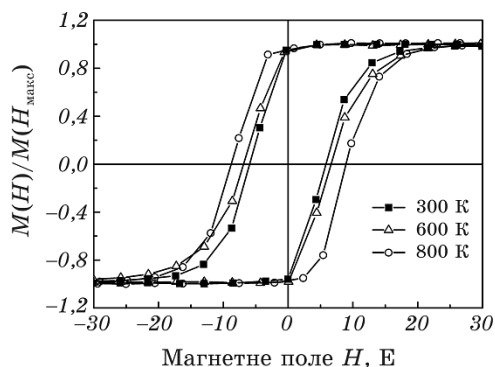


Рис. 7. Петлі гістерезису, отримані методом МОЕК (меридіональна геометрія) для свіжосконденсованої та відпаленої за температур 600 та 800 К плівки Py(30 нм)/Ag(8 нм)/Py(30 нм)/П.

Fig. 7. The hysteresis loops from the as-deposited and annealed at 600 K and 800 K film Py(30 nm)/Ag(8 nm)/Py(30 nm)/S, which has obtained by the МОЕК method (meridional geometry).

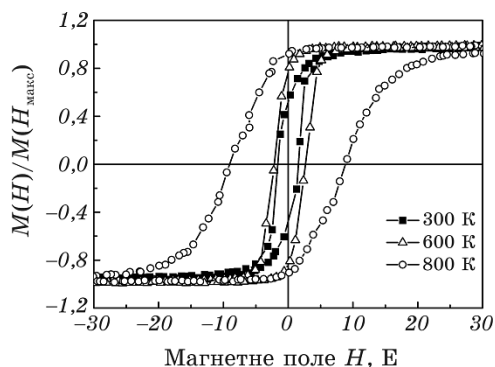


Рис. 8. Петлі гістерезису, отримані методом вібраційної магнетометрії (паралельна геометрія) для свіжосконденсованої та відпаленої за температур 600 та 800 К плівки Py(30 нм)/Ag(5 нм)/Py(30 нм)/П.

Fig. 8. The hysteresis loops have obtained by the method vibration magnetometry (parallel geometry) for an as-deposited and annealed at 600 K and 800 K film Py(30 nm)/Ag(5 nm)/Py(30 nm)/S.

4. ВИСНОВКИ

Проведені дослідження показують, що термообробка тришарових плівок $\text{Pb}/\text{Ag}/\text{Pb}$ з $d_{\text{Pb}} = 30$ нм, $d_{\text{Ag}} = 3\text{--}15$ нм у вакуумі за температури 600 К не призводить до зміни фазового складу, який відповідає фазі ГЦК-Ag з параметром ґратниці $a = 0,409 \pm 0,0005$ нм і твердому розчину Ni-Fe на основі ГЦК-Ni з параметром ґратниці $a = 0,359\text{--}0,361$ нм. Фазовий стан плівок, відпалених за температури 800 К, відповідає ГЦК-Ag і ГЦК-Ni₃Fe. У свіжосконденсованих системах з $d_{\text{Ag}} = 3\text{--}10$ нм спостерігається ізотропний магнетоопір величиною 0,06 % за кімнатної температури. Після термообробки зразків за температури 600 К фіксується перехід до анізотропного характеру магнетоопору, що обумовлено порушенням структурної суцільності немагнетного прошарку. Величина магнетоопору при цьому становить 0,4%. Для свіжосконденсованих та відпалених за температури 600 та 800 К плівок характерні майже прямокутні петлі магнетного гістерезису. Відпалювання зразків за температури 800 К призводить до різкого збільшення коерцитивної сили, що на нашу думку викликано фазовим переходом Ni-Fe на основі ГЦК-Ni \rightarrow ГЦК-Ni₃Fe, подальшим впливом процесів рекристалізації та порушенням структурної суцільності немагнетного прошарку.

Робота виконана в рамках держбюджетних програм № 0117U003925 (2017–2020 роки), № 0118U003580 (2018–2020 роки) та № 0120U102005 (2020–2022 роки). Дослідження в Університеті ім. Павла Йозефа Шафарика в Кошицях проведені в рамках проекту SK-BY-RD-19-0008.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. I. Ennen, D. Kappe, T. Rempel, C. Glenske, and A. Hütten, *Sensors*, **16**: 904 (2016).
2. L. Jogschies, D. Klaas, R. Kruppe, J. Rittinger, P. Taptimthong, A. Wienecke, L. Rissing, and M. C. Wurz, *Sensors*, **15**: 28665 (2015).
3. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Greuzet, A. Fiederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**: 2472 (1988).
4. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B*, **39**: 4828 (1989).
5. K. Sato and E. Saitoh, *Spintronics for Next Generation Innovative Devices* (Wiley: 2015).
6. W. Wang, Y. Wang, L. Tu, Y. Feng, T. Klein, and J. P. Wang, *Sci. Rep.*, **4**: 5716 (2014).
7. D. Peng, J. Wang, L. Wang, X. Liu, Z. Wang, and Y. Chen, *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, **56**: 15 (2013).
8. Ch. P. Pul and F. J. Oue'ns, *Mir Materialov i Tekhnologiy. Nanotekhnologii* (Moscow: Tekhnosfera: 2006) (in Russian).
9. M. Z. Iqbal, G. Hussain, S. Siddique, and M. W. Iqbal, *J. Magn. Magn. Mater.*,

- 432: 135 (2017).**
10. V. S. Luong, A. T. Nguyen, and A. T. Nguyen, *Measurement*, **115**: 173 (2018).
 11. K. Zhao, Y. Xing, J. Han, J. Feng, W. Shi, B. Zhang, and Z. Zeng, *J. Magn. Mater.*, **432**: 10 (2017).
 12. M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti, G. Battaglin, and F. Ronconi, *J. Nanoparticle Res.*, **13**: 5203 (2011).
 13. J. Garcia-Torres, E. Vallés, and E. Gymez, *Mater. Lett.*, **65**: 1865 (2011).
 14. D. Kumar, S. Chaudhary, and D. K. Pandya, *J. Magn. Magn. Mater.*, **394**: 245 (2015).
 15. I. O. Shpetnyi, S. I. Vorobiov, D. M. Kondrakhova, M. S. Shevchenko, L. V. Duplik, L. V. Panina, V. I. Grebinaha, Yu. I. Gorobets, L. Satrapinsky, and T. Luciński, *Vacuum*, **176**: 109329 (2020).
 16. I. O. Shpetnyi, D. M. Kondrakhova, S. I. Vorobiov, B. Scheibe, V. I. Grebinaha, D. O. Derecha, Y. I. Gorobets, and I. Y. Protsenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **474**: 624 (2019).
 17. M. Marszalek, O. Bolling, J. Jaworski, M. Kac, R. Kruk, V. Tokman, and B. Sulcio-Cleff, *phys. status solidi (c)*, **12**: 3239 (2004).
 18. L. V. Odnodvoret, I. Yu. Protsenko, O. P. Tkach, Yu. M. Shabelnyk, and N. I. Shumakova, *J. Nano-Electron. Phys.*, **9**, No. 2: 02021 (2017).
 19. A. N. Pohorilyi, A. F. Kravets, E. V. Shypil, D. Y. Pod'yalovsky, A. Ya. Vovk, Chang Sik Kim, M. V. Prudnikova, and H. R. Khan, *Thin Solid Films*, **423**: 218 (2003).
 20. D. Pod'yalovskii, A. Pohorilyi, B. Ivanov, A. Kravets, and C. S. Kim, *J. Magn. Magn. Mater.*, **196–197**: 131 (1999).
 21. B. Dieny, S. R. Teixeira, B. Rodmacq, C. Cowache, S. Auffret, O. Redon, and J. Pierre, *J. Magn. Magn. Mater.*, **130**: 197 (1994).
 22. L. Vieux-Rochaz, R. Cuchet, and M. H. Vaudaine, *Sens. Actuators, A*, **81**: 53 (2000).
 23. I. Yu. Protsenko, V. V. Tokman, A. M. Chornous, and I. O. Shpetnyy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **25**, No. 3: 319 (2003) (in Ukrainian).
 24. I. Shpetnyi, A. S. Kovalenko, M. Klimentov, I. Yu. Protsenko, S. V. Chernov, A. Nepijko, H. J. Elmers, and G. Schönhense, *J. Magn. Magn. Mater.*, **373**: 231 (2015).
 25. T. B. Massalsky, J. L. Murray, L. H. Bennett, and H. Baker, *Binary Alloy Phase Diagrams* (Metals Park, Ohio: American Society for Metals: 1986).
 26. T. M. Grychanovs'ka, I. Yu. Protsenko, A. M. Chornous, and I. O. Shpetny, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **28**, No. 2: 267 (2006) (in Ukrainian).
 27. D. I. Saltykov, Yu. O. Shkurdoda, and I. Yu. Protsenko, *J. Nano-Electron. Phys.*, **10**, No. 3: 03024-1 (2018).
 28. S. I. Vorobiov, Ia. M. Lytvynenko, I. O. Shpetnyi, O. V. Shutylieva, and A. M. Chornous, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 8: 1049 (2015).
 29. D. I. Saltykov, Yu. O. Shkurdoda, and I. Yu. Protsenko, *J. Nano-Electron. Phys.*, **10**, No. 4: 04031-1 (2018).
 30. A. G. Basov, S. I. Vorobiov, Yu. O. Shkurdoda, and L. V. Dekhtyaruk, *J. Nano-Electron. Phys.*, **2**, No. 3: 78 (2010).
 31. S. I. Vorobiov, I. V. Cheshko, A. M. Chornous, H. Shirzadfar, and O. V. Shutylieva, *J. Nano-Electron. Phys.*, **6**, No. 2: 02022-1 (2014).
 32. G. S. Kandaurova, *Sorosovskiy Obrazovatelnyy Zhurnal*, **1**: 100 (1997) (in Russian).