

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Салтиков Дмитро Ігорович

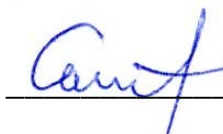
УДК 539.216:544.003.26

ДИСЕРТАЦІЯ

**ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТУ В ПЛІВКОВИХ
НАНОРОЗМІРНИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ ФЕРОМАГНІТНИХ
СПЛАВІВ**

Спеціальність 105 – Прикладна фізика та наноматеріали

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії.
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело


_____ Д.І. Салтиков

Наукові керівники:

Проценко Іван Юхимович,
заслужений діяч науки і
техніки України, доктор фізико-
математичних наук, професор
Шкурдода Юрій Олексійович,
доктор фізико-математичних
наук, доцент

Суми – 2020

АНОТАЦІЯ

Салтиков Д.І. Особливості електротранспорту в плівкових нанорозмірних системах на основі феромагнітних сплавів. – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – прикладна фізика та наноматеріали. – Сумський державний університет, Суми, 2020.

Дисертаційна робота присвячена встановленню загальних закономірностей впливу температури і розмірних та концентраційних ефектів на електро- та магніторезистивні властивості одношарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$.

Встановлено закономірності формування кристалічної структури і фазового складу, поведінки електрофізичних (питомий опір, ТКО), магніторезистивних (анізотропний і гігантський магнітоопір) і їх взаємозв'язку для плівкових сплавів та тришарових систем на їх основі в інтервалі товщин $d = 5 - 80$ нм і концентрацій $C_{\text{Fe}} = 10 - 90$ ат.% у температурному інтервалі $120 - 700$ К.

Виявлено, що свіжосконденсовані плівкові сплави $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x > 0,3$) мають фазовий склад, що відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з параметром ґратки $a = 0,292 - 0,293$ нм. При $x < 0,3$ фазовий склад свіжосконденсованих одношарових плівок відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦП - Co_y з параметром ґратки $a = 0,291 - 0,294$ нм та $a_{\text{Co}} = 0,250 - 0,253$ нм і $c_{\text{Co}} = 0,410 - 0,413$ нм. Після відпалювання за 700 К для плівок з $x > 0,3$ фіксується ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та при $x < 0,3$ ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Co_y . Фазовий склад свіжосконденсованих тришарових плівок з $x < 0,3$ відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Cu + ГЦП - Co_y . Для тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $x > 0,3$ $d_{\text{F}} = 20 - 40$ нм та $d_{\text{N}} = 5 - 20$ нм фазовий склад відповідає евтектиці ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - т.р. $\text{Cu}(\text{Fe})$ або т.р. $\text{Cu}(\text{Co})$ незалежно від умов термообробки. Після термообробки таких зразків з $x < 0,3$ за температури

700 К фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - $\text{Cu}(\text{Fe})$ або т.р $\text{Cu}(\text{Co})$.

З'ясовано, що плівки сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ є гомогенними за товщиною. Вивчено дифузійні процеси у плівкових системах $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $d_F = 30 - 40$ нм та $d_N = 10 - 20$ нм та показано, що у них в цілому зберігається індивідуальність окремих шарів. Термо- та іонно-стимульована дифузія спричиняє дифузію атомів Fe та Co, які є результатом дисоціації молекул FeCo.

Встановлено закономірності в польових залежностях анізотропного та ізотропного магнітоопору для одношарових плівкових матеріалів та тришарових структур із різною товщиною магнітних та немагнітних шарів та концентрацією компонент в шарах $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$. Експериментально виявлені інтервали концентрацій і товщин шарів, у яких спостерігався анізотропний (позитивний поздовжній і негативний поперечний магнітоопір) та ізотропний (негативний поздовжній і поперечний магнітоопір) характер магнітоопору.

Результати експериментальних досліджень впливу відпалювання на величину ізотропного магнітоопору та вид магніторезистивних петель показують, що характер поведінки МО і його величина в загальному випадку визначаються як товщиною феромагнітних і немагнітних шарів, так і концентрацією компонент у шарах. Експериментально показано, що при $d_F = 25 - 40$ нм та $d_N = 3 - 20$ нм в усіх досліджуваних свіжосконденсованих тришарових системах спостерігається ізотропний характер магнітоопору, обумовлений спін-залежним розсіюванням електронів провідності. Максимальне значення ізотропного МО в 1 % при кімнатній температурі для невідпалених плівок спостерігається для системи $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$ при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм. При термомагнітному поетапному відпалюванні (через проміжні температури 400, 500 К) для всіх систем за виключенням зразків з утворенням гранульованого стану спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного характеру магнітоопору. Для структур з концентрацією $C_{\text{Fe}} =$

10 – 20 ат. % та відносно тонкими шарами ($d_F = 10 - 20$ нм, $d_N = 5 - 15$ нм) спостерігається анізотропний характер магнітоопору в вихідному стані. Відпалювання за температури 550 К призводить до появи ізотропного магнітоопору, що обумовлено формуванням гранульованого сплаву на основі Cu та атомів Co. Термообробка зразків незалежно від вмісту компонент та з $d_F = 20 - 30$ нм, $d_N = 5 - 15$ нм при температурі 400, 550 К стимулює збільшення ізотропного МО до 3,5 % при кімнатній температурі. Зниження температури вимірювання від кімнатної до 120 К приводить до збільшення амплітуди ізотропного магнітоопору в 1,2 – 1,5 рази

Отримані експериментальні результати свідчать про досить велику температурну стабільність властивостей плівкових структур на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} та Cu, що дозволяє рекомендувати при виготовленні магніторезистивних елементів, як один з етапів технологічного процесу, термостабілізаційне відпалювання у вакуумі за температури 550 або 700 К безпосередньо після осадження плівок.

Показано, що на температурних залежностях питомого опору тришарових плівок незалежно від концентрації компонент фіксуються три характерні ділянки, на яких реалізується розсіювання електронів на дефектах кристалічної будови, межах зерен та інтерфейсах.

Експериментально та теоретично показано, що із ростом товщини плівкового сплаву Fe_xCo_{1-x} та товщини прошарку у тришарових системах ($d_F = 30$ нм) значення ТКО зростає. Експериментальні та розрахункові дані співпадають з точністю до 20%.

Вивчені фізичні процеси в плівкових матеріалах із точки зору їх можливого застосування як чутливих елементів з високою температурною та часовою стабільністю багатофункціональних сенсорних та інформаційних приладів різного призначення.

Ключові слова: плівкові матеріали, структурно-фазовий стан, питомий опір, дифузія, гігантський магнітоопір, анізотропний магнітоопір, спин-залежне розсіювання.

Список опублікованих праць за темою дисертації

1. Наукові праці, у яких опубліковані основні наукові результати

1. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu.O., Protsenko I. Yu. Phase state, crystal structure, diffusion processes and magnetoresistance of three-layer structures based on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,5$) and Cu. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2019. Vol. 41, № 5. P. 595 – 605.
2. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Temperature Effects in Magnetoresistive Properties of Three-Layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Copper. *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii.* 2019. Vol. 10, № 1. P. 0101 – 0109.
3. **Салтиков Д. І.**, Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Структурно-фазовий стан та електропровідність плівкових структур на основі ОЦК фази сплаву Fe-Co та Cu. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 3. С. 03024-1 – 03024-6.
4. **Салтиков Д. І.**, Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Вплив умов термообробки на магніторезистивні властивості тришарових структур $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 4. С. 04031-1 – 04031-5.

2. Наукові праці апробаційного характеру

5. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Magnetoresistance of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0.5$) Film Alloys and Three-Layer Structures Based on them. *Nanomaterials: Applications and Properties-2017: Proceedings of 7th International Conference.* September 10 – 15, 2017. Zatoka: Sumy State University, 2017. №2. P. 02NTF35 (4pp.).
6. **Салтиков Д. І.** Вплив товщини немагнітного прошарку на польові залежності наносистем $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2017: Матеріали та програма науково-технічної конференції, 17 – 21 квітня 2017 р.* Суми: СумДУ, 2017. С. 100.
7. **Салтиков Д. І.**, Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магніторезистивні властивості плівкового сплаву $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$. *ЕВРИКА-2017: Міжнародна*

конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, 16 – 18 травня 2017 р. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2017. С. А14.

8. **Салтиков Д. І.** Елементний склад плівкових систем на основі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2018*: матеріали та програма науково-технічної конференції, 05 – 09 лютого 2018 р. Суми: СумДУ, 2018. С. 67.

9. **Салтиков Д. І.**, Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магнітоопір тришарових плівок на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,2$) та Cu. *ЕВРИКА-2018*: Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, 15 – 17 травня 2018 р. Львів:ЛНУ ім. І. Франка, 2018. С. А15.

10. **Салтиков Д. І.** Магніторезистивні властивості тришарових плівок на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2019*: Матеріали та програма науково-технічної конференції, 23 – 26 квітня 2019 р. Суми: СумДУ, 2019. С. 54.

11. **Saltykov D. I.**, Poduremne D. V., Shkurdoda Yu. O., Protsenko S. I. Influence of the Conditions of Heat Treatment and Thickness of the Layers on the Magnetoresistive Properties of Three-layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Cu. XVII Міжнародна фреїківська конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем, 20 – 25 травня 2019 р. Івано-Франківськ: ПНУ ім. В. Стефаника, 2019. С. 329.

12. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O. Phase state, crystal structure of thin films of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy and three-layer structures based on it with a Cu layer. *Low Temperature Physics: X International Conference for Professionals and Young Scientists*, June 3 – 7, 2019. Kharkiv: B. Verkin ILTPE of NASU, 2019. P. 119.

SUMMARY

Saltykov D. I. Features of electron transport in the nanoscale film systems based on ferromagnetic alloys. Manuscript

Ph. D. thesis submitted for the degree of doctor of philosophy, specialty 105 – “Applied physics and nanomaterials”. – Sumy state University, Sumy, 2020.

Ph. D. thesis is devoted to the established general laws of the influence of temperature and size and concentration effects on the electro- and magnetoresistive properties of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ single-layer films and $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ three-layer film systems.

The regularities of formation of crystalline structure and phase composition, behavior of electrophysical (resistivity and TCR), magnetoresistive (anisotropic and giant magnetoresistance) and their interconnection for film alloys and three-layer systems on their basis are established in the interval of thickness $d = 5 - 80$ nm and concentrations of $C_{\text{Fe}} = 10 - 90$ at.% in the temperature range of $120 - 700$ K.

It is revealed that as-deposited $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ film alloys ($x > 0.3$) have a phase composition corresponding to bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ with the lattice parameter $a = 0.292 - 0.293$ nm. At $x < 0.3$, the phase composition of the as-deposited single-layer films corresponds to bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y} + \text{hcp} - \text{Co}_y$ with the lattice parameter $a = 0.291 - 0.294$ nm and $a_{\text{Co}} = 0.250 - 0.253$ nm, $c_{\text{Co}} = 0.410 - 0.413$ nm. After annealing at 700 K, the bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ is fixed for films with $x > 0.3$ and bcc- $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y} + \text{fcc} - \text{Co}_y$ is fixed at $x < 0.3$. The phase state of as-deposited three-layer films with $x < 0.3$ corresponds to bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y} + \text{fcc} - \text{Cu} + \text{hcp} - \text{Co}_y$. For three-layer $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ films with $x > 0.3$, $d_{\text{F}} = 20-40$ nm and $d_{\text{N}} = 5-20$ nm, the phase state corresponds to the eutectic of bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x} + \text{fcc} - \text{s.s. Cu (Fe)}$ or s.s. Cu(Co) , regardless of the heat treatment conditions. After heat treatment of such samples with $x < 0.3$ at a temperature of 700 K, the phase state corresponds to bcc - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x} + \text{fcc} - \text{s.s. Cu (Fe)}$ or s.s. Cu(Co) . For films with $x > 0.3$, heat treatment does not change the phase state.

It is found that $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ film alloy are homogeneous in thickness. Diffusion processes in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ film systems with $d_F = 30 - 40$ nm and $d_N = 10 - 20$ nm have been studied and it is shown that they generally preserve the identity of is retained. The thermal and ion-stimulated diffusion causes the mutual penetration of Fe and Co atoms, which are the result of dissociation of FeCo molecules.

The regularities in the field dependences of anisotropic and isotropic magnetoresistance for single-layer film materials and three-layer structures with different thicknesses of magnetic and non-magnetic layers and the concentration of components in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ layers are established. The concentration and layers thickness ranges, in which anisotropic (positive longitudinal and negative transverse magnetoresistance) and isotropic (negative longitudinal and transverse magnetoresistance) character of magnetoresistance observed, have been identified.

The experimental results of the annealing effect on the isotropic magnetoresistance value and the shape of magnetoresistive loops show that the MR behavior and its magnitude in the general case are determined by both the thickness of the ferromagnetic and nonmagnetic layers, and the concentration of the components in the layers. It has been shown experimentally that for all investigated three-layer systems at $d_F = 25 - 40$ nm and $d_N = 3 - 20$ nm, the isotropic character of magnetoresistance as a result of the spin-dependent electron scattering is observed. The maximum value of isotropic MR of 1% at room temperature is observed for $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$ as-deposited system with the same thickness of the magnetic and copper layers of 3 nm. In the case of thermomagnetic step-by-step annealing (through intermediate temperatures of 400, 500 K), the transition from isotropic to anisotropic nature of the magnetoresistance is observed. The exception is samples, in which the granular state forms. For structures with a concentration of $C_{\text{Fe}} = 10 - 20$ at.% and relatively thin layers ($d_F = 10 - 20$ nm, $d_N = 5 - 15$ nm) the anisotropic nature of the magnetoresistance in the initial state is observed. Annealing at a temperature of 550 K results in an isotropic magnetoresistance, as a result of the granular alloy based on Cu and Co

atoms formations. The heat treatment at a temperature of 400, 550 K stimulates an increase in isotropic MR to 3.5 % at room temperature for the samples regardless of component composition and with $d_F = 20 - 30$ nm, $d_N = 5 - 15$ nm. Reducing the measurement temperature from room temperature to 120 K leads to an increase in the isotropic magnetoresistance magnitude by 1.2 – 1.5 times.

The obtained experimental results indicate sufficiently high temperature stability of the properties of film structures based on the alloy $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ and Cu. This allows recommending thermal annealing in vacuum at a temperature of 550 or 700 K directly after the film deposition as one of the stages of the technological process at the formation magnetoresistive elements.

It is shown that at the temperature dependencies of the resistivity of three-layer films, regardless of the component concentrations, three characteristic regions are fixed. These regions correspond to the realization of electron scattering on the defects of the crystal structure, grain boundaries, and interfaces, respectively.

It has been shown experimentally and theoretically that the TCR value grows at the increase of the $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ film alloy thickness and the spacer layer thickness in three-layer systems ($d_F = 30$ nm). The experimental and calculated data agree with an accuracy of 20 %.

Physical processes in film materials studied from their possible application as sensitive elements with high temperature and time stability of multifunctional sensors and information devices for various purposes.

Keywords: film materials, structural-phase state, resistivity, diffusion, giant magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance, spin-dependent scattering.

The publication list of the applicant of PhD thesis

1. The scientific works containing the main published scientific results

1. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Phase state, crystal structure, diffusion processes and magnetoresistance of three-layer structures based

on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,5$) and Cu. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2019. Vol. 41, № 5. P. 595 – 605.

2. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Temperature Effects in Magnetoresistive Properties of Three-Layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Copper. *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii.* 2019. Vol. 10, № 1. P. 0101 – 0109.

3. **Saltykov D. I.** Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Structural-Phase State and Electrical Conductivity of Film Structures Based on FCC Phase of Fe-Co Alloy and Cu. *J. Nano- Electron. Phys.* 2018. Vol. 10, № 3. P. 03024-1 – 03024-6.

4. **Saltykov D. I.** Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Influence of Heat Treatment Conditions on the Magnetoresistive Properties of Three-layer Structures $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$. *J. Nano- Electron. Phys.* 2018. Vol. 10, № 4. P. 04031-1 – 04031-5.

2. The scientific works of an approbatory character

5. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Magnetoresistance of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0.5$) Film Alloys and Three-Layer Structures Based on them. *Nanomaterials: Applications and Properties-2017: Proceedings of 7th International Conference.* September 10 – 15, 2017. Zatoka: Sumy State University, 2017. №2. P. 02NTF35 (4pp.).

6. **Saltykov D. I.** Influence of non-magnetic layer thickness on field dependences Co/Cu / $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ nanosystems. *Physics, electronics, electrical engineering – 2017: Materials and Program of the Scientific and Technical Conference.* April 17 – 21, 2017. Sumy: SSU, 2017. P. 100.

7. **Saltykov D. I.**, Protsenko I. Yu., Shkurdoda Yu. O. Magnetoresistive Properties of $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ Film Alloy. *HEUREKA-2017: International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics.* May 16 – 18, 2017. Lviv: Ivan Franko National University of Lviv, 2017. P. A14.

8. **Saltykov D. I.** The elemental composition of the film systems based on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ and Cu. *Physics, electronics, electrical engineering – 2018: Materials and*

Program of the Scientific and Technical Conference, February 05 – 09, 2018. Sumy: SSU, 2018. P. 67.

9. **Saltykov D. I.**, Protsenko I. Yu., Shkurdoda Yu. O. Magnetoresistance of three-layer films based on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,2$) and Cu alloy. *HEUREKA-2018: International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics*. May 15 – 17, 2018. Lviv: Ivan Franko National University of Lviv, 2018. P. A15.

10. **Saltykov D. I.** Magnetoresistive properties of three-layer films based on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ and Cu alloy. *Physics, electronics, electrical engineering – 2019: Materials and Program of the Scientific and Technical Conference*. April 23 – 26, 2019. Sumy: SSU, 2019. P. 54.

11. **Saltykov D. I.**, Poduremne D. V., Shkurdoda Yu. O., Protsenko S. I. Influence of the Conditions of Heat Treatment and Thickness of the Layers on the Magnetoresistive Properties of Three-layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Cu. XVII International Freik conference on physics and technology of thin films and nanosystems. May 20 – 25, 2019. Ivano-Frankivsk: Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, 2019. P. 329.

12. **Saltykov D. I.** Shkurdoda Yu. O. Phase state, crystal structure of thin films of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy and three-layer structures based on it with a Cu layer. *Low Temperature Physics: X International Conference for Professionals and Young Scientists*, June 3 – 7, 2019. Kharkiv: B. Verkin ILTPE of NASU, 2019. P. 119.

ЗМІСТ

	стор.
ВСТУП	16
РОЗДІЛ 1	
КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ СКЛАД ТА ВЛАСТИВОСТІ ЗАЛІЗО-КОБАЛЬТОВИХ СПЛАВІВ І СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	22
1.1 Загальна характеристика плівкових сплавів як елементної бази електроніки.....	22
1.2 Кристалічна структура і фазовий склад сплаву Fe_xCo_{1-x}	23
1.2.1 Фазовий склад сплаву Fe_xCo_{1-x}	23
1.2.2 Структурно-фазовий стан плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та багатошарових структур на їх основі.....	24
1.3 Структури на основі залізо-кобальтових сплавів.....	28
1.3.1 Структури, отримані легуванням сплаву на основі Fe і Co.....	28
1.3.2 Тонкоплівкові сплави як складові багатошарових структур та композитів.....	30
1.4 Електрофізичні властивості сплавів на основі Fe і Co.....	32
1.5 Магніторезистивні властивості плівкових матеріалів на основі ферромагнітних металів.....	35
1.6 Магнітні властивості плівкових сплавів та багатошарових структур на їх основі.....	39
Висновки до розділу 1.....	47
РОЗДІЛ 2	
МЕТОДИКА ФОРМУВАННЯ ПЛІВКОВИХ НАНОРОЗМІРНИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ ФЕРОМАГНІТНИХ СПЛАВІВ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ	49
2.1 Прилади і обладнання для отримання плівкових сплавів та тришарових структур.....	50

2.2	Методика проведення досліджень електричних властивостей.....	53
2.3	Дослідження кристалічної структури, фазового і елементного складу.....	55
2.3.1	Методи електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень....	55
2.3.2	Методика дослідження дифузійних процесів і визначення концентрації компонент.....	58
2.4	Методика дослідження магніторезистивних властивостей.....	61
	Висновки до розділу 2.....	62
РОЗДІЛ 3		
КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ ТА ЕЛЕМЕНТНИЙ СКЛАД ПЛІВКОВИХ ЗАЛІЗО-КОБАЛЬТОВИХ СПЛАВІВ ТА ТРИШАРОВИХ СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ.....		
		65
3.1.	Структурно-фазовий стан та елементний склад плівкових зразків..	65
3.1.1	Кристалічна структура та фазовий склад плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x}	65
3.1.2	Кристалічна структура та фазовий склад тришарових плівок $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}/П$	70
3.1.3	Елементний склад тонкоплівкових зразків.....	75
3.2	Особливості протікання дифузійних процесі у дво- та тришарових плівкових структурах на основі сплаву Fe_xCo_{1-x}	79
3.2.1	Дифузійні процеси у двошарових плівках $Fe_xCo_{1-x}/Cu/П$ та $Cu/Fe_xCo_{1-x}/П$	80
3.2.2	Дифузійні процеси у тришарових плівка $Fe_xCo_{1-x}/Cu/ Fe_xCo_{1-x}/П$	83
	Висновки до розділу 3.....	88
РОЗДІЛ 4.		
МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СПЛАВІВ Fe_xCo_{1-x} ТА ТРИШАРОВИХ СИСТЕМ НА ЇХ ОСНОВІ.		
		89
4.1	Результати експериментального дослідження магніторезистивного ефекту в тришарових плівках.....	90

4.1.1	Польові залежності магнітоопору плівкових сплавів.....	90
4.1.2	Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих тришарових плівок.....	94
4.1.3	Вплив термообробки на польові залежності магнітоопору плівкових систем.....	102
4.1.4	Результати дослідження впливу умов термообробки на величину магнітоопору.....	107
4.1.5	Концентраційні та розмірні ефекти в ізотропному магнітоопорі....	111
4.1.6	Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок.....	115
4.2	Узагальнення та обговорення експериментальних результатів.....	117
4.2.1	Чутливість плівкових зразків до магнітного поля.....	117
4.2.2	Аналіз можливостей використання структур спін-вентильного типу як функціональних елементів.....	119
	Висновки до розділу 4.....	121
РОЗДІЛ 5		
ПРОВІДНІСТЬ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК.....		
		122
5.1	Розмірні ефекти в електропровідності плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x}	122
5.2	Температурні і концентраційні залежності питомого опору та ТКО.....	125
5.3	Розмірний ефект електропровідності тришарових плівок.....	129
	Висновки до розділу 4.....	135
ВИСНОВКИ.....		
		136
ПРИМІТКИ.....		
		139
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....		
		140
ДОДАТОК А.....		
		157

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

a, a_0 – параметр кристалічної ґратки плівки і масивних зразків

d, d_F, d_N – товщина плівки, товщина магнітного шару, товщина немагнітного шару

ω – швидкість конденсації

ОЦК – об'ємноцентрована кубічна ґратка

ГЦК – гранецентрована кубічна кристалічна ґратка

ГЦП – гексагональна щільноупакована кристалічна ґратка

hkl – індекси Міллера

L – середній розмір кристалітів

R, ρ, ρ_0 – електроопір, питомий опір зразків у плівковому та масивному стані

T – температура, К

T_v – температура відпалювання, К

ТКО, β, β_0 – термічний коефіцієнт опору плівки та масивного зразка

λ – середня довжина вільного пробігу носіїв заряду

H, B – напруженість, індукція магнітного поля

МО – магнітоопір

$\Delta R/R(B_c)$ – величина магнітоопору

$R(B_c)$ – опір зразка в полі коерцитивної сили

ГМО – гігантський магнітоопір

АМО – анізотропний магнітоопір

B_c – коерцитивна сила

J – густина струму

ВСТУП

Актуальність теми. Розвиток тонкоплівкових технологій та їх впровадження у виробництво стимулює дослідження відомих та створення нових нанорозмірних магнітних матеріалів, характеристики яких відповідають сучасним вимогам [1-4]. Останнім часом значно активізувався інтерес до сплавів на основі Fe та Co. Ці магнітом'які матеріали мають найбільшу намагніченість насичення з усіх відомих магнітних сплавів та можуть використовуватися при високих температурах. Сучасні дослідження стосуються сплавів на основі Fe та Co з додаванням V, Nb, Ta. Усі розчинні добавки, як правило, зменшують намагніченість насичення сплаву, підвищують його коерцитивність та покращують електричні та механічні властивості. Також перспективними для використання як функціональних елементів різних типів приладів та пристроїв сучасної електроніки є мультишари, багат шарові спін-вентельні структури та нанокompозити з елементами сплаву Fe_xCo_{1-x} [5]. Інтерес до таких структур також пов'язаний із можливістю реалізації в них спін-залежного розсіювання електронів провідності [6-8]. Для практичного використання згаданих структур у пристроях електроніки необхідно мати оптимальне поєднання функціональних параметрів: величини гігантського магнітоопору (ГМО), магніторезистивної чутливості, магнітного гістерезису, необхідної величини поля перемагнічування і високої температурної стабільності. Для отримання наноструктур із заданими характеристиками, крім ретельно відпрацьованої технології підготовки підкладок і оптимальних режимів нанесення шарів, необхідне розуміння особливостей впливу мікроструктури шарів, дифузійних процесів між шарами і магнітної анізотропії на їх магніторезистивні властивості. Незважаючи на велику кількість експериментальних та теоретичних досліджень із вивчення цих проблем, ряд питань залишаються до кінця не з'ясованими. Це стосується і фізичних властивостей тришарових тонкоплівкових структур на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} з прошарком Cu [9, 10].

Цілеспрямована зміна властивостей таких структур можлива шляхом оптимізації технології їх отримання, вибору потрібної концентрації компонент, використання спеціальної термомагнітної обробки, що дозволить отримувати магніточутливі матеріали, які поєднують оптимальні величини магнітоопору, слабкий гістерезис і високу магніторезистивну чутливість.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконана на кафедрі електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету. Основні результати були одержані в процесі виконання таких держбюджетних науково-дослідних робіт Міністерства науки і освіти України: №0115U000689 “Вплив процесів гранулізації і спін-залежного розсіювання електронів на фізичні властивості плівкових твердих розчинів” (2015-2017 рр.), виконавець; №0118U003580 “Фазовий склад, електрофізичні та магніторезистивні властивості багатокомпонентних (високоентропійних) плівкових сплавів” (2018-2020 рр.), виконавець.

Мета і задачі досліджень. Мета роботи полягала у встановленні загальних закономірностей впливу розмірних, температурних і концентраційних ефектів та умов термооброблення на електро- і магніторезистивні властивості плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та тришарових структур на їх основі з прошарком Cu.

Відповідно до поставленої мети необхідно було вирішити такі задачі:

– розробити методики одержання плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} в широкому діапазоні концентрацій компонент та формування тришарових плівкових систем на їх основі та Cu;

– вивчити особливості структурного і фазового стану плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та тришарових плівкових систем $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ до та після термостабілізації в широкому інтервалі товщин (ферромагнітних $d_F = 10 - 50$ нм та немагнітних $d_N = 1 - 30$ нм шарів) і концентрацій компонент у магнітних шарах ($0 < x < 1$);

– дослідити дифузійні процеси в плівкових зразках на основі сплаву

$\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu;

– провести комплексні дослідження електрофізичних і магніторезистивних властивостей плівкових структур в умовах прояву дії розмірних, температурних та концентраційних ефектів;

– установити закономірності в польових залежностях магнітоопору для свіжосконденсованих та відпалених за різних температур плівкових сплавів та тришарових плівок на їх основі за різних значень їх ефективних товщин;

– установити можливість використання плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ як чутливих елементів сенсорних та спінових приладів.

Об’єкт дослідження – польові, розмірні, температурні та концентраційні ефекти в електрофізичних і магніторезистивних властивостях плівкових сплавів та тришарових плівкових систем.

Предмет дослідження – електрофізичні (питомий опір і температурний коефіцієнт опору), магніторезистивні (МО і ГМО) та магнітні (поле насичення і коерцитивна сила) властивості плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ в інтервалі товщин магнітних $d_F = 10 - 50$ нм і немагнітних $d_N = 1 - 30$ нм шарів у температурному інтервалі 120–700 К.

Методи досліджень. Для формування плівкових матеріалів використовували вакуумну пошарову конденсацію металів термічним і електронно-променевим способами з незалежних джерел. Для дослідження розмірних і температурних залежностей температурного коефіцієнта опору (ТКО), МО були застосовані методи резистометрії в умовах надвисокого безмасляного вакууму ($10^{-6} - 10^{-7}$) Па та впливу зовнішніх температурних і магнітних полів. Дифракційні та структурні дослідження проводили методами електронної мікроскопії й електроннографії. Елементний склад досліджувався методом рентгенівського мікроаналізу та вторинної іонної мас - спектрометрії.

Наукова новизна одержаних результатів. Проведене в роботі

комплексне дослідження кристалічної структури, фазового й елементного складу, електро- та магніторезистивних властивостей плівкових сплавів та тришарових систем на їх основі дозволило одержати такі нові результати:

1. Визначено, що для свіжосконденсованих плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x > 0,3$), фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з параметром ґратки $a = 0,292 - 0,293$ нм. При $x < 0,3$ фазовий склад свіжосконденсованих одношарових плівок відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦП - Co_y з параметром ґратки $a = 0,291 - 0,294$ нм та $a_{\text{Co}} = 0,250 - 0,253$ нм і $c_{\text{Co}} = 0,410 - 0,413$ відповідно. Після відпалювання за 700 К для плівок з $x > 0,3$ фіксується ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Co_y при $x < 0,3$. У випадку тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $x > 0,3$, $d_F = 20 - 40$ нм та $d_N = 5 - 20$ нм фазовий склад відповідає евтектиці ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК т.р. Cu (Fe або Co) незалежно від умов термообробки. При $x < 0,3$ фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК т.р. Cu (Fe,Co).

2. Уперше для тришарових плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ експериментально досліджені розмірні ($d_F = 10 - 50$ нм, $d_N = 1 - 30$ нм), температурні (інтервал вимірювання $T_b = 120 - 700$ К, інтервал термовідпалювання $T_b = 300 - 700$ К) і концентраційні (концентрація Co в магнітних шарах змінювалася від 10 до 90 ат. %) ефекти в ізотропному магнітоопорі. Установлено, що максимальне значення ізотропного МО за кімнатної температури становить 3,5 % для плівок $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$ ($x \cong 0,1$, $d_F = 30$ нм, $d_N = 5$ нм).

3. Уперше встановлено, що після поетапного термомагнітного відпалювання за температур 400, 550 та 700 К для всіх систем спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного магнітоопору. Показано, що значення граничної температури відпалювання, після якої відбувається зазначений перехід, залежить від товщини прошарку міді та концентрації компонент у феромагнітних шарах. Після безпосереднього відпалювання за температури 700 К плівкових систем з товщинами шарів ($d_F = 20 - 30$ нм, $d_N = 5 - 10$ нм) ізотропність польових залежностей

зберігається незалежно від концентрації компонент.

4. Показано, що для систем зі спін-залежним розсіюванням електронів амплітуда ефекту ГМО збільшується в 1,2 – 1,5 рази при зниженні температури від кімнатної до 120 К (до 6% для системи $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$).

5. Встановлено, що залежність величини ізотропного МО від товщини немагнітного прошарку для тришарових плівок має монотонний характер. У досліджуваних структурах інтервал оптимальних товщин немагнітного прошарку становить 5 – 7 нм.

6. Показано, що тришарові структури $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ ($d_F = 20 - 40$ нм, $d_N = 5 - 10$ нм) можуть бути використані у прикладних розробках при створенні функціональних елементів датчиків магнітного поля.

Практичне значення одержаних результатів. Результати проведених комплексних експериментальних досліджень розширюють уявлення про фізичні процеси у магнітонеоднорідних функціональних плівкових матеріалах приладових структур в умовах впливу на них температурних та магнітних полів. Реалізований підхід дозволяє встановити умови формування та подальшого термічного оброблення функціональних матеріалів із високою чутливістю до температури або магнітного поля з високою температурною стабільністю, що можуть бути застосовані як чутливі елементи сенсорів магнітного поля.

Результати дослідження впливу термостабілізації на величину ГМО мають прикладне значення та можуть бути застосовані під час розробки елементів сенсорів магнітного поля, спін-вентилів тощо та у визначенні умов їх експлуатації.

Залежність чутливості електричного опору до магнітного поля в одно- та тришарових плівках, як матеріалах для функціональних елементів датчиків, дає можливість установити швидкість реагування датчика на зміну вхідного сигналу, точність його вимірювання при детектуванні слабких магнітних полів.

Особистий внесок здобувача. Особистий внесок автора полягає у самостійному пошуку та аналізі літературних джерел, що стосуються

дисертаційного дослідження. Постановка мети і задач дослідження, вибір експериментальних методик і обговорення отриманих результатів проводилися разом із науковими керівниками професором І.Ю. Проценком та доцентом Ю.О. Шкурдодою. Автором особисто проводилося отримання плівкових зразків, дослідження їх електрофізичних та магніторезистивних властивостей, кристалічної структури, фазового та елементного складу і, обробка експериментальних результатів. Особисто автором підготовлені статті [89, 96] та окремі розділи статей [88, 124]. Основна частина результатів представлялась автором на конференціях та семінарах [99, 104, 105, 117, 145]. Всі наукові положення і висновки, що винесені на захист належать авторові дисертації.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідались та обговорювались на таких наукових конференціях і семінарах: Міжнародній конференції студентів і молодих учених з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА” (Львів, 2017, 2018 рр.); Науково-технічної конференції «Фізика, електроніка, електротехніка» (Суми, 2017, 2018, 2019 рр.); XVII Міжнародна Фреїківська конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем (Івано-Франківськ, 2017, 2019 р.); 10-а Міжнародна конференція спеціалістів та молодих вчених «Фізика низьких температур» (Харків, 2019 р.).

Публікації. Результати дисертаційної роботи відображені в 12 публікаціях: 4 статтях у фахових виданнях України та 1 статті в матеріалах конференції, які індексуються БД Scopus, та 7 наукових працях у матеріалах Міжнародних і Всеукраїнських конференцій.

Структура та зміст роботи. Дисертаційна робота складається із вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел із 171 найменування на 16 сторінках. Об'єм дисертації становить 158 сторінки, із них 122 сторінки основного тексту; робота містить 61 рисунок і 12 таблиць, з яких 45 рисунків і 9 таблиць представлені на 33 окремих сторінках.

РОЗДІЛ 1

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ СКЛАД ТА ВЛАСТИВОСТІ ЗАЛІЗО-КОБАЛЬТОВИХ СПЛАВІВ І СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

1.1 Загальна характеристика плівкових сплавів як елементної бази електроніки

Сплави на основі Fe та Co добре відомі вже не одне десятиліття. Для них характерна унікальна комбінація високої намагніченості насичення, високої температури Кюрі, низької магнітокристалічної анізотропії та хорошої міцності.

Сплави Fe_xCo_{1-x} ідеально підходять для застосувань, що вимагають високої магнітної щільності потоку. Вони є автоматичним вибором для високотемпературних застосувань завдяки високій температурі Кюрі та високій індукції насичення. Проте, механічні властивості сплавів на основі Fe і Co довгий час не відповідали вимогам техніки. Інтенсивні дослідження і зусилля, які були направлені на їх удосконалення протягом багатьох років, призвели до значного поліпшення властивостей та кращого розуміння фазових перетворень у сплавах Fe_xCo_{1-x} . Однак висока вартість сплавів перешкоджала їх широкому використанню. Нові потреби в магнітом'яких матеріалах для роботи при високих температурах викликали відновлення інтересу до цих сплавів, а саме, до розробки наноструктур і композиційно-модульованих структур на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} [11].

Слід зауважити, що щільність запису даних на магнітних носіях швидко зростає в останні роки. Однією з перспективних технологій, яка може досягати питомої щільності до одного терабіт на квадратний дюйм, що приблизно в 20 разів перевищує щільність сучасних дисководів є перпендикулярний магнітний запис. У наш час здійснюється розробка

високоєфективних тонких плівок на основі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ для головок магнітного запису. Крім цього, тонкоплівкові сплави $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ знайшли використання як функціональні елементи датчиків магнітного поля; в комірках магніторезистивної пам'яті (як елементи багатошарових структур); в високочастотних магнітних пристроях. Тонкі плівки сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ також розглядаються як матеріали для мікроелектромеханічних застосувань, таких як магнітні мікроприводи. Були розроблені різні методи осадження для отримання тонких плівок, необхідних для таких потреб.

1.2 Кристалічна структура і фазовий склад сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$

1.2.1 Фазовий склад сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$

Згідно з даними робіт [11-14], в яких наведені бінарні фазові діаграми Fe - Co (рис. 1.1), компоненти сплаву мають, в основному, необмежену повну розчинність і утворюють твердий розчин. У цій системі стабільними кристалічними фазами є (δ -Fe), (α -Fe), (γ -Co, γ -Fe), (ϵ -Co) і упорядкований CoFe з структурою B2 (по типу CsCl). Фази (γ -Co, γ -Fe) і (α -Fe) – розбавлені тверді розчини. Розчинність кобальту у фазі високотемпературної (δ -Fe) і заліза в низькотемпературній (ϵ -Co) фазі обмежена. При кімнатних температурах, інтерметалідна сполука FeCo є стабільною в діапазоні концентрацій $C_{\text{Co}} = 29 - 70$ ат. %. Структура B2 FeCo є впорядкованою ОЦК структурою і може розглядатися як дві взаємопроникні прості кубічні субгратки Fe і Co. Ця фаза зазнає перетворення впорядкування – розпорядкування при нагріванні до високих температур. Процес відбувається при критичній температурі впорядкування T_c , яка залежить від вмісту Co і має максимум за 733 °C поблизу стехіометричного складу. Швидкості охолодження, необхідні для отримання повністю неупорядкованих сплавів, не можуть бути досягнуті в промислових масштабах. Упорядкування відбувається швидше, коли сплав охолоджується від неупорядкованого

стану. У тонких зразках можна утримувати сплав у повністю неупорядкованому стані шляхом швидкого охолодження від температур більших за критичну T_c .

Сплави в упорядкованому стані мають дещо більший параметр ґратки порівняно з неупорядкованим станом (рис. 1.2). Сплави Fe_xCo_{1-x} досліджувалися як модельні системи для виявлення впливу ефекту порядку на механічні та магнітні властивості інтерметалідних сплавів. Параметри впорядкованих і неупорядкованих фаз впливають як на механічні, так і на структурночутливі магнітні властивості.

У роботі [15] проведені дослідження сплавів $Fe_{50}Co_{50}$, $Fe_{65}Co_{35}$ і $Fe_{35}Co_{65}$ після різних термообробок при температурах 500 – 1300 °С. Виявлено утворення твердого розчину в інтервалі від 900 до 1300 °С. Нижче 550 °С відбувається фазове перетворення, що супроводжується незначним зростанням параметра ґратки. Це перетворення за певних умов може призводити до значного зростання коерцитивної сили. Слід зауважити, що в роботі [16] фазова рівновага системи Fe - Co в інтервалі температур від 400 до 800 °С визначалася за допомогою вимірювання параметрів ґратки з використанням тонкоплівкових зразків, що є значно вигіднішим для отримання фазових рівноваг при більш низьких температурах, де твердотільні реакції є занадто повільними для досягнення стану рівноваги звичайними методами з використанням масивних зразків.

Останнім часом викликають інтерес тонкі плівки сплавів у аморфному стані. Так, у роботі [17] показані умови для формування нанопластів сплаву FeCo у аморфному стані, що забезпечило їм хороші магнітні властивості.

1.2.2 Структурно-фазовий стан плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та багат шарових структур на їх основі

У роботі [43] досліджена морфологія поверхні плівкових сплавів $Fe_{32}Co_{68}$ відпалених при різних температурах (рис. 1.3). Як видно з рисунка плівки, відпалені при 673К (рис. 1.3а), мають однорідну поверхню, яка

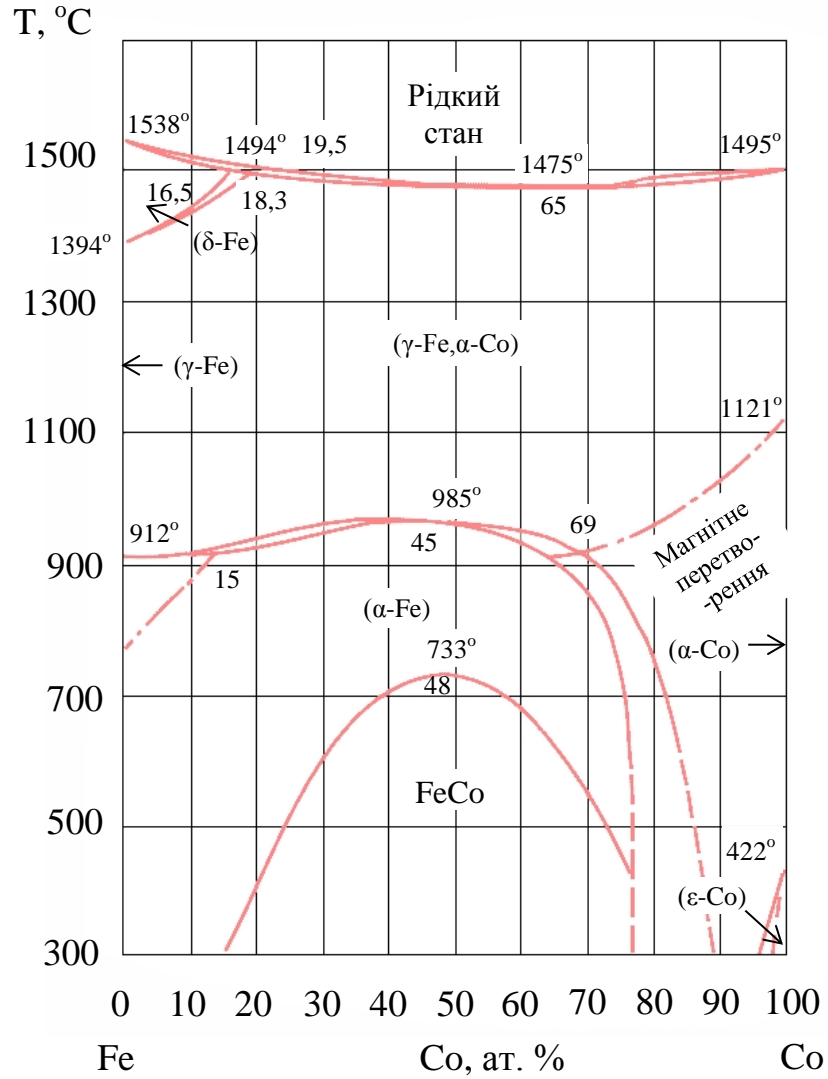


Рис. 1.1. Фазова діаграма сплаву залізо-кобаль. Адаптовано із робіт [11-14]

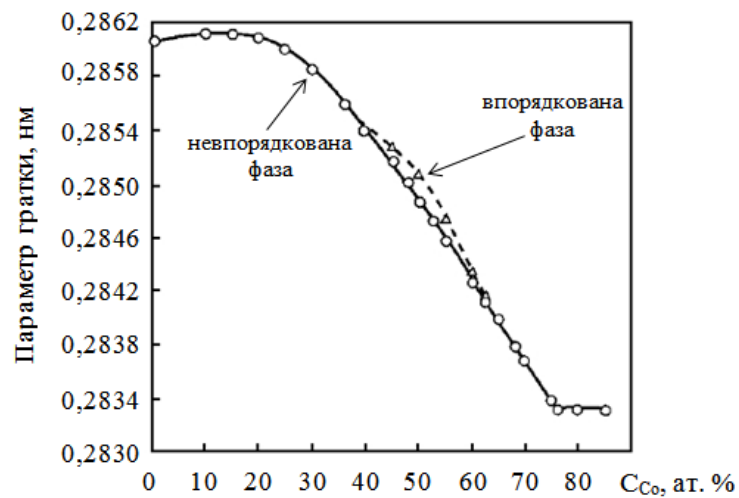


Рис. 1.2. Залежність параметра ОЦК- ґратки від концентрації кобальту у сплавi Fe_xCo_{1-x} . Адаптовано із роботи [11]

складається з дрібних зерен. Відпалювання при температурі 1073 К (рис. 1.3б) приводить до збільшення розміру зерен, що підтверджується рентгенографічними дослідженнями. Відпалювання при температурах 1133 та 1153 К (рис. 1.3в,г) викликало агрегацію зерен, що призвело до утворення структурно-несуцільної плівки. На думку авторів [18] однією з можливих причин агрегації є міжфазна реакція шару $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ з кварцовою підкладкою. У роботі [19] повідомляється про формування змішаного силікату Fe_2SiO_4 на межі поділу FeCo/SiO_2 після відпалювання при 1073 К. Відмінності в кінетиці кристалізації між ОЦК-фазою і ГЦК-фазою можуть бути ще однією причиною формування структурно-несуцільної плівки сплаву $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ [18].

На рис. 1.4а наведені рентгенограми тонких плівок сплаву $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$, відпалених при різних температурах. Як бачимо з рис. 1.4а у залежності від температури відпалювання спостерігаються ОЦК-фаза ($T_g = 673, 973, 1073$ К), ОЦК + ГЦК-фаза ($T_g = 1113$ К) та ГЦК-фаза ($T_g = 1153$ К). При температурі відпалу менше 1093 К спостерігалася ОЦК фаза. При збільшенні температури від 1113 до 1143 К виявилася двофазна ОЦК + ГЦК структура, а вище 1153 К – лише ГЦК. Отже, були отримані кристалічні структури, які повністю узгоджуються із фазовою діаграмою бінарної системи FeCo , [16].

На рис. 1.4б показано рентгенограми плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з різними концентраціями компонент, відпалених у вакуумі при температурі 500 °С протягом 60 хв. При вмісті атомів Fe 20 %, крім дифракційних піків FeCo (110), з'являється явний пік Co (111), що дозволило виявити утворення атомарного Co в зразках. Зі збільшенням вмісту Fe до 26 % пік Co (111) зникає, а з'явився слабкий пік FeSi (110). При подальшому збільшенні складу Fe до 36 і 51 % з'являвся пік FeSi_2 (042) і його інтенсивність зростала зі збільшенням вмісту Fe. Отримані результати засвідчують про те, що атомарний Co зникає, а кількість сплаву Fe – Si збільшується із збільшенням вмісту Fe в плівках $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$. АСМ та МСМ дослідження плівок сплаву $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ відпаленого при 1093 К, дозволяють припустити, що локальна намагніченість збільшується біля меж поділу зерен тонкої плівки.

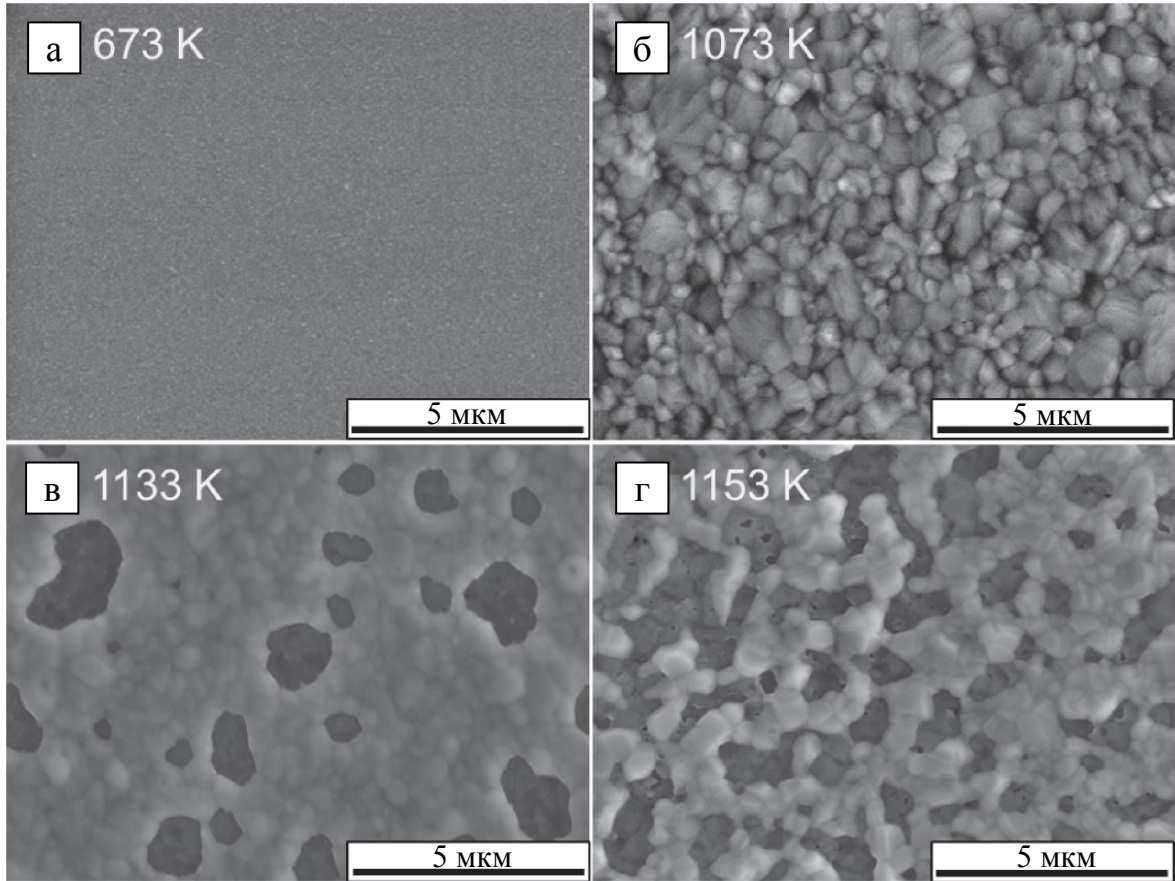


Рис. 1.3. Електронно-мікроскопічні знімки поверхні плівок сплаву $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ ($d = 240$ нм), відпалених при (а) 673 К, (б) 1073 К, (в) 1133 К та (г) 1153 К. Адаптовано із роботи [18]

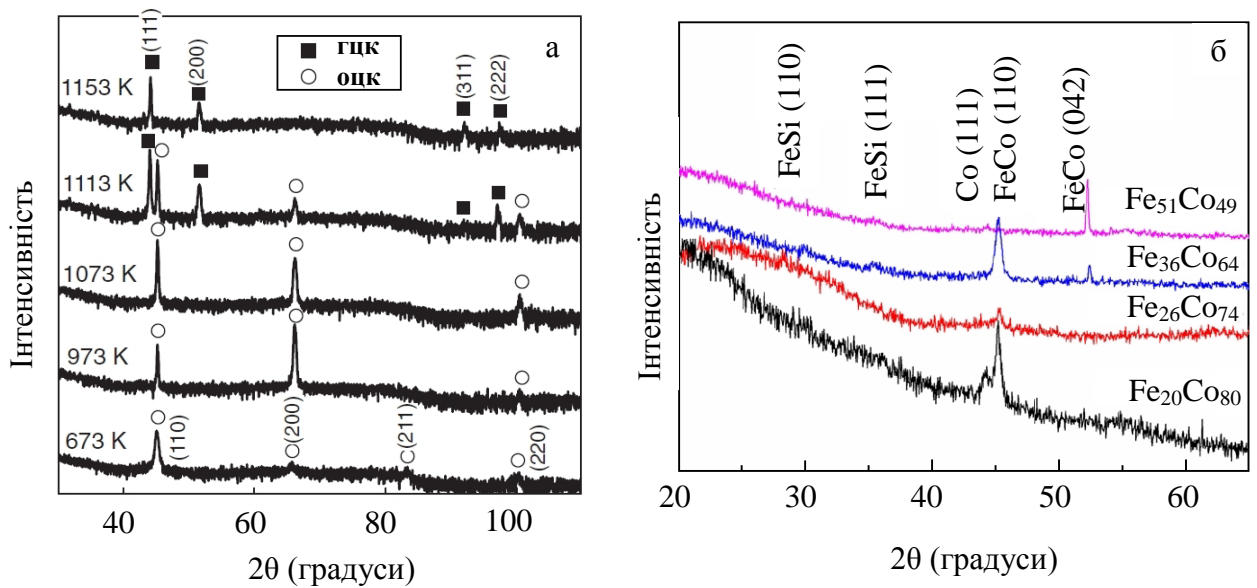


Рис. 1.4. Рентгенограми плівкових сплавів $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ відпалених за різних температур (а) та $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$, відпалених при 770 °К протягом 60 хв у вакуумі (б). Адаптовано із робіт [18, 20]

1.3 Структури на основі залізо-кобальтових сплавів

1.3.1 Структури, отримані легуванням сплаву на основі Fe і Co

Навіть незначне легування сплаву Fe_xCo_{1-x} призводить до зміни його властивостей [166-169]. В огляді [11] проаналізовано вплив потрійних домішок на магнітне насичення сплавів FeCo і виявлено, що більшість домішок (Ti, V, Cr, Ni, Cu) погіршують магнітні властивості сплаву за винятком Mn. При цьому Ti, V і Cr впорядковують сплав антиферомагнітно, а Ni і Mn – феромагнітно. Додавання ванадію покращує пластичність і підвищує питомий опір стехіометричного сплаву та незначно погіршує магнітні властивості Fe_xCo_{1-x} . Автори роботи [21] привели оновлену термодинамічну оцінку системи Co – Cu – Fe та критичний огляд літературних даних щодо формування впорядкованої фази B2. Особливу увагу приділено низьким температурам. На рис. 1.5 подана фазова діаграма потрійної системи. Згідно з Co – Cu – Fe існує п'ять стабільних кристалічних фаз: (δ -Fe), (α -Fe), (γ -Co, γ -Fe), (Cu), (ϵ -Co) і упорядкована CoFe. Розчинність міді в фазах (γ -Co, γ -Fe), (δ -Fe) і (α -Fe) збільшується, в той час як розчинність заліза та кобальту в міді незначна.

Д. Лафлін та його колеги [22-25] дослідили можливості використання тонких плівок на основі композиції НІТРЕМ як м'якого магнітного підшару для перпендикулярних носіїв запису. НІТРЕМ – це новітня група магнітно - м'яких нанокристалічних матеріалів на основі заліза і кобальту, призначених для високотемпературних застосувань. Вони були розроблені з сплавів NANOPERM (Fe – Zr – Nb – Cu – B) шляхом часткової заміни Fe на Co [171]. Вище згадані автори отримували одно та багат шарові НІТРЕМ $[(Fe_{0,7}Co_{0,3})_{88}Zr_7V_4Cu_1]$ плівки та досліджували вплив товщини окремого шару, кількості шарів на мікроструктуру та магнітні властивості нанесених плівок. Аморфна структура спостерігалася в плівках НІТРЕМ ($d = 100$ нм), одержаних конденсацією при кімнатній температурі з щільністю потужності $2,3 \text{ Вт/см}^2$, а плівки, осаджені при 250°C , перетворювалися

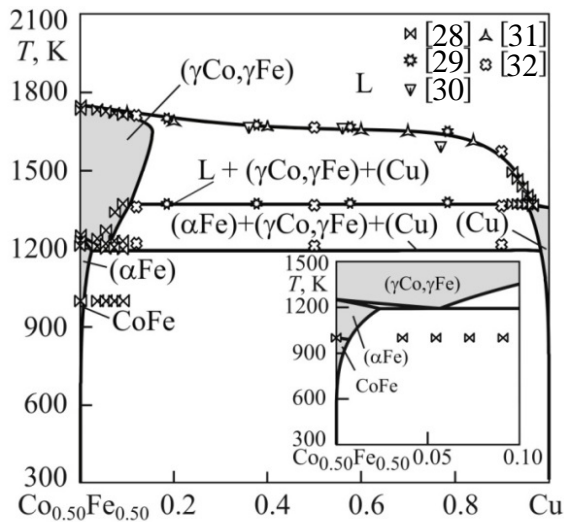


Рис. 1.5. Фазова діаграма потрійної системи Co – Cu – Fe при $C_{Co}/C_{Fe} = 1$: суцільні лінії розраховані авторами роботи [21], символи – експериментальні дані, затінені ділянки – однофазні ділянки твердих фаз. Адаптовано із роботи [21]

в нанокристалічну мікроструктуру з феромагнітною $[\alpha(\text{FeCo})]$ і немагнітною (Fe_2Zr) фазами. З іншого боку, мікроструктура плівок, осаджених на скляних або $\text{SiO}_2(100)$ підкладках методом радіочастотного напилення при щільності потужності розпилення $\geq 4,5 \text{ Вт/см}^2$, складається з нанокристалічних частинок $\alpha(\text{FeCo})$ в аморфній фазі. Об'ємна частка нанокристалічної фази становить менше 10%. У роботі [26] показано, що слабка локалізація – можлива причина особливостей температурної поведінки аморфних сплавів Co – Fe – V.

Автори роботи [15] стверджують, що тонкі плівки Fe – Co – Ta – N ($d = 250 \text{ нм}$), отримані методом магнетронного розпилення, мають покращені магнітні властивості в свіжосконденсованому стані. Крім цього, плівки мають чудові високочастотні характеристики з ефективною проникністю від 2000 до 70 МГц і високим питомим опором ($10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$). Корозійна стійкість (в 0,5М NaCl) плівки краща, ніж у тонких плівок Co – Ni – Fe і Fe – Hf – N. В.А. Васько та ін. [27] запропонували використовувати плівки Fe – Co – Cr (товщиною 1000 \AA) в головках магнітного запису. Ними вивчено вплив добавок Cr і польового відпалу на намагніченість насичення, питомий опір і корозійну стійкість плівок $(\text{Fe}_{54}\text{Co}_{46})_{1-x}\text{Cr}_x$. Намагнічування насичення зменшується, а питомий опір збільшується при додаванні Cr. По мірі осадження плівок з легуванням Cr і без нього коерцитивна сила змінювалась в діапазоні 6,4 – 9,5 кА/м та істотно знижувалась до

3,2 кА/м після магнітного відпалу при 220 °С.

Залізо і кобальт виступають також елементами багатокомпонентних сплавів, таких, наприклад, як високоентропійні [33].

1.3.2 Тонкоплівкові сплави як елементи багат шарових структур та композитів

Тонкоплівкові сплави Fe_xCo_{1-x} є елементами мультишарів, спіноклапанних структур тощо. Дослідженням структурно-фазового стану, магніторезистивних та магнітних властивостей таких структур присвячена ціла низка робіт [34-39]. Автори роботи [39] досліджували структурно-фазовий стан тришарових плівок на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} . На рис. 1.6а наведено зображення мікроструктури та дифракційної картини для зразка CoFe/Dy/CoFe. На зображенні мікроструктури спостерігаються ділянки у вигляді тонких паралельних ліній, що є проекціями атомних площин. Інтервал між цими лініями становить $d = 0,31$ нм, що відповідає міжплощинним відстаням (10-10) диспрозію. Ці дані вказують на те, що на зображенні є ділянки, де напрямок [0002] перпендикулярний площині плівки.

На всіх дифракційних картинах (рис. 1.6б) для CoFe/Dy/CoFe фіксуються кільця, що відповідають ГЦП диспрозію. Кільце 3 має слабку інтенсивність, а його поява може бути обумовлена утворенням твердих розчинів або інтерметалічних сполук в інтерфейсах Dy/CoFe.

У роботі [35] досліджували металеві багат шарові спіноклапанні наноструктури, які у складі мають обмінно-з'єднану структуру феромагнетик/Ru/феромагнетик у вільному шарі, синтезовану методом магнетронного розпилення. Для мікрооб'єктів (меандри), утворених з спінових клапанів CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta з різною товщиною шарів рутенію і міді, досліджено залежності магніторезистивної чутливості і зміщення петлі гістерезису від ширини смуги меандру. Виготовлені чутливі елементи, що характеризуються високою магніторезистивною чутливістю.

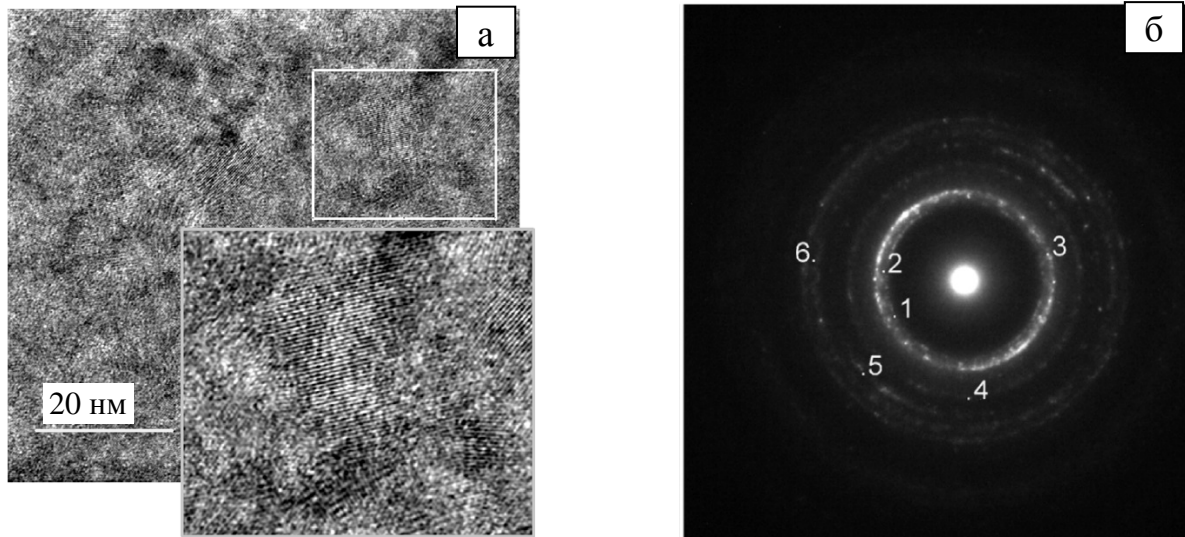


Рис. 1.6. Мікроструктура (а) та дифракційна картина (б) від тришарової плівки $\text{CoFe}(5)/\text{Dy}(40)/\text{CoFe}(5)$. Цифри позначають кільця Дебая від площин: 1 – Dy (10–10); 2 – Dy (0002); 3 – Dy (10–11); 4 – CoFe (111), Dy (10–12); 5 – Dy (11–20); 6 – Dy (10–13). Адаптовано із роботи [39]

Багатошарові системи на основі CoFe/Cu з різними буферними шарами досліджувалися авторами роботи [40]. Зокрема, для різних матеріалів буферного шару величина гігантського магнітоопору надграток CoFe/Cu може змінюватися в кілька разів, а ширина петлі гістерезису – більше ніж в 10 разів [41]. Виявлені особливості системи CoFe/Cu вказують на можливість подальшого поліпшення їх функціональних характеристик за рахунок використання такого матеріалу буферного шару, який дозволив би формування найдосконаліших структур. Так, відповідно до роботи [42], для надграток $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}]_n$ вибір потрібного матеріалу і товщини буферного шару дозволяє збільшити МО в (2 – 3) разів у порівнянні зі значенням МО надграток, підготовлених безпосередньо на підкладці. Найбільші значення МО були отримані для випадків, коли буферними шарами були хром та сплав $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Відомо ряд експериментальних робіт [36, 43], в яких представлені результати досліджень структури $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}]_n$. Показано, що їх структурні, магнітні та магніторезистивні властивості суттєво залежать від характеристик буферного шару. Автори роботи [34] стверджують, що ще більш оптимальним є буферний шар $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$.

У роботі [9] мультишари CoFe/Cu були осаджені на підкладках Ti та досліджено вплив товщини прошарку Cu на їх структуру і магнітні властивості. Дослідження за допомогою растрового електронного мікроскопа показали, що поверхнева морфологія плівок суттєво залежить від товщини немагнітного шару. Методом рентгенівської дифракції виявлено, що багат шарові структури CoFe/Cu мають ГЦК ґратку, але орієнтація кристалів змінюються залежно від товщини шару міді. Найбільші значення магнітоопору, отриманих за кімнатної температури, для плівок товщиною шарів Cu (6,0 нм), тоді як найнижчі величини МО спостерігались для плівок без шару Cu. Відмінності, що спостерігаються в магнітотранспортних властивостях, були пов'язані з мікроструктурними змінами, викликаними зміною товщини шару Cu.

Багато робіт присвячена дослідженню гранульованих композиційних структур з наночастинками сплаву FeCo у різних матрицях [18, 44-46]. У роботі [44] досліджені електричні та магнітні властивості голчатих наночастинок $Fe_{76}Co_{24}$ композиційних матеріалів у мікрохвильовому діапазоні частот до 20 ГГц. Вони були отримані шляхом введення наночастинок $Fe_{76}Co_{24}$ у відповідні смоли. Результатам щодо формування і вивчення наночастинок сплаву FeCo у структурі металовуглецевих нанокомпозитів FeCo/C присвячена робота [47].

1.4 Електрофізичні властивості сплавів на основі Fe і Co

Питомий опір сплавів на основі FeCo є його важливою характеристикою, поряд з магнітними властивостями. Впорядкований бінарний сплав FeCo має особливо низький питомий опір, як показано в таблиці 1.1. Додавання різних домішок до сплаву спричиняє до його зміни. Збільшення опору відбувається при легуванні, наприклад, ванадієм.

На рисунку 1.7 показано вплив різних добавок на питомий опір сплаву FeCo. Однак, як проілюстровано в таблиці 1.1, ці добавки не мають такого

впливу, як ванадій. Насправді, питомий опір FeCo-Nb практично не відрізняється від опору бінарної системи. Температурна залежність питомого опору масивних зразків FeCo-2V (Hiperco H50) і FeCo-2V-Nb (Hiperco H50HS) досліджена Б. Гейстом та ін. [48], а також FeCo-Ta (48,75 Co, 0,45 Ta, 0,27 V мас.%) Г.К. Сімоном та ін. [49] подана на рис. 1.7.

Згідно [44], вміст досліджених сплавів становить 48,75 Co, 1,9 V, 0,05 Nb (мас. %) для H50 і 48,75 Co, 1,9 V, 0,3 Nb для H50HS. Хоча обидва сплави мають однаковий вміст ванадію, їх питомі опори значно відрізняються. Автори припускають, що це пов'язано з різницею у вмісті Nb.

Згідно даних, наведених у [48, 49] питомий опір сплавів суттєво залежить від температури (рис. 1.8). Експериментальні і теоретичні дослідження тонких плівок показали, що їх опір значно вищий, ніж у масивних зразків. У електропровідності багатошарових плівкових структур поряд з відомими механізмами розсіювання носіїв електричного струму в одношарових плівках з'являється новий, пов'язаний з наявністю границі поділу шарів, яка суттєво впливає на величину електропровідності та ТКО. З межами поділу шарів пов'язані також і макронапруження термічного походження, які впливають на електричні властивості. Середні довжини вільного пробігу носіїв електричного струму в сусідніх шарах можуть значно відрізнятись. У зв'язку із цим переходи носіїв з одного шару в інший можуть істотно впливати на величину опору. Важливим також є співвідношення між товщинами шарів, оскільки в кожному окремо будуть проявлятися як внутрішні так і зовнішні розмірні ефекти, які суттєві для електронного транспорту [50].

Таблиця 1.1

Питомий опір сплавів FeCo і FeCo і FeCo-V-Nb, за даними роботи [51]

Сплав	$\rho \cdot 10^8, \text{ Ом} \cdot \text{м}$
FeCo	1,95
FeCo2V	46,4
FeCo1Nb	3,13
FeCo2Nb	3,06

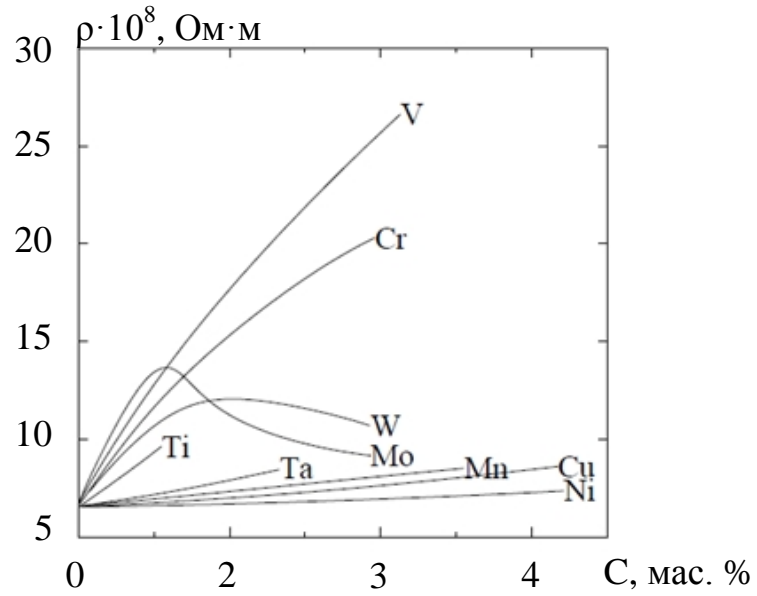


Рис. 1.7. Вплив різних домішок на питомий опір сплавів Fe_xCo_{1-x} .
Адаптовано із роботи [52]

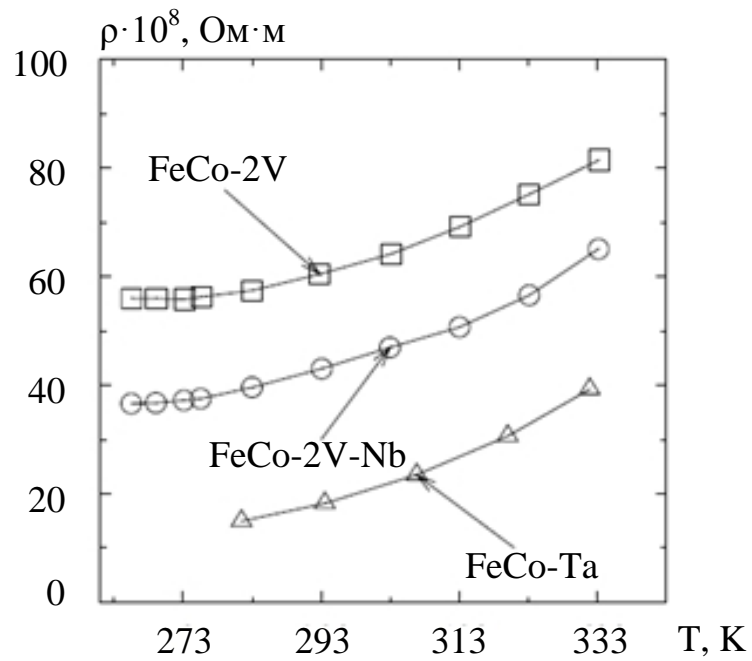


Рис. 1.8. Залежність питомого опору від температури для сплавів $FeCo-V$, $FeCo-V-Nb$ і $FeCo-Ta$. Адаптовано із робіт [48, 49]

Авторами роботи [39] були проведені дослідження залежності $R(T)$ для наноструктур CoFe(5)/Dy(40)/CoFe(5), NiFe(5)/Dy(40)/NiFe(5) та визначена температура Нееля (T_N). На рис. 1.9а,б показані відповідні температурні залежності електричного опору. Всі криві $R(T)$ мають типовий вигин, який, за припущенням, з'являється внаслідок переходу від парамагнітного до антиферомагнітного упорядкування в шарі диспрозію [10,20]. На рис. 1.9б наведені залежності dR/dT від температури і оцінена температура Нееля T_N . Для тришарової структури CoFe(5)/Dy(40)/CoFe (5) вона має значення T_N 154 К. Незначні відмінності в ході температурних залежностей для плівок на основі феромагнітних сплавів CoFe та NiFe можуть бути обумовлені різною шириною інтерфейсів внаслідок неоднакового протікання дифузійних процесів у них [53].

1.5 Магніторезистивні властивості плівкових матеріалів на основі феромагнітних металів

Під магніторезистивним ефектом (МРЕ) розуміють вплив магнітного поля на електричну провідність твердого тіла [54, 55]. Для його чисельної оцінки найчастіше використовують питомий магнітоопір, який розраховується за співвідношенням [56]:

$$MO = \frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} \text{ або } MO = \frac{\rho(B) - \rho(B_c)}{\rho(B_c)}, \quad (1.1)$$

де $\rho(B)$ – питомий опір зразка в зовнішньому магнітному полі з індукцією B ;

$\rho(0)$ – питомий опір при відсутності магнітного поля;

$\rho(B_c)$ – питомий опір у полі коерцитивної сили.

Існує кілька різновидів цього ефекту. Класичний магнітоопір виявляється у всіх металах і напівпровідниках (магнітних і немагнітних). Ефект полягає у викривленні траєкторій носіїв заряду під дією сили Лоренца. Мірою цього викривлення є співвідношення між радіусом орбіти носія

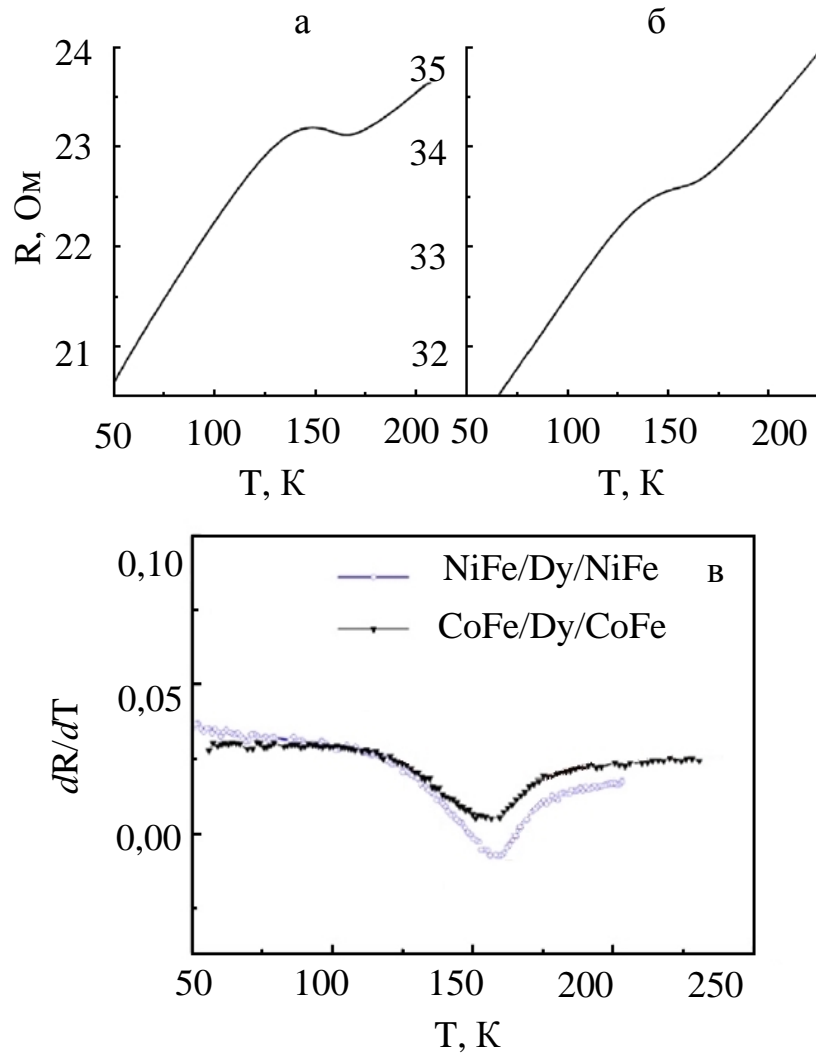


Рис. 1.9. Температурні залежності електричного опору для зразків, NiFe(5)/Dy(40)/NiFe(5) (а) та CoFe(5)/Dy(40)/CoFe(5) (б) та температурні залежності похідної від електричного опору температури для зразків, NiFe(5)/Dy(40)/NiFe(5) (відкриті кола) та CoFe(5)/Dy(40)/CoFe(5) (заповнені трикутники). Адаптовано із роботи [39]

заряду в магнітному полі (ларморівський радіус) і середньою довжиною вільного пробігу. Класичний магнітоопір у масивних металах та нанорозмірних структурах малий і ним можна знехтувати в порівнянні з іншими видами магнітоопору, тому далі він розглядатися не буде.

Інший тип магнітоопору характерний також як для магнітних так і немагнітних матеріалів. Він викликаний скороченням хвильових функцій електронів у магнітному полі. Ймовірність тунелювання електронів між гранулами або острівцями, а, отже, і стрибкова провідність визначається перекриттям хвостів хвильових функцій електронів в області всіх гранул (острівців). Однак, зазвичай цей механізм істотний тільки при гранично низьких температурах (~ 10 K). Зазначений тип магнітоопору існує в будь-яких гранульованих або острівцевих плівках. Однак величина магнітоопору незначна і цей ефект зникає при підвищенні температури. У той же час, в магнітних матеріалах є більш суттєві ефекти, що впливають на опір гранульованих або острівцевих зразків.

Основний внесок у залежність опору від магнітного поля в феромагнітних металах дає анізотропний магнітоопір. Величина цього ефекту і навіть його знак залежать від напрямку намагніченості і густини струму [57]. Якщо напрямки векторів густини струму і намагніченості збігаються, то магнітоопір є позитивним. Якщо ці вектори взаємно перпендикулярні, то магнітоопір вважають негативним. Фізичний зміст цього явища можна зрозуміти з такого спрощеного розгляду. Магнітні властивості матеріалів групи заліза визначаються d -елекtrонами. Хвильова функція d -електрона має вигляд розетки, що лежить в площині перпендикулярній напрямку намагніченості іона. Імовірність розсіювання електрона провідності на цьому іоні менша у разі, коли електрон зустрічає розетку збоку, в порівнянні з випадком, якщо площина розетки перпендикулярна напрямку руху електрона. Очевидно, що коли напрямки швидкості електрона і намагніченості розсіювання електронів збігаються, то опір буде максимальним. Магнітоопір мінімальний, якщо напрямок намагніченості і

швидкості електрона взаємно перпендикулярні. Анізотропний магнітоопір спостерігається в масивних магнітних металах та сплавах і нанорозмірних структурах, а його величина $\Delta\rho/\rho$ досягає декількох відсотків, але як правило не перевищує 1 – 2 %. Магнітний гістерезис може впливати на польові залежності магнітоопору, що проявляється у виникненні магніторезистивного гістерезису.

Значно більший інтерес викликає вивчення магніторезистивних властивостей багатошарових структур на основі феромагнітних та немагнітних матеріалів. У таких структурах може спостерігатися ефект гігантського магнітоопору (ГМО). Природа гігантського магнітоопору (ГМО), відкритого ще у 1988 році в багатошарових надрешітках Fe/Cr [58] і тришарових структурах Fe/Cr/Fe, які досліджуються і тепер [59], полягає в спин-залежному розсіянні електронів при русі з одного феромагнітного шару в інший через немагнітний прошарок. За відкриття цього ефекту А. Ферт і П. Грюнберг в 2007 отримали Нобелівську премію з фізики. У разі феромагнітного (паралельного) впорядкування магнітних моментів сусідніх магнітних шарів, розділених немагнітним прошарком, електрони при русі з одного магнітного шару в інший буде розсіюватися не суттєво. У той же час, якщо магнітні моменти феромагнітних шарів впорядковані антипаралельно (антиферомагнітний тип упорядкування), то електрони при своєму русі інтенсивніше розсіюються (рис. 1.10). У надрешітках з ГМО рівноважним є антиферомагнітний тип упорядкування магнітних моментів. Тоді, при прикладанні зовнішнього магнітного поля магнітні моменти сусідніх магнітних шарів упорядковуються паралельно один одному, і, в цьому випадку, опір структури зменшується. Отже, ефект ГМО є негативним. З огляду на симетрію, магнітоопір не може залежати від напрямку магнітного поля i , отже, його величина - парна функція магнітного моменту. У першому наближенні польова залежність магнітоопору визначається так:

$$(\rho(B) - \rho(B_S)) \propto (1 - (M/M_S)^2), \quad (1.2)$$

де B_s – магнітний момент насичення, B_s – поле насичення. Величина магнітоопору може змінюватися від одиниць відсотків до 50 – 70 % залежно від конфігурації зразків і температури вимірювання.

У 1975 році М. Жульєром спостерігався подібний з ГМО ефект тунельного магнітоопору [60]. Відміна від ГМО цього ефекту в тому, що прошарок між феромагнітними шарами є діелектриком, тобто провідність у зразку значною мірою є тунельна. М. Жульєр спостерігав зміну опору при наднизьких температурах (порядку декількох Кельвін) до 14%.

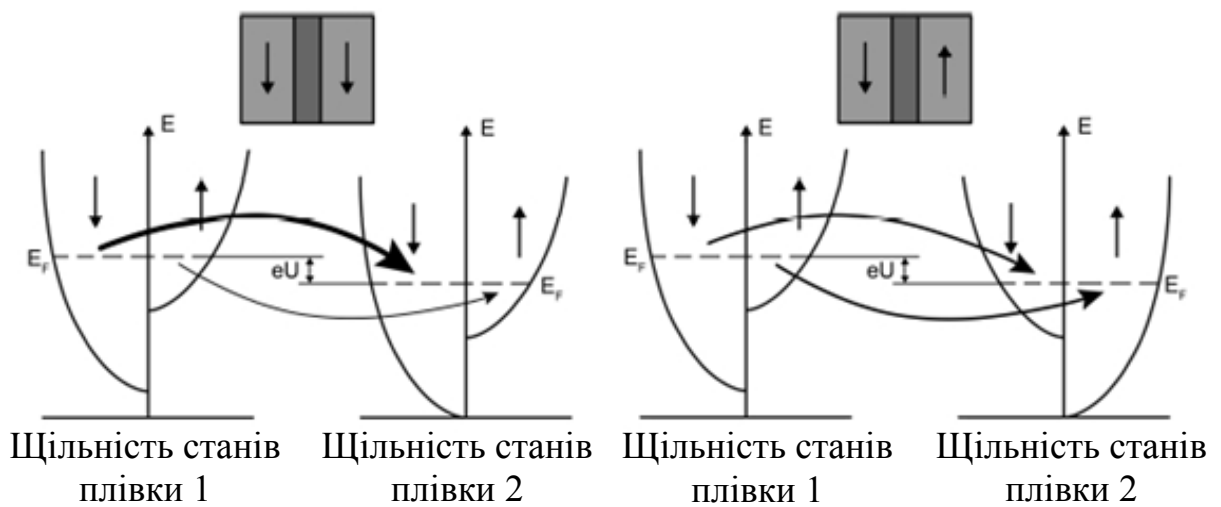


Рис. 1.10. Двострумova модель для паралельного і антипаралельного впорядкування намагніченостей. Адаптовано із роботи [61]

1.6 Магнітні властивості плівкових сплавів та багатошарових структур на їх основі

Залізо - кобальтові сплави мають найвищу намагніченість насичення M_s з усіх відомих магнітних сплавів (рис. 1.11). Високі значення M_s є однією з основних вимог для виготовлення надшвидких і надчутливих магнітних датчиків, чутливі елементи яких виготовлені з феромагнітних металів та сплавів [62]. Максимальна намагніченість сплаву близько 2,35 Тл при $C_{Co} = 35\%$ і це приблизно на 13 % вище, ніж у чистого заліза. Збільшення намагніченості з вмістом Co пояснюється збільшенням поляризації атомів Fe.

Намагніченість насичення, як правило, вважають не суттєво залежною

від мікроструктури. Індукція насичення упорядкованого сплаву FeCo на 2 – 3% вища, ніж у неупорядкованому стані. Магнітні моменти атомів Co не залежать від їх оточення (навколишнього середовища), а атомів Fe залежать, так як вони збільшуються з $2,2 \mu_B$ в чистому Fe до приблизно $3 \mu_B$ (рис. 1.12) в упорядкованому еквіатомному сплаві FeCo [52, 63]. Це досить виразно проілюстровано в вимірюванні намагніченості насичення сплавів FeCo, де твердий розчин отримують шляхом механічного подрібнення чистих частинок Fe і Co.

У наш час зусилля розробників напрямлені на формування високоефективних тонких плівок на основі FeCo як м'якого підшару для магнітних головок. Аморфні або дрібнозернисті плівки з розмірами зерен, меншими, ніж довжина магнітостатичного обміну, проявляють хороші магнітом'які властивості. Свіжосконденсовані плівки Fe_xCo_{1-x} як правило мають майже прямокутні петлі гістерезису з високою коерцитивністю (B_c більше $0,6 \text{ кА/м}$) [64-67]. Значення коерцитивності можна знизити до $0,8 \text{ кА/м}$ шляхом нанесення плівки на відповідний підшар [65-72]. Зменшення розміру зерна плівки за рахунок підшару призводить до зниження коерцитивності. Як і у випадку тонких плівок на основі Fe, тонкі плівки FeCo демонструють великі значення магнітострикції $(5 - 7) \cdot 10^{-5}$ [73].

При кімнатних температурах коерцитивність FeCo в неупорядкованому стані менше, ніж у впорядкованого стану. Зі збільшенням температури коерцитивність впорядкованих сплавів зменшується, тоді як коерцитивність неупорядкованих сплавів починає збільшуватися з упорядкуванням сплаву. Збільшення коерцитивності обумовлено внутрішніми напруженнями, що створюються в матеріалі в результаті співіснування впорядкованих і неупорядкованих ділянок. Впорядкування відбувається швидко при температурах більше $500 \text{ }^\circ\text{C}$, а коерцитивність неупорядкованого матеріалу починає зменшуватися і наближається до значення, близького до значення впорядкованого сплаву.

Використання магнітних властивостей магнітом'якого сплаву вимагає

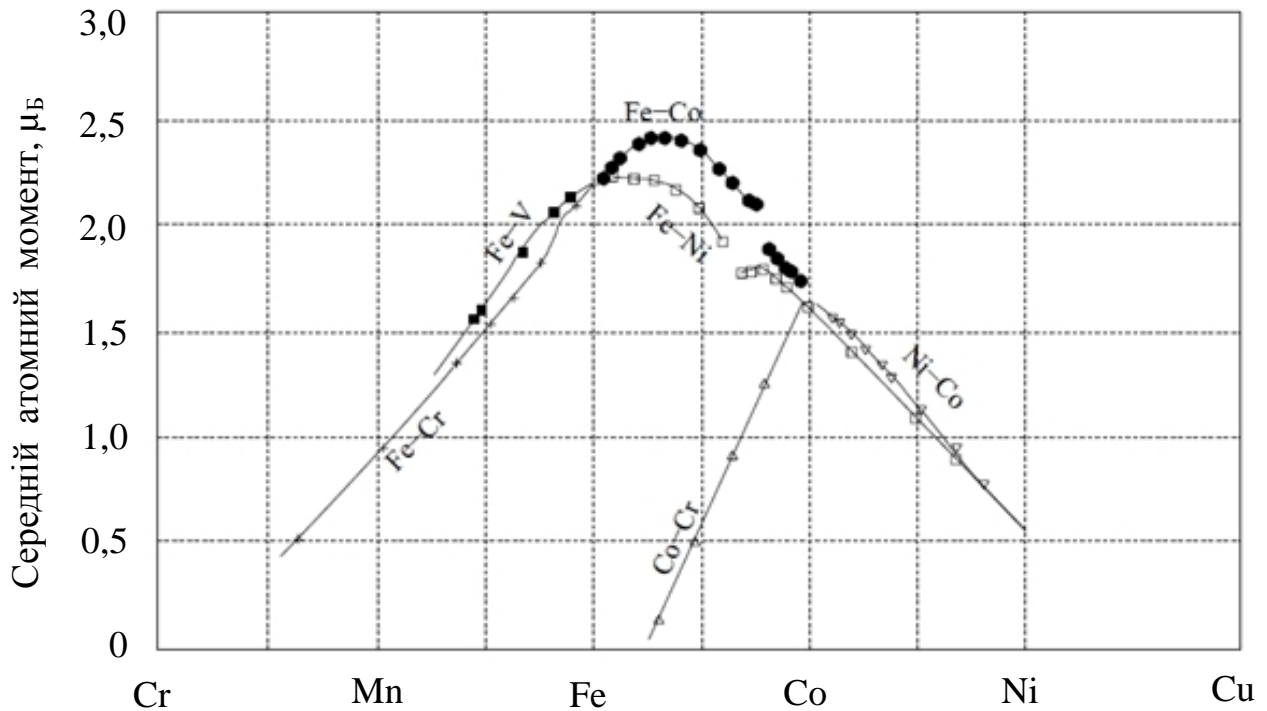


Рис. 1.11. Крива Слейтера-Полінга, яка показує середній атомний момент для різних бінарних сплавів як функцію їхнього складу. Адаптовано із роботи [52]

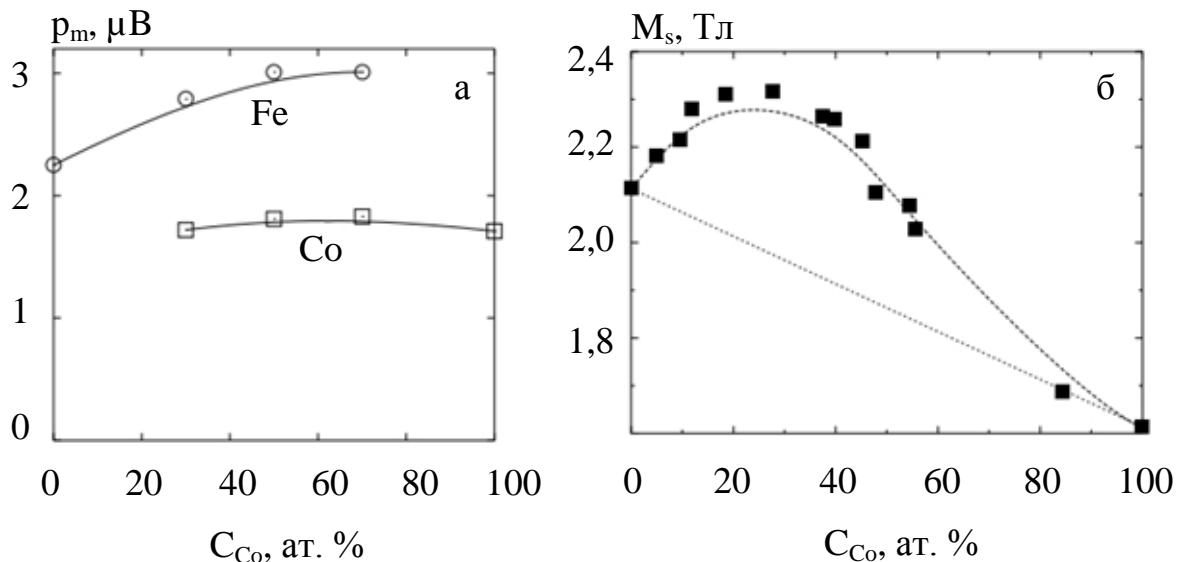


Рис. 1.12. Залежність магнітних моментів Fe і Co у бінарних сплавах різного складу від концентрації Co (а). Залежність намагнічування насичення сплавів $Fe_{1-x}Co_x$ від складу (б). Прямая лінія відповідає незмішаній суміші чистих елементів. Утворення розчину супроводжується збільшенням намагніченості насичення. Адаптовано із роботи [74]

розуміння особливостей магнітної анізотропії матеріалу і здатності контролювати її за допомогою термомеханічної обробки. У роботі [20] плівки сплавів FeCo з різними концентраціями Fe, Co отримували магнетронним напиленням з подальшим відпалюванням при різних температурах. Мікроструктура сплавів FeCo має значний вплив на величину їх анізотропії та намагніченості [75]. Крім цього, важливою характеристикою є розмір зерна. У магнітом'яких речовинах критичний однодомений розмір становить лише кілька нанометрів, тоді як у магнітожорстких він перевищує 1 мкм [76, 77]. По суті, слід брати до уваги не тільки середній розмір зерна, а й рівномірну дисперсію зерен. Насправді будь-яка неоднорідність і великий розмір зерен збільшують величину B_c . Зі збільшенням вмісту Fe з 20 до 51 % коерцитивна сила плівок FeCo поступово збільшувався з 9,5 до 23,9 мТл.

На рис. 1.13 проілюстровані петлі гістерезису для плівок сплаву $\text{Fe}_{32}\text{Co}_{68}$ з різним вмістом компонент, отримані за кімнатних температур. Плівки були відпалені за температури 500 °C протягом 60 хвилин. Залежності магнітної індукції та намагнічення насичення від вмісту заліза показані на вставці.

Відпалені до 500 °C плівки з різним вмістом Fe і Co мають дрібнодисперсну і однорідну структуру. Середній розмір частинок плівок $\text{Fe}_{20}\text{Co}_{80}$ оцінювався приблизно в 30 нм. Зі збільшенням концентрації Fe середній розмір частинок несуттєво збільшувався. А середній розмір частинок плівок $\text{Fe}_{51}\text{Co}_{49}$ оцінювався приблизно в 20 нм. Відмінність магнітних властивостей плівок може бути пов'язана з різним розміром кристалітів, що викликає різну магнітну взаємодію між ними. Петлі гістерезису при кімнатній температурі плівок $\text{Fe}_{36}\text{Co}_{64}$, відпалених при різних температурах в діапазоні від 400 до 700 °C протягом 60 хв у вакуумі, показані на рис.1.14. На вставці показана залежність M_s і значення B_c від температури відпалювання (T_B).

В роботі [76] показаний взаємозв'язок між M_s та параметром ґратки a для сплавів ОЦК – $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$. Досліджувані структури складалися із

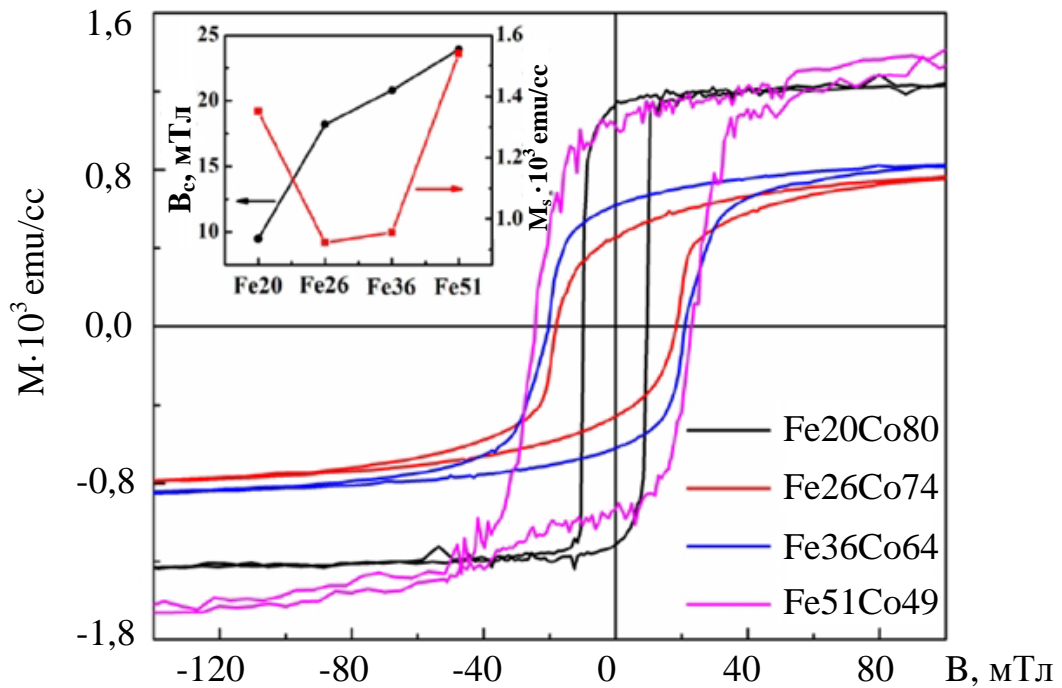


Рис. 1.13. Петлі гістерезису отримані за кімнатної температури для плівкового сплаву Fe_xCo_{1-x} з різним вмістом компонент. Зразки відпалені при $500^\circ C$ протягом 60 хв. у вакуумі. Вставка показує залежність значень M_s і B_c від складу Fe. Адаптовано із роботи [20]

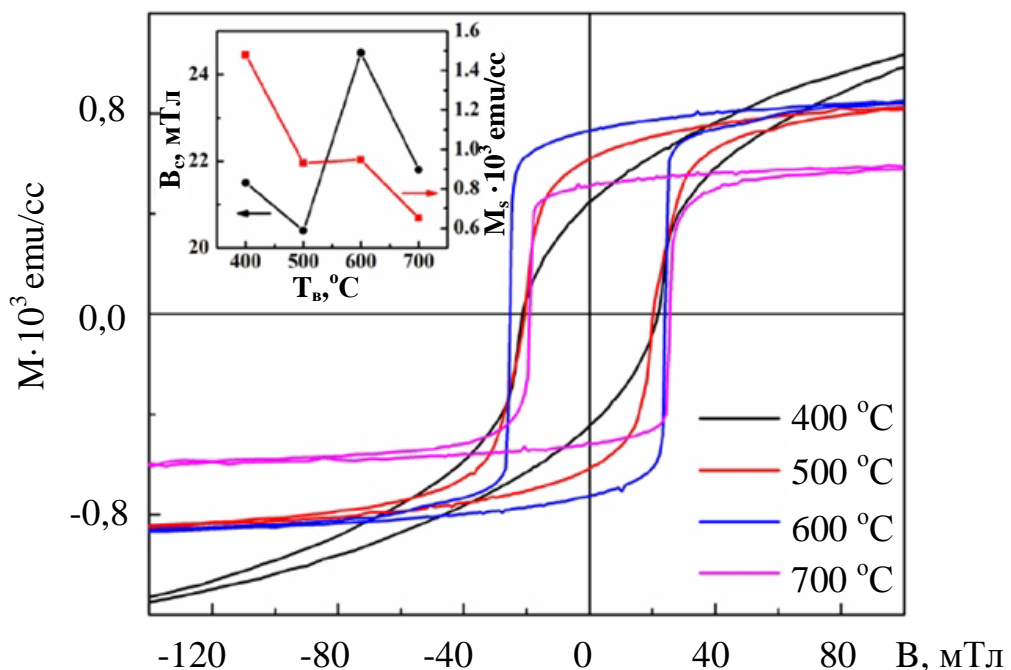


Рис. 1.14. Петлі гістерезису, отримані при кімнатній температурі для плівок $Fe_{36}Co_{64}$ відпалених за різних температур в діапазоні від 400 до $700^\circ C$ протягом 60 хв у вакуумі. На вставці показана залежність M_s і значення B_c від T_b . Адаптовано із роботи [20]

двошарового фрагменту сплаву з різною концентрацією компонент, який повторювався N разів. Фіксується збільшення M_s зі збільшенням кількості повторювань. Параметр ґратки a зростає майже лінійно із збільшенням N . Це вказує на те, що решітка розширюється зі збільшенням N . Цей результат автори пояснюють впливом пружної деформації і магнітострикцією. Збільшення M_s з N чітко свідчить про існування твердого розчину (FeCo), що призводить до збільшення намагніченості насичення. Тенденція до зростання намагніченості дуже схожа на тенденцію збільшення постійної ґратки і це явище узгоджується з результатами, отриманими емпіричними методами в роботі [78]. Це є виключно важливий взаємозв'язок, і, ймовірно, його можна пояснити підвищенням впорядкованості частинок сплаву ОЦК – FeCo на атомному рівні.

У роботі [72] досліджені польові залежності намагніченості і магнітоопору спінового клапана скло/Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/MnIr/Ta (рис. 1.15).

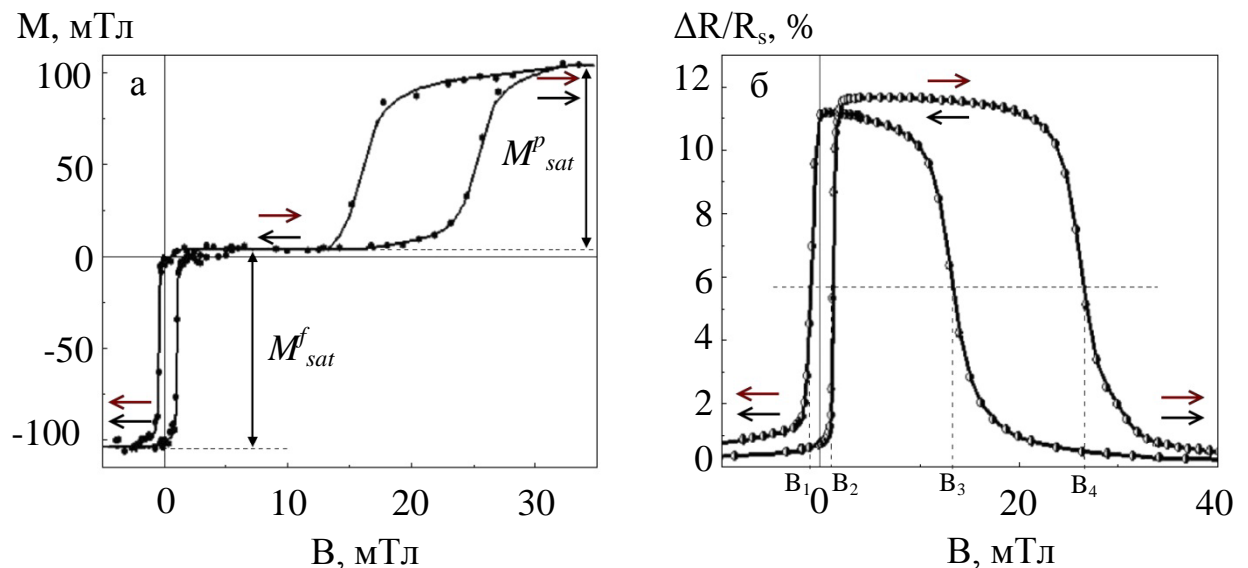


Рис. 1.15. Польові залежності намагніченості (а) і величини магнітоопору (б) спінового клапана скло/Ta(2)/NiFe(3)/CoFe(1,5)/Cu(2,4)/CoFe(2,5)/MnIr(5)/Ta(2), товщина шарів у нм. Адаптовано із роботи [79]

На обох кривих з рисунка 1.15а,б є по дві петлі гістерезису. Перша з центром в полі міжшарової взаємодії $B_J = -0,09$ мТл і шириною низькопольової петлі гістерезису $B_c = 2,2$ мТл, яка відповідає перемагнічуванню вільного шару CoFe. Друга петля має ширину $B_{pc} = 13$ мТл і зсув (центр) при $B_{ex} = 20$ мТл, що відповідає перемагнічуванню шару CoFe, обмінно зв'язаного з шаром MnIr. Крива магнітоопору в області слабкого магнітного поля (рис. 1.15б) ілюструє різку зміну, яке відповідає зміні напрямку намагніченості вільного шару. Кожна зміна магнітного стану спінового клапана супроводжується зміною магнітоопору. Якщо спіновий клапан знаходиться, наприклад, в сильному магнітному полі, то вектори намагніченостей вільного і закріпленого шарів направлені по зовнішньому полю, опір структури при цьому мінімальний. Якщо поле зменшується до нуля і далі змінює напрямок, то в слабкому магнітному полі, поблизу значення B_J , перемагнічується вільний шар, а намагніченість закріпленого шару утримується обмінною взаємодією і залишається незмінною. У цьому випадку намагніченості феромагнітних шарів стають антипаралельними і опір структури різко зростає. Таке антиферомагнітне впорядкування зберігається до моменту, коли при збільшенні поля до значення, близького до B_{ex} перемагнічується закріплений шар. При подальшому збільшенні індукції магнітного поля відбувається феромагнітне впорядкування намагніченостей феромагнітних шарів, і, як наслідок, опір спінового клапана зменшується.

Існує оптимальне значення товщин як феромагнітних шарів, так і немагнітних прошарків за яких фіксується максимальне значення ГМО [80, 81]. На рис. 1.16а наведена залежність магнітоопору від товщини магнітного шару для різних спінових клапанів. Якщо феромагнітний шар є тонким ($d_F \sim 10$ нм), то на результуюче значення магнітоопору суттєво впливає спін-залежне розсіювання електронів провідності на межі шарів. При збільшенні товщини феромагнітних шарів ($d_F \sim 15 - 50$ нм) відбувається шунтування, яке зменшує магнітоопір. Тому, вважають, що товщина феромагнітного шару повинна бути приблизно рівна половині довжини вільного пробігу в цьому

матеріалі [82-85]. Оскільки довжина вільного пробігу становить порядка 10 нм в типових феромагнітних матеріалах, то оптимальна товщина цього шару становить 6 – 10 нм. На рис. 1.16б наведена залежність магнітоопору від товщини мідного прошарку для системи Si/Ta(5)/NiFe(2)/CoFe(5,5)/Cu/CoFe(5,5)/FeMn(15)/Ta(2).

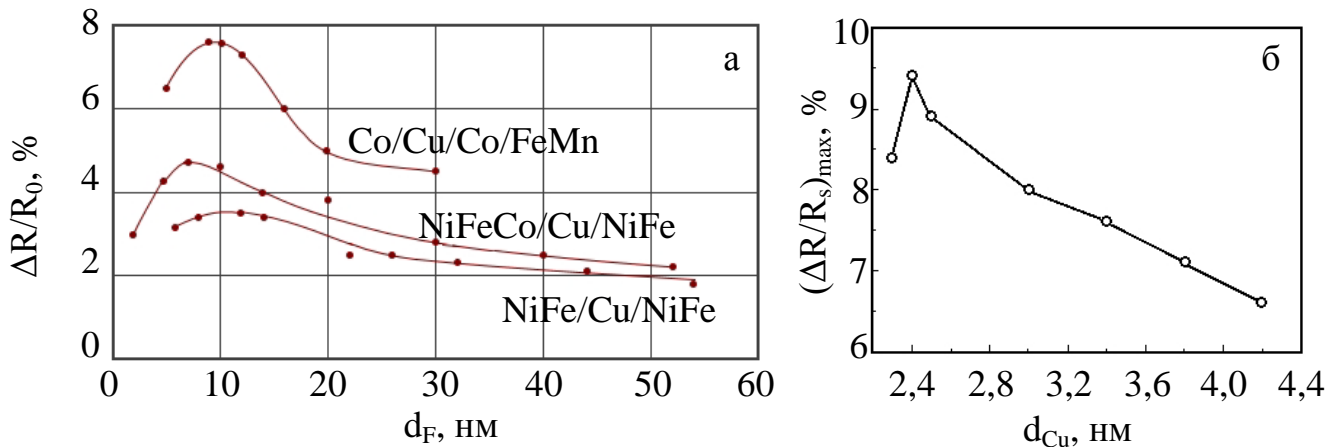


Рис. 1.16. Залежності максимального магнітоопору від товщини магнітного шару (а) в різних спінових клапанах та немагнітного прошарку (б) в структурі Si/Ta(5)/NiFe(2)/CoFe(5,5)/Cu/CoFe(5,5)/FeMn(15)/Ta(2). Адаптовано із робіт [73, 81]

Як видно з рисунка максимальний магніторезистивний ефект фіксується при товщині шару міді $d_{Cu} = 2,4$ нм. Збільшення товщини немагнітного шару призводить до зменшення величини магнітоопору, що обумовлено зменшенням міжшарової взаємодії. При зменшенні товщини немагнітного шару посилюється феромагнітна міжшарова взаємодія зменшується ширина низькопольової петлі гістерезису. При товщині шару міді від $d_{Cu} = 2,3$ нм в системі CoFe/Cu реалізується другий антиферомагнітний максимум осцилюючої обмінної взаємодії. Залежність величини поля міжшарової взаємодії від товщини шару міді d_{Cu} описується таким виразом:

$$H_J = \frac{J}{M_{sat}^f d_{Cu}} \quad (1.2)$$

де $-M_{sat}^f$ намагніченість насичення вільного шару і J – феноменологічна константа, що характеризує енергію міжшарової взаємодії.

Отже для отримання необхідних магніторезистивних характеристик спінового клапана важливі: матеріал, товщина і особливості мікроструктури кожного шару, наведена при конденсації або подальшої термомагнітної обробки магнітна анізотропія; порядок, в якому відбувається формування шарів наноструктури.

Висновки до розділу 1

1. Аналіз літературних джерел свідчить про постійний інтерес до тонкоплівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та структур на їх основі. Інтенсивно досліджуються мікроструктура та властивості тонкоплівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} як елементів мультишарів, багатшарових спін клапанних структур та гранульовані композиційні структури з наночастинками сплаву Fe_xCo_{1-x} у різних матрицях.

2. Для практичного використання структур на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} у пристроях наноелектроніки необхідно мати оптимальне поєднання функціональних параметрів: величини ГМО; магніторезистивної чутливості; слабкого чи сильного гістерезису; необхідної величини поля перемагнічування і високої температурної стабільності. Для отримання наноструктур із заданими характеристиками, крім ретельно відпрацьованої технології підготовки підкладок і оптимальних режимів нанесення шарів, необхідне розуміння того як особливості мікроструктури шарів, дифузійні процеси і концентрація компонент впливають на їх магніторезистивні властивості.

3. Можливість цілеспрямованої зміни властивостей тонкоплівкових зразків шляхом оптимізації технології їх одержання, вибором композиції і використанням спеціальної термомагнітної обробки дозволить одержувати магніточутливі матеріали, які поєднують великі значення магнітоопору,

слабкий гістерезис і високу магніторезистивну чутливість, що є одним із завдань таких досліджень.

4. Переважна більшість експериментальних результатів досліджень структурно-фазового стану, електропровідності, магніторезистивних та магнітних властивостей, які представлені в літературних джерелах, стосуються сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ лише однієї або декількох концентрацій компонент. Це стосується і багатошарових структур отриманих на основі цього сплаву. Тому виникає необхідність у проведенні комплексних та систематичних досліджень структурно-фазового стану, електропровідності, магніторезистивних властивостей одношарових плівок сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ в широкому діапазоні товщин та концентрацій отриманих в однакових умовах.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА ФОРМУВАННЯ ПЛІВКОВИХ НАНОРОЗМІРНИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ ФЕРОМАГНІТНИХ СПЛАВІВ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

Аналіз наукових джерел свідчить, що перехід від використання чистих феромагнітних матеріалів до сплавів на їх основі дає широкі області твердих розчинів, що при зміні температури призводить до утворення з них хімічних сполук з різною структурою [11, 62, 86, 87].

У нашому дослідженні поставлено за мету встановити зв'язок між кристалічною структурою, елементним складом та електрофізичними і магніторезистивними властивостями нанорозмірних систем на основі залізо-кобальтових сплавів, що мають різну концентрацією компонент та тришарових плівок на їх основі з прошарком міді.

Для цього були використані такі методи:

– вакуумне термічне та електронно-променеве випаровування і осадження тонкоплівкових систем;

– оптичні методи та метод кварцового резонатора для контролю товщини плівок у процесі нанесення і вимірювання ефективної товщини сконденсованих зразків;

– просвічуюча електронна мікроскопія (ПЕМ) та електроннографія (ЕГ) для вивчення кристалічної структури і процесів фазоутворення;

– енергодисперсійний аналіз (ЕДА) для визначення хімічного складу та концентрації компонент у сплаві;

– вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) для визначення елементного складу та аналізу дифузійних процесів у зразках;

– вакуумна термообробка з резистометрією;

– резистивний метод вимірювання МО і ГМО;

– теоретичного аналізу і узагальнення результатів

Розглянемо указані методики більш детально.

2.1 Прилади і обладнання для отримання плівкових сплавів та тришарових структур [88, 89]

Якість отриманих плівок, відтворення їх функціональних властивостей і стабільність характеристик у різних умовах експлуатації суттєво залежить від умов проведення конденсації.

Тонкоплівкові зразки отримувались у робочій камері стандартної вакуумної установки ВУП-5М [90]. Тиск парів залишкової атмосфери був порядку 10^{-4} Па. Для формування тонких плівок сплаву Fe_xCo_{1-x} використовувався метод випаровування сплавів наперед заданого складу. Для отримання плівкових сплавів брали масивні наважки заданого складу. Для їх приготування використовувалися метали, чистота яких складала не менше 99,9%. Концентрація компонент варіювалась зміною масових співвідношень заліза і кобальту. Визначення маси проводилося з відносною похибкою менше 5%. Наважки формувалися шляхом плавлення компонент сплаву на аноді електронно-променевої гармати, що знаходився у вакуумній установці. Для гомогенізації сплаву проводилася його витримка за температури T_s протягом 15 хвилин. Втрата маси при цьому не перевищувала 2%. Випаровування наважки здійснювалось електронно-діодною гарматою, блок-схема якої подана на рис. 2.1. [91]

Вона складається з катодного та анодного вузлів, які механічно скріплені ізоляторами у вигляді керамічних пластин. На анод гармати подавалася висока напруга (до 3 кВ) за допомогою удосконаленого блоку живлення БП-100. З вольфрамового катода, діаметр дроту якого був 0,3 мм, у результаті термоелектронної емісії виривався розфокусований пучок електронів, що розігрів анода до необхідної температури.

Конструкція підкладкотримача (див. рис. 2.2), дозволяла отримувати за один робочий цикл нанесення двох плівкових зразків різної товщини. Геометрія плівок була незмінною і задавалися спеціальною ніхромовою

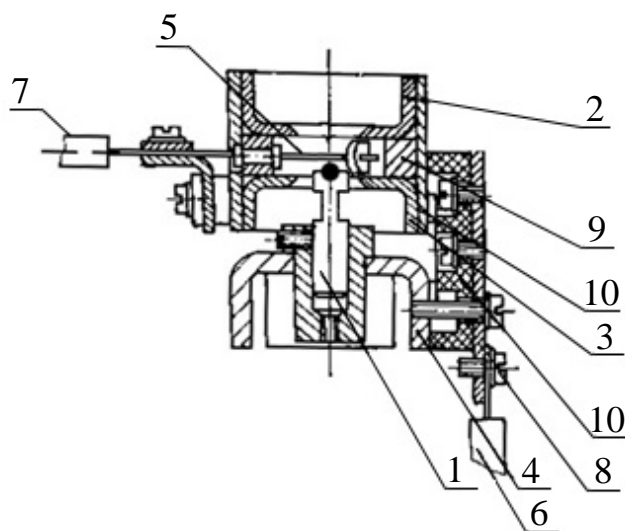


Рис. 2.1. Схема електронно - променевої гармати діодного типу [91]:

- 1 – корпус;
- 2, 3 – екран;
- 4 – анод;
- 5 – катод;
- 6,7 – струмопідвід;
- 8 – кронштейн;
- 9, 10 – ізолятор

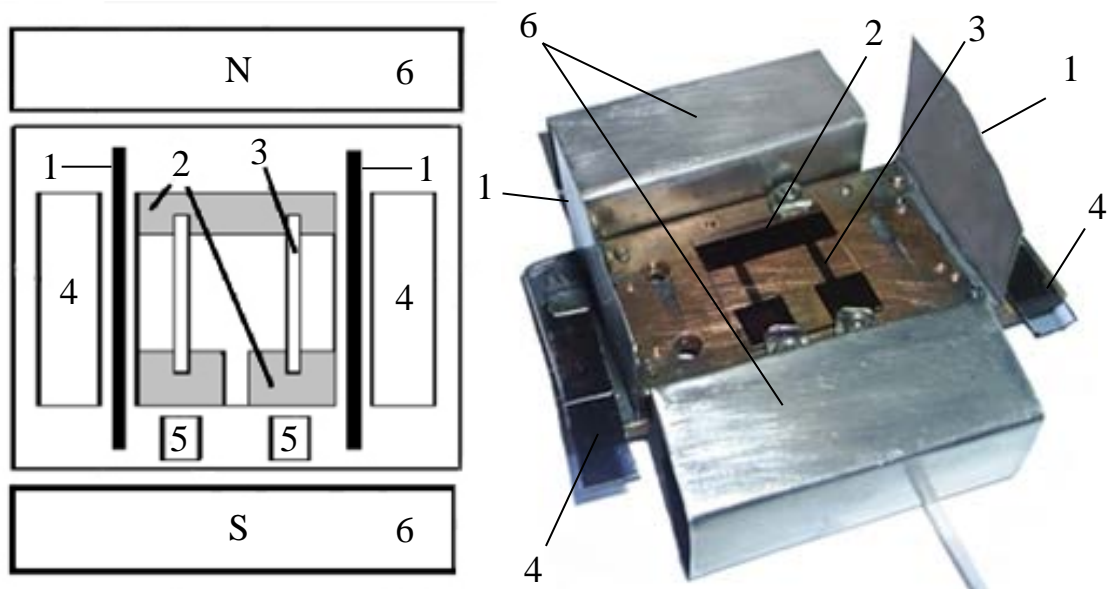


Рис. 2.2. Схема підкладкотримача:

- 1 – екрани;
- 2 – контактні площадки;
- 3 – плівкові зразки ($a = 2 \pm 0,05$ мм, $b = 10 \pm 0,05$ мм);
- 4 – скельця «свідки»;
- 5 – монокристали NaCl, вуглецеві плівки, ситал;
- 6 – магнітна система

маскою. У якості підкладок, залежно від виду досліджень, використовувались монокристали NaCl, вуглецеві плівки, скляні скельця і ситалові підкладки.

Конденсація плівок проводилася на підкладки за температури 300 К. Швидкість конденсації визначалася часом осадження та кінцевою товщиною зразка. Під час конденсації її підтримували постійною в межах 0,5 – 1,5 нм/с залежно від режимів випаровування.

Конденсація відбувалась у полі постійних магнітів, які створювали магнітне поле з індукцією поля $B = 8$ мТл у площині плівки. Це призводило до формування вісі легкого намагнічування зразка.

Отримання тришарових плівок на основі залізо-кобальтового сплаву з різною концентрацією компонент з прошарком міді, проводилося почерговою роздільною конденсацією окремих шарів: міді – методом термічного випаровування з вольфрамового човника, плівок сплаву – електронно-променевою гарматою за методикою, яка описана вище.

Товщини шарів контролювалися в процесі конденсації плівки кварцовим резонатором з точністю до 10 %, для чого використовувалися промисловий резонатор типу РГ-08 з частотою 10 МГц, генератор електричних коливань [92].

По закінченню конденсації плівок товщина вимірювалася мікроінтерферометром Лінника МП-4 за викривленням інтерференційної картини, яку отримували від плівки зі сходиною. Як джерело світла був напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі 647 нм. Товщина плівки визначалася за співвідношенням:

$$d = \frac{\Delta x \lambda}{x \cdot 2}, \quad (2.1)$$

де Δx – ширина зсуву інтерференційної смуги (висота сходинок);

x – відстань між інтерференційними смугами.

Для зменшення похибки інтерференційна картина фіксувалася цифровою фотокамерою, зображення з якої передавалося на екран комп'ютера. Це зменшувало похибку при вимірюванні товщини: при $d < 50$ нм – до 10 – 15% , при $50 < d < 200$ нм – до 5 – 10% .

Для ультратонких ($d < 10$ нм) плівок під товщиною плівки d прийнято розуміти вагову товщину плівки, яка визначається за часом конденсації і відомою швидкістю осадження. У цьому випадку говорять про ефективну (приведену) товщину плівки (див., наприклад, [93]).

Ультратонкі прошарки конденсувались на підкладки при експонуванні потоку пари протягом (1 – 10) секунд. Процес нанесення плівок-«свідків» складав від 100 до 150 секунд, що дозволяло визначати їх товщину з точністю від 5 до 10%. З урахуванням похибки при вимірюванні часу конденсації t_k , ефективна товщина визначалася з похибкою (55 – 60)% при $t_k = 1$ с і при збільшенні t_k до 10 с зменшувалася до (10 – 15)%.

Іншим методом для визначення товщини плівки було використання мікрофотометра МФ-2, проградуйованого по плівкам сплаву Fe_xCo_{1-x} і міді.

2.2 Методика досліджень електричних властивостей

Для дослідження електропровідності плівкові зразки конденсувались на спеціально підготовлені скляні підкладки, які мали контактні площадки. Для їх нанесення підкладки закріплювалася на мідному підкладкотримачі і прогрівалася до температури 600 К. Далі на неї конденсувався прошарок хрому товщиною близько 50 нм, наступним шаром – мідь товщиною $d = (100 – 150)$ нм. Перший прошарок забезпечував адгезію контактної площадки з поверхнею скла, другий – її високу електропровідність. Геометрія плівки (ширина a , довжина b) задавалася спеціальною ніхромовою маскою, яка жорстко закріплювалася на поверхні скляної підкладки. Цим забезпечувались постійні розміри тонкоплівкових зразків під час кожного з експериментів [94].

Електричний опір плівок R під час їх конденсації та при термостабілізації вимірювався універсальним цифровим вольтметром В7-23. Точність вимірювання приладу складала 0,01 Ом, у випадку плівок з опором більше 100 Ом – 0,1 Ом. Вимірювання опору під час конденсації зразків слугувало ще одним методом контролю товщини за залежністю $R(d)$. Питомий опір плівки ρ розраховували за співвідношенням:

$$\rho = \frac{Rda}{b}, \quad (2.2)$$

де a – ширина плівки, b – довжина плівки, які задавалися спеціальною маскою з ніхромової фольги. Геометрія плівок не змінювалась протягом експериментів. Похибка розрахунку була пов'язана з похибкою вимірювання товщини.

Для термостабілізації після конденсації плівка спочатку витримувалась за температури підкладки ($T_{\text{п}}$) протягом 30 хвилин, а потім вона нагрівалась і охолоджувалась з постійною швидкістю $\omega = (2 - 3)$ К/хв в інтервалі температур (300 – 700) К. Цикл складався із відпалювання до температури 400, 550 чи 700 К та наступного охолодження до кімнатної температури. Температурний хід електроопору після проведення термічної обробки, зазвичай, відтворювався з великою точністю.

Термічний коефіцієнт опору визначався за відомим [95] співвідношенням:

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}, \quad (2.3)$$

за отриманими під час термообробки залежностями $R(T)$. Як видно з формули (2.3) при визначенні величини ТКО геометричні розміри плівки не враховуються, тому точність визначення β була вища, ніж питомого опору, і залежала лише від точності вимірювання температури і опору [50].

2.3 Дослідження кристалічної структури, фазового і елементного складу

2.3.1 Методи електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень[88, 89, 96]

Дослідження фазового складу і кристалічної структури зразків малої товщини проводилося традиційними методами просвічуючої електронної (ПЕМ), а також методом електроннографії швидких електронів. Метод ПЕМ дозволяє одержати інформацію про мікроструктуру, а саме, розміри кристалітів (зерен), їх кількість, взаємну орієнтацію та огранку; характер границь зерен (велико- чи малокутові), розміри блоків мозаїки та областей когерентного розсіювання та дефекти кристалічної будови, такі, як вакансійні комплекси (пори), дефекти упаковки, двійники, лінійні та гвинтові дислокації, центри напружень. Цю інформацію доповнюють дані електроннографії, які дають можливість визначити тип та параметри кристалічної ґратки, міжплощинні відстані тощо. Істотним чинником, що впливає на мікроструктуру і фазовий склад тонких плівок в процесі експлуатації інтегральних схем та інших елементів електроніки можуть стати твердофазні реакції. Однією з відмінних рис твердофазних реакцій в тонких плівках є те, що вони можуть ініціюватися при порівняно низьких температурах, значно менших, ніж в масивних зразках. Продуктами твердофазних реакцій можуть бути як з'єднання, так і тверді розчини реагентів, що виникають в результаті перемішування шарів. Одним з важливих питань при дослідженні процесів твердофазного синтезу є питання, яка фаза з багатьох можливих фаз буде формуватися.

У роботі дослідження кристалічної структури і фазового складу тонко плівкових зразків проводилося електронно-мікроскопічними (просвічуючий електронний мікроскоп ПЕМ-125К) і електроннографічними (електроннограф на базі електронного мікроскопа УЕМВ-100К) методами.

Для здійснення цих досліджень зразки осаджувалися на сколи КВr з

нанесеними вуглецевими плівки для запобігання текстурного росту у процесі конденсації. Для проведення досліджень вільні плівки отримували розчиненням солі у дистильованій воді. Далі вони виловлювались на спеціальну мікроскопічну сітку та висушувались.

Інформацію про розміри та форму кристалітів одержували з статистичної обробки фотознімків мікроструктури плівок (визначенні кількості кристалітів певних розмірів). За цими даними будується гістограма у вигляді залежності $N=f(L)$, приклад якої представлено на рис. 2.3. За гістограмою визначається найбільш ймовірний розмір кристалітів (L_n), який відповідає максимуму на залежності. Для знаходження середнього розміру кристалітів у площині плівки (L_{cp}) необхідно скористатись співвідношенням:

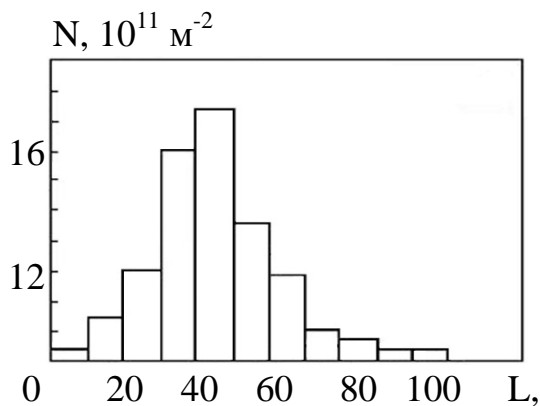


Рис. 2.3. Гістограма відпаленої при 700 К плівки Ni товщиною $d = 40$ нм

$$L = \frac{N_1 L_1 + N_2 L_2 + \dots + N_n L_n}{N_1 + N_2 + \dots + N_n}, \quad (2.4)$$

де N_i , L_i – кількість та середнє значення розміру кристалітів у інтервалі $L_i + \Delta L_i$ ($\Delta L_i = L_{i+1} - L_i$).

Електронограми оброблялися за такою методикою. Спочатку проводилося вимірювання діаметрів

дифракційних кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Далі визначалися міжплощинні відстані та параметри ґратки згідно відомого (див., наприклад [97]) співвідношення:

$$D \cdot d_{hkl} = 2L\lambda, \quad (2.5)$$

де d_{hkl} – міжплощинна відстань кристалічної ґратки, D – відстань між двома діаметрально протилежними рефlekсами або (для полікристалічної плівки) діаметр кільця. Для конкретного режиму мікроскопа $C = 2L\lambda$ є сталою приладу. Її визначали за електронограмою еталонної речовини, якою

служувала плівка алюмінію (див. рис. 2.4). Приклад обрахунку сталої приладу поданий в таблиці 2.1. Для розрахунків використовуються дані про d_{hkl} , і результати вимірювань діаметрів кілець електронोगрама еталону: $C = D \cdot d_{hkl}$.

Розрахунок електронogram полікристалічних зразків зводиться до визначення міжплощинних відстаней за формулою:

$$d_{hkl} = \frac{C}{D} \quad (2.6)$$

Аналіз розрахованих відстаней d_{hkl} дозволяє провести визначення індексів Міллера для площин і визначити параметри решітки за формулами: для кубічної, гексагональної і тетрагональної сингонії відповідно [98].

$$\frac{1}{d^2_{hkl}} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2},$$

$$\frac{1}{d^2_{hkl}} = \frac{4}{3a^2}(h^2 + hk + k^2) + \frac{l^2}{c^2}, \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{d^2_{hkl}} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}$$

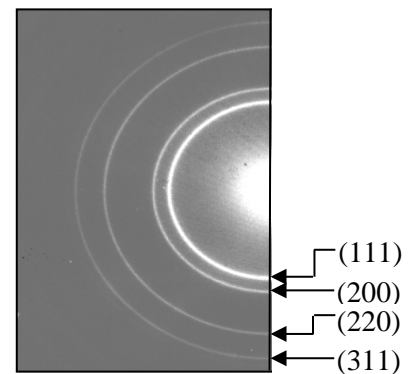


Рис. 2.4. Електронोगрама плівки Al

Таблиця 2.1

Визначення постійної приладу

hkl	l_1 , мм	l_2 , мм	D_{cp} , мм	d_{hkl} , нм	$C \cdot 10^{13}$, м ²
111	15,84	15,80	15,820	0,2338	36,987
200	18,37	18,24	18,305	0,2025	37,068
220	25,89	25,79	25,840	0,1432	37,003

$$C_{cp} = 37,02 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$$

2.3.2 Методика дослідження дифузійних процесів і визначення концентрації компонент [88, 99]

Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) був використаний для отримання інформації про елементний склад та дифузійні процеси в плівкових зразках. Дослідження проводилися на вторинно-іонному мас-спектрометрі MS-7201 M, який призначений для якісного та кількісного аналізу складу поверхні металів, напівпровідників, композиційних матеріалів, тонких плівок. Принципова схема мас-спектрометра подана на рис. 2.5. Його робота базується на вторинній іонній емісії. Тонкоплівковий зразок, осаджений на підкладку з ситалу або SiO_2/Si , бомбардується пучком іонів аргону, які були утворені у джерелі первинних іонів та прискорені до енергії 5 кеВ. При попаданні на поверхню зразка первинні іони вибиваються вторинні. Далі утворені іони попадають у систему електростатичних лінз (1), яка збирає та фокусує їх у вузький пучок. Потім вони направляються в мас-аналізатор (2), де відбувається їх часове розділення залежно від відношення маси m до заряду q . Іони, що мають однакове відношенням m/q , створюють у системі реєстрації (3), іонний струм. Підсилені іонні струми реєструються самописним потенціометром (4) у вигляді мас-спектра.

Розшифрування одержаних мас-спектрів проводилася за методикою, описаної в [100]. Інформація про розподіл елементів за глибиною зразка отримували за результатами його пошарового аналізу. Для цього мас-спектрометр налаштовувався на запис інформації з аналізованого елемента або з'єднанням, і фіксувалася зміна іонного струму залежно від часу розпилювання. Іонний струм був пропорційний концентрації, а час розпилювання – глибині шару. За результатами досліджень залежностей між цими величинами будувалися концентраційні профілі, за яким можна було судити про розподіл елементів по товщині плівки, перебіг процесів дифузії як у свіжосконденсованих, так і в підданих термообробці зразках. Слід зауважити, що пропорційність між струмом і концентрацією зазвичай

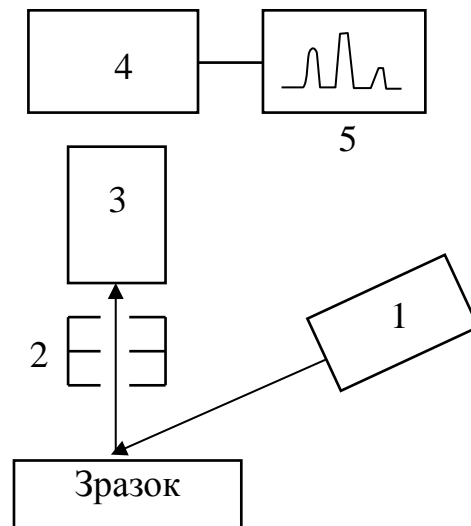


Рис. 2.5. Схематичне зображення MS-7201M. 1 – джерело первинних іонів, 2 – система електростатичних лінз, 3 – мас-аналізатор, 4 – система реєстрації, 5 – самописний потенціометр

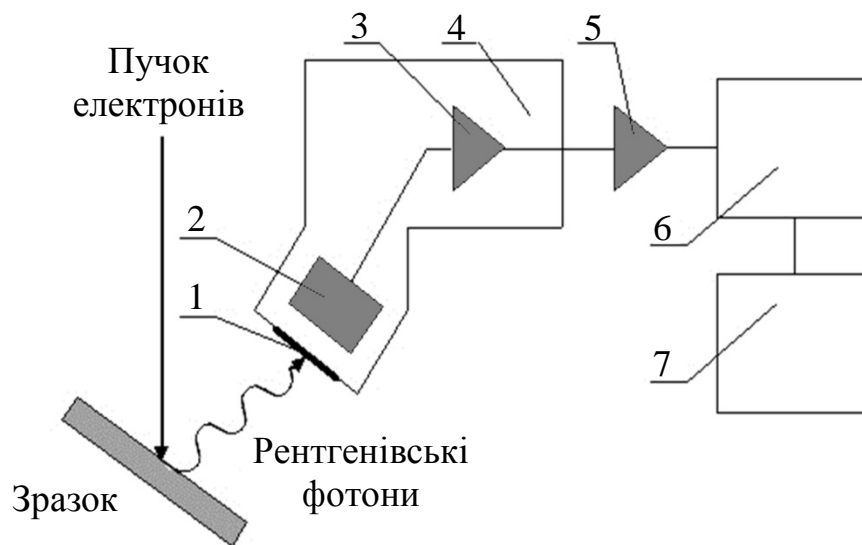


Рис. 2.6. Блок-схема ЕДС [97]

- 1 – берилієве вікно;
- 2 – напівпровідниковий детектор;
- 3 – підсилювач сигналу;
- 4 – кріостат;
- 5 – підсилювач сигналу;
- 6 – багатоканальний аналізатор;
- 7 – комп'ютер

витримується у багатьох випадках, і практично завжди при малому вмісті (приблизно до 1 %) домішок заміщення.

Методом ВІМС перевірялася ефективність використаної методики по одержанню плівкових сплавів. Для оцінки відносного вмісту компонент у сплаві було використано підхід, запропонований у роботі [101]. За цією методикою знаходили коефіцієнт γ , як відношення інтенсивностей мас-спектрометричних піків ^{56}Fe та ^{59}Co :

$$\gamma = \frac{J(^{59}\text{Co})}{J(^{56}\text{Fe})}, \quad (2.8)$$

де $J(^{59}\text{Co})$ – інтенсивність (висота) піка ізотопу ^{59}Co ; $J(^{56}\text{Fe})$ – інтенсивність піка ізотопу ^{56}Fe . Коефіцієнт γ залишається постійним у випадку, коли вміст компонент у сплаві не змінюється.

Для перевірки відповідності елементного складу досліджуваних тонкоплівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ вихідним масивним наважкам, які були використані для їх одержання, був задіяний також метод рентгеноспектрального мікроаналізу. Хімічний склад зразка та концентрація компонент у сплаві визначалась енергодисперсійним спектрометром (ЕДС), встановленим у растровому електронному мікроскопі РЕМ-103-01. Блок схема ЕДС подана на рис. 2.6. Принцип роботи ЕДС полягає в наступному. Пучок електронів, який падає на поверхню зразка, взаємодіє з матеріалом та збуджує його атоми. При цьому виникає характерне для кожного хімічного елементу рентгенівське випромінювання. Його реєстрація здійснюється напівпровідниковим детектором, який для зменшення власних шумів поміщується у кріостат. Система обробки сигналу розділяє рентгенівські фотони за енергіями і узагальнює в повний спектр, за яким судимо про елементний склад зразка-мішені. Інформація виводиться на монітор комп'ютера. Локальність елементного аналізу з використанням ЕДС не перевищує 10 мкм^2 [102].

2.4 Методика дослідження магніторезистивних властивостей [103, 104]

Дослідження магнітоопору зразків проводилося у спеціальній вакуумній установці [87]. Її зовнішній вигляд показаний на рис. 2.7. Установка складається з робочої камери (1), поміщеної між полюсами електромагніту (2), системи відкачки (3) та блоку управління і вимірювання (4). Блок-схема установки подана на рис. 2.8.

Досліджувані тонкоплівкові зразки на скляних підкладках поміщували в робочу камеру установки та під'єднували до струмопідводів. При проведенні експериментів температура зразків варіювалася в межах від 100 до 700 К. Нижня межа температури забезпечувалась за рахунок охолодження рідким азотом, верхня – нагріванням за допомогою ніхромового нагрівника. Температура контролювалася мідь-константовою термопарою з похибкою ± 2 К.

Електромагнітом створювалось постійне магнітне поле з магнітною індукцією до 0,2 Тл. Зміна напрямку вектора магнітної індукції відбувалася шляхом обертання електромагніту в горизонтальній площині навколо своєї осі.

Тиск залишкових газів у робочій камері установки складав ($10^{-6} - 10^{-7}$) Па, що забезпечувалось системою відкачки з механічного форвакуумного насоса 2НВД-5М та магніторозрядного насоса НМДО-0,25.

Для дослідження магніторезистивного ефекту проводилося вимірювання електричного опору при зміні зовнішнього магнітного поля від 0 до 200 мТл. При вимірюванні магнітоопору напрям вектора густини струму j паралельний площині зразка (CIP – current-in-plane). Для проведення вимірювання поздовжнього МО напрям магнітного поля співпадав з напрямом протікання електричного струму. Вимірювання поперечного МО зразків проводилися після повороту електромагніту на кута 90° (рис. 2.10).

Для розрахунку величини анізотропного МО використовувалося

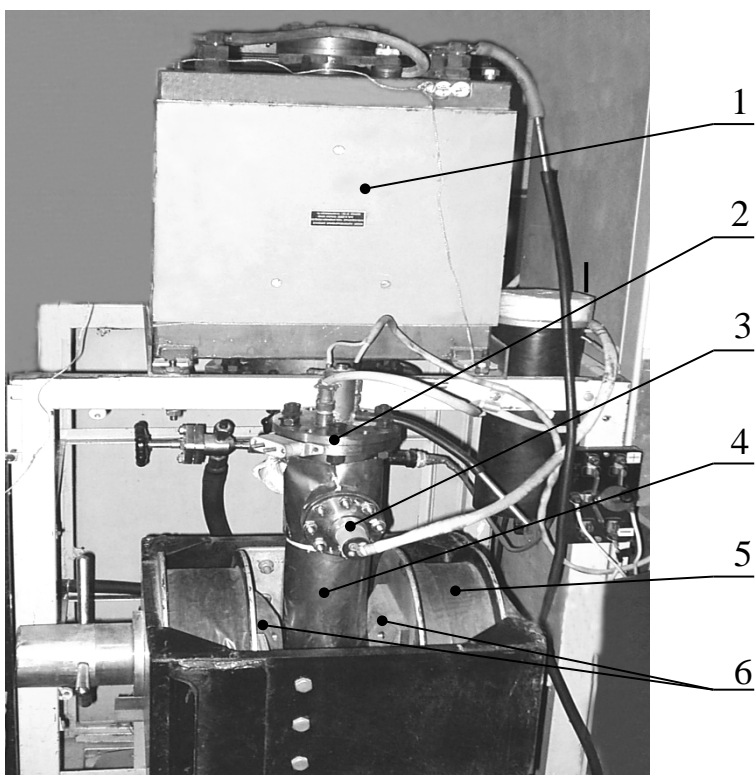


Рис. 2.8. Зовнішній вигляд установки для відпалювання зразків і дослідження магніторезистивного ефекту:

- 1 – магніторозрядний насос НМДО-0,25;
- 2 – зйомний фланець з струмовводами;
- 3 – манометричний перетворювач ПММ-32;
- 4 – робоча камера;
- 5 – електромагніт;
- 6 – полюсні наконечники електромагніту

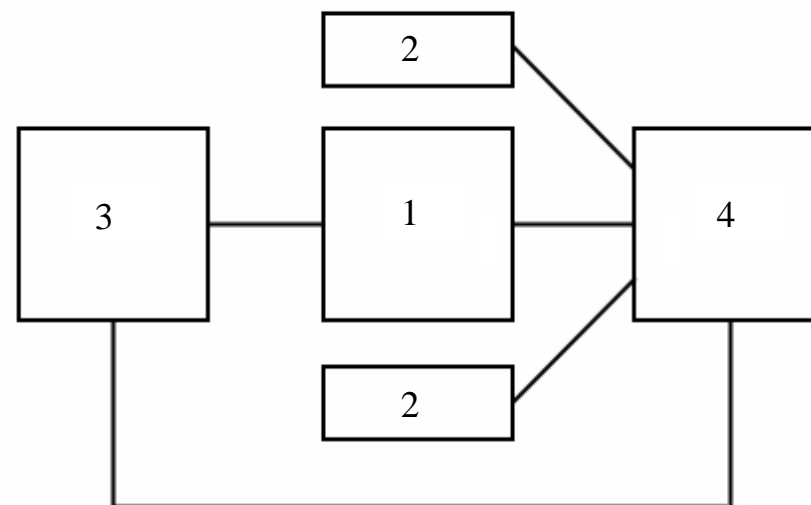


Рис. 2.7. Спрощена схема установки для відпалювання зразків і вимірювання їх МО. 1 – робоча камера; 2 – електромагніт; 3 – системи відкачки; 4 – блок управління і вимірювання

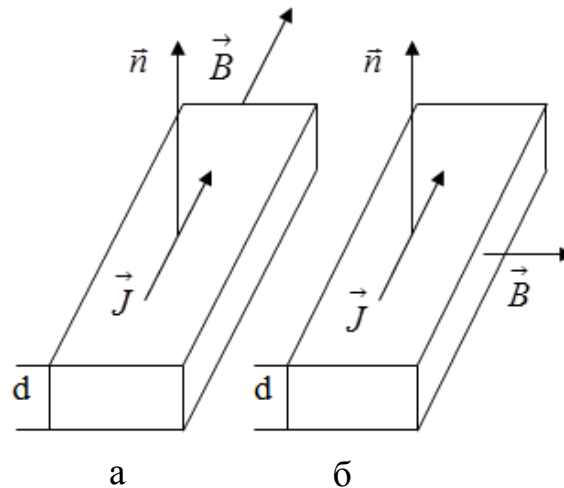


Рис. 2.9. Класифікація магніторезистивного ефекту в залежності від орієнтації векторів, \vec{B} , \vec{J} та \vec{n} : повздовжній (а) та поперечний (б) ефекти співвідношення (див., наприклад [4]):

$$MO = \frac{\Delta R}{R(B_c)} = \frac{R(B) - R(B_c)}{R(B_c)}, \quad (2.9)$$

де $R(B)$ – електричний опір плівкового зразка в зовнішньому магнітному полі;
 $R(B_c)$ – електричний опір розмагніченого зразка (в полі коерцитивної сили) або, за умови відсутності магніторезистивного гістерезису, опір зразка при $B = 0$.

Отже, для визначення МО вимірюється електричний опір зразка, а не його питомий опір. Похибка вимірювань не перевищувала 0,02%.

За загальноприйнятою методикою величини повздовжнього і поперечного МО виражалися у відсотковому відношенні. Вимірювання магнітоопору проводилися для інтервалу температур (100 – 700) К.

Висновки до розділу 2

1. У відповідності з метою досліджень була розроблена методика отримання одношарових плівок Fe_xCo_{1-x} та тришарових на їх основі з прошарком Cu, яка базується на почерговій вакуумній конденсації металів, випаровуваних з двох незалежних джерел (електронно-променева гармата для сплаву Fe_xCo_{1-x} і

стрічки з вольфрамової фольги для Cu).

2. Для виконання завдань поставлених в дисертаційному дослідженні використовувати наступні методи досліджень:

– вакуумне термічне та електронно-променеве випаровування і осадження тонкоплівкових систем;

– оптичні методи та метод кварцового резонатора для контролю товщини плівок у процесі нанесення і вимірювання ефективної товщини сконденсованих зразків;

– просвічуюча електронна мікроскопія (ПЕМ) та електронографія (ЕГ) для вивчення кристалічної структури і процесів фазоутворення ;

– енергодисперсійний аналіз (ЕДА) для визначення елементного складу і концентрації компонент у сплаві;

– вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) для визначення елементного складу та аналізу дифузійних процесів у зразках ;

– вакуумна термообробка з резистометрією;

– резистивний метод вимірювання АМО і ГМО.

3. Встановлення зв'язку між фазовим станом і електрофізичними та магніторезистивними властивостями може бути здійснено при отриманні комплексної і систематичної інформації про структурно-фазовий стан, шорсткість поверхонь, дифузійні процеси та температурні і концентраційні ефекти та магніторезистивний ефект.

РОЗДІЛ 3

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ ТА ЕЛЕМЕНТНИЙ СКЛАД ПЛІВКОВИХ ЗАЛІЗО-КОБАЛЬТОВИХ СПЛАВІВ ТА ТРИШАРОВИХ СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ

Кристалічна структура, елементний та фазовий склад тонкоплівкових зразків є визначальними при поясненні особливостей електрофізичних, магніторезистивних і магнітних властивостей. Так, структури поверхонь окремих шарів визначають якість меж розділу багат шарових систем, що є суттєвим при реалізації механізму спін-залежного розсіювання електронів провідності. Термообробка та інші фактори призводять до фазоутворень, пов'язаних із стабілізацією гранульованих твердих розчинів, упорядкуванням інтерметалідних фаз, зміною характеристик інтерфейсів, що відображається на електромагнітних властивостях. Отже, для більш повного розуміння фізичних процесів у досліджуваних плівкових системах розглянемо результати досліджень фазоутворення та дифузійних процесів у свіжосконденсованих та відпалених плівкових зразках.

3.1 Структурно-фазовий стан та елементний склад плівкових зразків

3.1.1 Кристалічна структура та фазовий склад плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} [88, 89, 96, 99, 105]

Для пояснення особливостей електричних і магніторезистивних властивостей тонких плівок залізо-кобальтового сплаву та тришарових структур на його основі були проведені дослідження структурно-фазового стану свіжосконденсованих та відпалених за температури 700 К одношарових плівок сплаву Fe_xCo_{1-x} (рис. 3.1, рис. 3.2). В таблицях 3.1, 3.2, як приклади, подано розшифровки електронограм від невідпалених

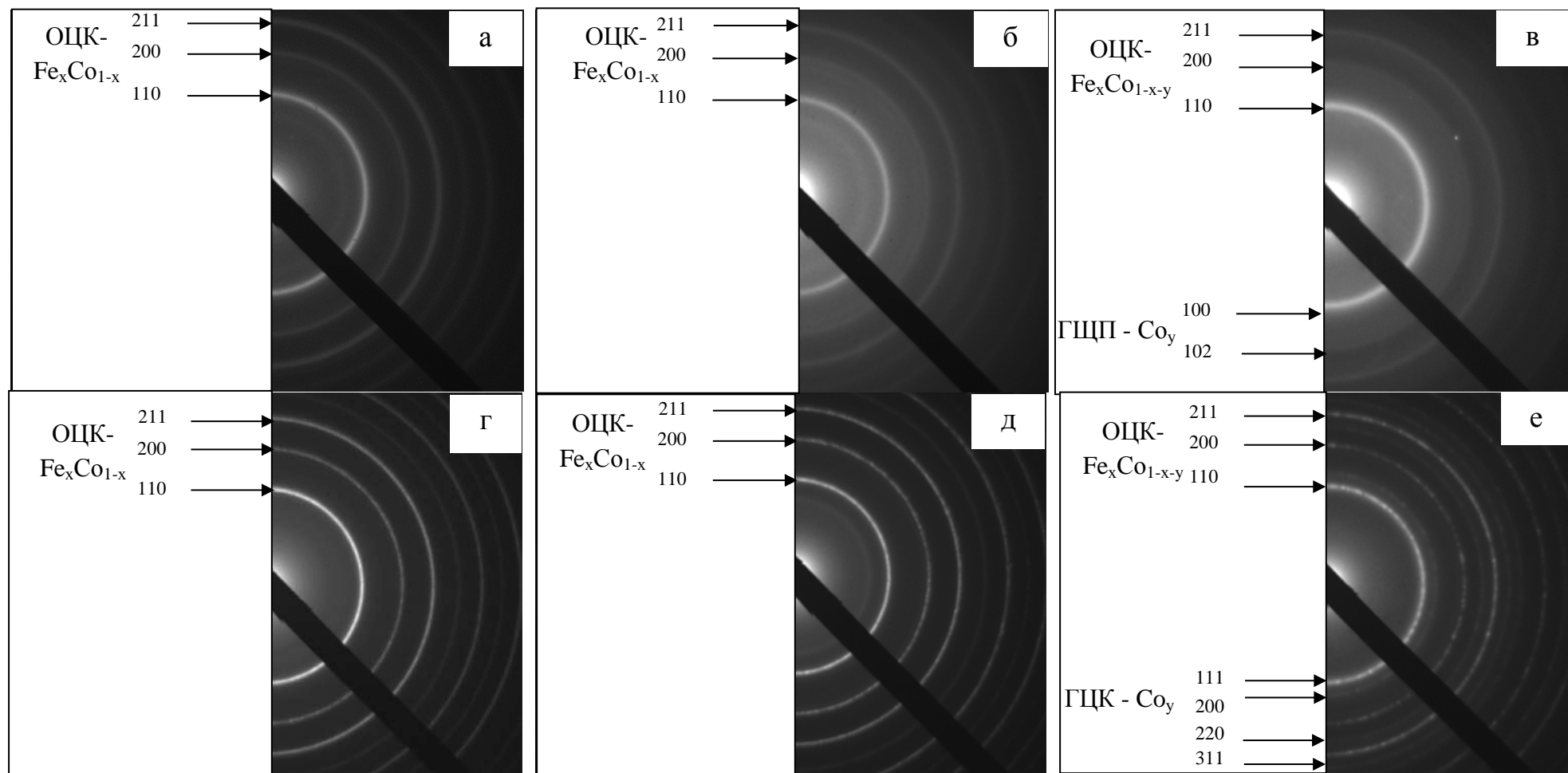


Рис. 3.1. Электронограммы від одношарових плівок Fe_xCo_{1-x} ($d = 50$ нм) у свіжосконденсованому (а, б, в) та відпаленому при температурі 700 К (г, д, е) стані (а, г – $x \cong 0,8$; б, д – $x \cong 0,5$; в, е – $x \cong 0,2$)

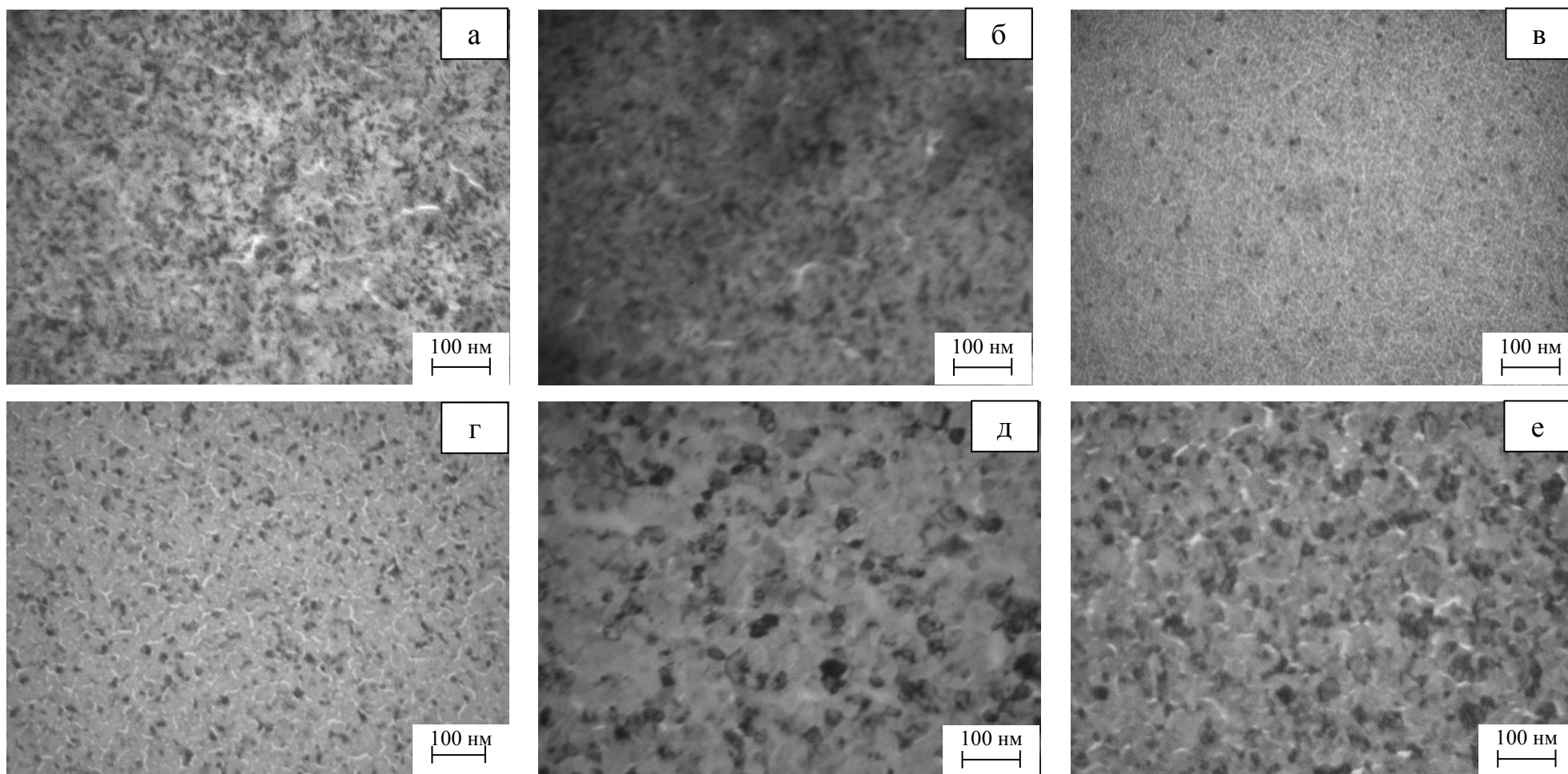


Рис. 3.2. Мікроструктура одношарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($d = 50$ нм) у свіжосконденсованому (а, б, в) та відпаленому при температурі 700 К (г, д, е) стані (а, г – $x \cong 0,8$; б, д – $x \cong 0,5$; в, е – $x \cong 0,2$)

Таблиця 3.1

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у вакуумі
($p \sim 10^{-6}$ Па) за 700 К плівки $Fe_{0,5}Co_{0,5}$ ($d = 50$ нм)**

Невідпалена					Відпалена за 700 К					
I, в.о.	d, Å	hkl	фаза	a, Å	I, в.о.	d, Å	hkl	фаза	a, Å	a_0 , Å
Д.С.	2.060	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.913	Д.С.	2.019	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.854	2,861 (α -Fe)
сл.	1.456	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.912	ср.	1.427	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.854	
ср.	1.187	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.909	ср.	1.163	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.849	

Таблиця 3.2

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у вакуумі
($p \sim 10^{-6}$ Па) за 700 К плівки $Fe_{0,2}Co_{0,8}$ ($d = 50$ нм)**

Невідпалена					Відпалена за 700 К					
I, в.о.	d, Å	hkl	фаза	a, Å	I, в.о.	d, Å	hkl	Фаза	a, Å	a_0 , Å
Д.С.	2,060	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,914	Д.С.	2,019	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,855	2,861 (α -Fe)
	2,16	100	ГЦП- Co_y	a=2,532 c=4,125					111	
сл.	1,92	101	ГЦП- Co_y	a=2,530 c=4,123	сл.	1,843	200	ГЦК- Co_y	3,685	
сл.	1,500	102	ГЦП- Co_y	a=2,540 c=4,130	ср.	1,427	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,852	
сл.	1,456	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,915	сл.	1,307	220	ГЦК- Co_y	3,695	
ср.	1,187	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,908	ср.	1,163	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,847	

Д.С. – дуже сильна; ср. – середня; сл. – слабка.

та відпалених за 700 К плівок $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ та $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$.

Згідно з даними електронно-мікроскопічних та електронографічних досліджень як для свіжосконденсованих (рис. 3.1а,б), так і відпалених за температури 700 К (рис. 3.1г,д), одношарових зразків товщиною $d_F = 10 - 80$ нм та $x > 0,3$ ат. % їх фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з параметром ґратки $a = 0,292 - 0,293$ нм. Для свіжосконденсованих плівок з $x < 0,3$ на електронограмах фіксуються лінії, які відповідають відбиттям від кристалографічних площин ОЦК та ГЦП ґраток (рис. 3.1в). Очевидно, фазовий склад таких зразків відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦП - Co_y з параметром ґратки $a_{\text{т.р.}} = 0,291 - 0,294$ нм та $a_{\text{Co}} = 0,250 - 0,253$ нм і $c = 0,410 - 0,413$ нм відповідно. Електронограми від термооброблених за температури 700 К тонкопліткових сплавів мають лише лінії, які належать ГЦК фазі. На цих електронограмах лінії ГЦП фази не спостерігалися (рис. 3.1е). Отже, плівкові сплави, які пройшли термообробку також мають двофазний склад ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Co_y . Стосовно фіксації ГЦК - Co нижче температури поліморфного переходу в масивному Co ($T_o = 690 - 700$ К), то можна вказати дві причини: фазовий розмірний ефект або рефлексії від ГЦК - Co відповідають відбиттям від сукупності дефектів пакування в ГЦП - Co , яка має ГЦК структуру. Відмітимо, що отримані результати дослідження пліткових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ добре узгоджуються з результатами робіт [43, 20], які наведені в літературному огляді.

Як відмічалось у літературному огляді, мікроструктура сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ має значний вплив на величину їх анізотропії та намагніченості [24]. Крім цього, розмір зерна є іншою важливою змінною.

Результати досліджень кристалічної структури пліткових сплавів ($d = 20 - 80$ нм) подані на рис. 3.2. Невідпалені плівки (рис. 3.2а – в), незалежно від концентрацій компонент у сплаві, мають приблизно однакову структуру. Це дрібні кристаліти, які не мають чіткої огранки, з розмірами

3 – 5 нм. У процесі термостабілізації спостерігається збільшення розмірів кристалітів за рахунок рекристалізаційних процесів (рис 3.2г – е).

Для оцінки розмірів кристалітів у площині плівки за описаною в п. 2.3.1 методикою нами проводилася статистична обробка даних мікрознімків з побудовою гістограм. Визначені на їх основі середні розміри зерен мають величину 20 – 40 нм і виявляють слабку тенденцію до збільшення при зростанні вмісту Со до 50 ат. %

3.1.2 Кристалічна структура та фазовий склад тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ [96, 105]

У випадку тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ з $d_F = 20 - 40$ нм, $d_N = 5 - 20$ нм та $x > 0,3$ фазовий склад відповідає евтектиці ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - т.р. атомів Fe і Со у решітці Cu із можливим ізоморфним заміщенням атомів Fe і Со незалежно від умов термообробки (рис. 3.3а,б,г,д). Про це свідчать величини параметрів ґраток. Відмітимо, що ґратка т.р. Cu(Fe, Со) має тетрагональне викривлення (рис. 3.3ж), у зв'язку із чим її можна трактувати як ГЦТ ґратку. В таблиці 3.3, у якості приклада, представлена розшифровка електроннограм від невідпаленої та відпаленої за 700 К плівки $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$.

Для свіжосконденсованих тришарових плівок з $x < 0,3$ на електроннограмах фіксуються лінії, які відповідають ОЦК, ГЦК та ГЦП ґратками (рис. 3.3в). Очевидно, фазовий склад таких зразків відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Cu + ГЦП - Co_y . Після термообробки зразків за температури 700 К фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - т.р. Cu(Fe) або т.р. Cu(Со) (рис. 3.4е). Розшифровку електроннограм від невідпаленої та відпаленої за 700 К плівки $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ відображає таблиця 3.4.

Результати електронно-мікроскопічних досліджень кристалічної структури тришарових плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($d_F = 20 - 50$ нм,

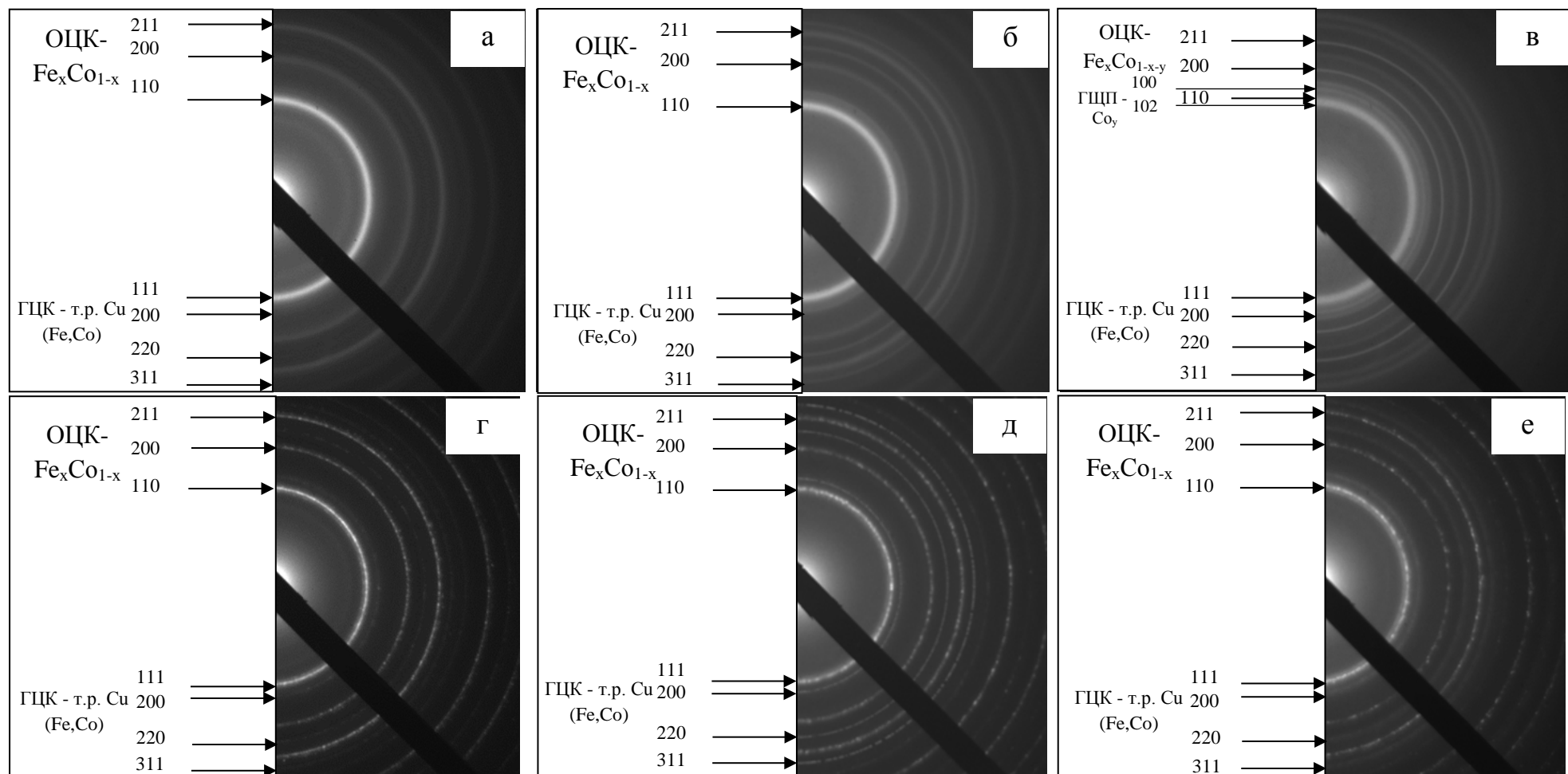


Рис. 3.3. Електронограми від тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($d_F = 30$ нм, $d_N = 10$ нм) у свіжосконденсованому (а, б, в) та відпаленому за температури 700 К (г, д, е) стані (а, г – $x \cong 0,8$; б, д – $x \cong 0,5$; в, е – $x \cong 0,2$). ГЦК - т.р. Cu(Fe,Co) – т.р. атомів Fe або Co в решітці Cu

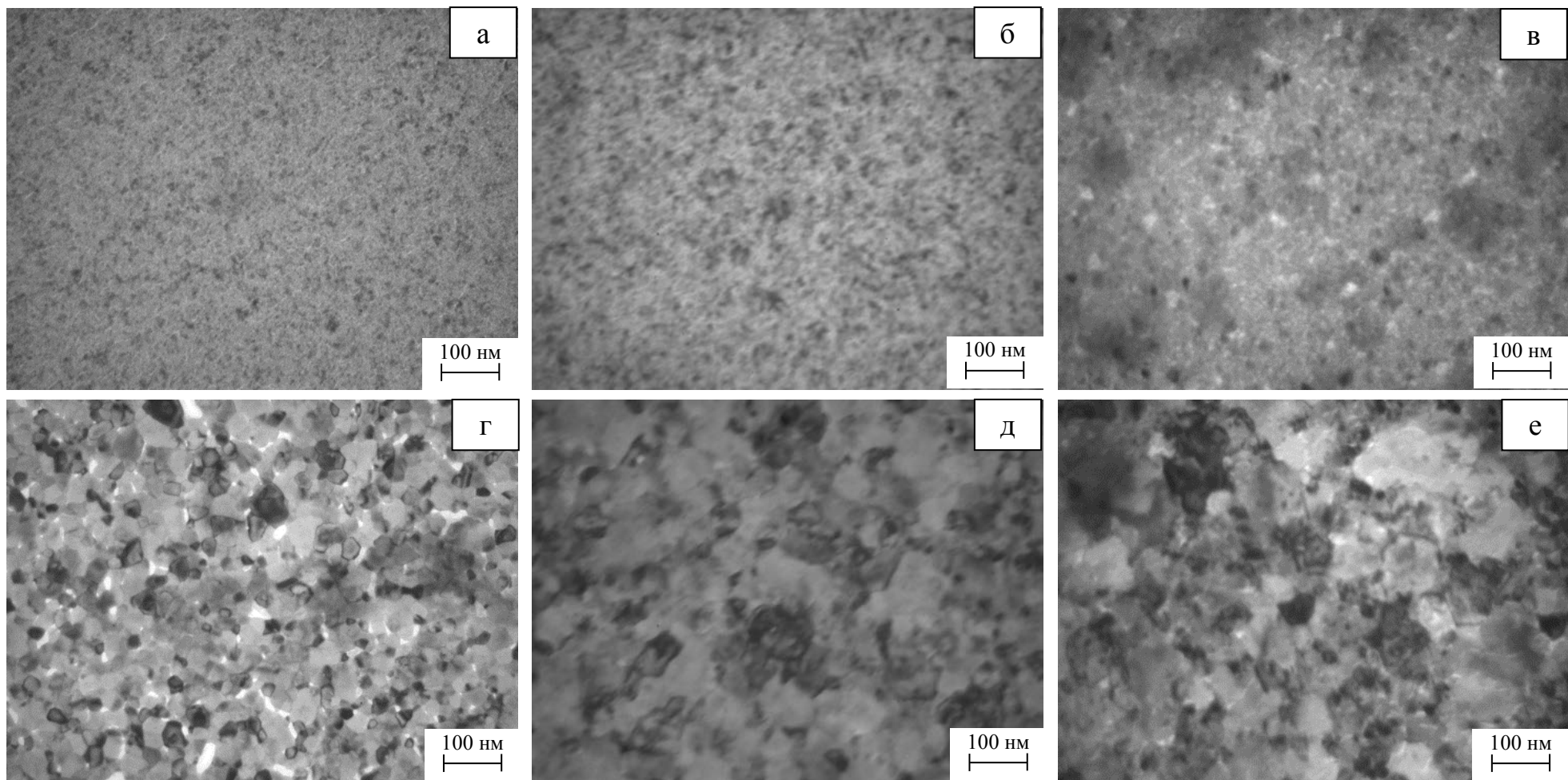


Рис. 3.4. Мікроструктура тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($d_F = 30$ нм, $d_N = 10$ нм) у свіжосконденсованому (а, б, в) та відпаленому за температури 700 К (г, д, е) стані (а, г – $x \cong 0,8$; б, д – $x \cong 0,5$; в, е – $x \cong 0,2$)

Таблиця 3.3

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у вакуумі
($p \sim 10^{-6}$ Па) за 700 К плівки $Fe_{0,5}Co_{0,5}/Cu/Fe_{0,5}Co_{0,5}$ ($d_F=30$ нм, $d_N=10$ нм)**

Невідпалена					Відпалена за 700 К					
I, в.о.	d, Å	hkl	Фаза	a, Å	I, в.о.	d, Å	hkl	Фаза	a, Å	$a_0, \text{Å}$
Д.С.	2.084	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.946	Д.С.	2.058	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.910	2.861 (α -Fe)
		111	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.609			111	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.564	
сл.	1.860	200	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.720	сп.	1.842	200	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.683	
сп.	1.455	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.911	сп.	1.457	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.914	
сп.	1.307	220	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.671	сп.	1.307	220	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3.697	
сп.	1.191	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.919	сп.	1.195	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2.927	

Таблиця 3.4

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у вакуумі
($p \sim 10^{-6}$ Па) за 700 К плівки $Fe_{0,2}Co_{0,8}/Cu/Fe_{0,2}Co_{0,8}$ ($d_F=35$ нм, $d_N=10$ нм)**

Невідпалена					Відпалена за 700 К					
I, в.о.	d, Å	hkl	Фаза	a, Å	I, в.о.	d, Å	hkl	Фаза	a, Å	$a_0, \text{Å}$
Д.С.	2,084	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,947	Д.С.	2,058	110	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2,913	2,861 (α -Fe)
		111	ГЦК - т.р. Cu(Fe,Co)	3,605			111	ГЦК - т.р. Cu(Fe,Co)	3,567	
	2,16	100	ГЦП- Co_y	a=2,529 c=4,121						
сл.	1,920	101	ГЦП- Co_y	a=2,536 c=4,128	сп.	1,842	200	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3,684	
сл.	1,860	200	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3,721	сп.	1,457	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2,913	
сл.	1,500	102	ГЦП- Co_y	a=2,537 c=4,129	сп.	1,307	220	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3,695	
сп.	1,455	200	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,913	сп.	1,195	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x}	2,927	
сп.	1,307	220	ГЦК - т.р. Cu (Fe,Co)	3,669						
сп.	1,191	211	ОЦК- Fe_xCo_{1-x-y}	2,916						

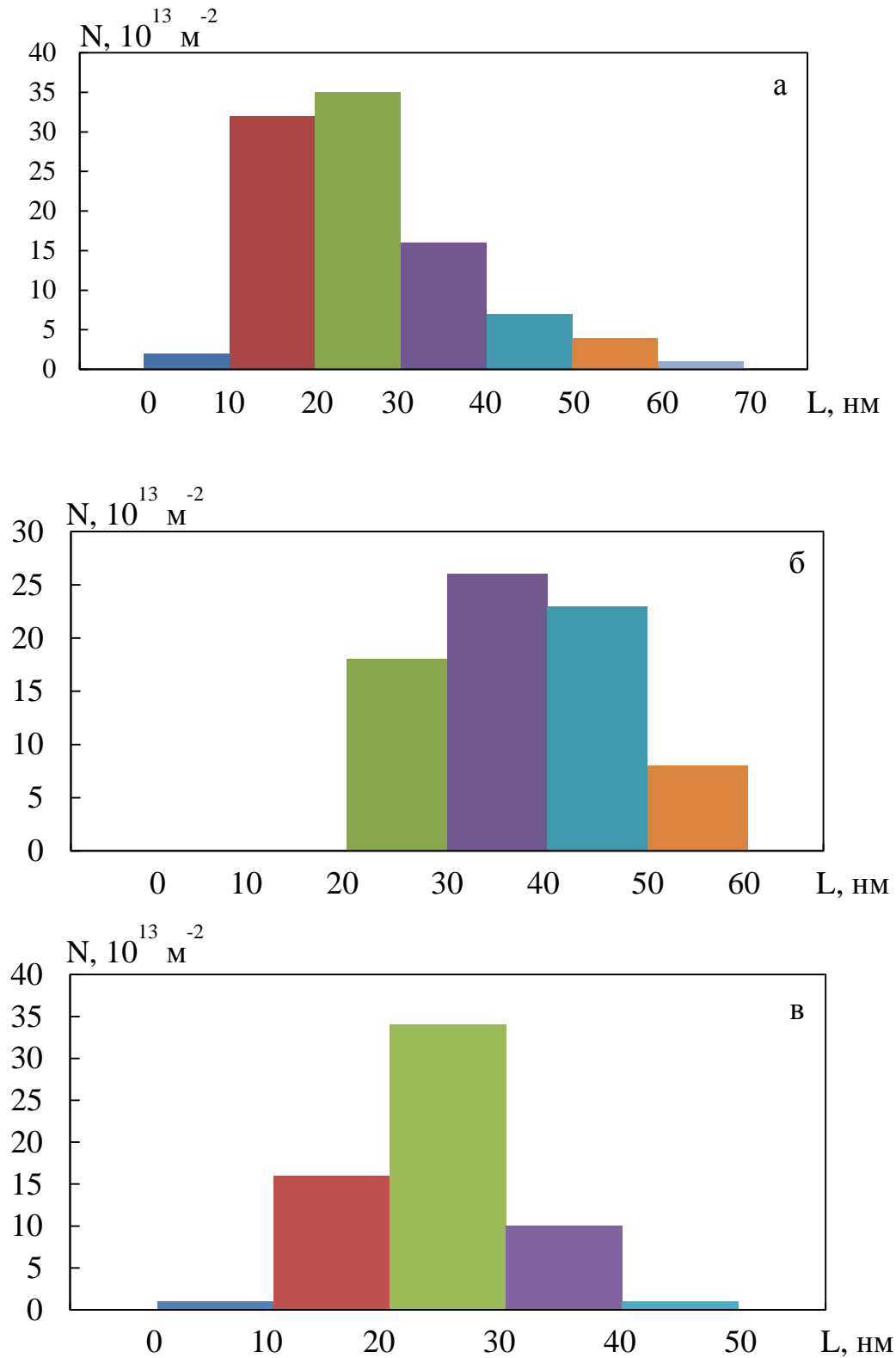


Рис. 3.5. Гістограми для визначення середніх розмірів кристалітів у площині плівки $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ (а – $x \cong 0,8$; б – $x \cong 0,5$; в – $x \cong 0,2$). Товщина шарів $d_F = 30$ нм, $d_N = 10$ нм

$d_N = 5 - 20$ нм) представлені на рис. 3.4. Невідпалені плівки (рис. 3.4а – в) як і у випадку одношарових плівок сплаву Fe_xCo_{1-x} мають дрібнокристалічну структуру з розмірами $5 - 10$ нм. У процесі термообробки фіксується збільшення розмірів кристалітів (рис. 3.4г – е). Для незначної частини кристалітів спостерігається чітка огранка, де наявні дефекти пакування (швидше за все, ростового походження [106]). Визначені на основі побудованих гістограм (рис. 3.5) середні розміри зерен мають величину $30 - 50$ нм і виявляють слабку тенденцію до збільшення при зростанні товщини мідного прошарку.

3.1.3 Елементний склад тонкоплівкових зразків [99]

Для одержання плівок феромагнітного сплаву Fe_xCo_{1-x} , а також тришарових на їх основі з прошарком міді, було використано метод випаровування скінчених наважок [94].

Концентрація компонент у магнітних шарах розраховувалася за масою металів, завантажених у випарник. Для перевірки відповідності складу плівкових сплавів складу наважок були проведені дослідження методом рентгенівського мікроаналізу з використанням рентгенівського мікроаналізатора за допомогою ЕДС.

На рис. 3.6 як ілюстрація, наведені результати дослідження складу тришарової плівки $Fe_{0,5}Co_{0,5}/Cu/Fe_{0,5}Co_{0,5}$. Характеристичні рентгенівські лінії у лівій частині спектра від плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} та тришарових плівок на їх основі відповідають матеріалу підкладки. Похибка визначення елементного складу плівкових зразків не перевищує 2 % [107].

Слід відмітити, що разом з визначенням елементного складу масивних та тонкоплівкових зразків нами вирішувалось питання про розподіл компонентів за товщиною. Для цього проводилися дослідження елементного складу зразків на різній глибині зразка методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС).

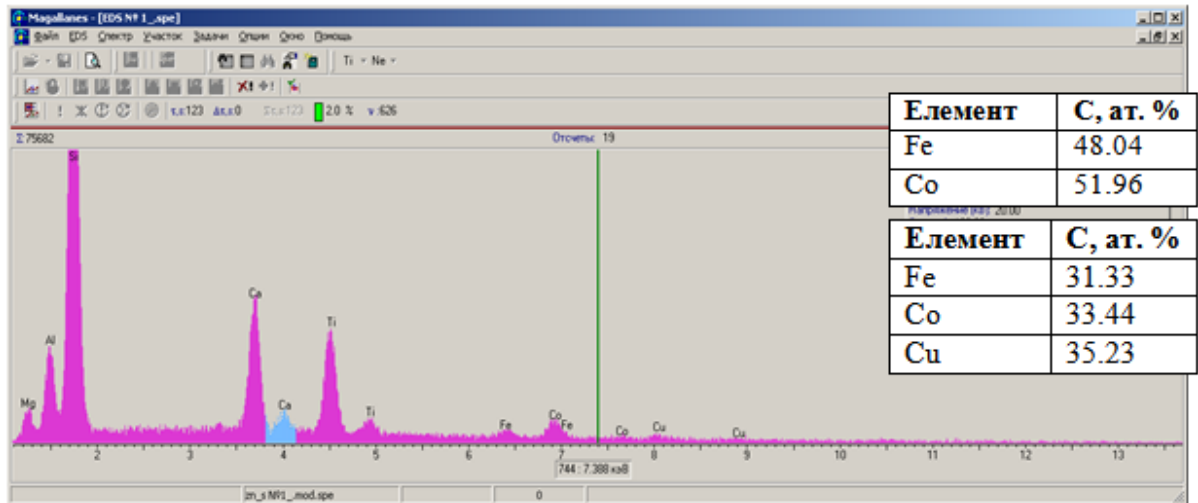


Рис. 3.6. Характеристичний рентгенівський спектр від тришарової плівки $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $d_F = 20$ нм та $d_N = 20$ нм

На рис. 3.7 подані частини мас-спектрів від невідпалених зразків $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ (а); $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ (б); $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}$ (в). Згідно літературних даних [108], ізотопний склад Fe представлений 4 стабільними ізотопами, які мають масові числа 54, 56, 57, 58. З них найбільш поширеним в природі є ^{56}Fe з відносною часткою 91,75%. Кобальт має лише один стабільний ізотоп – ^{59}Co .

Як видно з рисунку 3.7 розподіл ізотопів при зміні концентрації елементів сплаву змінюється. Для характеристики цього був використаний коефіцієнт γ (див. п.2.3.2, вираз (2.8)), як відношення інтенсивностей (висоти піку) мас-спектрометричних піків ізотопів ^{56}Fe та ^{59}Co . Визначений коефіцієнт для тонкоплівкових сплавів з різною концентрацією компонент був використаний для побудови градуювальної кривої оцінки вмісту компонент у сплаві (рис. 3.8).

Отримані мас-спектри від тонкоплівкових сплавів при пошаровому травленні дали можливість перевірити розподіл концентрації компонент сплаву за товщиною зразка. На рис. 3.9 як приклад подана залежність коефіцієнту γ від товщини для плівки сплаву $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$.

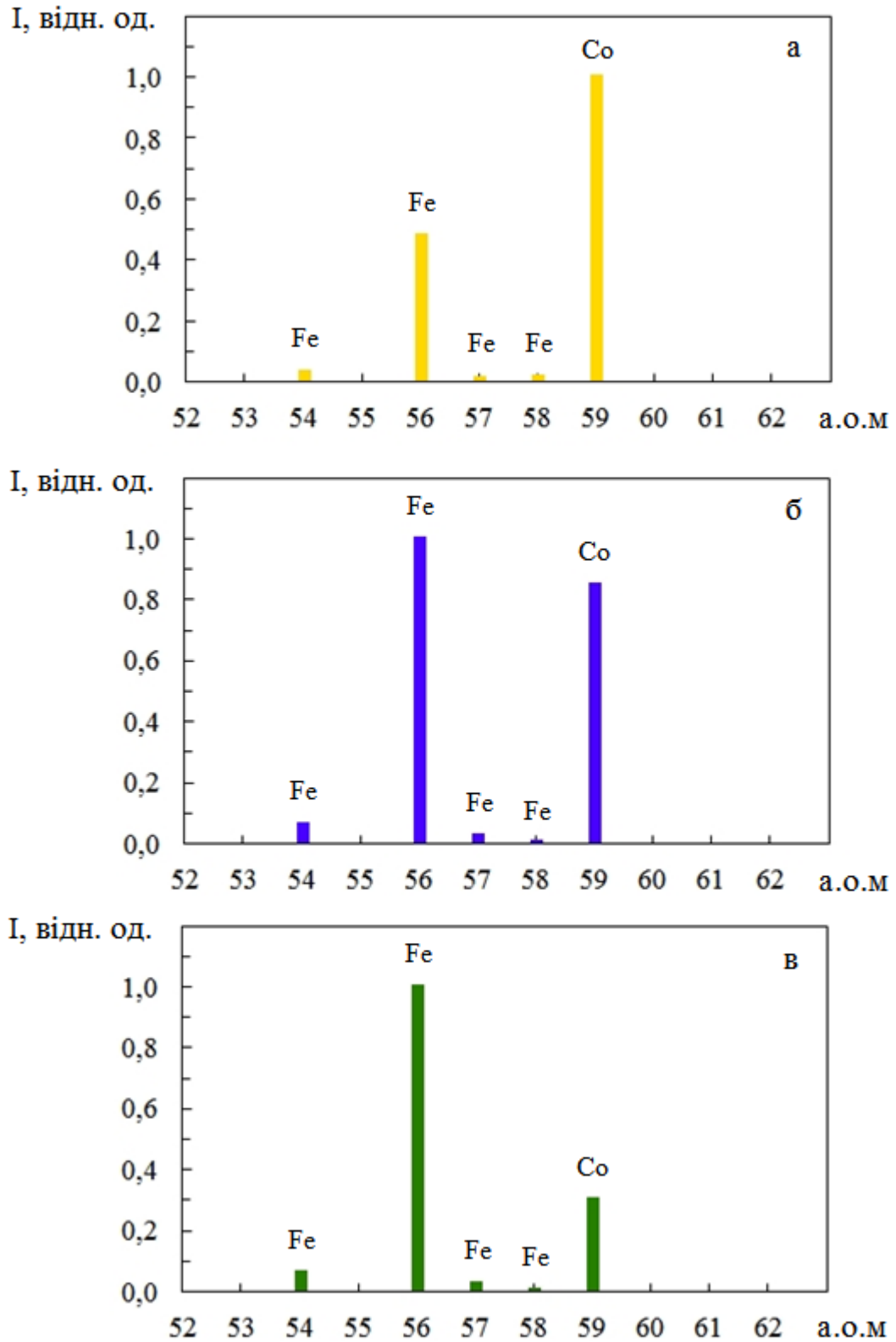


Рис. 3.7. Фрагмент мас-спектра від невідпалених зразків: $\text{Fe}_{0.2}\text{Co}_{0.8}$ (а); $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$ (б); $\text{Fe}_{0.8}\text{Co}_{0.2}$ (в)

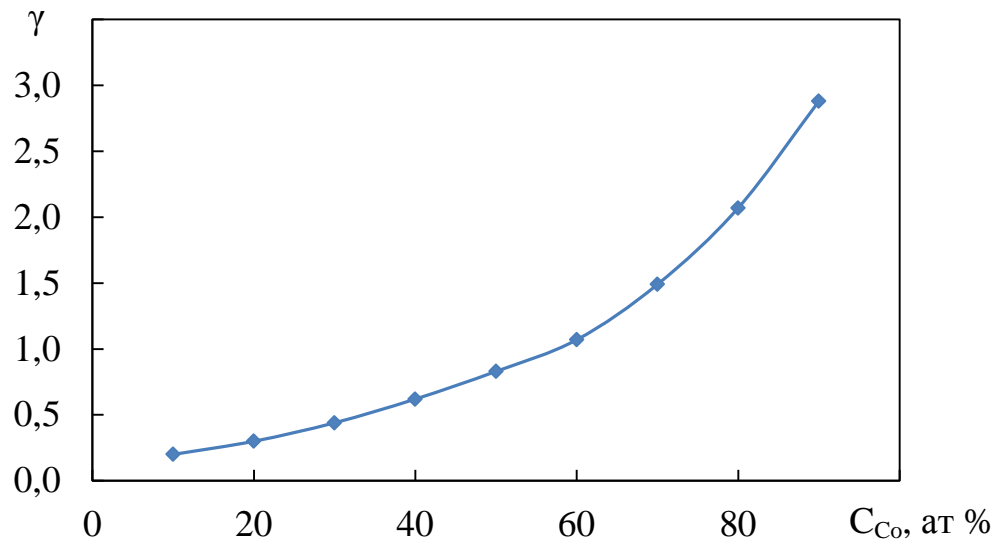


Рис. 3.8. Градуировальная крива для визначення вмісту кобальта у сплаві Fe_xCo_{1-x}

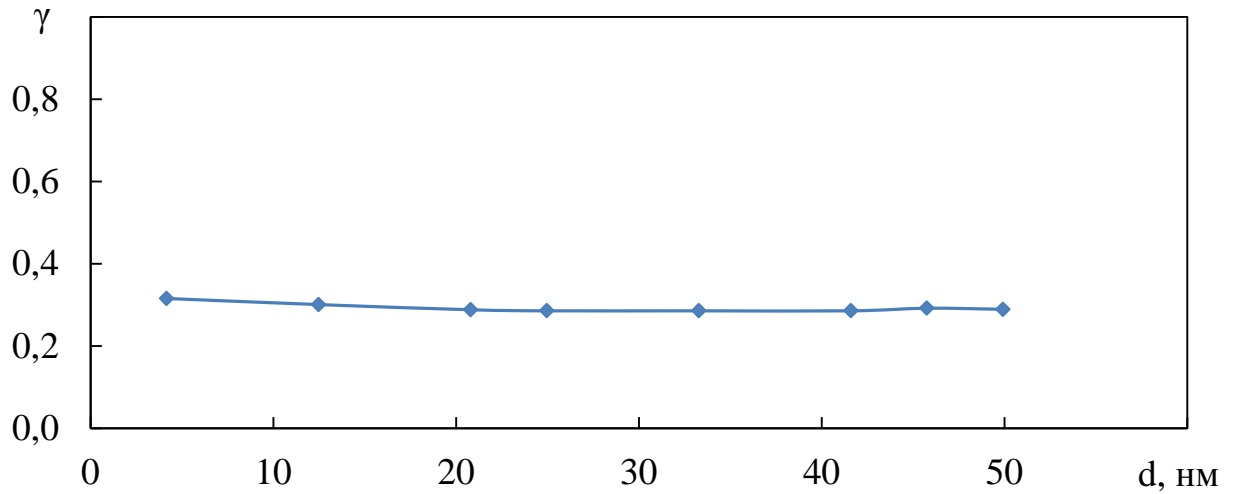


Рис. 3.9. Залежність коефіцієнту γ від товщини для плівки сплаву $Fe_{0,2}Co_{0,8}$

Порівняння величини коефіцієнта γ для одного і того ж плівкового сплаву у процесі травлення зразка первинним пучком іонів аргона показує, що його величина фактично не змінюється. Отже, конденсовані нами плівки сплаву Fe_xCo_{1-x} , в цьому випадку сплаву $Fe_{0,2}Co_{0,8}$ гомогенні за товщиною. Методами рентгенівського мікроаналізу та ВІМС було підтверджено, що вибрана методика одержання плівкових сплавів є ефективною.

3.2 Особливості протікання дифузійних процесі у дво- та тришарових плівкових структурах на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} [99, 103]

Основною вимогою, яка ставиться до плівкових структур є їх термічна стабільність, що відповідає за надійність різних мікроприладів, елементами яких вони є. Якщо в структурах на основі масивних зразків, взаємодифузю на відстані 10 нм можна не враховувати, то у випадках тонких плівок ці процеси, за таких товщин, можуть проходити навіть при кімнатній температурі. Це пов'язано не лише з малою відстанню дифузії, а і з великою дефектністю тонких плівок, яка прискорює дифузійні процеси. Дефекти не тільки прискорюють взаємодифузю, але і забезпечують у багатьох випадках рівень продифундованої речовини, що не відповідає діаграмам стану для масивних зразків. Відмінність між процесом протікання дифузії у плівках та масивних матеріалах обумовлена винятковою роллю меж зерен [109,110]. Зменшення розміру зерен у плівках по відношенню до масивних зразків підвищує концентрацію меж, вздовж яких дифузія протікає швидше, ніж в об'ємі, завдяки тому, що енергія активації зерномежової дифузії у 2 – 2,5 рази менша [111].

Ми розділяємо думку автора роботи [112] про "багатостадійну модель" та розглядаємо дифузю, як сукупність процесів масоперенесення, що розвиваються в багатошарових плівкових системах субмікронних товщин (при температурах близько $0,3T_{nl}$), а саме :

- масоперенесення по межах зерен;

- дифузію з меж в об'єм зерен;
- процеси на поверхні, що відбуваються таким чином: 1) вихід атомів дифузанта по границях зерен на поверхню; 2) нагромадження дифузанта на границях зерен і в приповерхневому шарі; 3) вихід атомів дифузанта з об'єму зерен на зовнішню поверхню; 4) розтікання дифузанта по механізму поверхневої дифузії; формування на зовнішній поверхні об'ємної фази дифузанта чи його з'єднань.

На сьогодні показано й експериментально підтверджено, що зернограничною дифузією можна нехтувати при температурах вище $(0,8 - 0,9) T_{пл}$ і об'ємною дифузією, що протікає при температурах нижче $(0,5 - 0,6) T_{пл}$.

Експериментальні дані переконливо свідчать, що в полікристалічних плівках відбувається досить значна взаємодифузія навіть при порівняно низьких температурах. При кімнатній температурі, як і при відпалі з швидким початковим зростанням концентрації слідує набагато більш повільна стадія взаємодифузії.

У роботі були проведені детальні дослідження розподілу елементів по товщині досліджуваних плівок.

3.2.1 Дифузійні процеси у двошарових плівках $Fe_xCo_{1-x}/Cu/P$ та $Cu/Fe_xCo_{1-x}/P$ [99]

Результати пошарового аналізу двошарових плівок $Fe_{0,5}Co_{0,5}(30)/Cu(20)/P$ та $Cu(20)/Fe_{0,5}Co_{0,5}(25)/P$, які є компонентами досліджуваної тришарової подані на рис 3.10. Підкладкою був ситал. Хоча слід зауважити, що розвиток дифузійних процесів залежить і від матеріалу підкладки [113]. Крім цього підкреслимо, що дифузійні профілі для атомів Fe і Co на рис. 3.11 і подальших мають відносний характер, оскільки фіксуються не для молекул FeCo, а їх компонент після дисоціації. Практичне співпадіння профілів для атомів Fe і Co говорить про правильний характер дифузійних

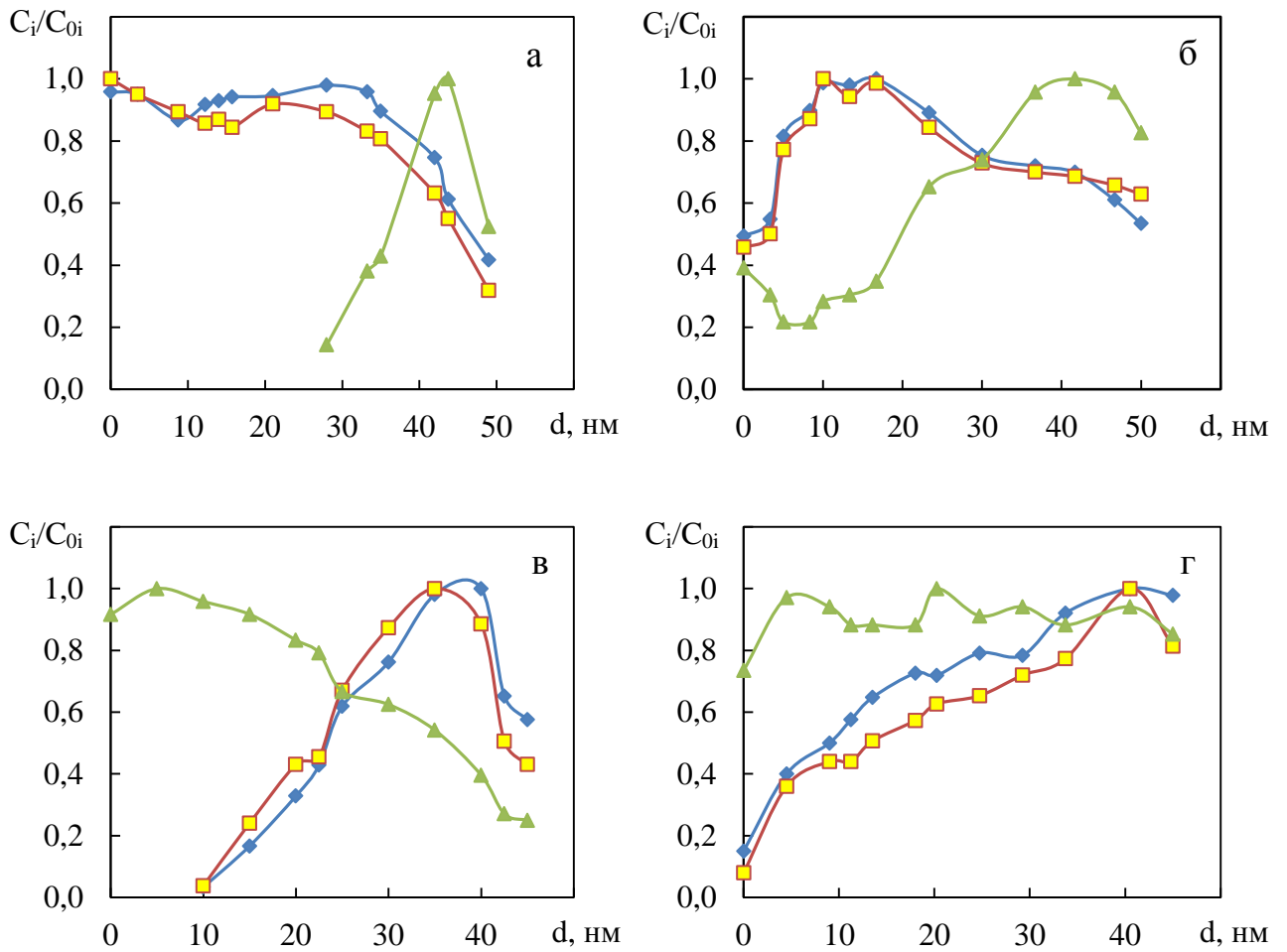


Рис. 3.10. Концентраційні профілі для плівок $Fe_{0.5}Co_{0.5}(30\text{nm})/Cu(20\text{nm})/\Pi$ (а, б), $Cu(20)/Fe_{0.5}Co_{0.5}(25)/\Pi$ (в, г) (\blacklozenge - Fe, \blacktriangle - Cu, \blacksquare - Co) у невідпаленому (а, в) та відпаленому стані за температури 700 К (б, г). C_i – концентрація і-того елемента при товщині d . C_{0i} – максимальна концентрація і-того елемента

профілів. Абсолютна концентрація визначається із похибками, оскільки, необхідно допускати, що не всі молекули FeCo розпадаються на атоми Fe та Co. Відмітимо, що це лише один з варіантів пояснення характеру дифузійних профілів. Ми пропонуємо більш ймовірний варіант, суть якого полягає в тому, що припущення про інтерметалеву природу масивних або плівкових зразків на основі Fe і Co (точно так же на основі Fe і Ni) може бути неправильним. Скоріш за все у плівкових зразках ми маємо справу із т.р. α -Fe(Co), в якому атоми Fe і Co взаємодіють значно слабкіше у порівнянні із інтерметалідом. Такий підхід дозволяє логічно пояснити природу дифузійних профілів, і дифузійні процеси у плівкових зразках.

У вихідному стані невідпалені зразки обох тонкоплівкових систем мають незначну область взаємної дифузії [114]. Причому розмір цієї області мінімальний для систем, які формуються на холодних підкладках, що мають температуру не більше 317 К. Саме такі тонкоплівкові системи, тобто ті, що формувалися на холодних підкладках і використовувались для дослідження процесів у нашому випадку.

За методикою описаною в роботах [109, 110] з результатів пошарового аналізу плівок були отримані ефективні коефіцієнти дифузії атомів Cu \rightarrow Fe і Co та Fe і Co \rightarrow Cu. Для їх визначення використали вираз:

$$D = \frac{x^2}{4V^2t}, \quad (3.1)$$

де x – це глибина проникнення однієї речовину в іншу;

t – час дифузії (час відпалу – у випадку відпалених плівок). Величина V – знаходимо з таблиць значень функції $erfc V$ за відомим з дослідів значенням відносної концентрації $\frac{C}{C_0} = erfcV$. Для свіжосконденсованих двошарових

плівок залежно від товщини шарів ефективні коефіцієнти дифузії атомів Fe і Co \rightarrow Cu – $(1,5 - 6,0) \cdot 10^{-18}$ м²/с, Cu \rightarrow Fe і Co – $(1,0 - 1,7) \cdot 10^{-17}$ м²/с. Отже дифузія міді в сплав відбувається інтенсивніше. Скоріш за все, атоми Cu

проникають у плівку сплаву, головним чином, по межах зерен. Останні, як відомо, є шляхами прискореної дифузії атомів, і швидкість цього руху пов'язана з розміром зерен і щільністю границь. Порядок величини ефективних коефіцієнтів збігається з результатами, які отримали автори [115] для заліза в залізо-ітрієвих гранатах.

Термообробка при 700 К приводить до перемішування шарів. Але у випадку першої системи атоми міді виходять на поверхню. Далі йде збіднений Cu приповерхневий шар, потім вміст міді зростає. В той же час підвищення температури термообробки до 700 К у випадку плівки $\text{Cu}(20)/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}(25)$ приводить до повного перемішування шарів.

Тобто, з аналізу концентраційних профілів можна сказати, що у вихідному стані плівки досить добре зберігають індивідуальність шарів і, у відповідності з класифікацією С.І. Сидоренко [116] їх можна віднести до систем, в яких хімічний склад змінюється стрибками на границі розділу шарів. В той же час в термостабілізованих зразках компоненти неоднорідно розподіляються по товщині і по тій же класифікації вони відносяться до багатошарових вакуумних конденсатів, в яких відсутня різка границя між шарами.

3.2.2 Дифузійні процеси у тришарових плівках $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ [96, 117]

Дослідження тришарових плівок з різною концентрацією компонент у сплаві та різними товщинами прошарків, проведені методом ВІМС, дали можливість проаналізувати особливості протікання дифузійних процесів у цих структурах.

Мас-спектрометричні дослідження плівок на основі сплаву $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ показали, що невідпалені плівки (рис. 3.11а) є дійсно тришаровими із досить розмитими межами між шарами. Термообробка призводить до проникнення Cu з прошарку на поверхню зразка та в глибину плівки, що біля підкладки,

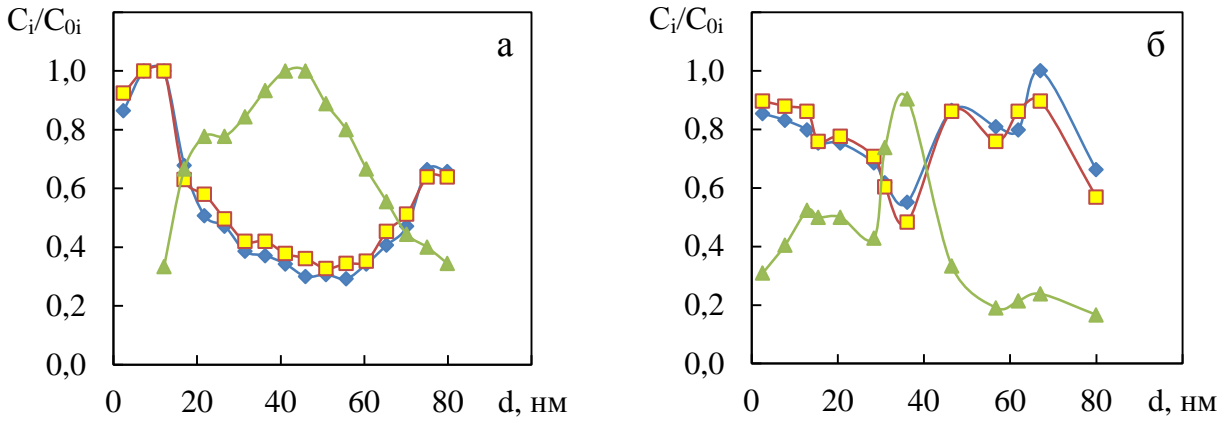


Рис. 3.11. Концентраційні профілі для плівок $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}(30)/\text{Cu}(20)/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}(30)/\text{Pi}$ (\blacklozenge - Fe, \blacktriangle - Cu, \blacksquare - Co) в невідпаленому (а) та відпаленому за температури 700 К стані (б). C_i – концентрація і-того елементу при товщині d . C_{0i} – максимальна концентрація і-того елементу.

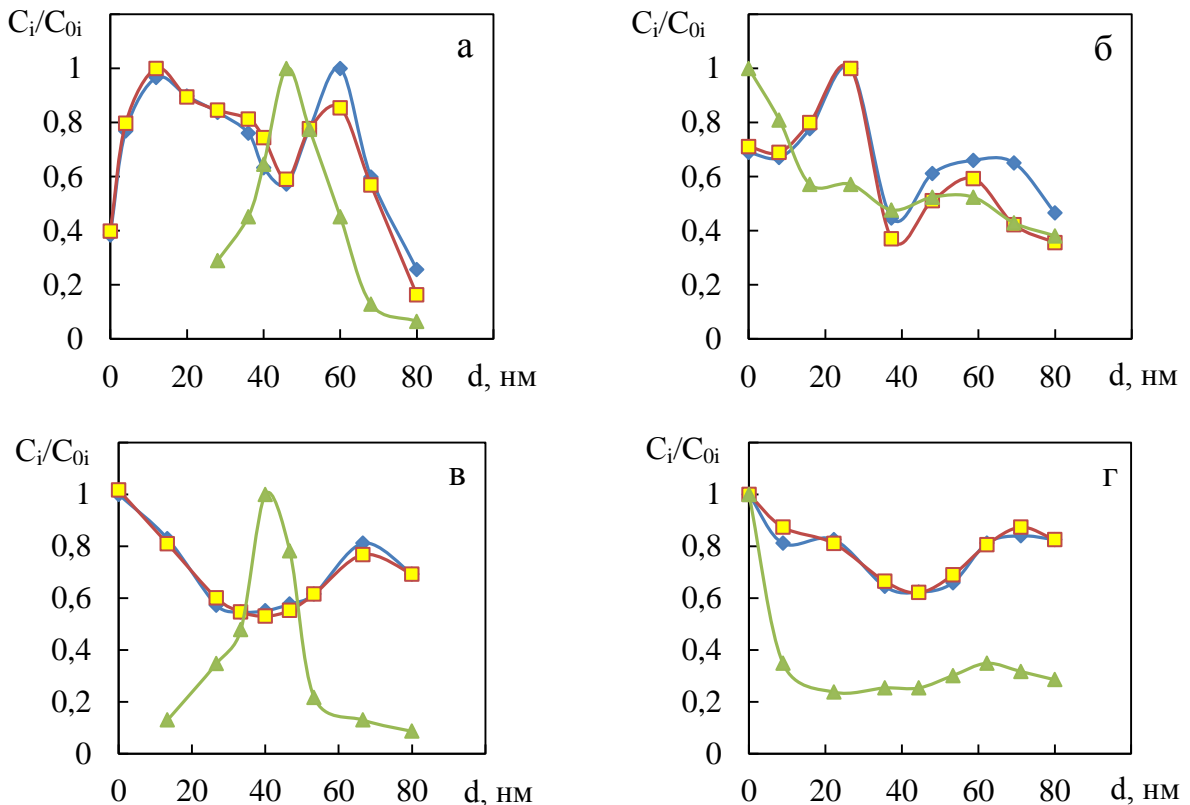


Рис. 3.12. Концентраційні профілі для свіжо сконденсованих а, в та відпалених за температури 700 К тришарових плівок $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Pi}$ (а, б – $d_F = 35$ нм, $d_N = 10$ нм; в, г – $d_F = 25$ нм, $d_N = 20$ нм). У випадку (б) плівки проходили поетапну термообробку через проміжні температури 400 та 550 К.

але все ж таки незначний прошарок міді зберігається, тому можна стверджувати про часткове збереження індивідуальності шарів (рис. 3.12б).

За результатами ВІМС досліджень свіжосконденсовані тришарові плівкові зразки $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{П}$ з товщинами шарів $d_F = 25 - 35$ нм та $d_N = 10 - 20$ нм, складаються з окремих шарів (рис.3.12а, в). Межі шарів дещо розмиті, що є наслідком дифузії при конденсації та іонно-стимульованої дифузії, що спричиняє формування сплаву евтектичного типу.

У випадку поетапного відпалювання (через проміжні температури 400 та 550 К) фіксується суттєве взаємне проникнення атомів компонент в сусідні шари (рис. 3.12б). Це призводить до порушення структурної суцільності мідного прошарку.

Зауважимо, що термообробка зразків за температури 700 К як безпосередньо, так через проміжні температури не приводить до повного перемішування шарів. Незначне проникнення атомів міді із об'єму плівки на поверхню, ймовірно, пов'язане з дифузією по межах зерен при підвищенні температури. Це підтверджує припущення, що поетапне відпалювання до температури 700 К приводить до суттєвого збільшення кількості мікроотворів у немагнітному прошарку і як наслідок появи АМО у таких зразках. Фіксування сигналу від іонів Fe^+ і Co^+ , у шарі Cu відбувається завдяки дифузії атомів Fe і Co при частковій дисоціації молекул FeCo у процесі випаровування та під дією пучка первинних іонів.

У випадку, коли товщина магнітних шарів зменшуються до 20 нм (рис. 3.12в,г), при відпалювання до 700 К без проміжних температур відбувається повне перемішування шарів.

Як бачимо з рис. 3.13 свіжосконденсовані плівки системи $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$ зберігають індивідуальність шарів. Хоча слід зауважити, що плівки є достатньо тонкими, та їх відпалювання призводить до часткового перемішування шарів, але розподіл компонент (тобто сплаву та міді) за глибиною є нерівномірним.

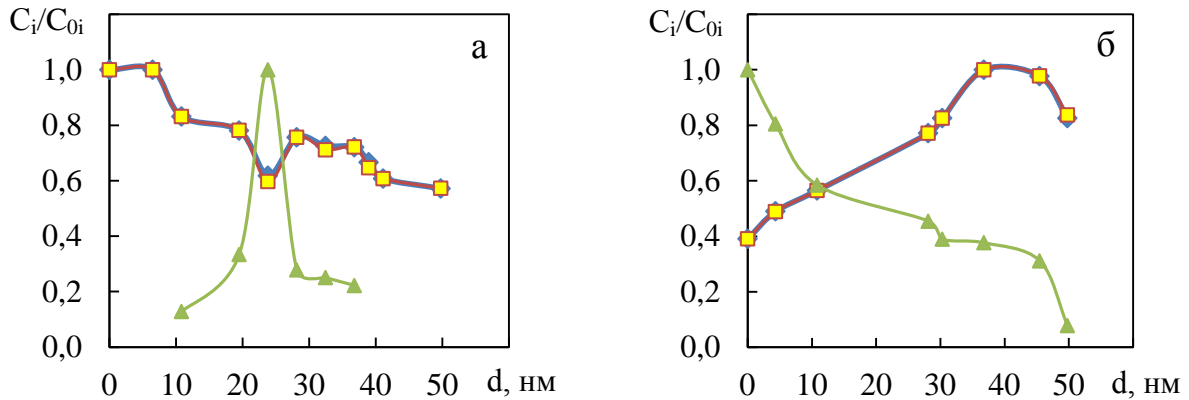


Рис. 3.13. Концентраційні профілі для плівок $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}(20)/\text{Cu}(10)/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}(20)/\text{П}$ (\blacklozenge - Fe, \blacktriangle - Cu, \blacksquare - Co) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б). C_i – концентрація і-того елементу при товщині d . C_{0i} – максимальна концентрація і-того елементу.

Отже, з результатів аналізу методом ВІМС можна стверджувати, що для свіжосконденсованих систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($0 < x < 1$) з товщинами шарів $d_F = 20 - 50$ нм $d_N = 5 - 30$ нм зберігається індивідуальність шарів. Відносно незначна зона взаємодифузії є наслідком конденсаційно-стимульованої дифузії.

Термообробка зразків з відносно великими товщинами шарів ($d_F = 30 - 50$ нм $d_N = 10 - 30$ нм) за температури 700 К як безпосередньо, так із проміжними температурами не приводить до повного перемішування шарів. Незначний вплив відпалювання на дифузійні процеси автори [110] пояснюють тим, що межі зерен стають дифузійно насиченими на стадії конденсації верхнього шару. Незначне проникнення атомів міді із об'єму плівки на поверхню, ймовірно, пов'язане з зерномежевою термодифузією. Слід указати, що при поетапному відпалюванні через проміжні температури 400 та 550 К проникнення атомів елементів у сусідні шари є більш суттєвим, ніж при нагріванні безпосередньо до 700 К.

Для зразків з товщинами шарів $d_F = 10 - 20$ нм, $d_N = 5 - 10$ нм індивідуальність шарів зберігається лише у свіжосконденсованому стані та

після відпалювання за температури 400 К. Такі плівкові системи за діаграмою стану характеризуються обмеженою розчинністю компонентів сплаву у міді [21].

Слід указати, що однією з особливостей таких систем є здатність до утворення гранул (високодисперсних магнітних утворень) Fe_xCo_{1-x} у немагнітній матриці Cu [110]. Як наслідок, у немагнітному прошарку можливий гранульований стан Fe_xCo_{1-x} . Це, ймовірно, і реалізується у нашому випадку для систем з $x > 0,6$ після відпалювання за температури 550 К, аналогічно до розглянутого в [118].

Висновки до розділу 3

1. Згідно даних електронно - мікроскопічних та електронографічних досліджень для свіжосконденсованих плівкових сплавів Fe_xCo_{1-x} ($x > 0,3$) фазовий склад відповідає ОЦК - Fe_xCo_{1-x} з параметром ґратки $a = 0,292 - 0,293$ нм. При $x < 0,3$ фазовий склад свіжосконденсованих одношарових плівок відповідає ОЦК - Fe_xCo_{1-x-y} + ГЦП - Co_y з параметром ґратки $a = 0,291 - 0,294$ нм та $a_{Co} = 0,250 - 0,253$ нм і $c_{Co} = 0,410 - 0,413$ відповідно. Після відпалювання за 700 К для плівок з $x > 0,3$ фіксується ОЦК - Fe_xCo_{1-x} та ОЦК - Fe_xCo_{1-x-y} + ГЦК - Co_y при $x < 0,3$.

2. Фазовий склад свіжосконденсованих тришарових плівок з $x < 0,3$ у магнітних шарах відповідає ОЦК - Fe_xCo_{1-x-y} + ГЦК - Cu + ГЦП - Co_y . Після термообробки зразків за температури 700 К фазовий склад відповідає ОЦК - Fe_xCo_{1-x} + ГЦК - т.р. Cu(Fe) або т.р. Cu(Co). Для тришарових плівок $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ з $x > 0,3$, $d_F = 20 - 40$ нм та $d_N = 5 - 20$ нм фазовий склад відповідає евтектиці ОЦК - Fe_xCo_{1-x} + т.р. Cu(Fe) або т.р. Cu(Co) незалежно від умов термообробки.

3. Методом вторинно - іонної мас - спектрометрії було показано, що плівки сплаву Fe_xCo_{1-x} гомогенні за товщиною. У тришарових плівкових зразках $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ з $d_F = 30 - 40$ нм та $d_N = 10 - 20$ нм, у цілому

зберігається індивідуальність окремих шарів. Термо- та іонно-стимульована дифузія спричиняє дифузію атомів Fe та Co, які з'являються у результаті дисоціації молекул FeCo під дією первинних іонів Ar. Термообробка за температури 700 K не призводить до повного перемішування шарів.

4. Визначено, що дифузія атомів міді в шари сплаву відбувається інтенсивніше, ніж атомів Fe та Co у шар міді. Ефективні коефіцієнти дифузії атомів Fe і Co \rightarrow Cu мають значення $(1,5 - 6,0) \cdot 10^{-18}$ м²/с, а Cu \rightarrow Fe і Co - $(1,0 - 1,7) \cdot 10^{-17}$ м²/с. Скоріш за все, для міді характерна зерномежова дифузія. Границі зерен є шляхами прискореної дифузії атомів, і швидкість цього руху пов'язана з розміром зерен і щільністю границь.

РОЗДІЛ 4

МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СПЛАВІВ

$\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ТА ТРИШАРОВИХ СИСТЕМ НА ЇХ ОСНОВІ

Мультишарові плівкові структури, у яких наявне спін-залежне розсіювання носіїв заряду (спостерігається явище ГМО), можна поділити на три групи: надрешітки типу Fe/Cr, спін-вентильні структури, гранульовані сплави [119-123, 170]. Магнітні шари у надрешітках можуть бути впорядковані антипаралельно. Це є наслідком антиферромагнітної взаємодії, яка реалізується через немагнітний прошарок. При внесенні плівки у достатньо сильне магнітне поле відбувається зміна конфігурації намагніченості у магнітних шарах. У спін-вентильних системах реалізація ефекту ГМО також відбувається при зміні конфігурації намагніченості у сусідніх шарах. Однак, потрібна конфігурація намагніченості утворюється при поміщенні зразка у зовнішнє магнітне поле. На сьогодні поряд із спін-вентильними структурами інтенсивно досліджуються і, так звані, «псевдо» спін-вентильні структури, у яких незалежне перемагнічування магнітних шарів реалізується завдяки різній коерцитивності, а не внаслідок наявності додаткового антиферромагнітного закріплюючого шару. Як було показано у літературному огляді [9, 11, 16, 21], цікавим об'єктом для дослідження є структури на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu. Вони є перспективними для прикладного використання внаслідок покращення характеристик (підвищення значень величини ефекту ГМО, зниження поля насичення).

У цьому розділі наведені результати експериментальних досліджень температурних, розмірних та концентраційних залежностей магніторезистивних властивостей тонкоплівкових структур на основі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових полікристалічних плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$.

4.1 Результати експериментального дослідження магніторезистивного ефекту в тришарових плівках [89, 99, 103 104, 124, 125]

4.1.1 Польові залежності магнітоопору плівкових сплавів

Для кращого розуміння та коректного обговорення результатів стосовно тришарових плівкових систем було проведено дослідження магніторезистивного ефекту плівкових сплавів, які входили до складу тришарових структур. Розглянемо результати цих досліджень для плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ в широкому інтервалі як товщини шарів, так і концентрацій компонент.

У феромагнітних плівках наявність доменної структури обумовлює (як і в масивному матеріалі) специфічний характер електричних, гальваномагнітних властивостей тощо. Зокрема, існування зон спонтанної намагніченості призводить до того, що на носії заряду діє не тільки зовнішнє магнітне поле, а й магнітне поле, яке виникло в результаті переорієнтації доменів під його впливом. Тому на протікання гальваномагнітних та електричних явищ у феромагнетиках першочергово впливає власна намагніченість зразка.

Магнітоопір феромагнітних матеріалів різний у різних напрямках як за величиною, так і за знаком, тобто є анізотропним. Коли повністю розмагнічений зразок поміщують у відносно слабке магнітне поле, то його опір збільшується при паралельній орієнтації векторів густини струму та індукції (або напруженості) зовнішнього магнітного поля і зменшується – у випадку взаємно перпендикулярного їх розташування. Після досягнення насичення електричний опір феромагнетика зменшується для обох конфігурацій струму і індукції магнітного поля [55]. Величину анізотропного магнітоопору отримують шляхом екстраполяції зміни питомого опору при зміні магнітної індукції від сильних полів до $B = 0$.

З феноменологічної теорії анізотропного магнітоопору слідує вираз для результуючого опору полікристалічних зразків, який можна записати у вигляді [56]:

$$\rho = \rho_+ + (\rho_{\parallel} - \rho_+)/3 \equiv \bar{\rho} \quad (4.1)$$

У випадку $\mathbf{B} \parallel \mathbf{M}$ маємо $\rho = \rho_{\parallel}$, а коли $\mathbf{B} \perp \mathbf{M}$, то $\rho = \rho_+$. Отже, величину магнітоопору можна визначити за співвідношенням:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_+}{\bar{\rho}} \quad (4.2)$$

Характерною особливістю для повздовжнього і поперечного ефекту магнітоопору, досліджених нами одношарових плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ був немонотонний характер зміни опору в залежності від індукції зовнішнього магнітного поля. На залежностях (рис. 4.1) величини магнітоопору $\Delta R/R(B_c)$ від індукції зовнішнього магнітного поля B фіксуються мінімум для повздовжнього (\parallel) магнітоопору та максимум для поперечного (+) МО. При повторному намагнічуванні плівки без зміни напрямку магнітного поля згадані екстремуми не спостерігається, а електричний опір монотонно зростає або спадає виходячи на насичення. Тобто, для всіх досліджуваних тонкоплівкових зразків сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ як свіжосконденсованих, так і відпалених при різних температурах, характерним є анізотропний магнітоопір (АМО) величиною 0,05 – 0,3 %. Такий характер магнітоопору можна пояснити спін-орбітальною взаємодією [56]. Вона виявляється у перемішуванні d -станів із напрямками спінів «вгору» та обумовлює ймовірність розсіювання спінових станів «вгору» («вниз») і спінових станів «вниз» («вгору»). У сплавах перехідних металів, зокрема, на основі Со, провідність обумовлюють вільні електрони (наприклад електрони із спінами «вгору»). Коли відбувається перемішування спінових станів «вгору» і «вниз», розсіювання цих станів збільшує $\rho\uparrow$. При цьому кількість d -станів на рівні Фермі зменшується і, як наслідок, $\rho\downarrow$ зменшується. Таким чином, внаслідок спін-орбітальної

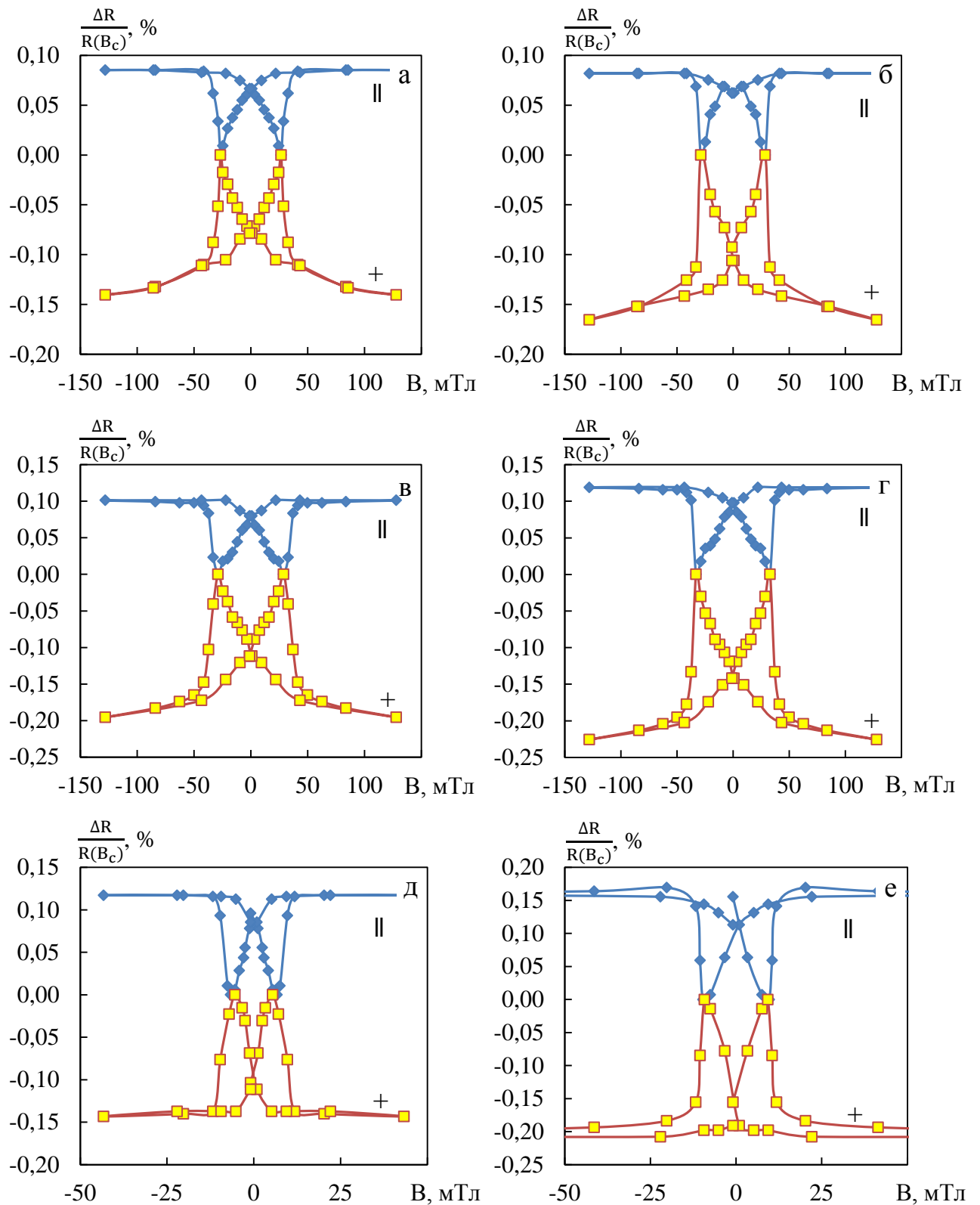


Рис. 4.1. Польові залежності магнітоопору для термостабілізованої за температури 700 К плівки $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\Pi$ ($d = 50$ нм) (а, б – $x \cong 0,8$; в, г – $x \cong 0,5$; д, е – $x \cong 0,2$). Температура вимірювання, К: 300 (а, в, д) і 120 К (б, г, е)

взаємодії, отримуємо:

$$\begin{aligned}\rho_{\uparrow} &= \rho_{0\uparrow} + k\rho_{0\uparrow} \\ \rho_{\downarrow} &= \rho_{0\downarrow} + k\rho_{0\downarrow}\end{aligned}\quad (4.3)$$

де k – константа. Величина k залежить від кута між напрямком струму та намагніченістю, обумовлюючи анізотропний магнітоопір. Слід зауважити, що АМО залежить також від товщини плівки та температури термообробки. При зменшенні температури вимірювання до 120 К загальна картина польових залежностей суттєво не змінюється, відбувається лише незначний зсув піків у сторону сильніших полів. Слід відмітити, що індукція магнітного поля, при якій фіксуються екстремуми на польових залежностях, відповідає коерцитивній силі плівок.

На рис. 4.2 в якості ілюстрації наведені розмірні залежності для повздовжнього та поперечного магнітоопору плівкових сплавів $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$.

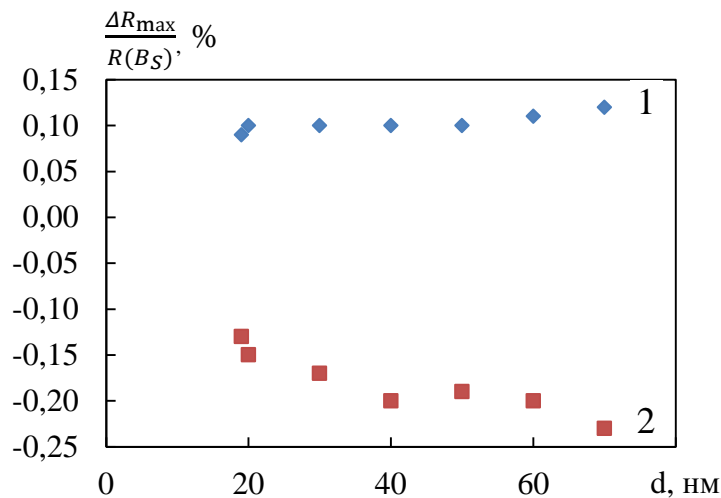


Рис. 4.2. Залежність повздовжнього (1) та поперечного (2) магнітоопору для одношарових плівок сплаву $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$

Як бачимо з рисунка 4.2 розмірні залежності величини МО для відпалених структурно-суцільних плівок ($d > 20$ нм) сплавів $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ мають монотонний характер. Величина повздовжнього і поперечного МО лише збільшується при збільшенні товщини зразків і досягає значення 0,2 % за кімнатної температури при товщині близько 80 нм. Для одношарових плівок з іншої концентрацією компонент розмірні залежності мають аналогічний характер.

4.1.2 Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих тришарових плівок

Вид польових залежностей та величина магнітоопору свіжосконденсованих тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ суттєво залежить від концентрації компонент в шарі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та товщин як прошарку Cu (d_N), так і магнітних шарів (d_F). Проведені дослідження дали можливість установити товщини шарів, при яких фіксується як додатній поздовжній так і від'ємний поперечний магнітоопір (рис. 4.3, 4.4). Відмітимо, що при поздовжній геометрії вимірювання опір збільшується при прикладанні зовнішнього магнітного поля до розмагніченого зразка, а при поперечній – зменшується.

Польові залежності магнітоопору залежно від товщини шарів та вмісту Fe в магнітних шарах можна поділити на два типи: перший – залежності, які відповідають анізотропному магнітоопору (рис. 4.3), другий – залежності, які характерні для ізотропного магнітоопору з наявним гістерезисом та насиченням у відносно слабких магнітних полях ($B_S < 30$ мТл) (рис. 4.4). Проведемо детальний аналіз особливостей залежностей магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля свіжосконденсованих тришарових систем.

Анізотропний характер залежностей магнітоопору від індукції магнітного поля спостерігається для всіх досліджуваних тришарових систем з ефективною товщиною немагнітного шару $d_N = 1 - 3$ нм, незалежно від товщини феромагнітних шарів d_F та вмісту компонент у магнітних шарах. На рис. 4.3 як ілюстрації наведені польові залежності поздовжнього та поперечного магнітоопору для тришарової системи $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з ультратонким прошарком міді ($d_F = 25$ нм, $d_N = 2$ нм) (температура вимірювання $T = 300$ К). Представлені залежності подібні відповідним залежностями для одношарових плівок сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ і є типовими для магнітонеоднорідних матеріалів [126-129].

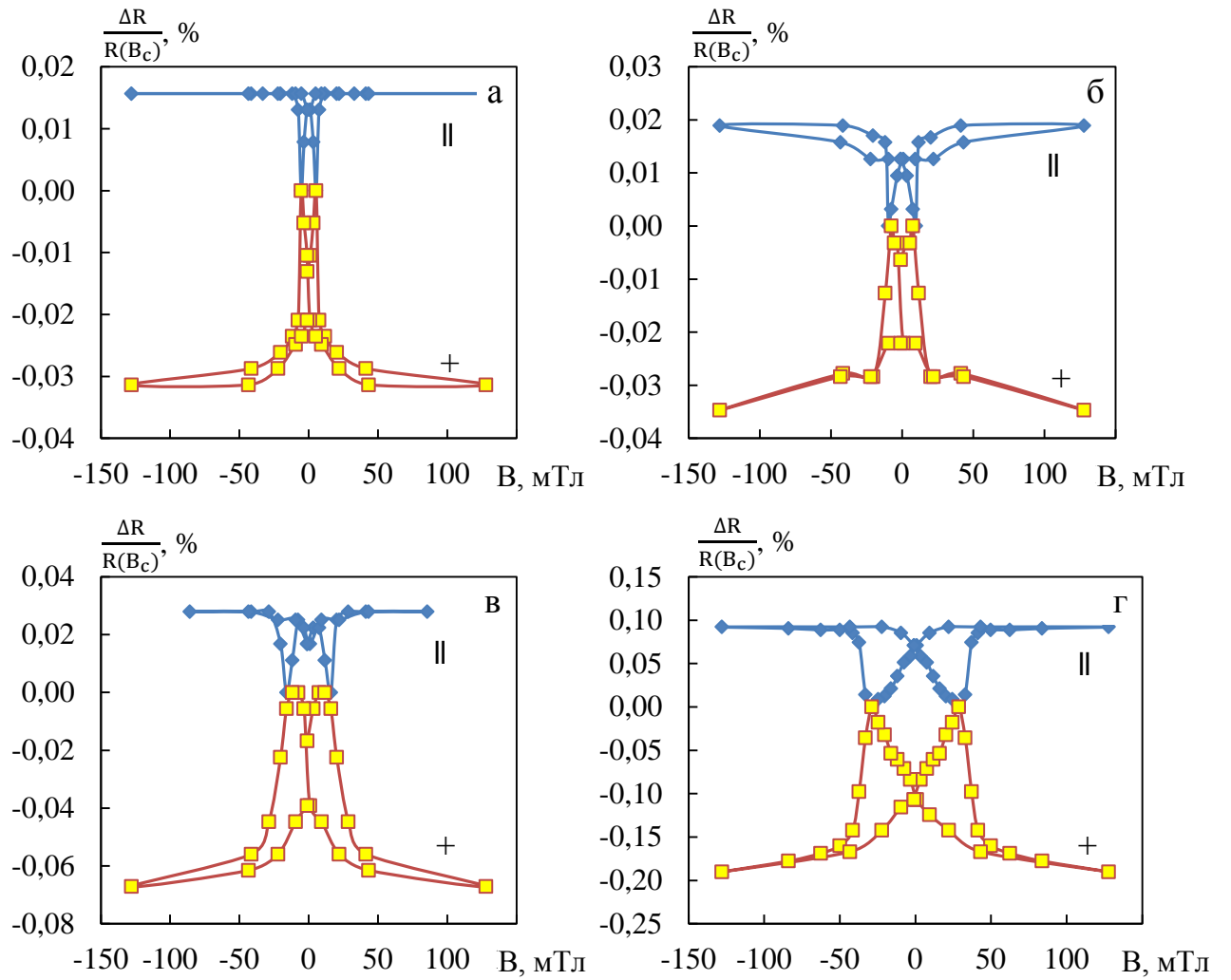


Рис. 4.3. Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих тришарових системи $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з ультратонким прошарком міді ($d_F = 25$ нм, $d_N = 2$ нм) (а – $x \cong 0,2$; б – $x \cong 0,5$; в – $x \cong 0,7$; г – $x \cong 0,8$). Температура вимірювання 300 К

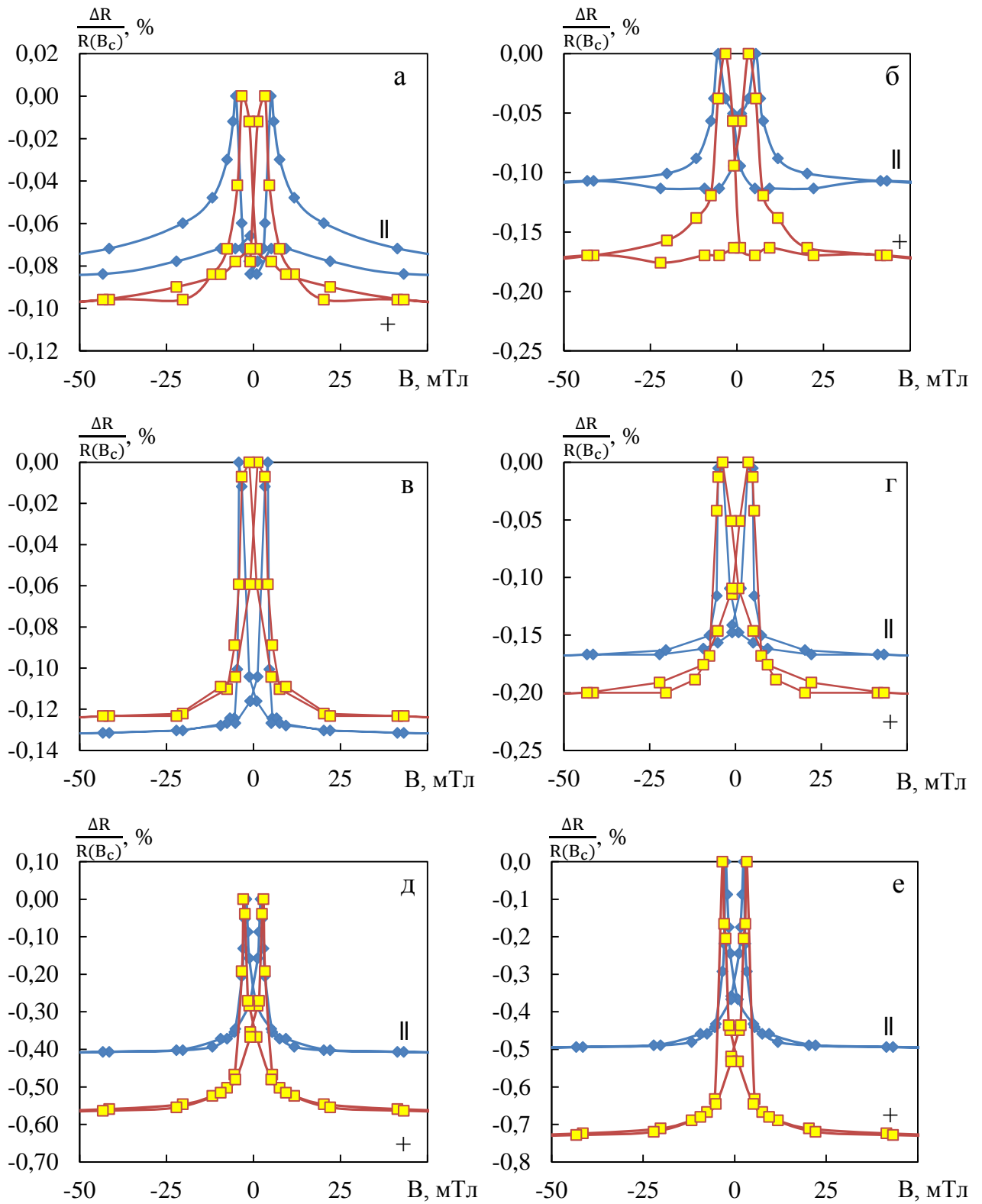


Рис. 4.4. Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих тришарових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($d_F = 30$ нм, $d_N = 7$ нм). (а, б – $x \cong 0,8$; в, г – $x \cong 0,5$; д, е – $x \cong 0,2$). Температура вимірювання, К: 300 (а, в, д) і 120 (б, г, е)

Варто відзначити, що для всіх зразків з анізотропним характером магнітоопору величина МО за кімнатної температури становить 0,1 – 0,3 %. Як показано в роботі [130] наявність АМО за ефективних товщин немагнітного прошарку $d_N = 1 - 3$ нм може бути обумовлена структурною несучільністю шару Cu. У результаті цього реалізується прямий магнітний зв'язок шарів Fe_xCo_{1-x} . Пряма взаємодія ускладнює незалежне перемагнічування шарів і виключає реалізацію спін-залежного розсіювання носіїв заряду. Такі зразки з деяким наближенням можна вважати одношаровими плівками сплаву Fe_xCo_{1-x} з ефективною товщиною $2d_F$. На користь цього твердження говорять експериментальні результати, наведені у роботі [130], де для тришарових зразків на основі кобальту та міді показано, що при ефективній товщині шару міді $d_{Cu} < 2$ нм у плівках доменні межі є межами з перетяжками, як і в одношарових плівках Co. Зафіксовані границі із перетяжками у багатошарових зразках підтверджують існування прямої обмінної взаємодії між феромагнітними шарами через мікроотвори у мідному шарі. Тому такі зразки можна вважати одношаровими плівками товщиною $2d_{Co}$ із наявними острівцями міді на межі поділу магнітних шарів [130,131]. Як і у нашому випадку, для тришарових систем Co/Cu/Co з $d_{Cu} < 2$ нм фіксувалися польові залежності, що відповідають анізотропному магнітоопору.

Зауважимо, що величина анізотропного магнітоопору для невідпалених тришарових зразків $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}/\Pi$ залежить від концентрації компонент у магнітних шарах та їх товщини. У магнітовпорядкованих зразках, магніторезистивний ефект відображає магнітний внесок у розсіювання носіїв заряду, а величина та знак магнітоопору залежить від орієнтації спонтанної намагніченості. Причиною анізотропного магнітоопору у магнітооднорідних матеріалах є спін-орбітальна взаємодія електронів. Також характерною особливістю феромагнітних металів та сплавів є наявність у них магнітного гістерезису [55]. Тому у тришарових плівках на

основі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ із $d_F = 20 - 30$ нм та Cu із $d_N < 3$ нм фіксується магніторезистивний гістерезис при зміні магнітного поля за схемою: $V_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow (-V_{\max}) \rightarrow 0 \rightarrow V_{\max}$. Згідно з [132], причинами магнітного та магніторезистивного гістерезису є затримка зміщення доменних стінок (незворотне зміщення), незворотне обертання спонтанної намагніченості та затримка утворення і росту зародків перемагнічення.

Зовсім інший тип магнітоопору спостерігався для свіжосконденсованих тришарових плівок з товщиною прошарку Cu $d_N = 5 - 15$ нм. Як для повздовжньої, так і для поперечної геометрії вимірювання фіксується негативний магнітоопір.

У зазначених структурах, поміщених у відносно слабке магнітне поле, відбувається перехід від антиферомагнітного впорядкування магнітних моментів до феромагнітного, і як наслідок – відбувається зменшення опору зразка, тобто реалізується ефект ГМО [56]. Причиною появи гігантського магнітоопору є механізм різного розсіювання «міноритарних» та «мажоритарних» електронів (електронів зі спінами, що відрізняються орієнтацією відносно напрямку намагніченості магнітних шарів, які розсіюють електрони). Отже в таких структурах реалізується механізм спин-залежного розсіювання (СЗР) електронів провідності. Для реалізації СЗР носіїв заряду необхідно, щоб їх довжини вільного пробігу λ суттєво відрізнялися для «міноритарних» та «мажоритарних» електронів. У $3d$ -феромагнітних металах, де внаслідок обмінного розщеплювання (зміщення) $3d^+$ – і $3d^-$ зон при $E > E_F$ (E_F – енергія Фермі) виникають різні стани, у які розсіюються електрони із протилежними спінами, і як наслідок, величини розсіяння залежать від напрямку спіну електронів. У результаті «мажоритарні» електрони розсіюються слабо, а «міноритарні» електрони розсіюються сильніше. Центрами розсіювання для таких електронів є дефекти кристалічної структури, межі зерен, магнітні неоднорідності та теплові коливання ґратки. Відношення середніх довжин вільного пробігу $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$ цих

двох груп електронів у багатошарових плівках за даними роботи [133] становить 3 – 15. Описане вище пояснення механізму реалізації ефекту ГМО було наведене в роботі [58]. Авторами роботи [58] було обґрунтовано причини виникнення ефекту ГМО. У роботах [134, 135] показано, що механізм спін-залежного розсіювання електронів провідності реалізується на межах поділу мультишарових плівок та в об'ємі шарів металу.

Зауважимо, у звичайних 3-*d* феромагнітних металах λ_{\uparrow} та λ_{\downarrow} можуть змінюватися у межах від декількох нанометрів до десятків нанометрів (5 – 100 нм), при цьому відношення $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$ може приймати значення від 0,3 до 20 [56]. Важливим також є той факт, що λ_{\uparrow} може бути як більшим за λ_{\downarrow} , так і меншим. Характер цього співвідношення визначається особливостями електронної структури матеріалу.

У роботі [136] показано, що для металевих мультишарових зразків, які складаються з однакових магнітних шарів, магніторезистивне відношення не залежить від розташування розсіюючих центрів. Таке твердження впливає з того, що формули для розрахунку магніторезистивного відношення, були отримані для граничних величин параметрів дзеркальності. Слід зазначити, що у випадку несиметричних зразків магніторезистивне відношення буде залежати від розташування центрів розсіювання носіїв заряду. Так, у випадку, коли основним механізмом спін-залежного розсіювання носіїв заряду є їх розсіювання на межах поділу шарів із проникненням у сусідній шар, то зі збільшенням дзеркальності розсіювання електронів на межі поділу, внаслідок виконання нерівності:

$$P_{jn}^{(n-j)s} + Q_{nj}^{(j-n)s} \leq 1, \quad (4.4)$$

($P_{jn}^{(n-j)s}$ – ймовірність дзеркального розсіювання електронів на інтерфейсах зразка; $Q_{nj}^{(j-n)s}$ – ймовірність проходження носія заряду у сусідній шар металу без розсіювання) збільшення величини P_{jn}^s призводить до зменшення асиметрії спін залежного розсіювання носіїв заряду з проходженням у сусідній шар. У цьому випадку магніторезистивне відношення буде

зменшуватися. Якщо ефект гігантського магнітоопору зумовлений, спін-залежним розсіюванням носіїв заряду на зовнішніх поверхнях, то збільшення P_{jn}^s спричиняє збільшення магніторезистивного відношення, так як у цьому випадку електрон не втрачає інформації про свій спін. Тому, неоднозначності, які виникають при експериментальному дослідженні залежності величини ефекту ГМО від ступеня дзеркальності інтерфейсів, ймовірно, спричинені тим, що, мультишари отримують різними методами і у різних технологічних умовах. Це, відповідно, приводить до різних магніторезистивних відношень ефекту ГМО для однакових систем.

Залежність магніторезистивного відношення від технологічних умов формування мультишарів – це відомий факт [137]. Хоча лише у випадку розташування центрів розсіювання носіїв заряду на межах поділу шарів, збільшення величини P_{jn}^s завжди зменшує величину ефекту ГМО. За умови іншого розташування центрів розсіювання збільшення параметрів дзеркальності приводить до збільшення величини ефекту гігантського магнітоопору.

Також особливістю польових залежностей магнітоопору, у полях, більших за поле насичення, є їх неспівпадіння при відносно малих значеннях МО (менше 1%) (рис. 4.4). При цьому абсолютна величина поперечного магнітоопору більша за величину поздовжнього, що обумовлено впливом анізотропного магнітоопору магнітних шарів на амплітуду ефекту ГМО [138, 139]. Тобто, коли напрямок вектора густини струму \mathbf{j} збігається з напрямком вектора локальної намагніченості $\mathbf{M}(\mathbf{j} \parallel \mathbf{M})$ у магнітних шарах, вплив анізотропії магнітоопору приводить до зменшення амплітуди ефекту ГМО. У випадку, коли зазначені вектори є взаємно перпендикулярні у площині півки ($\mathbf{j} \perp \mathbf{M}$), величина гігантського магнітоопору збільшується.

У таблиці 4.1 наведені величина поздовжнього та поперечного МО, коерцитивна сила B_c і поле насичення B_s свіжосконденсованих зразків.

Таблиця 4.1

Параметри свіжосконденсованих плівок за кімнатної температури

Зразок	d_F , нм	d_N , нм	B_C , мТл	B_S , мТл	$(\Delta R/R(B_C)_{max}$ (//), %	$(\Delta R/R(B_C)_{max}$ (+), %	Примітка
$Fe_{0,1}Co_{0,9}$	40	-	5	12	0,01	-0,015	АМО
$Fe_{0,2}Co_{0,8}$	30	-	5	10	0,01	-0,015	АМО
$Fe_{0,3}Co_{0,7}$	50	-	5	15	0,01	-0,015	АМО
$Fe_{0,4}Co_{0,6}$	40	-	5	12	0,015	-0,02	АМО
$Fe_{0,5}Co_{0,5}$	40	-	5	10	0,015	-0,025	АМО
$Fe_{0,6}Co_{0,4}$	40	-	6	10	0,2	-0,3	АМО
$Fe_{0,7}Co_{0,3}$	40	-	7	12	0,25	-0,3	АМО
$Fe_{0,8}Co_{0,2}$	45	-	8	12	0,003	-0,035	АМО
$Fe_{0,9}Co_{0,1}$	40	-	8	12	0,003	-0,037	АМО
$Fe_{0,1}Co_{0,9}/$ $Cu/Fe_{0,1}Co_{0,9}$	30	5	2	50	-1,3	-1,5	ГМО
	30	7	2	50	-1	-1,2	ГМО
$Fe_{0,2}Co_{0,8}/$ $Cu/Fe_{0,2}Co_{0,8}$	30	5	2,5	12	-0,5	-0,6	ГМО
	30	7	2,5	12	-0,4	-0,5	ГМО
$Fe_{0,3}Co_{0,7}/$ $Cu/Fe_{0,3}Co_{0,7}$	30	5	37	85	-0,35	-0,3	Ознаки ГМО
	30	7	37	85	-0,25	-0,25	Ознаки ГМО
$Fe_{0,4}Co_{0,6}/$ $Cu/Fe_{0,4}Co_{0,6}$	30	5	37	85	-0,3	-0,32	Ознаки ГМО
	30	7	37	85	-0,2	-0,2	Ознаки ГМО
$Fe_{0,5}Co_{0,5}/$ $Cu/Fe_{0,5}Co_{0,5}$	30	5	2	20	-0,25	-0,3	Ознаки ГМО
	30	7	4	20	-0,15	-0,15	Ознаки ГМО
$Fe_{0,6}Co_{0,4}/$ $Cu/Fe_{0,6}Co_{0,4}$	30	5	3,5	20	-0,2	-0,25	Ознаки ГМО
	30	7	2,5	20	-0,13	0,15	Ознаки ГМО
$Fe_{0,7}Co_{0,3}/$ $Cu/Fe_{0,7}Co_{0,3}$	30	5	3,5	20	-0,15	-0,15	Ознаки ГМО
	30	7	2,5	20	-0,1	-0,13	Ознаки ГМО
$Fe_{0,8}Co_{0,2}/$ $Cu/Fe_{0,8}Co_{0,2}$	30	5	10	50	-0,15	-0,2	Ознаки ГМО
	30	7	5	40	-0,1	-0,13	Ознаки ГМО
$Fe_{0,9}Co_{0,1}/$ $Cu/Fe_{0,9}Co_{0,1}$	30	5	10	50	-0,17	-0,2	Ознаки ГМО
	30	7	5	40	-0,12	-0,15	Ознаки ГМО

4.1.3 Вплив термообробки на польові залежності магнітоопору плівкових систем

З літературних джерел відомо (див., наприклад, [118, 56]), що магнітні та магніторезистивні властивості одно- та багатошарових плівок суттєво залежать від фазового та елементного складу, розмірів кристалітів у шарах та їх кристалографічної орієнтації. Тому формування магнітонеоднорідних плівкових матеріалів із потрібними магніторезистивними та магнітними характеристиками може бути реалізовано за рахунок задання технологічних параметрів (швидкість конденсації зразків, температура підкладки, а також умови термообробки зразків). У наших експериментах усі сконденсовані плівки поетапно відпалювались у надвисокому безмасляному вакуумі при температурах (T_b) 400 К, 550 К та 700 К. Тривалість відпалювання за кожної температури складала 15 хв.

Для тришарових плівок експериментально встановлено вплив температури термомагнітної обробки на тип польових залежностей МО. Відмітимо, що надалі будуть наведені експериментальні результати лише для плівкових систем із можливими ізотропними залежностями магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля, обумовлених реалізацією механізму спин-залежного розсіювання носіїв заряду. На рис. 4.5–4.9, у якості ілюстрації, наведені польові залежності ізотропного магнітоопору для зразків, які пройшли термостабілізацію при різних температурах. Після аналізу отриманих залежностей, можна відзначити наступне.

Збільшення величини ізотропного магнітоопору до 1% у тришарових плівках $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ відбувається при їх термообробці за температури 400 К (рис. 4.5б). Це можна пояснити насамперед структурними перетвореннями, які спричиняють необоротне зменшення питомого опору під час першого циклу відпалювання. Характер залежностей магнітоопору від індукції магнітного поля при цьому суттєво не змінюється. Відбувається лише несуттєве зміщення екстремумів на польових залежностях магнітоопору в область більших полів.

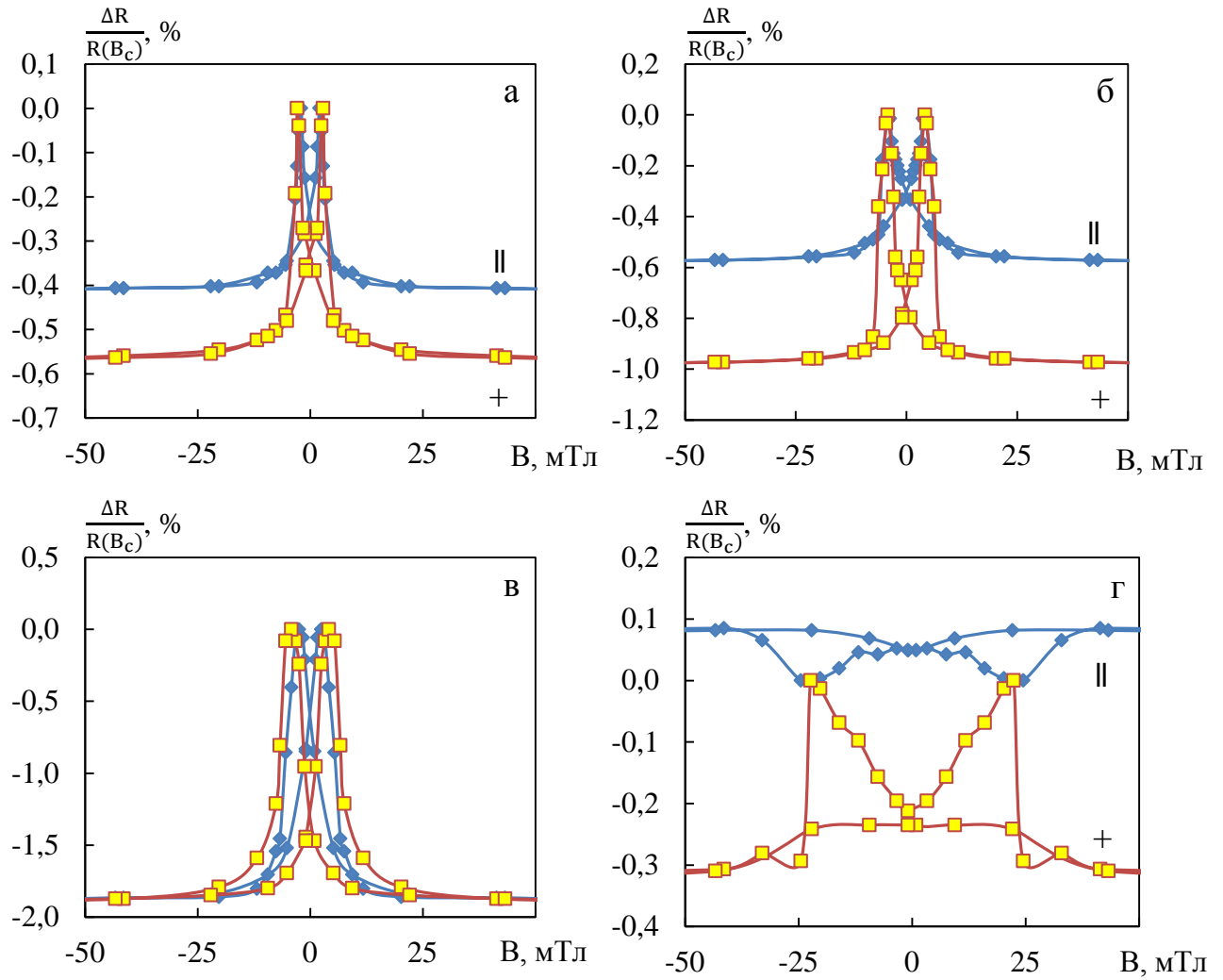


Рис. 4.5. Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих (а) та відпалених за температури 400 (б), 550 (в) та 700 К (г) тришарової системи $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ ($d_{\text{F}} = 30$ нм, $d_{\text{N}} = 7$ нм). Температура вимірювання 300 К

При збільшенні температури термостабілізації до 550 К відбувається подальше збільшення амплітуди ізотропного магнітоопору до 2%. Термообробка тонкоплівкових зразків при $T_b = 700$ К спричиняє зміни характеру магнітоопору з ізотропного на анізотропний (рис. 4.5г).

Слід зауважити, що у зразків, які відпалювалися зразу за температури 700 К (без проміжних температур 400 та 550 К) перехід до анізотропного характеру магнітоопору не відбувається (рис. 4.6). Це, на нашу думку, пов'язано з різною кількістю мікроотворів у немагнітному прошарку, які утворюються при термообробці. Так, якщо навіть товщина прошарку міді у плівках однакова, то результат термообробки може бути різним. Після термообробки безпосередньо при температурі 700 К кількість мікроотворів не досягає критичного значення, яке необхідне для переходу до анізотропного характеру магнітоопору [130].

Зауважимо, що результати аналізу отриманих плівкових систем методом ВІМС показали, що відпалювання тришарових плівок при температурі 700 К як безпосередньо, так із проміжними етапами не приводить до повного перемішування шарів (рис. 3.12). Це підтверджує думку, що в результаті поетапної термообробки при температурах 400, 550 та 700 К збільшується кількість (чи площа) мікроотворів у мідному прошарку. Тому для таких зразків спостерігається поява анізотропного магнітоопору після циклу термобробки. Подібна картина спостерігається для систем з товщиною шарів $d_F = 5 - 15$ нм незалежно від концентрації компонент в магнітних шарах (рис. 4.7). Зовсім по іншому впливає термообробка на вид польових залежностей магнітоопору для плівок $Fe_{0,8}Co_{0,2}/Cu/Fe_{0,8}Co_{0,2}/P$, у яких магнітні шари є відносно тонкими ($d_F = 10 - 20$ нм, $d_{Cu} = 5 - 15$ нм). Для таких зразків магнітоопор є анізотропним уже в вихідному стані (рис. 4.8а). Причиною появи анізотропного характеру МО у таких структурах може бути відсутність структурної суцільності магнітних шарів. Особливо це стосується першого шару, який конденсується на аморфну підкладку. Відпалювання за температури 550 К призводить до появи ізотропного характеру магнітоопору (рис. 4.8б). Це, на нашу думку, обумовлено формуванням гранульованого

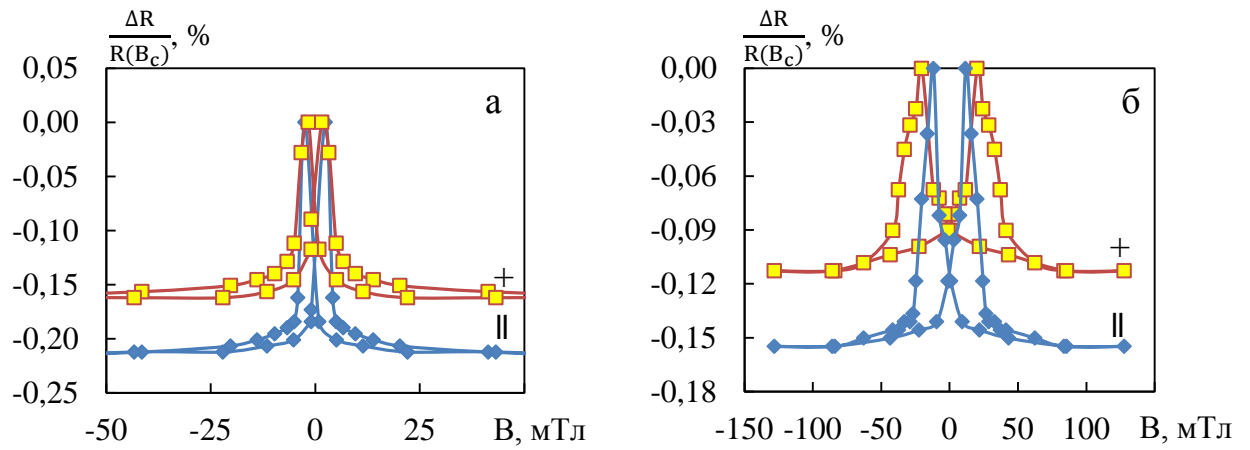


Рис. 4.6. Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих(а) та відалених за температури 700 К (б) тришарової системи $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$ ($d_F = 30$ нм, $d_N = 8$ нм). Температура вимірювання 300 К

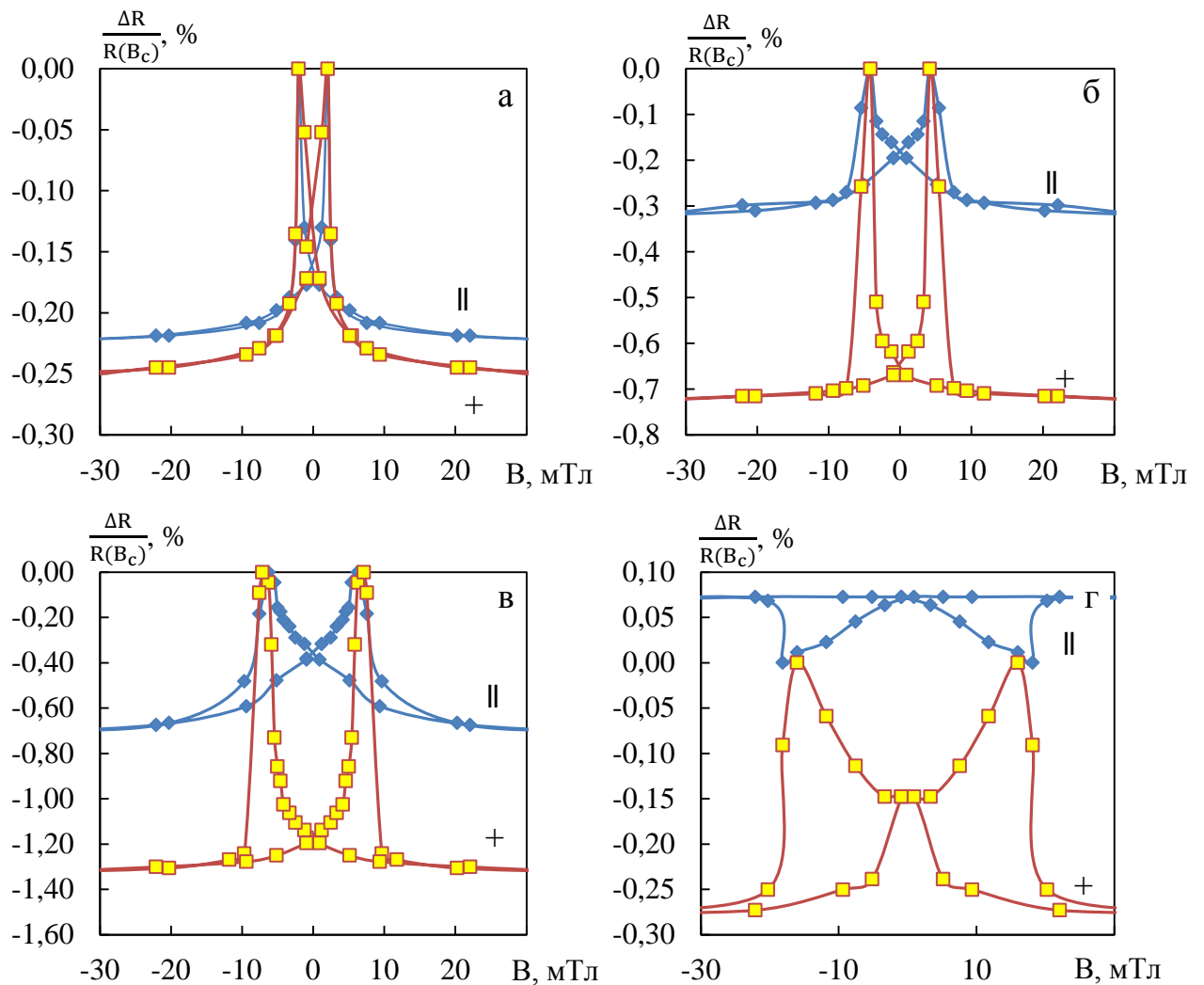


Рис. 4.7. Польові залежності поздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору для свіжосконденсованої (а) та відпаленої за температур 400 (б), 550 (в), та 700 К (г) тришарової плівки $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$, ($d_F = 35$ нм, $d_N = 5$ нм)

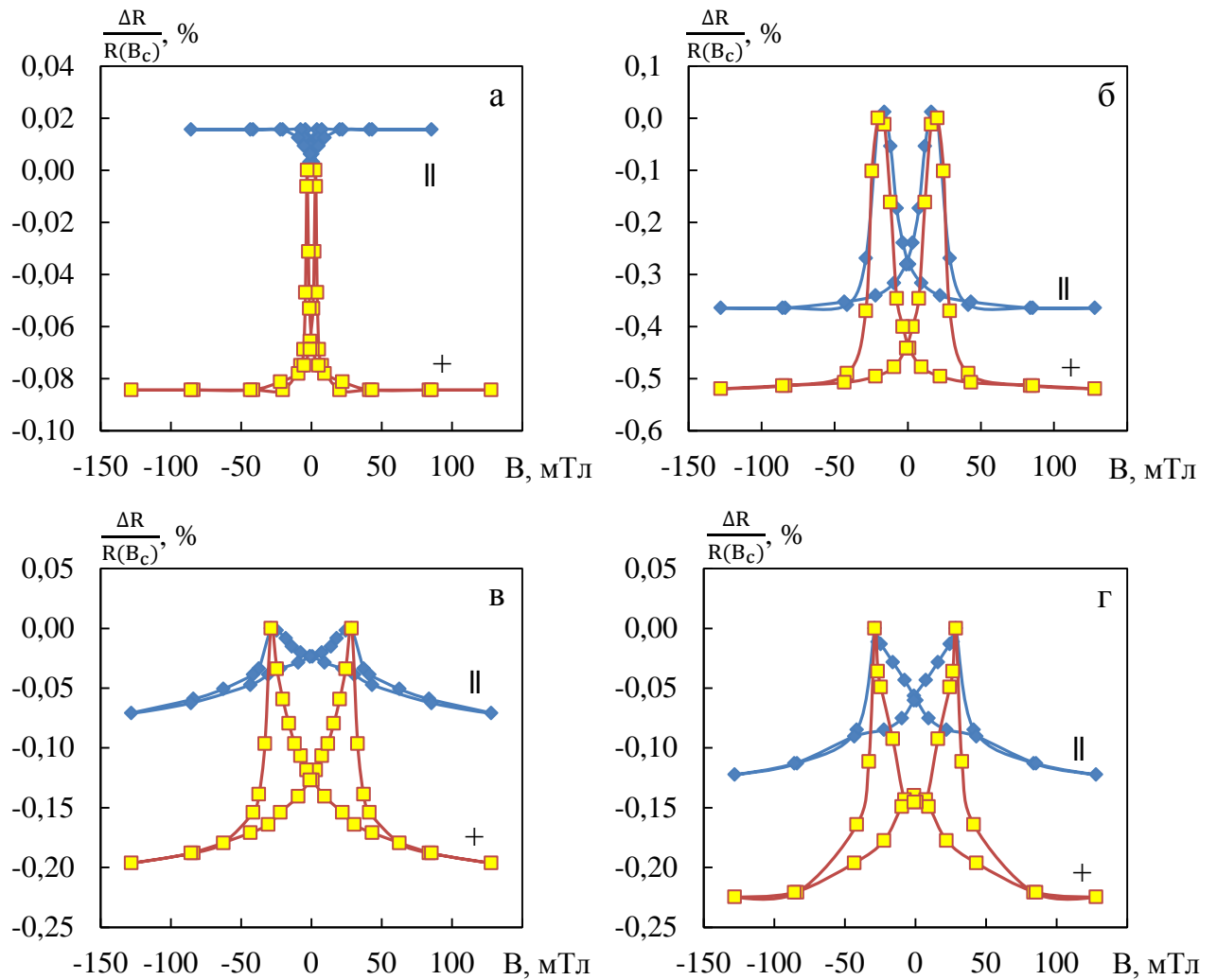


Рис. 4.8. Польові залежності магнітоопору для свіжосконденсованої (а) та відпаленої за температур 550 К (б) і 700 К (в, г) тришарової плівки $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$ ($d_{\text{F}} = 20$ нм, $d_{\text{N}} = 20$ нм) Температура вимірювання, К: 300 (а, б, в) і 120 (г)

сплаву на основі Cu та феромагнітного сплаву $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}$ [140, 141]. Слід відмітити, що перехід від багатошарових плівкових структур до плівок гранульованих сплавів досліджували автори роботи [142]. Методами рентгенографічних досліджень і ядерного магнітного резонансу були досліджені плівки на основі Co та Cu та показано утворення гранульованого сплаву при зменшенні товщини шарів до 1 – 5 нм.

Подальше збільшення температури термообробки до 700 К не спричиняє появи анізотропного магнітоопору, як було у плівок з відносно товстими магнітними шарами (рис. 4.8в). При цьому спостерігається зменшення величини ізотропного магнітоопору в 2 – 3 рази та поява значної різниці між його величинами, отриманими при поздовжній та поперечній геометріях вимірювання. Причиною різної величини поздовжнього та поперечного магнітоопору є вплив анізотропного магнітоопору феромагнітної компоненти. Зменшення температури вимірювання до 120 К суттєво не впливає на форму польових залежностей, а лише приводить до зростання величини ізотропного МО у 1,2 – 1,8 рази.

Слід відмітити, що для всіх досліджуваних тришарових зразків $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}$ з товщиною шарів $d_F = 20 - 40$ нм, $d_N = 5 - 10$ нм (як невідпалених, так і відпалених при різних температурах) фіксується лише ізотропні польові залежності МО (рис 4.9). Зниження температури вимірювання не приводить до зміни характеру польових залежностей (рис. 4.9б, г). У температурну залежність величини ГМО основними є внески магнітного розсіювання та непружного фонного розсіювання. Вони і відповідають за збільшення ізотропного магнітоопору при зменшенні температури вимірювання [56].

4.1.4 Результати дослідження впливу умов термообробки на величину магнітоопору

Як уже зазначалось магнітні та магніторезистивні властивості одно- та багатошарових плівок залежать від структурного, фазового стану та

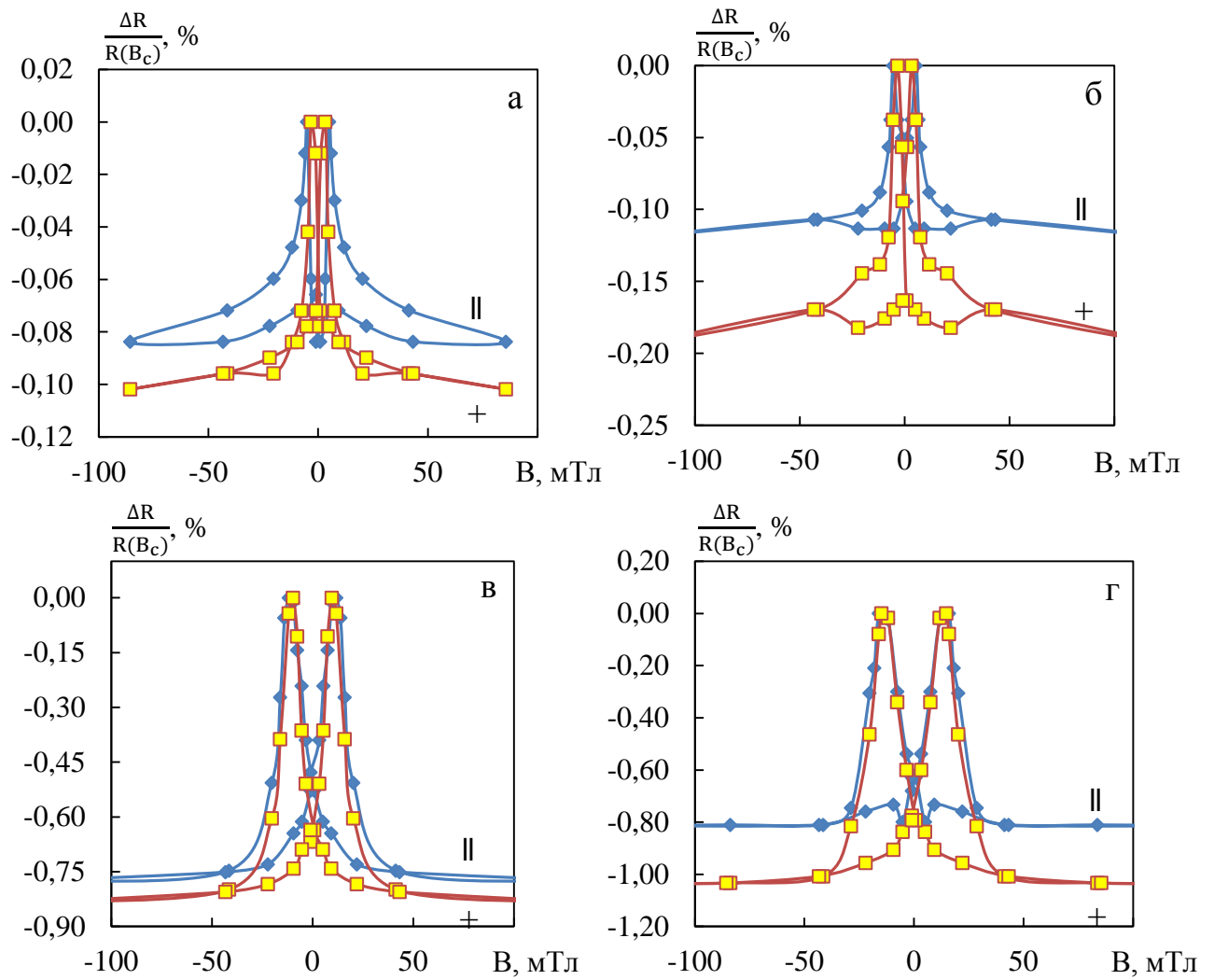


Рис. 4.9. Польові залежності магнітоопору для свіжосконденсованої (а, б) та відпаленої за температури 550 К (в, г) тришарової плівки $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$ ($d_{\text{F}} = 35$ нм, $d_{\text{N}} = 10$ нм). Температура вимірювання, К: 300 (а, в) і 120 (б, г)

елементного складу, які в свою чергу визначаються, в тому числі, і умовами термообробки. Також термічна обробка є ефективним засобом впливу на мікроструктуру [141]. У наших експериментах усі отримані плівки були піддані термообробці при різних температурах T_v в умовах надвисокого вакууму. Тривалість відпалювання при кожній температурі складала 15 хв.

Розглянемо детальніше особливості впливу температури відпалювання на величину анізотропного магнітоопору для одношарових плівок сплаву Fe_xCo_{1-x} та ізотропного магнітоопору тришарових плівок $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$. На рис. 4.10 показаний вплив температури відпалювання на питомий опір та магнітоопір одношарових зразків. Як видно з рисунка 4.10а, зменшення питомого опору в 4–5 рази відбувається при відпалюванні зразків за температури 700 К. Необоротне зменшення опору в процесі термообробки, на нашу думку, має такі ж причини, як і у випадку інших плівкових сплавів, отриманих в аналогічних умовах. У той же час амплітуда анізотропного магнітоопору зростає в 4–5 рази (рис. 4.10б). Таке необоротне зменшення питомого опору та зростання величини магнітоопору вказують на те, що причини, які їх обумовлюють, мають однакову природу.

Розглянемо більш детально особливості впливу умов термообробки на амплітуду ізотропного магнітоопору для тришарових плівок. Як бачимо з даних наведених на рис. 4.11, при відносно великих товщинах шарів ($d_F = 30 - 35$ нм, $d_N = 5 - 10$ нм) залежності подібні та носять не монотонний характер. Максимальне значення ГМО спостерігається після термообробки при температурі 550 К. Збільшення величини ізотропного МО після відпалювання за температури 400 та 550 К обумовлено удосконаленням кристалічної структури шарів та оптимізацією шорскостей інтерфейсів. Також, як відзначають автори [137, 143], у цьому випадку не виключено, що окрім згаданих вище причин на поведінку амплітуди ГМО тришарових систем також впливає механізм розсіювання носіїв заряду на межах зерен. Встановлено, що зі збільшенням температури термообробки збільшується

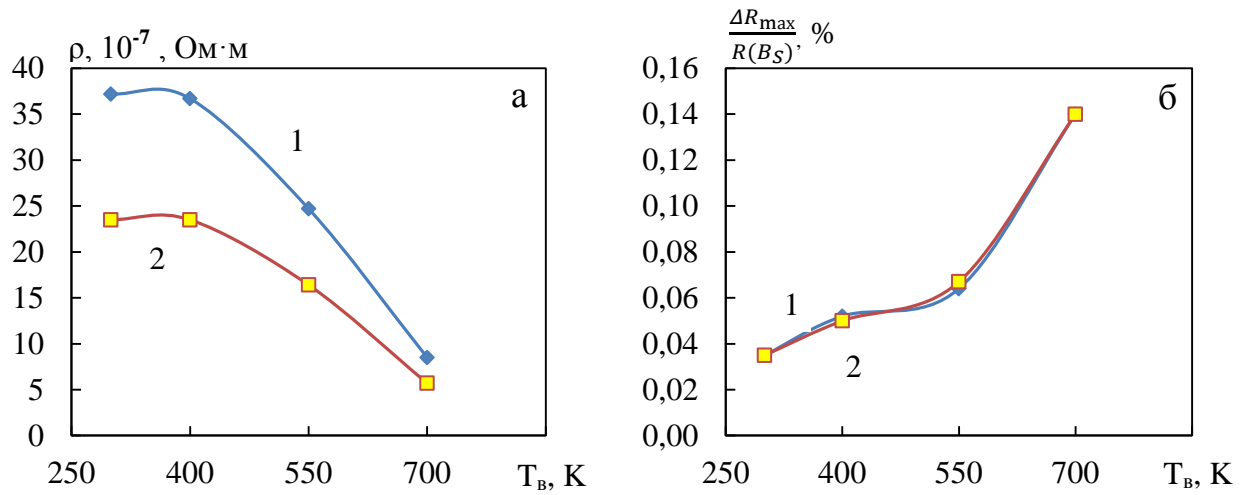


Рис. 4.10. Залежності питомого опору ρ (а) та магнітоопору (б) від температури відпалювання для плівкового сплаву $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Pi}$. Загальна товщина, нм: 30(1) і 50(2)

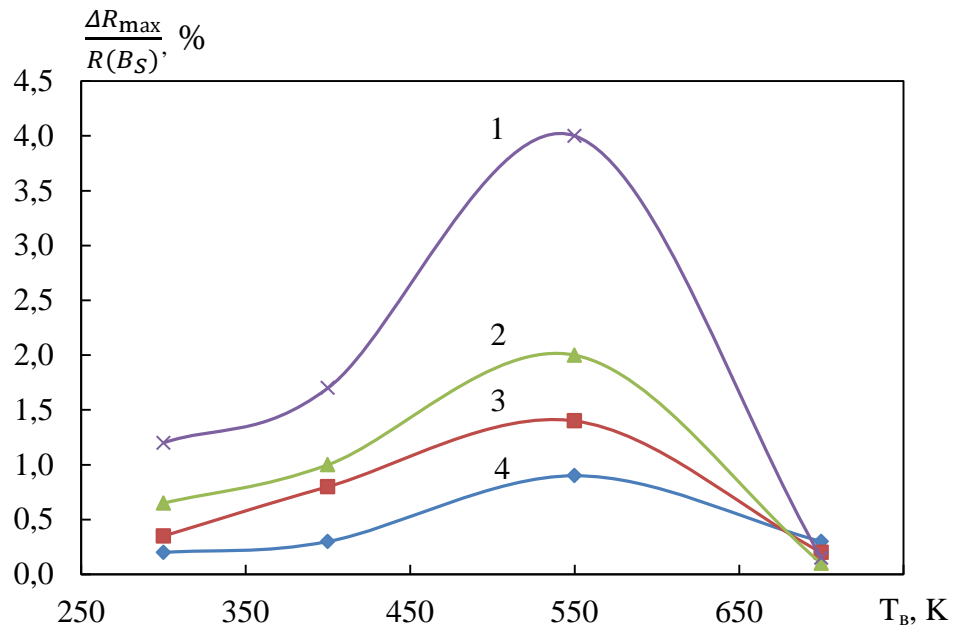


Рис. 4.11. Залежність магнітоопору від температури відпалювання для тришарових плівкових систем $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ (1) та $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ (2-4) з товщиною шарів $d_F = 30$ нм, $d_N = 5$ нм (2 – $x \approx 0,2$; 3 – $x \approx 0,5$; 4 – $x \approx 0,8$)

глибина проникнення атомів по межах зерен з немагнітного прошарку в об'єм магнітних шарів, що посилює вплив спін-залежного розсіювання на межах зерен зразків. У роботі [144] показано, що відпалювання посилює процеси дифузії і приводить до появи вакансій в об'ємі шарів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$, що також є причиною незначного збільшення амплітуди гігантського магнітоопору, так як зростає потік спін-поляризованих носіїв заряду, які рухаються до інтерфейсів. Причиною зменшення амплітуди ГМО та появи анізотропії магнітоопору після термостабілізації при температурі 700 К, як уже зазначалось вище, є порушення структурної суцільності як магнітних так і немагнітних шарів. Хоча варто відмітити, що безпосередня термообробка при температурі 700 К не приводить до зменшення амплітуди ГМО.

Деяким іншим є вплив умов термообробки на амплітуду магнітоопору для тришарових систем з відносно тонкими магнітними шарами ($d_F = 10 - 20$ нм, $d_{Cu} = 5 - 15$ нм) (рис. 4.12). Як уже відмічалось особливістю таких зразків є анізотропний характер магнітоопору безпосередньо після їх конденсації (рис. 4.8a). Після відпалювання при температурі 550 К фіксується поява ізотропних польових залежностей магнітоопору. Поява ізотропного магнітоопору супроводжується і збільшенням його величини до 0,6% (рис. 4.12, крива 2). Подальше підвищення температури термообробки до 700 К приводить до зменшення величини ізотропного магнітоопору в 2 – 3 рази та виникнення суттєвої різниці між його амплітудами, отриманими при поздовжній та поперечній геометріях вимірювання. Зниження температури вимірювання до 120 К практично не впливає на вид залежностей магнітоопору від індукції магнітного поля. Фіксується лише збільшення амплітуди ізотропного МО у 1,2 – 1,8 рази.

4.1.5 Концентраційні та розмірні ефекти в ізотропному магнітоопорі [145]

На рис. 4.13 подані залежності амплітуди ГМО від вмісту Со в шарах $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$. Аналіз цих залежностей для свіжосконденсованих плівок та

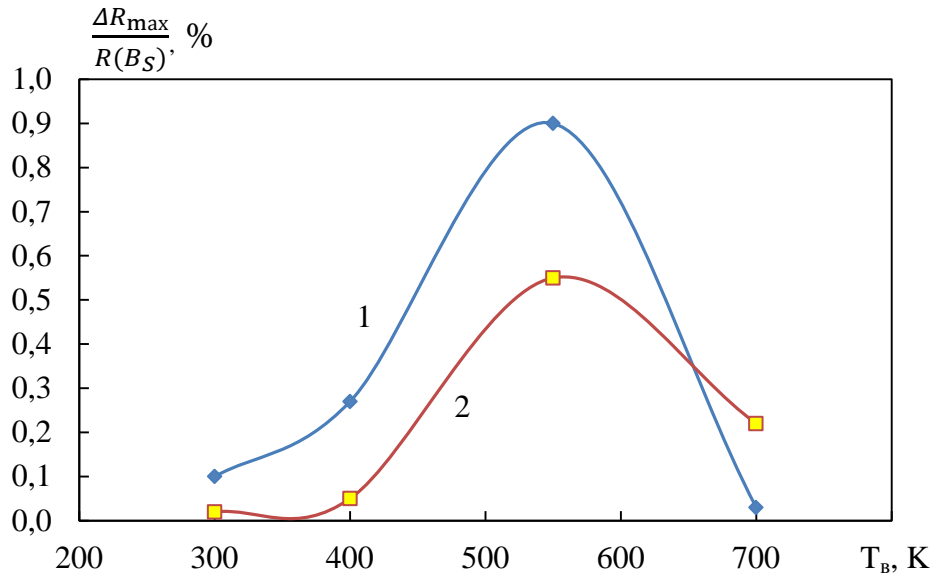


Рис. 4.12. Залежність величини магнітоопору від температури відпалювання для тришарових плівок $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$ (1 – $d_F = 35$ нм, $d_N = 10$ нм, 2 – $d_F = 20$ нм, $d_N = 5$ нм). Температура вимірювання 300 К

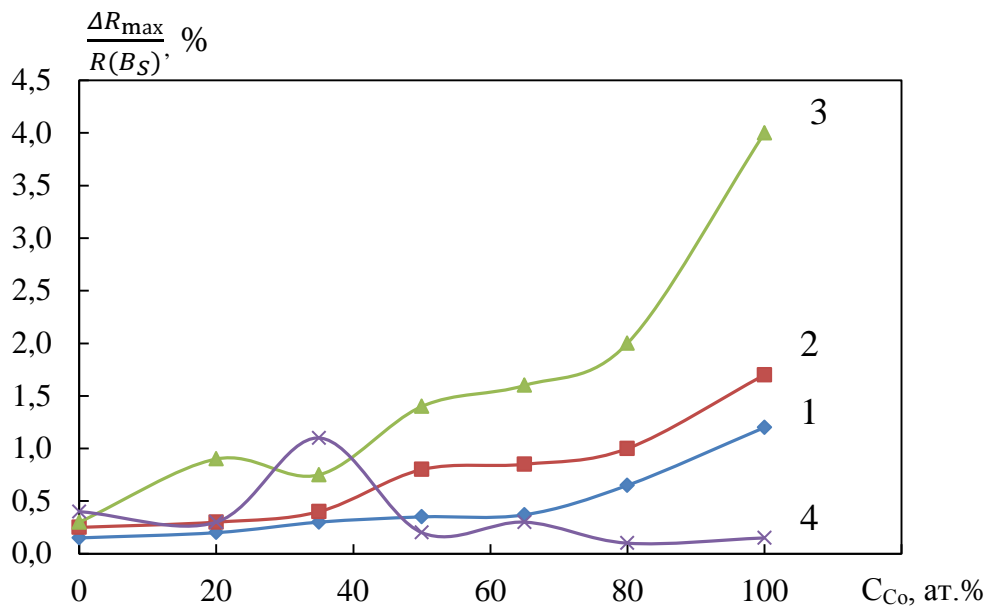


Рис. 4.13. Залежність магнітоопору від концентрації кобальту в магнітних шарах для плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з товщиною шарів $d_F = 30$ нм, $d_N = 5$ нм (1 – у свіжосконденсованому стані, 2 – після відпалювання за температури 400 К, 3 – $T_B = 550$ К, 4 – $T_B = 700$ К)

відпалених за температур 400 і 550 К говорить про їх монотонний характер. Величина ізотропного МО лише зростає при збільшенні вмісту Со в магнітних шарах. Слід відмітити, що на концентраційних залежностях при концентрації близько 80 – 90 ат.% Со спостерігається суттєве зростання величини ізотропного магнітоопору. Максимальне значення ізотропного МО досягає 4% за кімнатної температури для плівок Со/Cu/Со/П відпалених при температурах 550 К. Для плівок відпалених при температурах 700 К (рис. 4.13, крива 4) на концентраційній залежності фіксується максимум, обумовлений руйнуванням структурної суцільності немагнітного прошарку і, як наслідок, ослаблення ролі спін-залежного розсіювання носіїв заряду [130].

Отримання залежностей амплітуди ізотропного магнітоопору від товщини мідного прошарку для багатошарових систем є важливим етапом для забезпечення доброї відтворюваності результатів, які дають можливість вивчати фізичні процеси. За результатами дослідження магнітоопору серій тришарових плівок була встановлена залежність амплітуди ГМО від товщини прошарку Cu.

На рис. 4.14б як ілюстрація наведені залежності амплітуди ГМО від товщини мідного прошарку для свіжосконденсованих та термостабілізованих при температурах 400 та 550 К тришарових систем $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ з різним вмістом компонент у магнітних шарах. З наведених даних випливає, що максимальна амплітуда ГМО фіксується при ефективних товщинах немагнітного прошарку $d_N = 3 - 8$ нм, залежно від концентрації компонент у магнітних шарах.

Також слід відмітити, що ефективна товщина прошарку за якої спостерігається максимальна величина ГМО залежить від умов термообробки. Мінімальні ефективні товщини шару міді, при яких фіксуються ізотропні залежності магнітоопору від індукції магнітного поля, складають $d_N = 3 - 4$ нм для свіжосконденсованих зразків. На нашу думку збільшення температури відпалювання обумовлює збільшення мінімальної

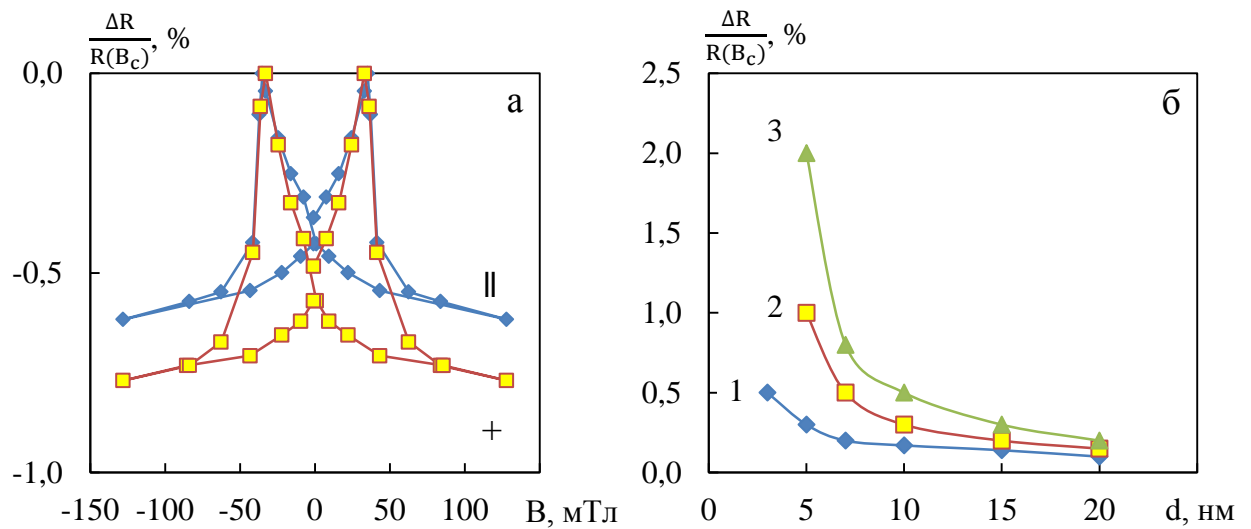


Рис. 4.14. Залежності поздовжнього (//) та поперечного (+) магнітоопору (а) та розмірні (б) залежності ізоотропного магнітоопору для свіжосконденсованих (1) та відпалених за температури 400 К (2) і 550 К (3) плівок $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$ (а – $d_F = 20$ нм та $d_N = 5$ нм; б – $d_F = 20$ нм)

товщини прошарку до 10 нм, за якої спостерігаються ізоотропні залежності магнітоопору від індукції магнітного поля в наслідок збільшення ширини меж поділу між шарами. Анізотропний магнітоопір при малих ефективних товщинах немагнітного прошарку обумовлений його структурною несучільністю. Максимальна величина ізоотропного магнітоопору за кімнатної температури (3,5 %) фіксується для плівок $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$ з $d_N \cong 7$ нм, після відпалювання при температурі 550 К. Подальше збільшення товщини шарів міді приводить до зменшення величини магнітоопору, обумовленого розсіювання носіїв заряду у їх об'ємі. Осциляції залежностей амплітуди ГМО від товщини немагнітного прошарку не фіксувалися. Причиною цього були великі ефективні товщини шарів Cu, в результаті чого обмінна взаємодія між магнітними шарами була практично відсутня. Хоча, слід зауважити, що у надрешітках магнітні шари і немагнітний прошарок мають спільну систему електронів провідності, при цьому виникає непряма обмінна взаємодія між сусідніми феромагнітними шарами, яка є проявом

взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуя-Іосіди (РККІ) для відповідної структури. Така взаємодія виявляється осцилюючою функцією товщини прошарку і може набувати як антиферомагнітного, так і феромагнітного характеру. Як результат, магнітоопір є осцилюючою функцією товщини прошарку, амплітуда осциляцій якого співпадає зі збільшенням d_N .

РККІ взаємодія – це непряма обмінна взаємодія між локалізованими магнітними моментами, які знаходяться в немагнітній провідній матриці. Зі збільшенням відстані між магнітними моментами амплітуда осциляції спадає. Період осциляції $\lambda_F = \pi/k_F$ (k_F хвильовий вектор Фермі немагнітної матриці) визначається особливостями поверхні Фермі немагнітної матриці і зазвичай складає один або декілька ангстрем [56].

4.1.6 Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок

Були проведені дослідження магніторезистивного ефекту тришарових плівок за різних температур у температурному інтервалі 120 – 400 К. На рис. 4.15 як ілюстрація наведені температурні залежності амплітуди ГМО для свіжосконденсованих та термостабілізованих за температури 550 К зразків $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з різною концентрацією Со у шарах $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$.

Як видно з рисунка 4.15 величина ізотропного магнітоопору зменшується з підвищенням температури. Як правило магнітоопір зменшується у 1,2 – 1,5 рази при зміні температури від 120 до 300 К. Величина ізотропного магнітоопору зменшується практично лінійно з ростом температури.

Виділяють два основних вклади в температурну залежність амплітуди ГМО: непружне розсіювання фононів та магнітне розсіювання. Фононне розсіювання не впливає на спін електронів [56]. Однак, воно є спін-залежним внаслідок того, що густина електронних станів на рівні Фермі є різною для мажоритарної і міноритарної підзон. Фононне розсіювання скорочує довжину вільного пробігу, особливо, у прошарку. Це зменшує потік

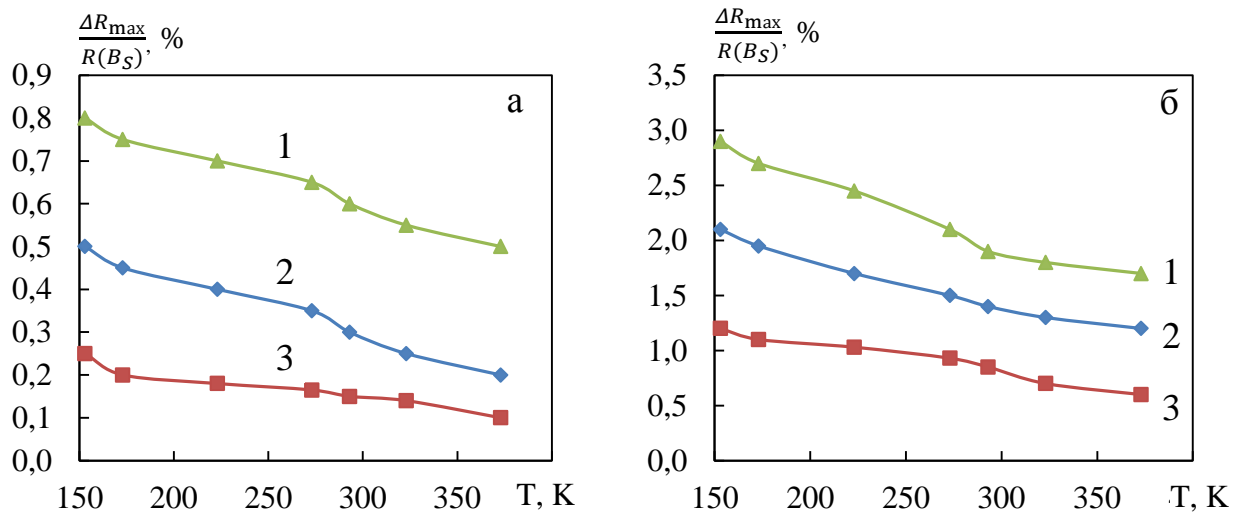


Рис. 4.15. Температурні залежності ізотропного магнітоопору для свіжосконднсованих (а) та відпалених за температури 550 К тришарових структур $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ (1 – $x \cong 0,2$, $d_F = 20$ нм та $d_N = 5$ нм; 2 – $x \cong 0,5$; $d_F = 20$ нм та $d_N = 4$ нм; 3 – $x \cong 0,8$, $d_F = 20$ нм та $d_N = 4$ нм)

електронів між феромагнітними шарами, що приводить до зменшення ГМО.

Однак, лише впливом фононного розсіювання неможливо пояснити сильну зміну ГМО. Згідно літературних джерел [56] в температурному інтервалі від 4 до 300 К ГМО може змінюватися в 2 – 3 рази. Так, зменшення довжини вільного пробігу в мідному прошарку товщиною 2,5 нм з 30 до 20 нм, приводить тільки до невеликої зміни амплітуди ГМО (близько 10 %). Температурними змінами довжини вільного пробігу в інших шарах можна пояснити зміни ГМО на 10 – 20 %. Отже, мають бути і інші внески у термічно залежне зменшення ГМО [56].

Внесок магнотного розсіювання при 300 К залежить від того, наскільки сильно температура Кюрі магнітного елемента відрізняється від кімнатної температури. Для Со або сплавів $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x$ ($0 < x < 0,3$) ($T_{C(\text{Co})} = 1388$ К, $T_{C(\text{Fe})} = 1044$ К), концентрація магніонів при $T = 300$ К залишається відносно низькою. Навпаки, наприклад, для пермалою $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ($T_{C(\text{Py})} = 595$ К) магнотне розсіювання є переважаючим.

Магнотне розсіювання спричинює переворот спіну електронів провідності, що призводить до змішування між двома каналами спінового

струму. Воно також може відігравати важливу роль в інтерфейсних областях. За наявності шорсткості поверхні і взаємодифузії в інтерфейсній зоні може виникати значне послаблення константи обмінної взаємодії, а, отже, і інтерфейсної спінової поляризації. Результатом цього є ослаблення ГМО.

4.2 Узагальнення та обговорення експериментальних результатів

4.2.1 Чутливість плівкових зразків до магнітного поля

Досвід показує, що для більшості тонкоплівкових матеріалів, навіть з ГМО, не можна значною мірою підвищити чутливість ефекту до магнітного поля, бо порівняно великі значення МО у таких матеріалах досягаються в досить сильному магнітному полі. Наприклад, величина амплітуди ГМО багат шарової плівки Co/Cu близько 60 % – реалізується в магнітному полі напруженістю близько 160 кА/м [23]. Чутливість виготовленого із такого матеріалу магніторезистивного елемента не більше за $4 \cdot 10^{-4}$ %/А/м, що на порядок менше, ніж для традиційних магніторезистивних елементів. Оскільки чутливість багат шарових систем істотно збільшується при зменшенні антиферромагнітної взаємодії між магнітними шарами, то існує значна кількість різних способів послаблення антиферромагнітної взаємодії. Найбільш простий із них реалізується за рахунок збільшення товщини немагнітного прошарку. Так, при товщині близько 2,1 нм, (другий антиферромагнітний максимум) напруженість магнітного поля насичення для багат шарових зразків Co/Cu зменшується до 40 кА/м, тобто у 4 рази. Відповідно у стільки ж разів підвищиться і чутливість.

При виборі плівкової системи в якості елементної бази мікроелектроніки важливу роль, крім МО, відіграє ще й величина поля насичення B_S . Найменші значення B_S досягаються в спін-вентильних структурах за рахунок різниці величини коерцитивної сили магнітних шарів, різної товщини шарів або виготовленням з шарів різних матеріалів [146]. На величину поля насичення плівкових зразків значною мірою впливає термообробка – потрібно

враховувати зміну МО при відпалюванні, яка може бути також досить значною. Тому в роботах, присвячених застосуванню ГМО-структур у сенсорній техніці (див., наприклад [143, 146]) вводиться поняття чутливості S_B плівкової системи до магнітного поля, максимальне значення якої визначається за формулою:

$$S_B = (\Delta R/R(B_c))_{max} / \Delta B, \quad (4.5)$$

де $(\Delta R/R(B_c))_{max}$ – максимальне значення магнітоопору;

ΔB – зміна магнітної індукції при зміні магнітного поля від насичення B_s (або максимальної величини) до розмагнічування B_c , величина якого фактично рівна $\Delta B = B_s + B_c$ (рис. 4.17).

Величина S_B вимірюється в %/Тл (або %/кА/м) і дає уявлення про співвідношення МО і поля насичення. Типовими значеннями чутливості є (1 – 10) %/Тл.

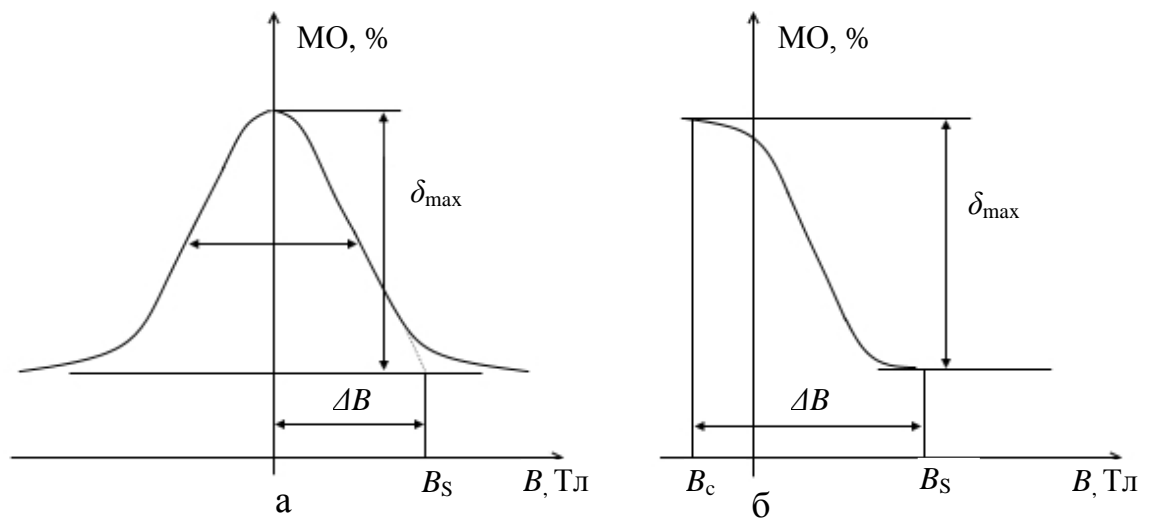


Рис. 4.17. Схема визначення чутливості до МО поля для випадку магніторезистивної залежності без (а) і з гістерезисом (б) [143]

Основною перевагою досліджуваних систем є низькі поля насичення і, як наслідок, висока чутливість до зміни магнітного поля, що є важливим під час використання спін-вентильних структур у пристроях для запису і зчитування інформації. Так, для систем $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ із $C_{Fe} \leq 50\%$ поля

насичення складають величину до 20 мТл, що і забезпечує чутливість $S_B = (50 - 70) \text{ \%}/\text{Тл}$. Для структур з із $C_{Fe} \geq 50 \text{ \%}$ поля насичення складають величину до 50 мТл, що зумовлює зменшення чутливості $S_B = (5 - 10) \text{ \%}/\text{Тл}$.

Дані про чутливість систем досліджених в рамках цієї роботи наведені в таблиці 4.3.

Таблиця 4.3

Чутливість до магнітного поля S_B плівкових зразків у невідпаленому та відпаленому за різних температур станах

Зразок	d_F , нм	d_N , нм	S_B , \%/Тл		
			300 К	400 К	550 К
$Fe_{10}Co_{90}/Cu/Fe_{10}Co_{90}$	30	5	35	40	80
$Fe_{20}Co_{80}/Cu/Fe_{20}Co_{80}$	30	5	15	25	50
$Fe_{30}Co_{70}/Cu/Fe_{30}Co_{70}$	30	5	10	15	45
$Fe_{40}Co_{60}/Cu/Fe_{40}Co_{60}$	30	5	8	10	40
$Fe_{50}Co_{50}/Cu/Fe_{50}Co_{50}$	30	5	8	10	25
$Fe_{60}Co_{40}/Cu/Fe_{60}Co_{40}$	30	5	5	8	15
$Fe_{70}Co_{30}/Cu/Fe_{70}Co_{30}$	30	5	3	5	10
$Fe_{80}Co_{20}/Cu/Fe_{80}Co_{20}$	30	5	3	5	8
$Fe_{90}Co_{10}/Cu/Fe_{90}Co_{10}$	30	5	3	5	5

Як підсумок зазначимо, що відносно великі значення S_B у плівкових системах структурах з $C_{Co} \geq 50 \text{ \%}$ спостерігаються завдяки малим полям насичення B_S та відносно великим значенням магнітоопору (2 – 4 \%).

4.2.2 Аналіз можливостей використання структур спін-вентильного типу як функціональних елементів

З літературного огляду [1,4,6,76] та власних досліджень можна констатувати, що наноструктури спін-вентельного типу на основі досліджуваного сплаву мають цікаві функціональні магнітні характеристики,

які змінюються в залежності від умов отримання, хімічного складу, товщини шарів та методів осадження. Наноструктури, які виготовляються при ретельно контрольованих умовах, мають малі розміри і ефекти ГМО при відносно малих магнітних полях, і, також, високу чутливість до магнітного поля і часову термостабільність. Вони можуть бути використані у виробництві різноманітних пристроїв, таких як жорсткі диски для комп'ютерів, датчики магнітного поля для автомобілів, спінтроніки для магнітної пам'яті тощо.

Проведемо аналіз можливостей використання досліджуваних структур за величиною магніторезистивного ефекту. Максимальні значення величини магнітоопору (близько 4% за кімнатної температури) були отримані для тришарових структур $\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,1}\text{Co}_{0,9}$ термостабілізованих за температури 550 К. Слід зазначити, що при збільшенні концентрації заліза були отримані менші значення величини МО (близько 2%). Такі тришарові структури мають низькі поля насичення, отже, високу чутливість до магнітного поля, що є важливим для їх використання у пристроях для запису і зчитування інформації.

З аналізу експериментальних результатів можна указати, що перевагою плівкових структур на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu є досить велика часова та температурна стабільність властивостей. Це дозволяє рекомендувати при виготовленні магніторезистивних елементів такий етап технологічного процесу, як термостабілізаційне відпалювання у вакуумі за температури 550 та 700 К безпосередньо після конденсації плівок.

Отже, використання матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів, таких як тришарові плівки $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ у якості чутливих елементів приладів різного функціонального призначення та матеріалів для запису та зберігання інформації у сучасних дисководах з технологією перпендикулярного магнітного запису, може стати перспективним напрямом спінтроніки.

Висновки до розділу 4

1. Для плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ в усьому діапазоні концентрацій характерний анізотропний магнітоопір незалежно від температури відпалювання. Для тришарових свіжосконденсованих плівкових систем $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ при $d_F = 30 - 40$ нм та $d_N = 5 - 10$ нм фіксуються ізотропні польові залежності як наслідок реалізації спін-залежного розсіювання електронів. Максимальне значення ізотропного МО (0,7 %) за кімнатної температури спостерігається для плівок із $C_{\text{Fe}} = 10 - 20$ ат. %.
2. Термообробка зразків незалежно від вмісту компонент та з $d_F = 30 - 40$ нм, $d_N = 5 - 15$ нм за температури 400, 550 К призводить до збільшення ізотропного МО. Термообробка зразків за температури 700 К призводить лише до зменшення ізотропного МО та появи анізотропного характеру магнітоопору. При безпосередньому (без проміжних температур) відпалюванні до 700 К зазначений перехід не спостерігається.
3. Для структур з концентрацією Fe 80 – 90 ат. % та відносно тонкими магнітними шарами ($d_F = 10 - 20$ нм $d_{\text{Cu}} = 5 - 15$ нм) спостерігається анізотропний характер магнітоопору в вихідному стані. Відпалювання за температури 550 К призводить до появи ізотропного магнітоопору, що обумовлено формуванням гранульованого сплаву на основі Cu та феромагнітного сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,8 - 0,9$).
4. Для всіх досліджуваних як свіжосконденсованих, так і відпалених при різних температурах зразків з ізотропним характером магнітоопору фіксується тільки збільшення величини МО у 1,2 – 1,5 при зниженні температури від 300 до 120 К, що обумовлено магнетонним та непружним фонним розсіюванням електронів провідності.
5. Отримані експериментальні результати свідчать про можливість застосування поетапного відпалювання у вакуумі до температури 550 К для термостабілізації характеристик функціональних магніторезистивних елементів на основі тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{П}$ ($0,1 < x < 1$) або безпосереднього відпалювання до температури 700 К.

РОЗДІЛ 5

ПРОВІДНІСТЬ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК

Дослідженням кінетичних властивостей двошарових, тришарових та багатошарових плівок присвячена низка робіт (див., наприклад, [147-152]). Авторами цих та інших робіт з цієї тематики було виявлено, що кінетичні характеристики багатошарових структур зазнають немонотонної зміни при зміні співвідношення між товщинами сусідніх металевих шарів. Накопичений теоретичний і експериментальний матеріал є досить значним, хоча деякі фундаментальні питання, і на сьогодні, залишаються до кінця не розв'язаними. Так, це стосується розробки та апробації теоретичних моделей для питомого опору багатошарових полікристалічних плівок, які б коректно враховували широкий спектр механізмів розсіювання носіїв заряду, особливо на межах зерен та інтерфейсах та відповідали даним експериментів.

З урахуванням сказаного вище, метою цього розділу є експериментальні дослідження питомого опору і ТКО досліджуваних металевих структур. Також у цьому розділі проаналізовані експериментальні та теоретичні температурні залежності питомого опору і ТКО для тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ у широкому діапазоні концентрацій компонент сплаву та визначенні параметри електрон-фононої взаємодії.

5.1. Розмірні ефекти в електропровідності плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ [96]

Питомий опір ρ невідпалених плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ при $T = 300$ К лежить у межах від $20 \cdot 10^{-7}$ Ом·м до $60 \cdot 10^{-7}$ Ом·м (залежно від товщини та концентрації компонент). Великі значення питомого опору можна пояснити не тільки розмірним фактором, які суттєво проявляються при $d < 10$ нм, а і дефектною структурою самих плівок (відносно велика концентрація вакансій і дефектів пакування) та дуже малими розмірами кристалітів.

На рис. 5.1 наведені залежності питомого електроопору термостабілізованих за температури 700 К сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ від вмісту компонент. Як бачимо максимальні значення ρ досягаються за мінімального вмісту Co. У діапазоні концентрацій $C_{\text{Co}} = (10 - 30)$ ат. % питомого опору майже не змінюється. Для концентрацій $C_{\text{Co}} = (40 - 90)$ ат. % він монотонно зменшується і досягає мінімальних значень при максимальних концентраціях кобальта. Відмітимо, що для цих плівкових сплавів концентраційна залежність питомого опору не відповідає правилу Курнакова-Нордгейма [див. наприклад 153,154].

На рис. 5.2 наведені типові розмірні залежності питомого опору та ТКО для плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$. Як видно з рисунка характер розмірних залежностей аналогічний відповідним залежностям для плівок чистих металів та сплавів, отриманими іншими авторами [155]. Величина ρ зі збільшенням товщини монотонно спадає та наближується до асимптотичного значення, яке відповідає ρ_∞ . Величина ТКО, навпаки, монотонно зростає і при великих товщинах виходить на насичення β_∞ . Зі зменшенням товщини величина ТКО наближається до нуля ($d \approx 20$ нм). При подальшому зменшенні товщини величина ТКО може мати від'ємне значення, що обумовлено тим, що плівки при малих товщина є структурно-несуцільними і в них реалізується тунельна провідність. У подальшому будуть наведені результати досліджень лише для структурно-суцільних плівок.

За результатами експериментальних досліджень електропровідності тонких одношарових плівок сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ і її залежності від температури термостабілізованих за температури 700 К зразків були визначені їх питомий опір та ТКО. Аналіз експериментальних даних свідчить про реалізацію розмірних залежностей досліджуваних величин. Вважається, що основними факторами, які обумовлюють існування розмірних залежностей ρ та β , є внесок додаткового розсіяння носіїв заряду на зовнішніх поверхнях плівки та

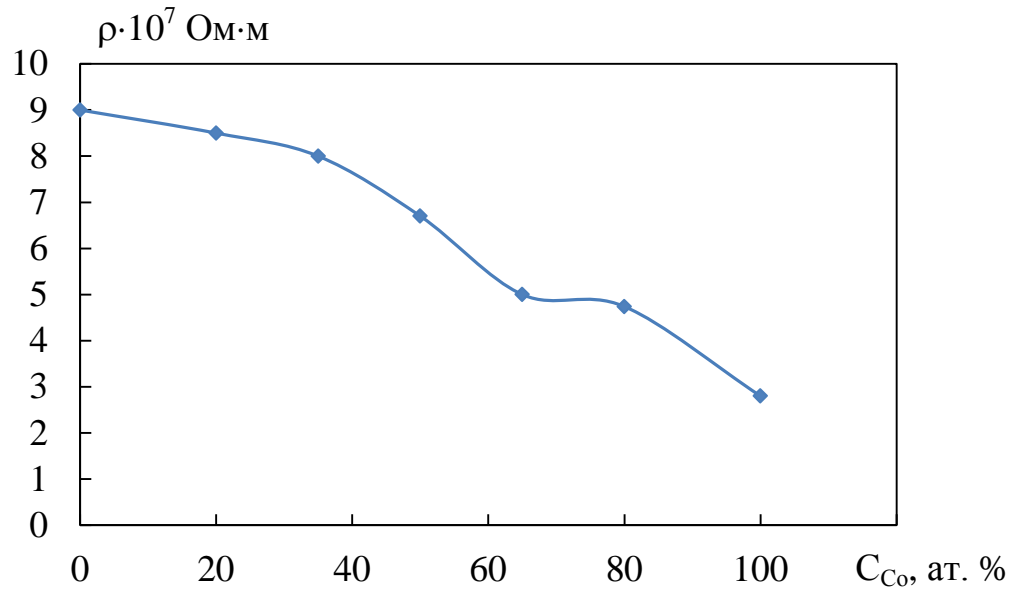


Рис. 5.1. Залежність питомого опору від концентрації Co для плівкового сплаву Fe_xCo_{1-x}

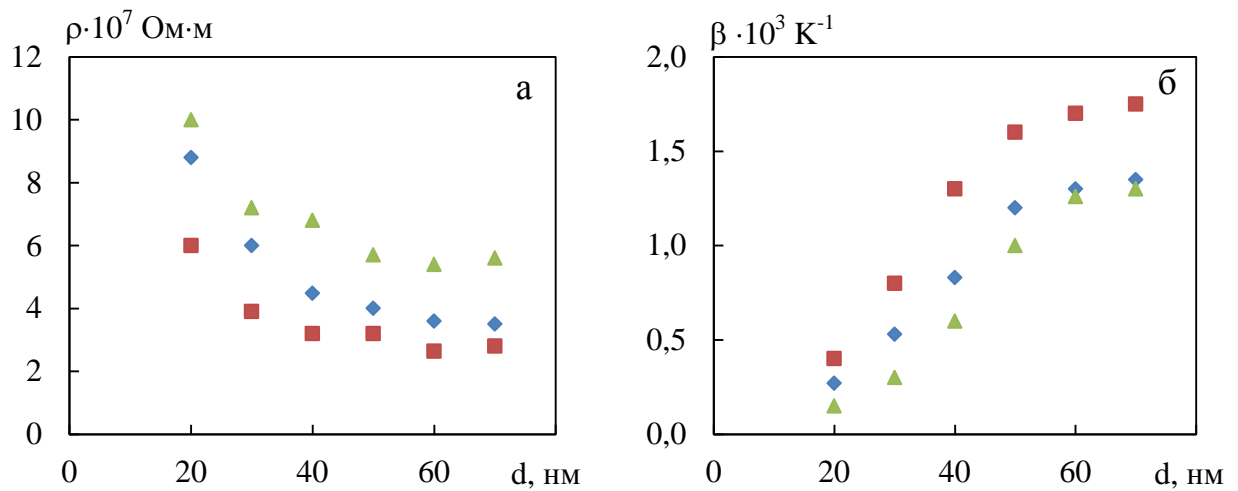


Рис. 5.2. Розмірні залежності питомого опору ρ (а) та ТКО β (б) для плівок сплаву Fe_xCo_{1-x} . Вміст Fe: \blacksquare – $x \cong 0,2$; \blacklozenge – $x \cong 0,5$; \blacktriangle – $x \cong 0,8$

міжзеренних границях. Дані електронно-мікроскопічних та електронографічних досліджень вказують на те, що плівкові зразки сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ є полікристалічними і практично однорідними, а їх кристалічна гратка аналогічна гратці масивних сплавів. Це обумовлює можливість застосування до цих зразків співвідношень, одержаних для одношарових плівок сплавів.

У випадку бінарних сплавів ізоелектронних перехідних металів співвідношення для температурного коефіцієнту опору (ТКО) [155], записується у вигляді:

$$\beta = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2 \rho_2}{C_1 \rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1 \rho_1}{C_2 \rho_2}}, \quad (5.1)$$

де β_i та ρ_i – ТКО і питомий опір окремо взятого шару.

Для сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ індекс 1 у співвідношенні (5.1) відноситься до заліза, індекс 2 – до кобальту.

Проведені чисельні розрахунки величини ТКО (β) за співвідношенням (5.1) для термостабілізованих за температури 700 К сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ товщиною $d_F = 30 - 70$ нм. ТКО складає величину $\beta = (1,3 - 1,6) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Порівняння розрахункових значень з експериментальними показує добру їх відповідність ($\beta_{\text{експер.}} = (1,3 - 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$).

5.2. Температурні і концентраційні залежності питомого опору тришарових плівок

Розглянемо експериментальні результати дослідження електропровідності тришарових плівок. Питомий опір невідпалених тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $d_F = 20 - 50$ нм та $d_N = 5 - 30$ нм ($T = 300 \text{ K}$) лежить у межах від $20 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ до $70 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (залежно від товщини шарів), що більш ніж на порядок перевищує значення ρ_0 чистих

металів у масивному стані ($\rho_0 = 6,24 \cdot 10^{-8}$ (Co), $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-8}$ (Cu), $\rho_0 = 9,8 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (Fe)). Очевидно, такі значення питомого опору для досліджуваних тришарових плівок, як і у випадку, одношарових обумовлені, насамперед, дефектною структурою самих шарів (відносно велика концентрація вакансій і дефектів пакування), наявністю дефектів на межі поділу шарів і дуже малими розмірами кристалітів.

При відпалюванні зразків спостерігається необоротне зменшення опору внаслідок “заліковування” дефектів і збільшення розмірів кристалітів. Ця особливість проявляється також у одношарових плівках і пов’язана з дефектами кристалічної структури, процес «заліковування» яких описується теорією Венда (див., наприклад, [151]).

На рис. 5.3 як ілюстрації подані типові температурні залежності питомого електроопору для термостабілізованих при температурі 700 К тришарових $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з однаковими товщинами шарів та різними концентраціями компонент. В температурному інтервалі 125 – 700 К на залежності $\rho(T)$ можна вказати три характерні ділянки: 125 – θ_1 (I), θ_1 – θ_2 (II), θ_2 – 700 К (III). Екстраполяція ділянки I на 0 К дає можливість оцінити величину залишкового опору $\rho_{\text{заль}}$, який пов’язаний з розсіянням електронів провідності на дефектах кристалічної будови, межах зерен та інтерфейсах. Оскільки ці механізми розсіювання електронів не чутливі до температури, то ділянка I є практично горизонтальною лінією і вона екстраполюється на величину $\rho_{(0)} \cong (2,7 - 6,5) \cdot 10^{-7}$ Ом·м. Ділянка III пов’язана із високотемпературною електрон-фононою взаємодією, оскільки при $T \rightarrow 0$ К вона екстраполюється, як і ділянка низькотемпературної електрон-фононої взаємодії, на 0 К. Ділянку II на залежності $\rho(T)$ логічно пов’язати із магнітною взаємодією. Звертає на себе увагу той факт, що кутовий коефіцієнт $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ на ділянці III залежить в більшій мірі від товщини плівки, а не від фазового складу. Результати представлені на рис. 5.3 узагальнені в таблиці 5.1. Відмічаємо, величина залишкового опору має відносно велике значення і

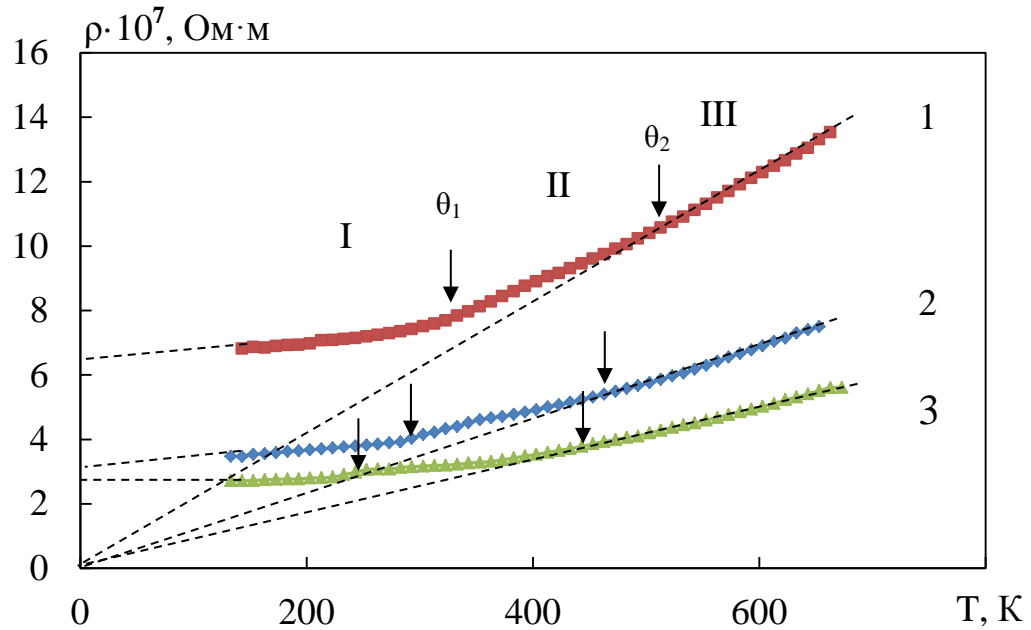


Рис. 5.3. Температурна залежність питомого опору термостабілізованих за температури 700 К тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $d_F = 30$ нм, $d_N = 10$ нм (1 – $x \cong 0,8$; 2 – $x \cong 0,5$; 3 – $x \cong 0,2$)

Таблиця 5.1

Загальна характеристика електричних властивостей плівок

№	Зразок, загальна товщина 70 нм	$\rho_{\text{зал}} \cdot 10^7, \text{ Ом} \cdot \text{ м}$	$\frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot 10^9, \text{ Ом} \cdot \text{ м} \cdot \text{ К}^{-1}$
1	$\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{П}$	6,4	0,4 (125 - θ_1); 1,9 (θ_2 - 700 К)
2	$\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}/\text{П}$	3,0	0,3 (125 - θ_1); 1,0 (θ_2 - 700 К)
3	$\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{П}$	2,6	0,2 (125 - θ_1); 0,75 (θ_2 - 700 К)

залежить від концентрації компонент у магнітних шарах, що типово для тонких плівок. Результати, представлені на рис. 5.3 можна також пояснити з точки зору підсилення електрон-фононої взаємодії у тонких плівках.

Опір тонкої феромагнітної плівки пов'язаний з розсіюванням електронів на електронах, фононах, магнонах та дефектах кристалічної ґратки. У випадку металевої плівки без врахування електрон-магноної взаємодії температурна залежність питомого опору описується співвідношенням [86]:

$$\rho(T) = \rho_{\text{зал}} + a \cdot T^2 + c^* \cdot \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \cdot j_3\left(\frac{\theta_D}{T}\right), \quad (5.2)$$

де $\rho_{\text{зал}}$ – залишковий питомий опір, a – ефективний параметр електрон-електронної взаємодії (яка проявляється лише при $T < 10$ К), c^* – ефективний параметр електрон-фононої взаємодії, θ_D – температура Дебая,

$$j_3\left(\frac{\theta_D}{T}\right) = \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^3 dx}{(e^x - 1) \cdot (1 - e^{-x})} - \text{інтеграл Дебая.}$$

Параметр c^* розраховується за формулою:

$$c^* = \frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot \frac{\theta_D^3}{T^2} \cdot \frac{1}{j_3\left(\frac{\theta_D}{T}\right)} \quad (5.3)$$

Температура Дебая для тришарової системи $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ визначалася за формулою:

$$\theta_D \cong 2 \frac{d_1}{d_1 + d_2} \cdot \theta_D^{\text{FeCo}} + \theta_D^{\text{Cu}} \cdot \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad (5.4)$$

де d_1 – товщина феромагнітного шару, d_2 – товщина немагнітного прошарку. У нашому випадку температура Дебая для сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ визначалася так:

$$\theta_D^{\text{FeCo}} = C_1 \cdot \theta_{OD}^{\text{Fe}} + C_2 \cdot \theta_{OD}^{\text{Co}}, \quad (5.5)$$

де θ_{OD}^{Fe} і θ_{OD}^{Co} – температури Дебая відповідних масивних зразків заліза і кобальта, C_1 , C_2 – концентрації елементів у сплаві.

В таблиці 5.2 подані розрахункові значення параметрів для визначення параметру електрон-фононої взаємодії c^* для досліджуваних систем при різних температурах.

На рис. 5.4 подана залежність ефективного параметра електрон-фононої взаємодії від температури в інтервалі від 450 до 650 К для тришарової системи $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$. Як видно з рис. 5.4 параметр c^* зменшується з підвищенням температури у незначній мірі в інтервалі температур (450 – 650) К, що можна пояснити не суттєвим підсиленням електрон-фононої взаємодії у цьому інтервалі температур.

Залежність ефективного параметра електрон-фононої взаємодії від θ_D ілюструє рис. 5.5. Кутовий коефіцієнт $\frac{d\rho}{dT}$ залежить від температури, його збільшення можна пояснити електрон-фононою взаємодією, що, в свою чергу, пов'язано зі збільшенням ефективного θ_D у плівкових зразках: при збільшенні θ_D від 434 до 445 К, кутовий коефіцієнт $\frac{d\rho}{dT}$ збільшується від $0,75 \cdot 10^{-9}$ Ом·м·К⁻¹ до $1,9 \cdot 10^{-9}$ Ом·м·К⁻¹.

5.3. Розмірний ефект електропровідності тришарових плівок [96]

На рисунку 5.6 представлені експериментальні залежності питомого опору від товщини прошарку для 3-шарових плівок з різними концентраціями компонент у магнітних шарах. Як видно з цього рисунка, у випадку, коли ефективна товщина прошарку досить мала ($d_F < 15$ нм), на розмірних залежностях зміни питомого опору практично не спостерігається. Очевидно, що зростання значення ρ внаслідок дифузного характеру взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника компенсується шунтуванням опору високопровідним прошарком [157]. При подальшому збільшенні товщини немагнітного прошарку залежність монотонно спадає. Отже, для цих систем

Таблиця 5.2

Розрахунок параметра c^* для різних плівкових систем

Плівкова система	θ_D , К	$\frac{d\rho}{dT} \cdot 10^9$, Ом·м·К ⁻¹	Температура при якій розраховувалася величина c^* , К				
			450	500	550	600	650
			$c^* \cdot 10^7$, Ом·м				
Fe _{0,8} Co _{0,2} /Cu/ Fe _{0,8} Co _{0,2}	445	1,90	17,60	17,49	17,35	17,35	17,23
Fe _{0,5} Co _{0,5} /Cu/ Fe _{0,5} Co _{0,5}	439	1,00	9,14	9,02	9,00	8,96	8,94
Fe _{0,2} Co _{0,8} /Cu/ Fe _{0,2} Co _{0,8}	434	0,75	6,77	6,70	6,67	6,68	6,63

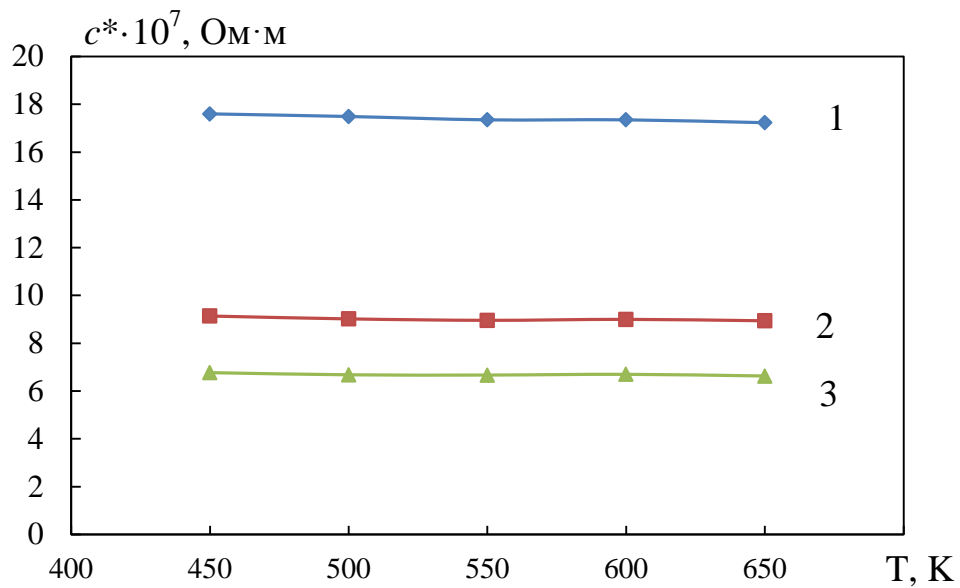


Рис. 5.4. Залежність ефективного параметра електрон-фононої взаємодії від температури для системи Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x} ($d_F = 30$ нм, $d_N = 10$ нм) в інтервалі температур (450 – 650) К (1 – Fe_{0,8}Co_{0,2}/Cu/Fe_{0,8}Co_{0,2}; 2 – Fe_{0,5}Co_{0,5}/Cu/Fe_{0,5}Co_{0,5}; 3 – Fe_{0,2}Co_{0,8}/Cu/Fe_{0,2}Co_{0,8})

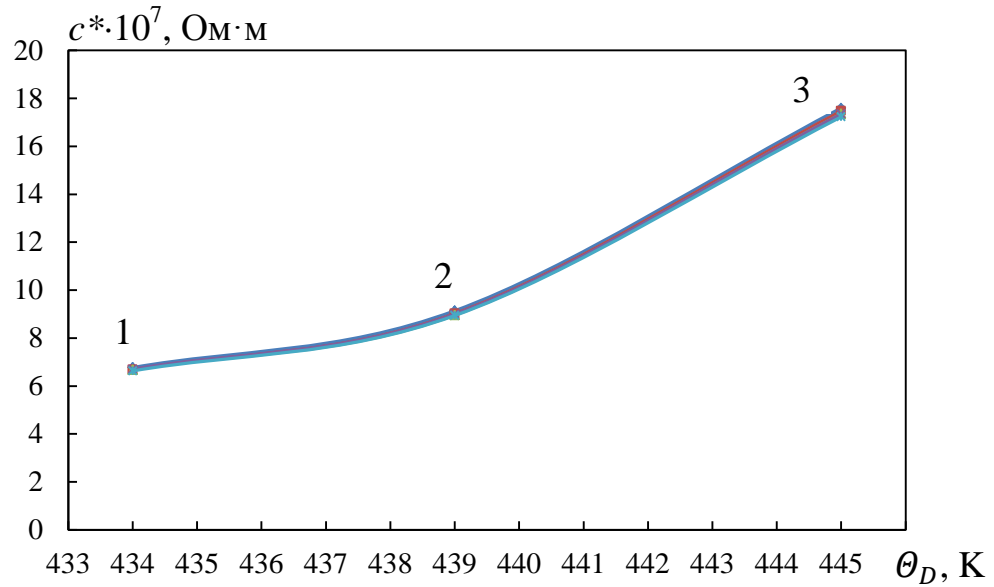


Рис 5.5. Залежність ефективного параметра електрон-фононої взаємодії від Θ_D в інтервалі температур (450 – 650) К (1 – $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$; 2 – $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$; 3 – $\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2}$)

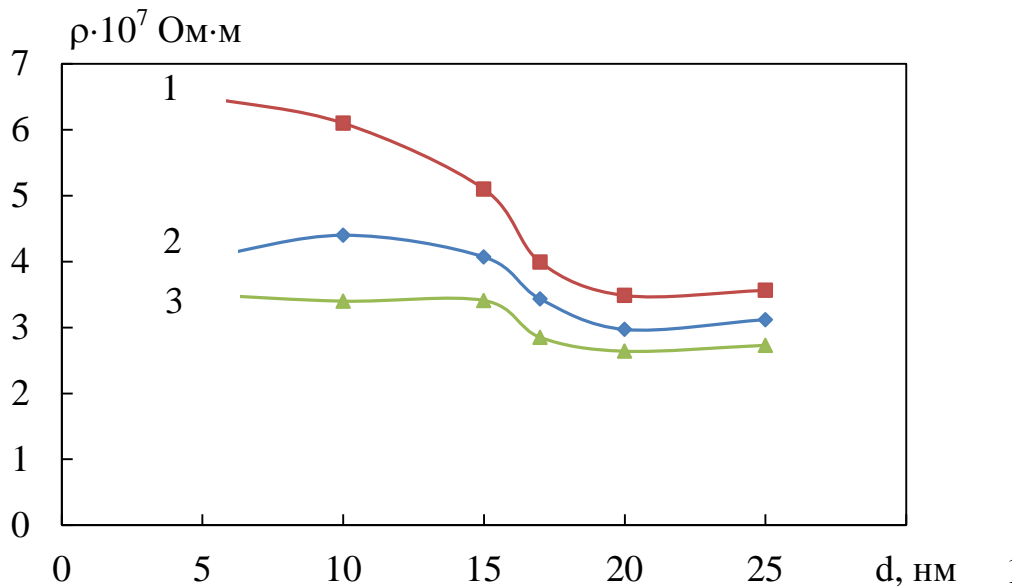


Рис. 5.6. Залежність питомого опору від товщини немагнітного прошарку для тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $d_F = 30$ нм (1 – $x \cong 0,8$; 2 – $x \cong 0,5$; 3 – $x \cong 0,2$)

максимум на розмірних залежностях, зумовлений дифузним розсіянням електронів межами поділу не спостерігається.

Відповідно до завдання дисертаційної роботи обговоримо результати апробації макроскопічної моделі для ТКО тришарових плівок.

Зауважимо, що запропоновані для використання теоретичні моделі розмірного ефекту в електропровідності дво- і багатошарових металевих плівок [158-161] базуються на теоретичних роботах Маядаса і Шатцкеса [162] та Тельє, Тосе й Пішар, які узагальнені у монографії [163], Ф. Варкуша, узагальнених в огляді [164].

У роботі [156] при одержанні співвідношень для розрахунку питомого опору та ТКО автори виходили з того, що тришаровий зразок можна уявити як паралельне з'єднання трьох шарів, хоча у зв'язку із відхиленням від умови паралельності можлива похибка складає $\pm 15\%$. Для питомого опору тришарової системи використовується співвідношення [156]:

$$\rho = \frac{\rho_1 \rho_2 \rho_3 (d_1 + d_2 + d_3)}{\rho_2 \rho_3 d_1 + \rho_1 \rho_3 d_2 + \rho_1 \rho_2 d_3} \quad (5.6)$$

Із співвідношень для питомого опору та означення для ТКО, відповідно, $(\beta = \frac{d \ln \rho}{dT})$ було одержано необхідне співвідношення для ТКО тришарових плівок [156]:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 + \frac{d_1 \alpha_1 + d_2 \alpha_2 + d_3 \alpha_3}{d_1 + d_2 + d_3} - \frac{d_1 \rho_2 \rho_3 (\beta_2 + \beta_3)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2} - \frac{d_2 \rho_1 \rho_3 (\beta_1 + \beta_3) + d_3 \rho_1 \rho_2 (\beta_1 + \beta_2)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2}, \quad (5.7)$$

де β_i та ρ_i – ТКО і питомий опір окремо взятого шару;

α_i – термічний коефіцієнт лінійного розширення.

З урахуванням того, що після термостабілізації тришарових зразків при температурі 700 К можливе утворення твердих розчинів можна записати

співвідношення для ТКО трикомпонентного сплаву[165]:

$$\beta = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2\rho_2}{C_1\rho_1} + \frac{C_3\rho_3}{C_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_2\rho_2} + \frac{C_3\rho_3}{C_2\rho_2}} + \frac{\beta_3}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_3\rho_3} + \frac{C_2\rho_2}{C_3\rho_3}}, \quad (5.8)$$

C_i – концентрація компонент.

У таблиці 5.3 представлені експериментальні та теоретичні значення, розраховані за співвідношеннями (5.6) для питомого опору тришарових плівок після відпалювання при 700 К. Експериментальні та розрахункові значення питомого опору співпадають з точністю до 25 %.

Ступінь співпадання експериментальних і розрахункових результатів для ТКО плівок $Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}$ демонструє таблиця 5.4.

Порівняння експериментальних та розрахункових результатів за співвідношенням (5.7) та (5.8) дають можливість у значній мірі трактувати результати дослідження структурно-фазового стану тришарових плівок. Так експериментальні значення ТКО для термостабілізованих за температури 700 К тришарових плівок з товщинами шарів $d_F = 30 - 50$ нм та $d_N = 10 - 30$ нм лежать в межах $\beta = (0,5 - 1,3) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Розрахункові значення за співвідношенням (5.7) та (5.8) складають величину $\beta = (0,7 - 1,1) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, що дещо менше від експериментальних значень $\beta_{\text{експ}} = (0,6 - 1,4) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

З наведених результатів видно, що при збільшенні товщини немагнітного прошарку для плівок з відносно товстими магнітними шарами ($d_F = 30$ нм) величина ТКО збільшується. Як бачимо, відповідності експериментальних і розрахункових даних носять якісний характер. Це свідчить про те, що поряд з розмірними ефектами, мають місце й інші явища, які спричиняють невідповідність розрахункових й експериментальних значень [156]. Зокрема не враховуються процеси взаємної дифузії атомів з одного шару в другий, які обумовлюють зміну коефіцієнта зернограничного розсіювання, технологічний фактор та макронапруження термічного походження на границі поділу шарів.

Таблиця 5.3

Експериментальні та розрахункові за співвідношенням (5.6) значення питомого опору для термостабілізованих при 700 К тришарових плівок



№	x	Товщина, нм			$\rho \cdot 10^7$, Ом·м		$\frac{ \rho_{\text{експер}} - \rho_{\text{розрах}} }{\rho}$, %
		d_{F1}	d_N	d_{F2}	експеримент	розрахунок за (5.6)	
1	0,2	30	10	30	3,2	4,0	25
2	0,2	30	20	30	2,8	3,7	32
3	0,2	30	30	30	2,7	3,0	11
4	0,5	30	10	30	4,5	5,6	24
5	0,5	30	20	30	3,5	4,3	22
6	0,5	30	30	30	3,0	3,6	20
7	0,8	30	10	30	6,1	6,3	3
8	0,8	30	20	30	4,0	5,2	30
9	0,8	30	30	30	4,0	3,8	5

Таблиця 5.4

Експериментальні та розрахункові за співвідношеннями (5.7) та (5.8) значення ТКО для термостабілізованих при 700 К тришарових плівок



№	x	Товщина, нм			$\beta \cdot 10^3$, K ⁻¹			$\frac{ \beta_{\text{експер}} - \beta_{\text{розрах}} }{\beta}$, %	
		d_{F1}	d_N	d_{F2}	експер.	розрах. за (5.7)	розрах. за (5.8)	(5.7)	(5.8)
1	0,2	30	10	30	0,58	0,72	0,67	24	15
2	0,2	30	20	30	0,91	0,93	0,70	2	21
3	0,2	30	30	30	1,10	1,00	0,90	9	18
4	0,5	30	10	30	0,79	0,71	0,58	10	26
5	0,5	30	20	30	0,98	0,82	1,04	16	6
6	0,5	30	30	30	1,27	0,97	1,08	23	14
7	0,8	30	10	30	0,65	0,57	0,52	12	20
8	0,8	30	20	30	0,75	0,83	0,73	10	3
9	0,8	30	30	30	1,37	1,10	0,98	19	28

Висновки до розділу 5

1. На температурній залежності питомого опору тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($0 < x < 1$) спостерігається три характерні ділянки, на яких реалізується розсіювання електронів на дефектах кристалічної будови, межах зерен та інтерфейсах, яке дає основний внесок у питомий опір у порівнянні із електрон-фононою взаємодією (інтервал 125 К – θ_1); електрон – магноною взаємодією (інтервал $\theta_1 – \theta_2$) та високотемпературною електрон - фононою взаємодією (інтервал $\theta_2 – 700$ К). Визначено параметр c^* електрон-фононої взаємодії для досліджуваних систем в інтервалі температур (450 – 650) К, який незначно підсилюється з підвищенням температури.

2. Проведені чисельні розрахунки величини ТКО за співвідношенням для ізоелектронних перехідних металів для бінарних сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ термостабілізованих за температури 700 К з товщиною $d_F = 30 – 70$ нм ($\beta = (1,3 – 1,6) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) показують добру відповідність експериментальним значенням ($\beta_{\text{експер.}} = (1,3 – 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$).

3. Експериментально та теоретично показано, що із ростом товщини прошарку у тришарових системах значення ТКО зростає (якщо $d_F = 30$ нм). Експериментальні та розрахункові дані співпадають з точністю до 20%. Для одношарових плівок сплаву ТКО зі збільшенням товщини також збільшується.

4. Проведений аналіз свідчить, що причинами відмінності експериментальних і розрахованих за теоретичними моделями результатів є неврахування в останніх процесів взаємної дифузії атомів з одного шару в інший, які призводять до зміни коефіцієнта зерномежевого розсіювання, технологічний фактор та макронапруження термічного походження на межі поділу окремих шарів.

ВИСНОВКИ

У результаті проведеного в дисертаційній роботі комплексного дослідження структурно-фазового стану, електро- та магніторезистивних властивостей плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та тришарових структур $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ в інтервалі товщин ($d = 5 - 80$) нм і концентрацій компонент $0 < x < 1$ сформульовані наступні узагальнюючі висновки:

1. Показано, що вміст елементів у плівкових сплавах $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ у цілому відповідає їх вмісту у вихідному сплаві, а плівки є гомогенними за товщиною. Невідпалені плівкові зразки сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ мають дрібно-кристалічну структуру з розміром кристалітів $5 - 10$ нм, у результаті відпалювання до $T = 700$ К спостерігається збільшення середнього розміру кристалітів у площині плівки до $30 - 50$ нм;

2. Для свіжосконденсованих плівкових сплавів $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x > 0,3$), фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з параметром ґратки $a = 0,292 - 0,293$ нм. При $x < 0,3$ фазовий склад свіжосконденсованих одношарових плівок відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦП - Co_y з параметром ґратки $a = 0,291 - 0,294$ нм та $a_{\text{Co}} = 0,250 - 0,253$ нм і $c_{\text{Co}} = 0,410 - 0,413$ нм. Після відпалювання за 700 К для плівок з $x > 0,3$ фіксується ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та при $x < 0,3$ ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Co_y .

3. Фазовий склад свіжосконденсованих тришарових плівок з $x < 0,3$ відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x-y}$ + ГЦК - Cu + ГЦП - Co_y . Для тришарових плівок $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ з $x > 0,3$ $d_F = 20 - 40$ нм та $d_N = 5 - 20$ нм фазовий склад відповідає евтектиці ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - т.р. $\text{Cu}(\text{Fe})$ або т.р. $\text{Cu}(\text{Co})$. Після термообробки тришарових зразків за температури 700 К з $x < 0,3$ фазовий склад відповідає ОЦК - $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ + ГЦК - т.р. $\text{Cu}(\text{Fe})$ або т.р. $\text{Cu}(\text{Co})$. Для плівок з $x > 0,3$ термообробка також не призводить до зміни фазового стану.

4. Визначено, що дифузія атомів міді в шари сплаву відбувається інтенсивніше, ніж атомів Fe та Co у шар міді. Ефективні коефіцієнти дифузії

атомів Fe і Co \rightarrow Cu мають значення $(1,5 - 6,0) \cdot 10^{-18}$ м²/с, а Cu \rightarrow Fe і Co - $(1,0 - 1,7) \cdot 10^{-17}$ м²/с. Скоріш за все, для міді характерна зерномежова дифузія. Границі зерен є шляхами прискореної дифузії атомів, і швидкість цього руху пов'язана з розміром зерен і щільністю границь.

5. Для тришарових плівкових систем Fe_xCo_{1-x}/Cu/Fe_xCo_{1-x}, отриманих методом пошарової конденсації, експериментально досліджено розмірні ($d_F = 5 - 50$ нм, $d_N = 2 - 20$ нм), температурні (інтервал вимірювання $T = 120 - 700$ К, інтервал термооброблення $T_B = 300 - 700$ К) і концентраційні ($0 < x < 1$) ефекти в магнітоопорі та встановлено таке:

- показано, що при $d_F = 20 - 40$ нм та $d_N = 3 - 20$ нм в усіх досліджуваних свіжосконденсованих системах спостерігається ізотропний характер магнітоопору, обумовлений спін-залежним розсіюванням електронів провідності. Максимальне значення ізотропного МО (1 %) для невідпалених плівок спостерігається для системи Fe_{0,1}Co_{0,9}/Cu/Fe_{0,1}Co_{0,9} при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм;

- при термомагнітному поетапному відпалюванні (через проміжні температури 400, 500 К) для всіх систем за виключенням зразків з утворенням гранульованого стану спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного характеру магнітоопору.

- для свіжосконденсованих структур з концентрацією $C_{Fe} = 80 - 90$ ат. % та відносно тонкими магнітними шарами ($d_F = 10 - 20$ нм, $d_{Cu} = 5 - 15$ нм) спостерігається анізотропний характер магнітоопору. Відпалювання за температури 550 К призводить до появи ізотропного магнітоопору, що обумовлено формуванням гранульованого сплаву на основі Cu та феромагнітного сплаву Fe_{0,8}Co_{0,2};

- термообробка зразків незалежно від вмісту компонент та з $d_F = 30 - 40$ нм, $d_N = 5 - 15$ нм за температури 400, 550 К стимулює збільшення ізотропного МО до 3,5 % за кімнатної температури;

- зниження температури вимірювання від кімнатної до 150 К приводить до збільшення амплітуди ізотропного магнітоопору у 1,2 – 1,5 рази.

6. На температурній залежності питомого опору спостерігається три характерні ділянки, на яких реалізується розсіювання електронів на дефектах кристалічної будови, межах зерен та інтерфейсах, яке дає основний внесок у питомий опір у порівнянні із електрон-фононою взаємодією (інтервал $125 \text{ K} - \theta_1$); електрон-магнетонною взаємодією (інтервал $\theta_1 - \theta_2$) та високотемпературною електрон-фононою взаємодією (інтервал $\theta_2 - 700 \text{ K}$).

7. Експериментально та теоретично показано, що із ростом товщини плівкового сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та товщини прошарку у тришарових системах ($d_F = 30 \text{ нм}$) значення ТКО зростає. Експериментальні та розрахункові дані співпадають з точністю до 20%.

ПРИМІТКИ

Основні результати роботи опубліковані у співавторстві із науковими керівниками заслуженим діячем науки і техніки України, доктором фізико-математичних наук, професором Проценком І.Ю. та доктором фізико-математичних наук, доцентом Шкурдодою Ю.О.

В експериментальних дослідженнях структурно-фазового стану плівкових зразків брав участь Степаненко А.О.

Найщиріші слова вдячності адресуються науковим керівникам професору Проценку І.Ю. та доценту Шкурдоді Ю.О. за запропоновану тему дисертаційної роботи та постійну допомогу і цінні рекомендації при її виконанні.

Вважаю приємним обов'язком виразити щиру вдячність співробітникам кафедри фізики та МНФ СумДПУ ім. А.С.Макаренка.

Автор вдячний викладачам, аспірантам і співробітникам кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету за допомогу і моральну підтримку при виконанні роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники *УФН*. 2008. № 172. С. 1336 – 1348.
2. Shinjo T. *Nanomagnetism and spintronics (Second edition)*. Japan: Elsevier Science and Technology, 2013. 372 p.
3. Mazur Yu. P., Ostapenko R. V., Semen'ko M. P. Influence of a cold deformation on the electrical resistivity of CrMnFeCoNi high-entropy alloys. *Ukr. J. Phys.* 2017. Vol. 62, № 5. P. 413 – 421.
4. Основи спінтроники: матеріали, прилади та пристрої: навчальний посібник / Куницький Ю. А., Курилюк В. В., Одноворець Л. В., Проценко І. Ю. Суми: СумДУ, 2013. 127 с.
5. Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications / L. Jogschies et al. *Sensors*. 2015. Vol. 15, № 11. P. 28665 – 28689.
6. Погорілий А. М., Рябченко С. М., Товстоликін О. І. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку. *УФЖ. (Огляди)*. 2010. Том 6, № 1. С. 37 – 97.
7. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic-structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch et al. *Phys. Rev. B*. 1989. Vol. 39. P. 4828 – 4830.
8. Кондрахова Д. М., Синашенко О. В., Проценко І. Ю. Кристалічна структура і магнеторезистивні властивості плівкових систем на основі Fe і Cu. *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*. 2011. Том 9, № 3. С. 589 – 598.
9. Sahin T., Kockar H., Alper M. Properties of electrodeposited CoFe/Cu multilayers: The effect of Cu layer thickness. *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. Vol. 373. P. 128 – 131.
10. Structure, Composition, and Morphology of Electrodeposited $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ Alloys / E. M. Kakuno et al. *J. Electrochem. Soc.* 1997. Vol. 144, № 9. P. 3222 – 3226.
11. Sundar R. S., Deevi S. C. Soft magnetic FeCo alloys: alloy development, processing, and properties. *Int. Mater. Rev.* 2005. Vol. 50, № 3. P. 157 – 191.
12. Laughlin D., Hono K. *Physical Metallurgy*. Elsevier, 2014. 2960 p.

13. Кубашевский О. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа: пер. с англ. / под ред. Л. А. Петровой. Москва: Металлургия, 1985. 184 с.
14. Диаграммы состояния двойных металлических систем: справочник у 3 т. / под ред. Н. П. Лякишева. Москва: Машиностроение, 1997. Т. 2. 1024 с.
15. Установщиков Ю. И., Пушкарев Б. Е., Сапегина И. В. Особенности диаграммы состояния системы Fe-Co. *Неорган. Материалы*. 2006. Том 42, № 4. С. 406 – 412.
16. Phase equilibria in the Fe–Co binary system / I. Ohnuma et al. *Acta Mater.* 2002. Vol. 50, № 2. P. 379 – 393.
17. Yang B., Wu Y., Li X., Yu R. Chemical Synthesis of High-Stable Amorphous FeCo Nanoalloys with Good Magnetic Properties. *Nanomaterials*. 2018. Vol. 8, № 3. P. 154.
18. Effect of Annealing on Magnetostrictive Properties of FeCo Alloy Thin Films / T. Nakajima et al. *Mater. Trans.* 2014. Vol. 55, № 3. P. 556 – 560.
19. Interfacial reaction of Co–Fe films with SiO₂ substrates / L. A. Bendersky et al. *Acta Mater.* 2013. Vol. 61, № 11. P. 1480 – 1490.
20. The influence of film composition and annealing temperature on the microstructure and magnetic properties of FeCo thin films / Fujun Yang et al. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 2017. Vol. 28, № 16. P. 11733 – 11737.
21. Dreval L. A., Turchanin M. A., Du Yong, Agraval P. G. Cu–Fe–Co System: Verification of the High-Temperature Phase Equilibria and Thermodynamic Modeling of the Low-Temperature Phase Relations Involving Ordered Phase. *Powder Metallurgy and Metal Ceramics*. 2015. Vol. 56, № 9-10. P. 546 – 555.
22. Huang M.-Q., Hsu Y.-N., McHenry E., Laughlin D. E. Soft magnetic properties of nanocrystalline amorphous HITPERM films and multilayers. *IEEE Trans. Magn.* 2001. Vol. 37, № 4. P. 2239 – 2241.
23. Kumar S., Ohkubo T., Laughlin D. E. HITPERM soft magnetic underlayers for perpendicular thin film media. *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 91, № 10. P. 8360 – 8360.

24. Magnetic and structural characterization and ferromagnetic resonance study of thin film HITPERM soft magnetic materials for data storage applications / H. Okumura et al. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6528 – 6530.
25. Kumar S., Laughlin D. E. HITPERM soft-magnetic underlayers for perpendicular thin film media. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93. P. 8158 – 8160.
26. Семенько М. П. Слабка локалізація – можлива причина особливостей температурної поведінки електроопору аморфних сплавів на основі кобальту. *Металлофиз. новейшие технол.* 2014. Том 36, №2. С. 195 – 204.
27. Vas'ko V. A., Inturi V. R., Riemer S. C. High saturation magnetization films of FeCoCr. *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 91, № 10. P. 6818 – 6820.
28. Maddocks W. R., Claussen G. E. First report of the alloy steels research committee. Section VIII. Alloys of iron–copper–carbon–cobalt. *Iron Steel Inst. Spec. Rep.* 1936. Vol. 44. P. 97 – 124.
29. Platovskaya M. O., Starykh R. V., Sinyova S. I. Liquidus and solidus surfaces in the quaternary Fe–Cu–Co–S system. Part II: The ternary Fe–Cu–Co system. *Metall. Mater. Trans. B.* 2015. Vol. 46B. P. 243 – 249.
30. Kim D. I., Abbaschian R. The metastable liquid miscibility gap in Cu–Co–Fe alloys. *J. Phase Equilib.* 2000. Vol. 21, № 1. P. 23 – 31.
31. Cao C.-D., Goerler G. P. Direct measurement of the metastable liquid miscibility gap in Fe–Co–Cu ternary alloy system. *Chin. Phys. Lett.* 2005. Vol. 22, № 2. P. 482 – 484.
32. The liquid metastable miscibility gap in the Cu–Co–Fe system / S. Curiotto et al. *J. Mater Sci.* 2008. Vol. 43, № 9. P. 3253 – 3258.
33. Семенько М. П., Остапенко Р. В. Особливості структури високоентропійного сплаву FeCoNiCrMn. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, №4. С.04032-1 – 04032-10.
34. Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток CoFe/Cu с буферным слоем (Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ / Н. С. Банникова и др. *ФММ.* 2015. Том 116, № 10. С. 1040 – 1046.

35. Spin Valves with the Controlled Shift of Low-Field Hysteresis Loop and High-Sensitive Sensing Elements on Their Basis / T. A. Chernyshova et al. *Phys. Met. Metallogr.* 2018. Vol. 119, № 6. P. 530 – 535.
36. Wang D., Anderson J., Daughton J. M. Thermally stable, low saturation field, low hysteresis, high GMR CoFe/Cu multilayers. *IEEE Trans. on magn.* 1997. Vol. 33, № 5. P. 3520 – 3522.
37. Anomalous magnetoresistance behavior of CoFe nano-oxide spin valves at low temperatures / J. O. Ventura et al. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 7690 – 7692.
38. Jung H. S., Doyle W. D., Matsunuma S. Influence of underlayers on the soft properties of high magnetization FeCo films. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6462 – 6464.
39. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism / L. I. Naumova et al. *Curr. Appl. Phys.* 2019. Vol. 19, № 11. P. 1252 – 1258.
40. Влияние отжига на магнитосопротивление и микроструктуру многослойных систем CoFe/Cu с различным буферным флоем / Н. С. Банникова и др. *ФММ.* 2015. Том 116, № 2. С. 165 – 170.
41. The interfacial structure and degradation mechanism of the GMR effect in Co₉₀Fe₁₀/Cu and Ni₇₀Co₃₀/Cu magnetic multilayers / Y. An et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. Vol. 39, № 9. P. 1711 – 1717.
42. Миляев М. А., Наумова Л. И., Проглядо В. В. Гигантские изменения магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток CoFe/Cu при субнанометровой вариации толщины буферного слоя хрома. *ФММ.* 2011. Том 112, № 2. С. 146 – 154.
43. Rafaja D., Ebert J., Miede G. Changes in the real structure and magnetoresistance of Co₉₀Fe₁₀/Cu and Co₉₀Fe₁₀/Cu₈₅Ag₁₀Au₅ multilayers after annealing. *Thin Solid Films.* 2004. Vol. 460. P. 256 – 263.

44. Electromagnetic properties of Fe-Co granular composite materials containing acicular nanoparticles / T. Kasagi et al. *Mater. Res. Express*. 2018. Vol. 5, № 3. P. 036107.
45. Nedeljkovic B., Mitrovic N., Orelj J. Characterization of FeCoV alloy processed by PIM/MIM route. *Sci. Sinter*. 2017. Vol. 49, № 3. P. 299 – 309.
46. Mostaan H., Shamanian M., Monirvaghefi S. M. Electron beam assisted joining of nanograin-sized Fe–Co–V magnetic foils: Study and optimization of magnetic properties of weld joints. *Vacuum*. 2014. Vol. 109. P. 148 – 156.
47. The Formation and Study of the FeCo Nanoparticles Alloy in Structure of Metal-Carbon Nanocomposites FeCo/C / L. V. Kozhitov et al. *J. Nano- Electron. Phys.* 2015. Vol. 7, № 4. P. 04103-1 – 04103-5.
48. Effect of high-temperature aging on electrical properties of Hiperco 27, Hiperco 50 and Hiperco 50HS / B. Geist et al. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6686 – 6688.
49. Resistivity of Fe₄₉Co₄₉Ta₀₁ high strength laminates from -73 c to 650 c / Simon G. K., Perrin R. E., Ohmer M. C., Peterson T. L. Wright Laboratory, Ohio, 1997. 7 p.
50. Pazukha I. M., Protsenko I. Yu. Theoretical methods of investigation of thin film materials properties. Sumy: Sumy State University, 2017. 102 p.
51. Persiano A. I. C., Rawlings R. D. Effect of niobium additions on the structure and magnetic properties of equiatomic iron-cobalt alloys. *J. Mat. Sci.* 1991. Vol. 26. P. 4026 – 4032.
52. Chen C. W. Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1977. 590 p.
53. Magnetoresistive Properties of CoFe/Cu/CoFe/Dy Pseudo Spin Valves under Conditions of Interdiffusion of Dysprosium and CoFe Ferromagnetic Alloy Layers / L. I. Naumova et al. *Physics of metals and metallography*. 2019. Vol. 120. P. 429 – 435.
54. Касаткин С. И., Васильева Н. П., Муравьев А. М. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе. Москва:

- Электронинформ, 2005. 168 с.
- 55.Вонсовский С. В. Магнетизм. М: Наука, 1971. 1032 с.
- 56.Фізичні основи спітроніки: навчальний посібник / Товстолиткін О. І., Боровий М. О., Курилюк В. В., Куницький Ю. А. Вінниця: Нілан-ЛТД, 2014. 500 с.
- 57.Эффекты гигантского и анизотропного магнитоопору: демонстрация и вивчення в курсі фізики закладів вищої освіти / В. Б. Лобода та ін. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 3. С. 03016-1 – 03016-8.
- 58.Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M. N. Vaibich et al. *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 2472.
- 59.Крейнес Н. М., Холин Д. И., Демокритов С. О. Межслойное обменное взаимодействие в многослойных магнитных системах Fe/Cr/Fe (Обзор). *Физика низких температур.* 2012. Том 38, № 9. С. 1041 – 1052.
- 60.Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A.* 1975. Vol. 54, № 3. P. 225 – 226.
- 61.Шерстнев И. А. Электронный транспорт и магнитная структура систем nanoостровов из ферромагнитных материалов: автореф. дис. на соискание ученой степени к.ф.-м.н.: 01.04.07. Москва, 2014. 23 с.
- 62.Soft anisotropic high magnetization Cu/FeCo films / H. S. Jung et al. *J. Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, № 13. P. 2415 – 2417.
- 63.Smith A. W., Rawlings R. D. A neutron diffraction study of ordering in an iron-cobalt-1.8% vanadium alloy. *Phys. Stat. Sol. A.* 1976. Vol. 34. P. 117 – 123.
- 64.Yun E. J., Win W., Walser R. M. Magnetic properties of RF diode sputtered $\text{Co}_x\text{Fe}_{100-x}$ alloy thin films. *IEEE Trans. Magn.* 1996. Vol. 32, № 5. P. 4535 – 4537.
- 65.Platt C. L., Berkowitz A. E., Smith D. J., McCartney M. R. Correlation of coercivity and microstructure of thin CoFe films. *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 88, № 4. P. 2058 – 2062.
- 66.Wang S. X., Sun N. X., Yamaguchi M., Yabukami S. Properties of a new soft magnetic material. *Nature.* 2000. Vol. 407. P. 150 – 151.

67. Jung H. S., Doyle W. D. CoFe-IrMn exchange-coupled soft underlayers for perpendicular media. *IEEE Trans. Magn.* 2002. Vol. 38, № 5. P. 2015 – 2017.
68. Preparation of high moment CoFe films with controlled grain size and coercivity / Melvin M. Vopson et al. *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, № 10. P. 10N303 – 10N303-3.
69. Soft magnetic properties and microstructure of NiFe(Cr)/FeCo/NiFe(Cr) films with large saturation magnetization / H. Katada et al. *IEEE Trans. Magn.* 2002. Vol. 38, № 5. P. 2225 – 2227.
70. Kong S.-H., Okamoto T., Nakagawa S. Improvement of soft magnetic properties of Fe–Co–B underlayer with large saturation magnetization by Ni–Fe–O seedlayers. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6778 – 6780.
71. Shintaku K., Yamakawa K., Ouchi K. High-Bs Fe–Co–Al–O soft magnetic films. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6474 – 6476.
72. Rantschler J., Ding Y., Byeon S. C., Alexander C. Microstructure and damping in FeTiN and CoFe films. *J. Appl.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6671 – 6673.
73. Platt C. L., Minor M. K., Klemmer T. J. Magnetic and structural properties of FeCoB thin films. *IEEE Trans. Magn.* 2001. Vol. 37, № 4. P. 2302 – 2304.
74. Kuhrt C., Schultz L. Formation and magnetic properties of nanocrystalline mechanically alloyed Fe-Co and Fe-Ni. *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 73. P. 6588 – 6590.
75. Skomski R. Nanomagnetism. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2003. Vol. 15, № 20. P. R841.
76. Rizal C., Niraula B. Ferromagnetic Alloys: Magnetoresistance, Microstructure, Magnetism, and Beyond (Review). *J. Nano- Electron. Phys.* 2015. Vol. 7, № 4. P. 04068-1 – 04068-16.
77. Sellmyer D., Skomski R. *Advanced Magnetic Nanostructures*. Springer US. 2006. 508 p.
78. Shiga M. Magnetovolume Effects in Ferromagnetic Transition Metals. *J. Phys. Soc. Jpn.* 1981. Vol. 50. P. 2573– 2580.

79. Степень совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$ и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr / М. А. Миляев и др. *ФММ*. 2013. Том 114, № 5. P.419 – 426.
80. Чернышова Т. А. Магнитные и магниторезистивные свойства спиновых клапанов с синтетическим ферритмагнетиком и микрообъектов на их основе: автореф. дис. на соискание ученой степени к.ф.-м.н.: 01.04.11. 2018. 24 с.
81. Наумова Л. И. Магнитная анизотропия, кристаллографическая текстура и гистерезисные свойства металлических наноструктур "спиновый клапан": автореф. дис. на соискание ученой степени к.ф.-м.н.: 01.04.11. Екатеринбург, 2014. 25 с.
82. Coehoorn R., Kools J. C. S., Rijks Th. G. S. M., Lenssen K.-M. H. Giant magnetoresistance materials for read heads. *Philips Journal of Research*. 1998. Vol. 51, № 5. P.93 – 124.
83. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers / R. Jungblut et al. *J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 75. P. 6659.
84. Bae S. T., Min K. I., Shin K. H., Kim J. Y. Magnetoresistance of NiFeCo/Cu/NiFeCo/FeMn multilayered thin films with low saturation field. *J. Korean Mag. Soc.* 1995. Vol. 5. P. 570 – 574.
85. Structure and properties of sputtered FeMn/NiFe bilayer thin films / G. Wang et al. *IEEE Tran. Magn.* 1996. Vol. 32(5). P.4660 – 4662.
86. Проценко І. Ю., Саєнко В. А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). Суми: СумДУ, 2002. 187 с.
87. Шкурдода Ю. О. Структура, електропровідність та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Ni, Fe, Cu та Ag: дис. на здобуття наук. ступеня к.ф.-м.н.: 01.04.07. Суми, 2008. 163 с.
88. Saltykov D. I., Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Phase state, crystal structure, diffusion processes and magnetoresistance of three-layer structures based on Fe_xCo_{1-x} (x ≈ 0,5) and Cu. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2019. Vol. 41, № 5. P. 595 – 605.

89. Saltykov D. I., Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Magnetoresistance of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0.5$) Film Alloys and Three-Layer Structures Based on them. *Nanomaterials: Applications and Properties-2017: Proceedings of 7th International Conference*. September 10–15, 2017. Zatoka: Sumy State University, 2017. №2. P. 02NTF35 (4pp.).
90. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт. Книга 3. Сумы: Selmi, 1993. 67 с.
91. Лабораторний практикум з фізичних основ вакуумної техніки: навч. посіб. / Лобода В. Б та ін.; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. Суми: Університетська книга, 2012. – 230 с.
92. Проценко І. Ю., Шумакова Н. І. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів : навчальний посібник. Суми: СумДУ, 2008. 198 с.
93. Борзяк П. Г., Кулюпин Ю. А. Электронные процессы в островковых металлических пленках. Киев: Наукова думка, 1980. 240 с.
94. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag , їх сплавів та багат шарових плівкових систем на їх основі: монографія / за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. Суми: Університетська книга, 2013. 309 с.
95. Проценко І. Ю., Однодворець Л. В. Технологія одержання і фізичні властивості плівкових матеріалів та основи мікроелектроніки: лабораторні і практичні заняття: навч. посібник. Суми: СумДУ, 2011. 232 с.
96. Салтиков Д. І., Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Структурно-фазовий стан та електропровідність плівкових структур на основі ОЦК фази сплаву Fe-Co та Cu. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 3. С. 03024-1 – 03024-6.
97. Проценко І. Ю., Черноус А. М., Проценко С. І. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник / за заг. ред. проф. І. Ю. Проценка. Суми: СумДУ, 2007. 264 с.
98. Данильченко С. М., Кузнецов В. М., Проценко І. Ю. Рентгенодифракційні методи дослідження кристалічних матеріалів: навчальний посібник . Суми: СумДУ, 2019. 135 с.

99. Салтиков Д. І. Елементний склад плівкових систем на основі Fe_xCo_{1-x} та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2018*: матеріали та програма науково-технічної конференції, 05-09 лютого 2018 р. Суми: СумДУ, 2018. – С. 67.
100. Лабораторний практикум із фізичних основ мас-спектрометрії: навч. посіб. / Лобода В. Б. та ін.; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. Суми: СумДУ, 2016. 224 с.
101. Хурсенко С. М. Структура, електро- та магніторезистивні властивості тонких плівок мідно-нікелевих сплавів: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня к.ф.-м.н.: 01.04.07. Суми, 2008. 19 с.
102. Сканирующая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ в примерах практического применения / М. М. Криштал и др. М.: Техносфера, 2009. 208 с.
103. Салтиков Д. І., Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Вплив умов термообробки на магніторезистивні властивості тришарових структур $Fe_{0,2}Co_{0,8}/Cu/Fe_{0,2}Co_{0,8}$. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 4. С. 04031-1 – 04031-5.
104. Салтиков Д. І., Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магніторезистивні властивості плівкового сплаву $Fe_{50}Co_{50}$. *ЕВРИКА-2017*: Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, 16 – 18 травня 2017 р. Львів ЛНУ ім. І. Франка, 2017. С. А14.
105. Saltykov D. I., Shkurdoda Yu. O. Phase state, crystal structure of thin films of Fe_xCo_{1-x} alloy and three-layer structures based on it with a Cu layer. *Low Temperature Physics: X International Conference for Professionals and Young Scientists*, June 3 – 7, 2019. Kharkiv: V. Verkin ILTPE of NASU, 2019. С. 119.
106. Hull D., Bacon D. J. *Introduction to Dislocations (5th Edition)*. Butterworth-Heinemann, 2011. 272 p.
107. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ / пер. с англ. Д. Гоулдстейн и др. Москва: Мир, 1984. 303 с.

108. Сучасні методи дослідження речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. / Лобода В. Б. та ін.; за заг. ред. доц. В. Б. Лободи. Суми: Університетська книга, 2010. 259 с.
109. Проценко И. Е., Хворост В. А., Черноус А. Н. Фазообразование, диффузионные процессы и электрофизические свойства многослойных металлических пленочных структур. *Тонкие пленки в оптике и электронике*: сборник докладов 14-го Международного симпозиума, 22 – 27 апреля 2002 р. Харьков, 2002. Ч. 2. С. 6 – 22.
110. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багатошарових металевих плівках / І. М. Пазуха та ін. *Вісник СумДУ*. 2006. №9(93). С. 7 – 35.
111. Скороход В. В., Уваров І. В, Рагуля А. В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах. Київ: Академперіодика, 2001. 180 с.
112. Волошко С. М. Термоіндукований масоперенос у поверхневих шарах на границях розділу плоско шарових систем на основі перехідних металів: автореф. дис. ... д-ра ф.-м. наук. Київ, 1998. 28 с.
113. Федченко О. В., Салтикова А. І., Проценко С. І. Вплив матеріалу підкладки на магніторезистивні та магніто-оптичні властивості плівкової системи Co/Fe. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2012. Том 4, № 3. С. 03016-1 – 03016-6.
114. Сынашенко О. В., Салтыкова А. И., Проценко И. Ю. Диффузионные процессы и интерфейсное рассеяние электронов в пленочных системах на основе Cu/Fe и Fe/Cr. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2009. Том 1, № 2. С. 89 – 100.
115. Кириченко В. Г., Коваленко О. В. Исследование элементного состава и диффузии компонент тонких пленок железоиттриевого граната. *Вопросы атомной науки и техники*. 2014. № 1. С. 133 – 140.
116. Волошко С. М., Сидоренко С. И., Черкашанко Ю. В., Луценко Г. В. Модель «кислородного насоса» при диффузии в тонких пленках. *Металлофиз. новейшие технол.* 1999. Том 21, № 9. С. 67 – 70.
117. Салтиков Д. І., Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магнітоопір тришарових плівок на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} ($x \cong 0,2$) та Cu. *ЕВРИКА-2018*: Міжнародна

- конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, 15 – 17 травня 2018 р. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2018. С А15.
118. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: монографія / за заг. ред. проф. І. Ю. Проценка – Суми: СумДУ, 2007. 197 с.
119. Псевдоспін-вентильні структури: принципи формування, магніті та магніторезистивні властивості: монографія / Пазуха І. М. та ін.; за заг. ред. С.І. Проценка, І.М. Пазухи – Суми: СумДУ, 2019. 157 с.
120. Tsymbal E. Y., Pettifor D. G. Perspectives of Giant Magnetoresistance. *Solid State Physics (New York: Academic Press)*. 2001. Vol. 56. P. 113 – 237.
121. Low temperature effect on magnetic conversion and giant magnetoresistance in electrodeposited CoCu/Cu multilayers / K. Ghosh et al. *Journal Alloy. Compd.* 2015. Vol. 647. P. 1098 – 1103.
122. Shkurdoda Y. O., Pazukha I. M., Chornous A. M. Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on Fe_xNi_{100-x} and Cu. *Intermetallics*. 2018. Vol. 93. P. 1 – 5.
123. Magnetic and magnetoresistance studies of nanometric electrodeposited Co films and Co/Cu layered structures: influence of magnetic layer thickness / Zsurzsa S., Péter L., Kiss L. F., Bakonyi I. *J. Magn. Magn. Mater.* 2017. Vol. 421. P. 194 – 206.
124. Saltykov D. I., Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Temperature Effects in Magnetoresistive Properties of Three-Layer Films Based on $Fe_{80}Co_{20}$ Alloy and Copper. *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*. 2019. Vol. 10, № 1. P. 0101 – 0109.
125. Saltykov D. I., Poduremne D. V., Shkurdoda Yu. O., Protsenko S. I. Influence of the Conditions of Heat Treatment and Thickness of the Layers on the Magnetoresistive Properties of Three-layer Films Based on $Fe_{80}Co_{20}$ Alloy and Cu. XVII Міжнародна Фреїківська конференція з фізики і технології тонких

- плівок та наносистем, 20 – 25 травня 2019 р. Івано-Франківськ: ПНУ ім. В. Стефаника, 2019. С. 329.
126. Lytvynenko Ia. M., Pazukha I. M., Bibyk V. V. The effect of Co or Ag addition on magnetotransport and magnetic properties of Ni₈₀Fe₂₀ thin films. *Vacuum*. 2015. Vol. 116. P. 31 – 35.
127. Spin scattering in ferromagnetic thin films / M. Viret et al. *Phys. Rev. B*. 1996. Vol. 53, № 13. P. 8464 – 8468.
128. Магнитные и магниторезистивные свойства плёнок ферромагнитных металлов / С. И. Воробьёв и др. *Металлофиз. и новейшие технол.* 2015 Том 37, № 8. С. 1049 – 1062.
129. Ткач Е. П., Ордорец Л. В., Проценко И. Е. Магниторезистивные свойства мультислоёв Fe/Pd. *Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies*. 2012, Том 10, № 1. С. 69 – 76.
130. Чеботкевич Л. А., Воробьёв Ю. Д., Буркова И. Н., Корнилов А. В. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co. *ФММ*. 2000. Том 89, № 3. С. 56 – 61.
131. Самардак А. С., Чеботкевич Л. А. Поведение магнитных и магниторезистивных свойств нанокристаллических Co/Cu/Co пленок при ступенчатом отжиге. *ФММ*. 2006. Том 101, № 1. С. 1 – 6.
132. Болеста І. М. Фізика твердого тіла. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2003. 478 с.
133. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu(100) multilayers with the quantum model of gaint magnetoresistance / S. K. J. Lenczowski et al. *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50, № 14. P. 9982 – 9988.
134. Parkin S. S. P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures. *Annu. Rev. Mater. Sci.* 1995. Vol. 25. P. 357 – 388.
135. Camley R. E., Stamps R. L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance. *J. Phys.: Condens. Matter*. 1993. Vol. 5. P. 3727 – 3786.

136. Shkurdoda Yu. A., Dekhtyaruk L. V., Loboda V. B. The effect of giant magnetoresistance in Co/Cu/Co structure. *Funct. Mater.* 2008. Vol. 15, № 1. P. 38 – 45.
137. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin – valve multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 1994. Vol. 136. P. 335 – 359.
138. The giant magnetoresistance effect in Co/Cu/Co three-layer films / Yu. O. Shkurdoda et. al. *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. Vol. 477. P. 88 – 91.
139. Shkurdoda Y. O., Dekhtyaruk L. V., Basov A. G. Anisotropic giant magnetoresistive effect in the sandwich based Fe_xNi_{1-x} ($x \approx 0.5$) and Cu. *Eur. Phys. J. B.* 2018. Vol. 91, № 12. P. 429 – 435.
140. Шабельник Ю. М., Однодворець Л. В., Проценко І. Ю. Електрофізичні властивості гранульованих твердих розчинів у плівкових системах на основі Co і Ag. *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*. 2012. Том 10, № 3. С. 0495 – 0502.
141. Элементы гранулированного состояния в многослойных пленках Co/Cu / В. О. Васьковский и др. *ФММ*. 2002. Том 93, № 3. – С. 43 – 49.
142. Федосюк В. М., Ривас Х. П., Касютич О. И. Исследование перехода от мультислойных пленок к гранулированным в системе кобальт-медь. *ЖТФ*. 1997. Том 67, № 12. С. 89 – 91.
143. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny et al. *Phys. Rev. B.* 1991. Vol. 43, № 1. P. 1297 – 1300.
144. Spin-dependent scattering of conduction electrons in Co/Cu multilayers / I. D. Lobov et al. *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. Vol. 389. P. 169 – 175.
145. Салтиков Д. І. Магніторезистивні властивості тришарових плівок на основі сплаву Fe_xCo_{1-x} та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2019: Матеріали та програма науково-технічної конференції, 23 – 26 квітня 2019 р.* Суми: СумДУ, 2018. С. 54.
146. Influence of quantum effects on giant magnetoresistance for multilayer structures / X. H. Zeng et al. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 94, № 1. P. 507 – 513.

147. Dekhtyaruk L. V., Kolesnichenko Yu. A., Peschansky V. G. Kinetic phenomena in metallic multilayers. *Physics Reviews*. 2004. Vol. 20, № 4. P. 1 – 94.
148. Стасюк З. В. Лопатинський А. І. Розмірні кінетичні явища в тонких плівках металів. Класичні ефекти. *ФХТТ*. 2001. Том 2, № 4. С. 521 – 542.
149. Khursenko S. M., Loboda V. B., Shkurdoda Yu. O., Kolomiets V. M. The Electrical Conductivity of the Three-layer Polycrystalline Films Co/Ag(Cu)/Fe in the Conditions of Atoms Interdiffusion. *J. Nano- Electron. Phys.* 2014. Vol. 6, №1. P. 04032-1 – 04032-5.
150. Басов А. Г., Дехтярук Л. В., Шкурдода Ю. О., Черноус А. М. Розмірні кінетичні ефекти у полікристалічних плівках. *Ж. нано- електрон. фіз.* 2010. Том 2, №2. С. 6 – 24.
151. Dekhtyaruk L. V., Pazukha I. M., Protsenko I. Yu. Procedure for estimating the contribution of interface scattering of electrons to the specific resistance and the temperature coefficient of resistance of films. *Ukr. J. Phys.* 2006. Vol. 51, № 7. P. 728 – 732.
152. Вплив температури на фазовий склад, електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co, Fe та Gd / С. І. Воробйов та ін. *Металлофиз. новейшие технол.* 2013. Том 35, № 12. С. 1645 – 1658.
153. Magnetic and electrical transport properties of electrodeposited Ni-Cu alloys and Ni₈₁Cu₁₉/Cu multilayers / I. Bakonyi et al. *J. Phys. Cond. Matter.* 1999. Vol. 11. P. 963 – 973.
154. Ирхин Ю. П., Коуров Н. И. Магнитная восприимчивость и электросопротивление сплавов GdZn_xCu_{1-x}. *Физика твердого тела*. 1998. Том 40, № 6. С. 974 – 979.
155. Кондрахова Д. М., Шабельник Ю. М., Синашенко О. В., Проценко І. Ю. Структурно-фазовий стан, електрофізичні та магнеторезистивні властивості твердих розчинів у плівкових системах на основі Co і Cu або Ag та Fe і Cr або Cu. *Usp. Fiz. Met.* 2012. Том 13. С. 241 – 267.

156. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / С. І. Проценко та ін. *Успехи физ. мет.* 2007. Том 8. С. 247 – 278.
157. Шкурдода Ю. О., Лобода В. Б., Дехтярук Л. В. Питома провідність тришарових полікристалічних плівок. *Металлофиз. и новейшие технол.* 2008. Том 30, № 3. С. 295 – 309.
158. Dimmich R., Warkusz F. The electrical conductance of continuous thin metallic double-layer films. *Thin Solid Films.* 1983. Vol. 109, № 2. P. 103 – 114.
159. Дехтярук Л. В., Маршалек М., Проценко И. Е., Черноус А. Н. Температурный коэффициент сопротивления мультислоев с поликристаллической структурой. *Фізична інженерія поверхні.* 2004. Том 2, №1. С. 55 – 63.
160. Черноус А. М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: автореф. дис... д-ра ф.-м. наук: 01.04.07. Суми, 2006. 37 с.
161. Однодворець Л. В., Проценко С. І., Черноус А. М. Електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових матеріалів в умовах фазоутворення: монографія / за заг. ред. проф. І.Ю. Проценка. Суми: СумДУ, 2011. 203 с.
162. Mayadas A. F., Shatzkes M. Electrical – resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces. *Phys. Rev. B.: Cond. Matter.* 1970. Vol. 1, № 4. P. 1382 – 1389.
163. Tellier C. R., Tosse A. J. Size effects in thin films. Elsevier Science, 1982. 310 p.
164. Warkusz F. Electrical and mechanical properties of thin metal films: size effects. *Progr. Surf. Scien.* 1980. Vol. 10. P. 287 – 382.
165. Циовкин Ю. Ю., Волошинский А. Н. Расчет температурных и концентрационных зависимостей электросопротивления сплавов в двухполосном приближении когерентного потенциала. *ФММ.* 1993. Том 75, №3. С. 25 – 37.

166. Minor M. K., Klemmer T. J. Transverse field anneal studies of high moment FeCoB and FeCoZr films. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 10. P. 6465 – 6467.
167. Fabrication of nanocrystalline Fe-Co-Ta-N magnetic films with high saturation magnetization and excellent high-frequency characteristics / J. M. Shin et al. *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93. P. 6677 – 6679.
168. Electrochemical Deposition of FeCo and FeCoV Alloys / I. Shao et al. *J. Electrochem. Soc.* 2003. Vol. 150, №5. P.184 – 188.
169. Effects of C addition in Fe₆₅Co₃₅ and Fe_{9.5}Co_{90.5} soft magnetic films / V. Edon et al. *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 107. P. 09A321 – 09A321-3.
170. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів / Проценко С. І., Чешко І. В., Однодворець Л. В., Пазуха І. М.; за заг. ред. І. Ю. Проценка. Суми: СумДУ, 2008. 197 с.
171. Kowalczyk M., Ferenc J., Liang X.B., Kulik T. Magnetic properties of HITPERM-type alloys at high temperature. *J. Magn. Magn. Mater.* 2006. Vol. 304, № 2. P. e651 – e653.

ДОДАТОК А

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Наукові праці, у яких опубліковані основні наукові результати

1. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu.O., Protsenko I. Yu. Phase state, crystal structure, diffusion processes and magnetoresistance of three-layer structures based on $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,5$) and Cu. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2019. Vol. 41, № 5. P. 595 – 605.
2. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Temperature Effects in Magnetoresistive Properties of Three-Layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Copper. *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii.* 2019. Vol. 10, № 1. P. 0101 – 0109.
3. **Салтиков Д. І.**, Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Структурно-фазовий стан та електропровідність пліткових структур на основі ОЦК фази сплаву Fe-Co та Cu. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 3. С. 03024-1 – 03024-6.
4. **Салтиков Д. І.**, Шкурдода Ю. О., Проценко І. Ю. Вплив умов термообробки на магніторезистивні властивості тришарових структур $\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}/\text{Cu}/\text{Fe}_{0,2}\text{Co}_{0,8}$. *Ж. нано-електрон. фіз.* 2018. Том 10, № 4. С. 04031-1 – 04031-5.

2. Наукові праці апробаційного характеру

5. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O., Protsenko I. Yu. Magnetoresistance of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0.5$) Film Alloys and Three-Layer Structures Based on them. *Nanomaterials: Applications and Properties-2017: Proceedings of 7th International Conference.* September 10 – 15, 2017. Zatoka: Sumy State University, 2017. №2. P. 02NTF35 (4pp.).
6. **Салтиков Д. І.** Вплив товщини немагнітного прошарку на польові залежності наносистем $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2017: Матеріали та програма науково-технічної конференції, 17 – 21 квітня 2017 р.* Суми: СумДУ, 2017. С. 100.

7. **Салтиков Д. І.**, Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магніторезистивні властивості плівкового сплаву $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$. *ЕВРИКА-2017: Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики*, 16 – 18 травня 2017 р. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2017. С. А14.
8. **Салтиков Д. І.** Елементний склад плівкових систем на основі $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2018: матеріали та програма науково-технічної конференції*, 05 – 09 лютого 2018 р. Суми: СумДУ, 2018. С. 67.
9. **Салтиков Д. І.**, Проценко І. Ю., Шкурдода Ю. О. Магнітоопір тришарових плівок на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x \cong 0,2$) та Cu. *ЕВРИКА-2018: Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики*, 15 – 17 травня 2018 р. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2018. С. А15.
10. **Салтиков Д. І.** Магніторезистивні властивості тришарових плівок на основі сплаву $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ та Cu. *Фізика, електроніка, електротехніка – 2019: Матеріали та програма науково-технічної конференції*, 23 – 26 квітня 2019 р. Суми: СумДУ, 2019. С. 54.
11. **Saltykov D. I.**, Poduremne D. V., Shkurdoda Yu. O., Protsenko S. I. Influence of the Conditions of Heat Treatment and Thickness of the Layers on the Magnetoresistive Properties of Three-layer Films Based on $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}$ Alloy and Cu. XVII Міжнародна Фреїківська конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем, 20 – 25 травня 2019 р. Івано-Франківськ: ПНУ ім. В. Стефаника, 2019. С. 329.
12. **Saltykov D. I.**, Shkurdoda Yu. O. Phase state, crystal structure of thin films of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy and three-layer structures based on it with a Cu layer. *Low Temperature Physics: X International Conference for Professionals and Young Scientists*, June 3 – 7, 2019. Kharkiv: B. Verkin ILTPE of NASU, 2019. P. 119.