

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 68.55.Nq, 73.50.Jt, 73.61.At, 75.30.Gw, 81.15.Jj

Температурна стабільність кристалічної структури, електро- і магнетотранспортних властивостей функціональних наноструктур спін-клапанного типу Ni/Dy/Co

А. М. Логвинов*, Д. М. Кондрахова**, І. О. Шпетний*, І. В. Чешко*,
С. І. Воробйов*, А. М. Чорноус*

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

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

Показано відносну температурну стабільність фазового стану, електро- і магнетотранспортних властивостей функціональних металевих пліткових наноструктур спін-клапанного типу Ni/Dy/Co у діапазоні температур 460–800 К. Встановлено, що товщина прошарку з Dy в межах $d_{Dy} = 5\text{--}30$ нм за товщини шару Ni 5 нм та Co 20 нм суттєво не впливає на кристалічну структуру зразків, фазовий склад яких відповідає ГЦК-Ni + квазіаморфний-Dy + ГЦП-Co + ГЦК-Co. Досліджено функціональні структури, що мають анізотропний характер залежностей магнетоопору від напрямку прикладеного зовнішнього магнетного поля відносно напрямку струму, який не залежить від товщини прошарку та температури обробки. Максимальне значення магнетоопору спостерігалось у свіжосконденсованих плівках товщиною $d_{Dy} = 30$ нм і складало 0,5% за кімнатної температури вимірюван-

Corresponding author: Ihor Oleksandrovych Shpetnyi
E-mail: i.shpetnyi@aph.sumdu.edu.ua

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

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

Citation: A. M. Lohvynov, D. M. Kondrakhova, I. O. Shpetnyi, I. V. Cheshko, S. I. Vorobiov, and A. M. Chornous, Temperature Stability of Crystalline Structure, Electro- and Magnetotransport Properties of Functional Nanostructures of Spin-Valve Type Ni/Dy/Co, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 2: 143–157 (2021) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.43.02.0143](https://doi.org/10.15407/mfint.43.02.0143).

ня, а після відпалювання до 800 К — за товщини $d_{\text{Dy}} = 20$ нм. Величина коерцитивної сили не проявляє яскраво вираженої залежності від товщини прошарку з Dy, а відпалювання до 800 К призводить до її зростання. Різка зміна значень магнетоопору і коерцитивної сили у випадку зміни орієнтації зразків у зовнішньому магнетному полі дозволяє розглядати дану плівкову наноструктуру як функціональний елемент електроніки.

Ключові слова: функціональні плівкові структури, фазовий склад, електрофізичні властивості, магнетоопір, коерцитивна сила.

The relative temperature stability of the phase state, electro- and magnetotransport properties of functional metallic film nanostructures of the spin-valve type Ni/Dy/Co, in the temperature range of 460–800 K, is shown. As established, the thickness of the Dy layer within $d_{\text{Dy}} = 5\text{--}30$ nm at thickness of Ni and Co layers of 5 nm and 20 nm, respectively, does not significantly affect the crystal structure of the samples, the phase composition of which corresponds to f.c.c.-Ni + quasi-amorphous-Dy + h.c.p.-Co + f.c.c.-Co. The studied functional structures are characterized by the anisotropic nature of the magnetoresistance dependencies on the direction of the applied external magnetic field in relation to the direction of the current, which does not depend on the layer thickness and temperature of treatment. The maximum value of magnetoresistance is observed in the as-deposited films at $d_{\text{Dy}} = 30$ nm and is 0.5% for measurement at room temperature, and after annealing up to 800 K—at $d_{\text{Dy}} = 20$ nm. The value of the coercive force does not show a pronounced dependence on the thickness of the Dy layer. Annealing the samples to 800 K leads to the growth of the value of the coercive force. A sharp change of the values of magnetoresistance and coercive force at the changing of the samples orientation in an external magnetic field allows considered this film nanostructure as a functional element of electronics.

Key words: functional film structures, phase composition, electrical-physical properties, magnetoresistance, coercive force.

(Отримано 21 квітня 2020 р.; остаточн. варіант — 11 грудня 2020 р.)

1. ВСТУП

Поєднання різних сучасних технологій для створення новітніх елементів функціональної електроніки [1] дало поштовх для глибшого дослідження нових магнетних наноструктур. Структури такого типу є багатообіцяльними з позиції їх подальшого застосування як бази для приладів, а саме розробки спін-клапанних елементів магнетної пам'яті, спінових транзисторів та ізоляторів. Однак, головна умова їх використання — можливість прогнозування та стабільність електро- та магнетотранспортних властивостей. Дедалі частіше дослідники звертають увагу на тонкоплівкові системи, в основі яких рідкоземельні (R) та перехідні феромагнетні (T) метали [2–4]. Такі системи характеризуються феромагнетним упорядкуванням

[5–7]. Крім того, для тонких плівок рідкоземельних металів характерна сильна розмірна залежність кристалічної структури, що може змінюватися від аморфної до кристалічної [8], а аморфна структура плівок магнетних металів з неупорядкованим розташуванням атомів призводить до сильних змін їхніх магнетних характеристик. Таким чином, застосувавши різну комбінацію поєднання цих металів та товщин окремих шарів, можна формувати металеві функціональні плівкові елементи з унікальним магнетовпорядкуванням. Такий підхід вже успішно застосовують для створення чутливих елементів магнетних сенсорів [9–11].

У роботі запропоновано створення металевих функціональних наносистем у вигляді багатошарової плівкової системи спіноклапанного типу Ni/Dy/Co шляхом застосування найпростішої схеми формування псевдо спіноклапану за схемою «магнетний шар 1/немагнетний прошарок/магнетний шар 2». Роботу такої схеми забезпечує різниця коерцитивних сил магнетного відносно магнетом'якого шару Ni та відносно магнетожорсткого шару Co та різною їхньою товщиною [12]. Слід зазначити, що зазначення прошарку з парамагнетного Dy як немагнетного є умовним і за певних умов у магнетотранспортних властивостях цієї тришарової системи спіноклапанного ефекту немає.

Оскільки, попри те, що вплив розмірних ефектів на фізичні властивості тонкоплівкових магнетиків, в основі яких рідкоземельні та ферромагнетні метали, детально вивчено у багатьох роботах (див., наприклад, [13–15]), інформація про особливості кристалічної структури, фазового складу, електрофізичних та магнеторезистивних властивостей плівкових систем на основі Dy у поєднанні з Co або Ni обмежена. Тому основний акцент наших досліджень спрямовано на вивчення розмірних та концентраційних ефектів у структурно-фазовому стані, електро- та магнетотранспортних властивостей функціональної системи Ni/Dy/Co в умовах фазоутворення у процесі конденсації зразків та дифузії під впливом температурної обробки.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Тришарові плівки Ni/Dy/Co/П, (П — підкладка) отримано в одному технологічному циклі у вакуумі $P \sim 10^{-4}$ Па шляхом пошарової конденсації шарів металів електронно-променевим методом на підкладках із ситалу (для вивчення магнеторезистивних властивостей) та підкладках із аморфного вуглецю товщиною 20 нм (структурні дослідження). Товщини окремих шарів мали наступні значення: Ni — $d = 5$ нм, Dy — $5 \leq d \leq 30$ нм, Co — $d = 20$ нм.

Температура підкладки становила $T_{\text{п}} \cong 460$ К, середня швидкість конденсації Dy — 0,1 нм/с, а Ni та Co — 0,1–0,2 нм/с. Товщину плі-

вкових зразків контролювали за допомогою методу кварцового резонатора. Кварцова пластина і підкладки розміщували на різних тримачах, але на однаковій відстані від випарника. Таке розміщення дозволяло реалізувати локальне підігрівання підкладки, а температура кварцової пластини залишалась незмінною ($T = 320$ К).

Термообробку зразків здійснювали за схемою «нагрівання \rightarrow витримка протягом 15 хв за температури відпалювання $T_B \rightarrow$ охолодження до кімнатної температури». Регулювання швидкості нагрівання і температури відпалювання проводили в автоматичному режимі за допомогою програмно-апаратного комплексу. Відмітимо, що першу термообробку проведено для всіх зразків до температури стабілізації електроннофізичних властивостей і складала 500–640 К залежно від ефективної товщини прошарку з Dy. Другу термообробку проведено до однакової температури для всіх зразків, яка складала 800 К. У зв'язку з цим, для простоти запису, першу термообробку позначимо як T_{B1} , а другу як T_{B2} .

Дослідження кристалічної структури і фазового складу плівкових зразків проводили з використанням просвічувального електронного мікроскопа ПЕМ — 125 К у разі роботи у світлопольному та мікродифракційному режимах.

Вивчення магнеторезистивних властивостей проводили у зовнішньому магнетному полі напруженістю до $B = \pm 450$ мТл за кімнатної температури з використанням чотириточкової схеми вимірювання опору за методикою, описаною у роботі [16]. До цього струм (1 мА) напрямляли паралельно площині зразка, а вимірювання магнетоопору здійснювали у трьох геометріях у напрямку магнетного поля по відношенню до напрямку струму — поздовжній, поперечній та перпендикулярній. Величина магнетоопору (МО) розраховували за формулою

$$\text{МО} = \Delta R / R_0 = (R_B - R_0) / R_0,$$

де R_B і R_0 — опір плівки у заданому полі та за відсутності магнетного поля відповідно.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Для спрощення подальшої інтерпретації експериментальних досліджень структурно-фазового стану, спочатку розглянемо процеси фазоутворення в окремих компонентах системи. Згідно літературним даним [8] свіжесконденсовані одношарові плівки рідкоземельних металів схильні до аморфізації. До того ж, як було показано у роботі [17], ступінь розупорядкування їхньої структури сильно залежить від товщини плівок та умов одержання. У попередніх наших роботах [18, 19] детально проаналізовано вплив товщини на

структурно-фазовий стан одношарових плівок Dy. Також показано, що за товщин, менших ~ 15 нм, плівки перебувають у квазіаморфному стані. Збільшення товщини призводить до переходу плівок у кристалічний стан, причому вони мають двофазний стан ГЦП-Dy + ОЦК-Dy₂O₃.

У бінарних системах Co-Dy та Ni-Dy згідно діаграми стану утворюються інтерметалічні з'єднання [20, 21]. Для тонкоплівкових систем на основі феромагнетних і рідкоземельних металів характерне утворення аморфних твердих розчинів [22–25]. До того ж, вони утворюються як у процесі формування плівкового стопу, так і на інтерфейсі між шарами R/T-металів у багатошарових структурах внаслідок взаємної дифузії. Опираючись на ці роботи, можна зробити висновок, що у плівкових системах Co/R незалежно від структурного стану R (кристалічний, аморфний) процеси дифузії протікають дуже інтенсивно з утворенням аморфного твердого розчину. У системах Ni/R процеси дифузії протікають менш інтенсивно порівняно з попередньою системою.

На рисунку 1 наведено серію електронogram, отриманих від тришарової плівкової системи Ni(5)/Dy(20)/Co(20)/П у свіжосконденсованому стані (рис. 1, а) та після термообробки T_{B1} і T_{B2} (рис. 1, б, в) відповідно. У свіжосконденсованому стані на електронogram фіксуються лінії від ГЦК-Ni, ГЦП-Co та ГЦК-Co. Слід зазначити, що наявність ліній фази ГЦК-Co пов'язано з дефектами пакування в ГЦП-Co. Яскраво виражених ліній, які б відповідали відбиттям від кристалографічних площин Dy на електронogram від свіжосконденсованих плівок, не фіксується. На електронogram спостерігається два гало із середнім діаметром, який дає середнє значення міжплощинних відстаней 0,29 нм і 0,15 нм, причому їхня інтенсивність зростає зі збільшенням ефективної товщини прошарку з Dy. Подібний результат описано авторами [23], де досліджували структуру багатошарових плівок на основі Gd/Cu і Gd/Si з товщинами шарів Gd 7,5–40 нм. На думку авторів [26] наявність другого гало свідчить про початок кристалізації у шарах Gd. У зв'язку з цим, можна припустити, що прошарок Dy перебуває у проміжному між кристалічним і аморфним станами (для простоти далі будемо називати його квазіаморфним (ка)). Слід відмітити, що даний результат відрізняється від даних про фазовий стан, одержаних нами у попередній роботі [18] для одношарових плівок Dy. Згідно цим даним, за товщини понад 15 нм одношарові плівки Dy перебували у кристалічному стані і мали двофазний стан ГЦП-Dy + ОЦК-Dy₂O₃. Найімовірніше, такий результат пов'язано з тим, що уже під час конденсації Dy на шар Co за рахунок конденсаційно-стимульованої дифузії відбувається утворення аморфного твердого розчину на основі Co та Dy. Конденсація верхнього шару з Ni призводить вже до утворення аморфного твердого розчину на основі Ni та Dy. У своїй роботі авто-

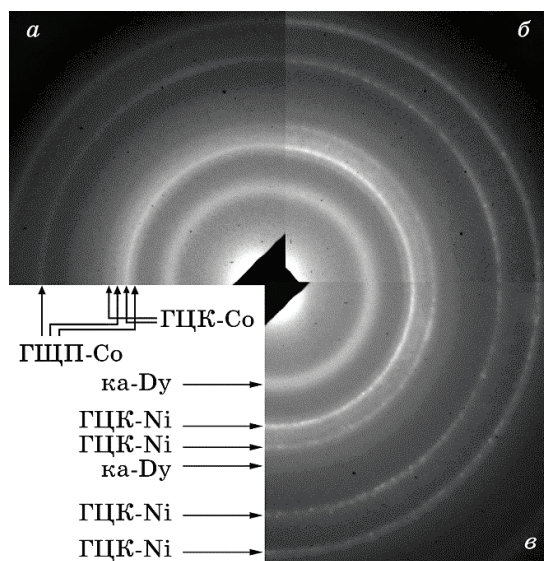


Рис. 1. Електронограми від тришарової плівкової системи Ni(5)/Dy(20)/Co(20)/П у свіжосконденсованому (а) та після термообробки до T_{B1} і T_{B2} відповідно (б, в).

Fig. 1. Electron diffraction from a three-layer film system Ni(5)/Dy(20)/Co(20)/S in an as-deposited state (a) and after heat treatment to T_{B1} and T_{B2} (b and v, respectively).

ри [24] на прикладі системи Ni/Tb відмічають більш інтенсивні процеси дифузії кристалічного Ni в аморфний Tb, чим навпаки. Автори пов'язують це з наявністю дефектів у вигляді пустот у аморфному матеріалі. Можна припустити, що товщина «вільного» Dy недостатня для переходу у кристалічний стан. Дане твердження підтверджено висновками, зробленими у роботі [23].

Таким чином, тришарові плівкові системи на основі Co, Ni та Dy після конденсації за температури підкладки $T_{\text{п}} \cong 460$ К і охолодження до кімнатної мають фазовий склад ГЦК-Ni + квазіаморфний-Dy + ГЦП-Co + ГЦК-Co. Про кристалічну структуру плівок у вихідному стані можна судити з рис. 2. Плівки мають дрібнодисперсну структуру, а середній розмір кристалітів не перевищує 10 нм.

На знімках плівок (рис. 2, а-в), які пройшли термообробку до температур T_{B1} і T_{B2} на електронограмах, відбувається зростання інтенсивності ліній, які належать ГЦК-фазі Co, а на знімках кристалічної структури (рис. 2, г-л) спостерігаються відповідні кристали. Поряд з цим на електронограмах фіксуються відбиття від кристалічних площин ГЦП-Co, але дещо з меншою інтенсивністю. Таким чином, для плівкових зразків, які пройшли термообробку до T_{B1} та T_{B2} , фіксується фазовий склад ГЦК-Ni + ГЦП-Co + ГЦК-

Co + квазіаморфний-Dy.

З точки зору практичного використання таких плівкових систем як чутливих елементів різноманітних магнетних датчиків важливим є вивчення електрофізичних властивостей (для оцінки втрат на вихрові струми). На рисунку 3 проілюстровано типові температурні залежності питомого опору для плівкових систем різної товщини.

Аналізуючи ці дані, можна відмітити наступне. Залежність $\rho(T)$ для плівкових зразків у процесі нагрівання протягом першого циклу до температур 590–640 К (рис. 3, *а, б*) має вендівський характер [27], оскільки на ній спостерігається явно виражені три ділянки.

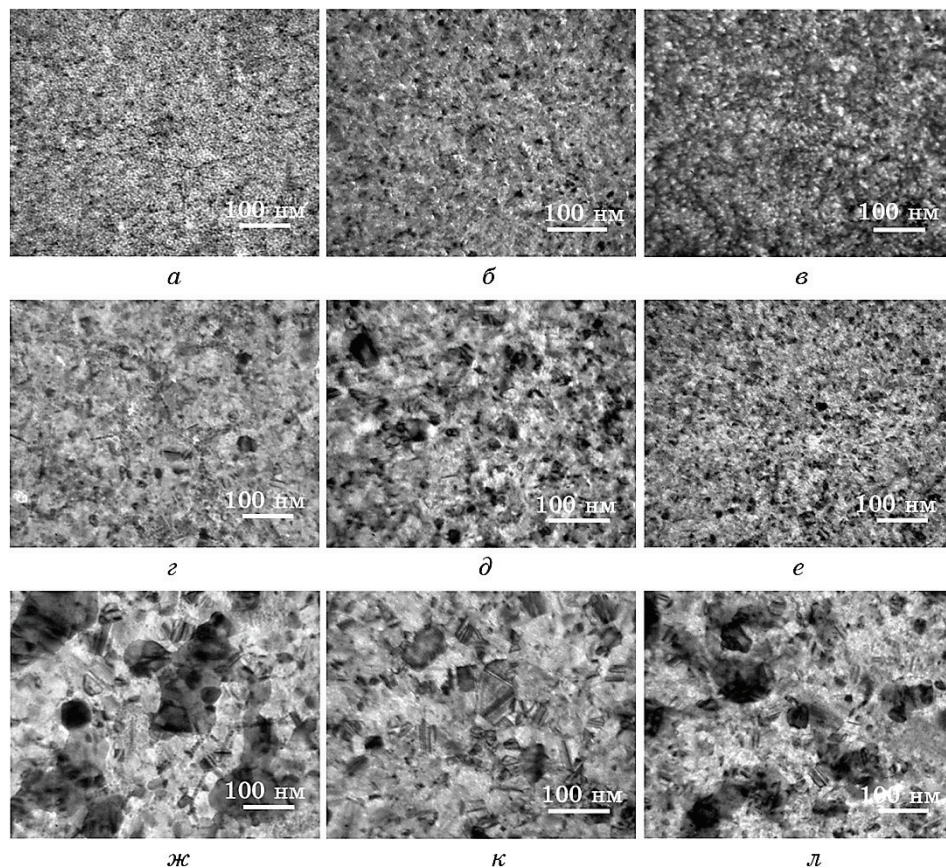


Рис. 2. Знімки мікроструктури від тришарових плівок Ni(5)/Dy(*n*)/Co(20)/Pi: *n* = 10 (*а, г, ж*), 20 (*б, д, з*), 30 (*в, е, л*) до (*а–в*) та після термообробки до T_{B1} (*г–е*) та T_{B2} (*ж–л*).

Fig. 2. Microstructure images from a three-layer films Ni(5)/Dy(*n*)/Co(20)/S: *n* = 10 (*a, g, zh*), 20 (*b, d, z*), 30 (*v, e, l*) before (*a–v*) and after heat treatment to T_{B1} (*g–e*) and T_{B2} (*zh–l*).

На першій з яких, в інтервалі температур 300–420 К (*a*) та 300–505 К (*б*) опір зростає із збільшенням температури. На другій ділянці, внаслідок процесів заліковування дефектів кристалічної будови і рекристалізації, спостерігається неметалевий характер залежності $R(T)$. Після закінчення процесу заліковування дефектів опір починає зростати із збільшенням температури. Криві охолодження I-го циклу та криві нагрівання і охолодження II-го циклу фактично накладаються. Це свідчить про повну термостабілізацію електрофізичних властивостей. Розглянемо вплив ефективної товщини прошарку з Dy у межах від 5 до 30 нм та термообробки на величину магнетоопору та коерцитивної сили.

На рисунку 4 проілюстровано сімейство типових польових залежностей магнетоопору від прикладеного зовнішнього магнетного поля для тришарової плівкової системи Ni(5)/Dy(30)/Co(20)/П. Проаналізувавши ці результати, можна сказати наступне. По-перше, для всіх зразків у поперечній та перпендикулярній геометріях вимірювання величина магнетоопору спочатку зростає зі збільшенням величини індукції магнетного поля, досягає максимуму при B_c , а потім різко зменшується та виходить на насичення у той час, як при поздовжній геометрії спостерігається зворотна тенденція. По-друге, максимальна величина магнетоопору та коерцитивної сили спостерігається у перпендикулярній геометрії вимірювання, мінімальна — у поздовжній геометрії. Відпалювання зразків істотним чином не призводить до зміни характеру вказаних залежностей, а впливає лише на величину магнетоопору і коерцитивної сили.

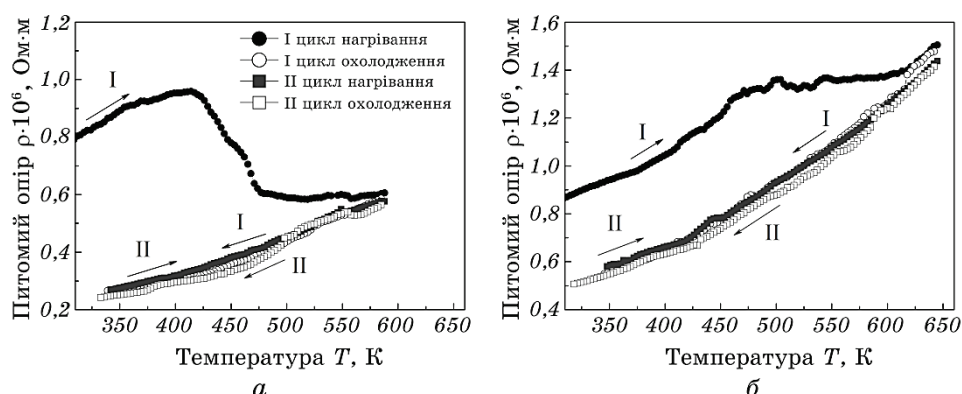


Рис. 3. Температурна залежність питомого опору для тришарових плівок Ni(5)/Dy(10)/Co(20)/П (*a*) та Ni(5)/Dy(30)/Co(20)/П (*б*) протягом двох термостабілізаційних циклів.

Fig. 3. Temperature dependence of resistivity of three layers films Ni(5)/Dy(10)/Co(20)/S (*a*) and Ni(5)/Dy(30)/Co(20)/S (*б*) after two thermal stabilization cycles.

На рисунку 5 наведено залежність величини магнетоопору та коерцитивної сили від ефективної товщини прошарку на основі Dy для тришарових плівок у свіжосконденсованому стані. Подібні немонотонні залежності характерні для тонкоплівкових систем на основі рідкоземельних і феромагнетних металів і спостерігалися, як у наших попередніх роботах, так і у роботах інших авторів (див. наприклад, [28–30]).

Детальніше проаналізуємо розмірну залежність магнетоопору. З рис. 5, *a* можна зробити висновок, що незалежно від товщини прошарку з рідкоземельного металу у системах проявляється анізотропний характер залежності МО. Подібний результат спостерігали

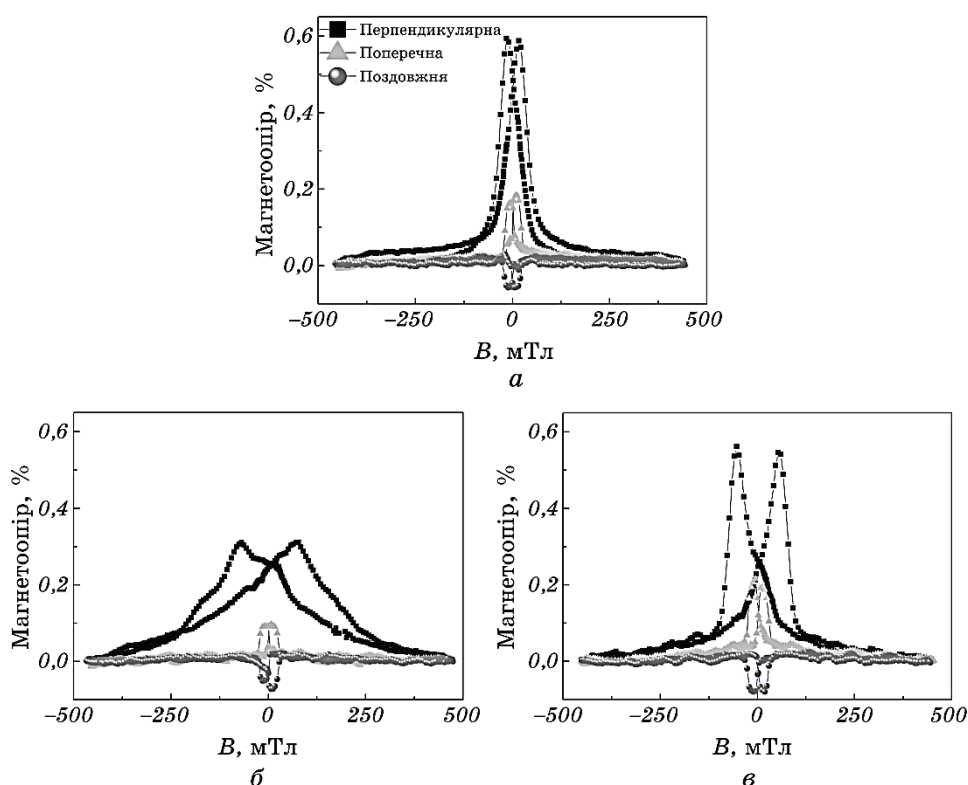


Рис. 4. Залежність величини магнетоопору від прикладеного зовнішнього магнетного поля у трьох геометріях вимірювання: перпендикулярній, поперечній та поздовжній для плівкової системи Ni(5)/Dy(30)/Co(20)/П у свіжосконденсованому стані (*a*) та після термообробки до T_{B1} (*б*) та T_{B2} (*в*).

Fig. 4. Dependence of the magnetoresistance magnitude on the applied external magnetic field at three geometries of measurement: perpendicular, transverse, and longitudinal for the Ni(5)/Dy(30)/Co(20)/S film system at the $T_B = 300$ K (*a*) and after heat treatment to T_{B1} (*б*) and T_{B2} (*в*).

автори інших робіт [28, 31–32] для плівкових систем на основі рідкоземельних і феромагнетних металів у вигляді мультишарів, плівкових стопів та тришарових плівок відповідно.

Як видно з рисунку 5, *a*, в інтервалі товщини прошарку на основі Dy від 5 до 15 нм спостерігається зменшення величини магнетоопору у всіх геометріях вимірювання. Причиною цього явища, на нашу думку, є те, що за таких товщин прошарку диспрозію, він є структурно-несуцільним. Це призводить до виникнення феромагнетного зв'язку між шарами феромагнетиків. Зі збільшенням міри ефективною товщини прошарку Dy від 5 до 15 нм кількість «містків» у немагнетному прошарку зменшується. У результаті між шарами феромагнетиків послаблюється феромагнетний зв'язок, а антипаралельна орієнтація векторів намагненості у феромагнетних шарах відсутня. Це призводить до зменшення амплітуди магнетоопору. Зі збільшенням ефективною товщини прошарку з диспрозію $d_{Dy} > 15$ нм плівка стає структурно-суцільною, а між шарами феромагнетиків реалізується обмінна взаємодія антиферомагнетного характеру. Це призводить до зростання амплітуди МО, хоча її величина не перевищує 0,6%. Таку відносно малу амплітуду пов'язують з наявністю великої кількості дефектів кристалічної будови, на яких відбувається розсіювання носіїв заряду, що підтверджено даними досліджень електрофізичних властивостей. Враховуючи той факт, що сила струму, що протікає через зразок, не перевищує 1 мА, то кількість носіїв заряду, які приймають участь у взаємодії з магнетним

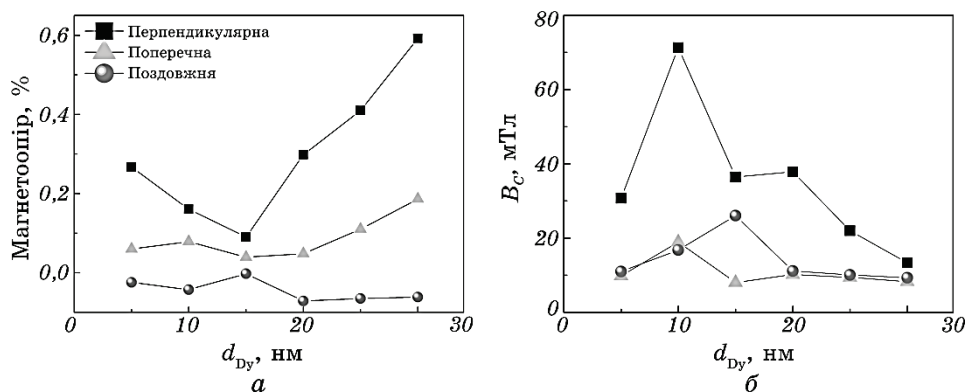


Рис. 5. Залежність величини магнетоопору (*a*) та коерцитивної сили (*б*) для тришарових плівок від ефективною товщини прошарку Dy у свіжоско-нденсованому стані у трьох геометріях вимірювання: перпендикулярній, поперечній та поздовжній.

Fig. 5. Dependence of magnetoresistance (*a*) and coercive force (*b*) for three-layer films on the effective thickness of the Dy layer in the as-deposited state at three geometries of measurement: perpendicular, transverse, and longitudinal.

полем (дають вихідний сигнал), залишається досить малою. Що стосується величини коерцитивної сили, то вона не проявляє яскраво вираженої розмірної залежності від товщини прошарку з Dy.

На рисунку 6 наведено залежності величини магнетоопору від ефективної товщини прошарку Dy та температури термообробки для тришарових плівкових систем Ni(5)/Dy(*n*)/Co(20)/П. Слід зазначити, що термообробка до T_{B1} та T_{B2} суттєво не впливає на характер залежності $MO(B)$, а змінюється тільки його амплітуда. Під час термообробки до T_{B1} найбільше значення величини МО спостерігається у перпендикулярній геометрії вимірювання для тришарової плівкової системи з товщиною рідкоземельного прошарку $d_{Dy} = 5$ нм і становить 0,505%, яке збільшилось порівняно з даними у свіжосконденсованому стані майже вдвічі.

За $d_{Dy} = 30$ нм магнетоопір плівкової системи, навпаки, зменшився на 0,47% порівняно зі значенням, виміряним для плівки у свіжосконденсованому стані. Після термообробки до T_{B2} величина магнетоопору зростає для всіх геометрій вимірювання за $d_{Dy} \geq 15$ нм.

Що стосується величини коерцитивної сили, то у перпендикулярній геометрії вимірювання спостерігається збільшення значення B_c з ростом температури термообробки у поперечній та поздовжній геометрії, однак ця тенденція менш виражена. Збільшення величини коерцитивної сили підтверджує висновок про збільшення концентрації феромагнетного аморфного твердого розчину після тер-

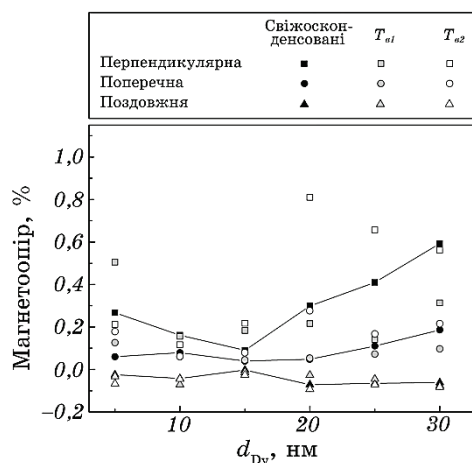


Рис. 6. Залежність величини магнетоопору від ефективної товщини прошарку з Dy та температури термообробки у трьох геометріях вимірювання: перпендикулярній, поперечній та поздовжній.

Fig. 6. Dependence of magnetoresistance magnitude on the effective thickness of the Dy layer and heat-treatment temperature at three geometries of measurement: perpendicular, transverse, and longitudinal.

мообробки. Подібний результат ми спостерігали у попередній роботі [33], коли досліджували магнетні властивості мультишарів на основі Co та Gd.

Одержані результати дослідження магнеторезистивних властивостей дозволяють розглядати досліджені тришарові плівки як чутливі елементи анізотропних магнеторезистивних сенсорів. Принцип дії АМР-сенсорів засновано на використанні анізотропного магнеторезистивного ефекту, тобто на здатності магнетного матеріалу змінювати опір залежно від взаємної орієнтації протікального струму і вектора переважної намагненості магнетних доменів плівки [34, 35]. Тому, нами проведено дослідження величини маг-

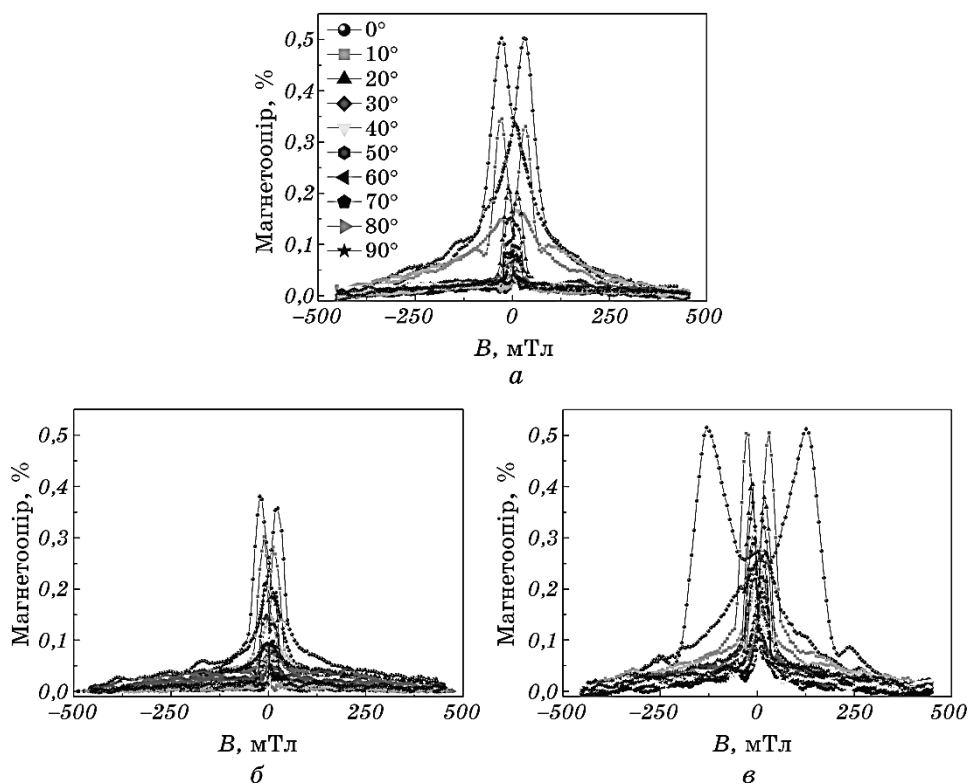


Рис. 7. Залежність величини магнетоопору від прикладеного зовнішнього магнетного поля у разі переходу від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання з кроком 10° для плівкової системи Ni(5)/Dy(25)/Co(20)/П у свіжосконденсованому стані (а) та після термообробки до T_{B1} (б) та T_{B2} (в).

Fig. 7. Dependence of magnetoresistance magnitude on the applied external magnetic field at the transition from perpendicular to transverse geometry with a step of 10° for the Ni(5)/Dy(25)/Co(20)/S system at the $T_B = 300$ K (а) and after heat treatment to T_{B1} (б) and T_{B2} (в).

нетоопору та коерцитивної сили у разі переходу від перпендикулярної (0°) до поперечної орієнтації (90°) геометрії вимірювання (рис. 7) на прикладі тришарової плівки Ni(5)/Dy(25)/Co(20)/П. Аналіз даних залежностей показує, що у разі переходу від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання величини МО і B_c зменшуються. На основі цих даних встановлено характер залежностей магнетоопору та коерцитивної сили від кута орієнтації зразка у зовнішньому магнетному полі, які представлено на рис. 8.

З цих залежностей видно, що величини МО та коерцитивної сили зменшуються на всьому інтервалі кутів як у свіжосконденсованому стані, так і після термообробки. Характер залежності величини коерцитивної сили у разі переходу від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання обумовлений тим, що вектор намагнетичності плівки знаходиться у її площині. У цьому випадку легка вісь намагнетичування припадає на 90° . Коли зовнішнє магнетне поле складає деякий кут з віссю легкого намагнетичування, то тиск зі сторони поля на доменну стінку зростає. Таким чином, найбільші значення як величини магнетоопору, так і коерцитивної сили спостерігаються у разі перпендикулярної геометрії вимірювання.

4. ВИСНОВКИ

У результаті комплексних експериментальних досліджень кристалі-

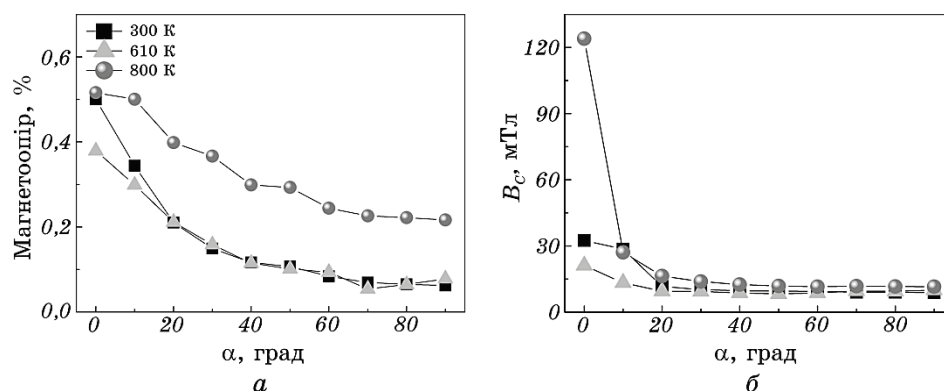


Рис. 8. Залежність величини магнетоопору (*a*) та коерцитивної сили (*б*) від кута орієнтації зразка відносно прикладеного зовнішнього магнетного поля для системи Ni(5)/Dy(25)/Co(20)/П у свіжосконденсованому стані та після термообробки до 610 К та 800 К.

Fig. 8. Dependence of the magnetoresistance (*a*) and coercive force (*b*) on the sample orientation angle relative to applied external magnetic field for the Ni(5)/Dy(25)/Co(20)/S system at the as-deposited state and after heat treatment to 610 K and 800 K.

чної структури, фазового складу, електрофізичних і магнеторезистивних властивостей плівкових систем Ni(5)/Dy/Co(20)/П з ефективною товщиною шару Dy $d_{\text{Dy}} = 5\text{--}30$ нм, які одержано за температури підкладки $T_{\text{п}} \cong 460$ К, встановлено, що досліджувані системи як у свіжосконденсованому стані, так і після термообробки до 800 К, мають фазовий склад: ГЦК-Ni + квазіаморфний-Dy + ГЦП-Co + ГЦК-Co. Залежність МО від прикладеного зовнішнього магнетного поля для таких структур носить анізотропний характер. Максимальне значення магнетоопору (0,5%) спостерігалось у свіжосконденсованих плівках за $d_{\text{Dy}} = 30$ нм, та після термообробки до 800 К — за $d_{\text{Dy}} = 20$ нм. Простежується загальна тенденція відсутності впливу термообробки на характер залежності МО(B) для цих структур. Величина коерцитивної сили не проявляє яскраво вираженої розмірної залежності у разі зміни товщини прошарку з Dy, а відпалювання призводить до зростання її величини. У разі переходу від перпендикулярної до поперечної орієнтації зразка у зовнішньому магнетному полі величини магнетоопору та коерцитивної сили зменшуються.

Таким чином, показано загальну відносну стабільність фазового складу, електро- та магнетотранспортних властивостей функціональних наноструктур спін-клапанного типу Ni/Dy/Co з характерною різкою зміною значення МО на $\Delta\text{МО} = 0,2\%$ у разі зміни орієнтації зразка у зовнішньому магнетному полі за кімнатної температури вимірювання.

Робота виконана у рамках НДР № 0117U003925 (2017–2020 р.). Дослідження в Університеті ім. Павла Йозефа Шафарика в Кошицях проведено в рамках проектів APVV-SK-BY-RD-19-0008, APVV-14-0073 та APVV-17-0059.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. F. Schwierz, *Electronics*, **30**, No. 5: 5020030 (2016).
2. X. Wang, Z. Cheng, G. Liu, X. Dai, R. Khenata, L. Wang, and A. Bouhemadou, *IUCrJ*, **4**: 758 (2017).
3. S. M. Zanjani and M. C. Onbasli, *AIP Adv.*, **9**: 035024 (2019).
4. M. Fix, R. Schneider, J. Bensmann, S. M. de Vasconcellos, R. Bratschitsch, and M. Albrecht, *Appl. Phys. Lett.*, **116**: 012402 (2020).
5. G. I. Miletić and Z. Blažina, *J. Magn. Magn. Mater.*, **268**: 205 (2004).
6. T. Ferté, N. Bergeard, L. Le Guyader, M. Hehn, G. Malinowski, E. Terrier, E. Otero, K. Holldack, N. Pontius, and C. Boeglin, *Phys. Rev. B*, **96**: 134303 (2017).
7. K. G. Balymov, E. V. Kudryukov, V. O. Vas'kovskiy, O. A. Adanakova, N. A. Kulesh, E. A. Stepanova, and A. S. Rusalina, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1389**: 012014 (2019).
8. S. Noboru and K. Habu, *J. Appl. Phys.*, **61**: 4287 (1987).
9. S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlir, L. Pang, M. Hehn,

- S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. Fullerton, *Nat. Mater.*, **13**: 286 (2014).
10. D. Steil, S. Alebrand, A. Hassdenteufel, M. Cinchetti, and M. Aeschlimann, *Phys. Rev. B*, **84**: 224408 (2011).
 11. J.-Y. Chen, L. He, J.-P. Wang, and M. Li, *Phys. Rev. Applied*, **7**: 021001 (2017).
 12. S. I. Vorobiov, Ia. M. Lytvynenko, I. O. Shpetnyi, O. V. Shutyleva, and A. M. Chornous, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 8: 1049 (2015) (in Ukrainian).
 13. L. Xi, J. H. Du, J. J. Zhou, J. H. Ma, X. Y. Li, Z. Wang, Y. L. Zuo, and D. S. Xue, *Thin Solid Films*, **520**, No. 16: 5421 (2012).
 14. A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, V. O. Vas'kovskiy, A. Larracaga, and R. D. Della Pace, *C.C.P. Cid, Superlattices Microstructures*, **90**: 242 (2016).
 15. Y. Kurokawa, A. Shibata, and H. Awano, *AIP Adv.*, **7**: 055917 (2017).
 16. M. H. Demydenko, S. I. Protsenko, D. M. Kostyuk, and I. V. Cheshko, *J. Nano-Electron. Phys.*, **3**: 81 (2011).
 17. S. I. Vorobiov, I. V. Cheshko, A. M. Chornous, and I. O. Shpetnyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 12: 1645 (2013) (in Ukrainian).
 18. S. I. Vorobiov, I. V. Cheshko, A. M. Chornous, H. Shirzadfar, and O. V. Shutylieva, *J. Nano-Electron. Phys.*, **6**: 02022 (2014).
 19. S. I. Vorobiov, T. M. Shabelnyk, O. V. Shutylieva, I. M. Pazukha, and A. M. Chornous, *Mater. Res. Express*, **5**: 036412 (2018).
 20. M. Li and W. Han, *Calphad*, **33**, No. 3: 517 (2009).
 21. X. Su, W. Zhang, and Z. Du, *Z. Metallkd.*, **89**: 522 (1998).
 22. Q. Zhy, Y. Zhuang, J. Liang, J. Li, and K. Zhou, *J. Rare Earth*, **27**, No. 1: 100 (2009).
 23. J. A. Alonso, R. Hojvat de Tendler, D. A. Barbiric, and J. M. Riveiro, *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**: 8913 (2002).
 24. T. Schmidt and H. Hoffmann, *J. Magn. Magn. Mater.*, **248**: 181 (2002).
 25. J. A. González, J. P. Andrés, M. A. Arranz, M. A. López de la Torre, and J. M. Riveiro, *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, No. 20: 5061 (2002).
 26. V. O. Vas'kovskiy, A. V. Svalov, A. V. Gorbunov, N. N. Schegoleva, and S. M. Zadvorkin, *Physica B*, **315**: 143 (2002).
 27. V. Vand, *Pros. Phys. Soc.*, **55**, No. 3: 222 (1943).
 28. M. Gottwald, M. Hehn, F. Montaigne, D. Lacour, G. Lengaigne, S. Suire, and S. Mangin, *J. Appl. Phys.*, **111**: 083904 (2012).
 29. T. M. Shabelnyk, O. V. Shutylieva, S. I. Vorobiov, I. M. Pazukha, and A. M. Chornous, *Int. J. Mod. Phys. B*, **32**: 1750275 (2018).
 30. S. I. Vorobiov, O. V. Shutyleva, I. A. Shpetnyi, and A. M. Chornous, *J. Nano-Electron. Phys.*, **4**: 04026 (2012).
 31. H. Nagura, K. Akanashi, S. Mitani, K. Saito, and T. Shima, *J. Magn. Magn. Mater.*, **240**: 183 (2002).
 32. K. W. Geng, F. Pan, and R. H. Yao, *J. Appl. Phys.*, **104**: 073902 (2008).
 33. S. Vorobiov, Ia. Lytvynenko, T. Hauet, M. Hehn, D. Derecha, and A. Chornous, *Vacuum*, **120**: 9 (2015).
 34. M. Diaz-Michelena, P. Cobos, and C. Aroca, *Sens. Actuators A*, **222**: 149 (2015).
 35. P. Dimitrova, S. Andreev, and L. Popova, *Sens. Actuators A*, **147**: 387 (2008).