

ФЕНОМЕНОЛОГІЧНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ГРАНУЛЬОВАНИХ ПЛІВКОВИХ СПЛАВІВ

С.І. Проценко, Л.В.Однорорець, І.В.Чешко

*Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, Суми, 40007
e-mail: protsenko@aph.sumdu.edu.ua*

Запропонована феноменологічна модель електрофізичних властивостей (питомий опір і термічний коефіцієнт опору) для плівкових гранульованих сплавів, які утворюються в дво- чи багат шарових плівкових системах на основі магнітних і немагнітних металів з обмеженою розчинністю в масивних зразках.

ВСТУП

Відкриття у 1988 році явища гігантського магнітного опору в мультишарах на основі Fe і Cr стимулювало дослідження різних плівкових систем, що увінчалось у 1992 році спостереженням цього явища в іншому класі плівкових матеріалів – т.зв. гранульованих сплавах (більш детально див., наприклад, [1] і цитовану в [2] літературу).

Гранульовані сплави (г.с.) отримують шляхом одночасного осадження на підкладку двох чи трьох металевих компонент (одна із яких немагнітна), які мають обмежену розчинність у масивних матеріалах. В результаті цього при певному підборі концентрацій утворюються магнітні частинки (гранули), які занурені у немагнітну матрицю і мають розміри від кількох А до декількох нм (див., наприклад, рис. 1.7 і 3.12 в [2]). У випадку плівкових систем на основі Co і Cu, Ag або Au матриця представляє собою твердий розчин (т.р.) атомів Co у Cu, Ag або Au. Згідно даних, представлених в [2], у плівковій системі на основі Co і Cu має місце необмежена розчинність атомів Co у Cu із утворенням т.р. (Co, Cu) з ГЦК граткою і параметром, який змінюється із концентрацією атомів Co у відповідності з правилом Вегарда в межах $a_0(\text{Cu}) - a_0(\text{ГЦК-Co})$, де a_0 – параметр гратки масивних зразків. У випадку плівкових систем на основі Co і Ag або Au має місце обмежена розчинність (у матриці Ag – 8 ат. % Co, а у матриці Au – 11 ат. % Co) з утворенням т.р. (Co, Ag) і (Co, Au) з ГЦК граткою і параметрами дуже близькими до $a_0(\text{Ag})$ і $a_0(\text{Au})$ (див. рис. 1.12 в [2]). У результаті цього надлишкові атоми Co утворюють гранули в матриці т.р., що підтверджується електронно-мікроскопічними дослідженнями. Необхідно особливо підкреслити, що г.с. можна отримати не тільки у процесі одночасно осадження компонент, але і при пошаровій конденсації при відносно великих швидкостях конденсації і температурі підкладки або при термообробці плівкової системи.

Наші попередні дослідження [3] вказують на те, що гранульований стан плівкових т.р. (Co, Cu), (Co, Ag) та (Co, Au) певним чином впливає на їх електрофізичні властивості (питомий опір ρ і термічний коефіцієнт опору (ТКО) β). Це впливає із того, що запропонована в [3] феноменологічна модель електрофізичних властивостей двошарових плівкових систем із проміжним шаром т.р. біля межі поділу шарів незадовільно узгоджується із експериментальними результатами.

У зв'язку з цим метою даної роботи є побудова теоретичної моделі для електрофізичних властивостей, яка буде більш адекватна структурно-фазовому стану плівкової системи, тобто в ній буде враховано гранульований стан твердого розчину.

1. ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ МОДЕЛІ

Плівкова система на основі магнітної і немагнітної компонент моделюється як шарувата структура товщиною d на основі плівкового гранульованого т.р. (рис.1). Таким чином зразок представляє собою паралельне з'єднання $N = \frac{d}{2r_0}$ окремих шарів. У свою чергу, окремий такий шар можна змодельювати (рис.2,а) як паралельне з'єднання n трубок струму (рис.2,б).

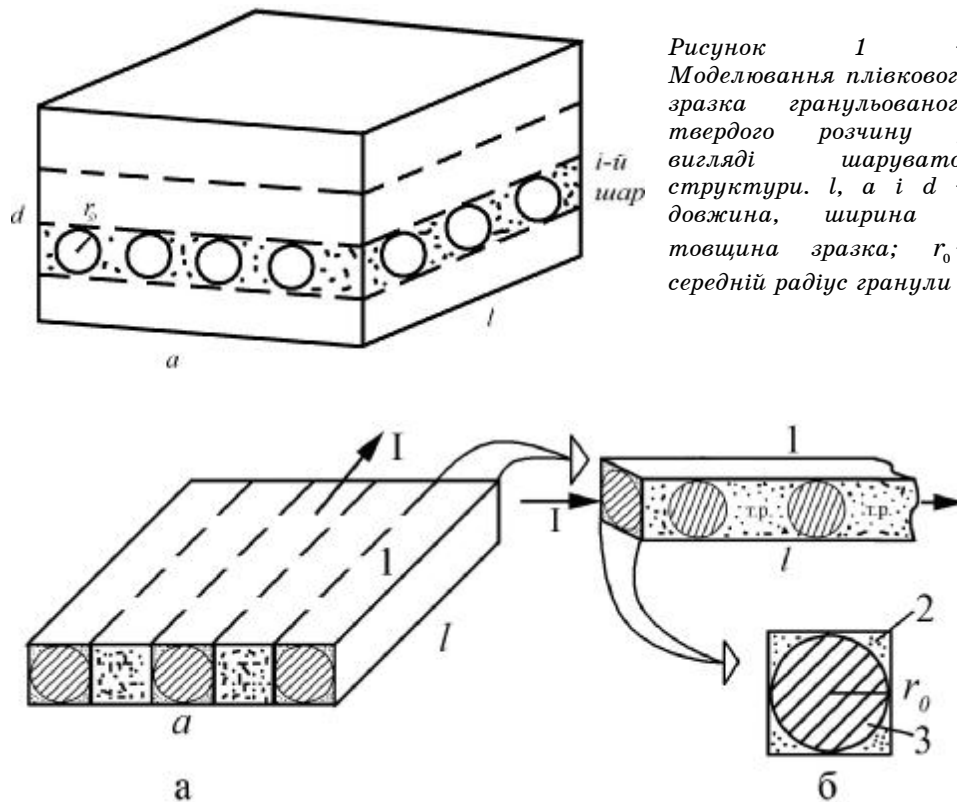


Рисунок 1 –
Моделювання плівкового
зразка гранульованого
твердого розчину у
вигляді шаруватій
структури. l , a і d –
довжина, ширина і
товщина зразка; r_0 –
середній радіус гранули

Рисунок 2 – Схематичне зображення окремого шару (а), трубки струму (1), її поперечного перерізу (б) із чотирма боковими (2) та центральним (3) стержнями. I – сила струму

Число трубок струму в окремому шарі дорівнює

$$n = \frac{a}{2r_0 + \Delta l_{тр}} = \frac{2a}{(2 + \alpha)r_0}. \quad (1)$$

Очевидно, що середнє число гранул (n_2^a) і фрагментів т.р. середньої довжини $\Delta l_{тр}$ ($n_{тр}^a$) на відрізку (ширині шару) a виражаються одним і тим же співвідношенням:

$$n^a = n_z^a = n_{mp}^a = \frac{a}{2r_0 + \Delta l_{mp}}. \quad (2)$$

Таким чином, середнє число (концентрація) n^a гранул і фрагментів т.р. на одиницю довжини може бути представлена так:

$$n^a = \frac{n_z^a}{a} = (2r_0 + \Delta l_{mp})^{-1} = [r_0(2 + \alpha)]^{-1}, \quad (2')$$

де $\alpha = \frac{\Delta l_{mp}}{r_0}$ – ступінь гранулярності зразка.

Опір зразка R можна розрахувати, змодельовавши його як паралельне з'єднання N шарів :

$$R^{-1} = R_{u1}^{-1} + R_{u2}^{-1} + \dots + R_{uN}^{-1} \Rightarrow R = \frac{R_u}{N}. \quad (3)$$

У свою чергу опір R_u окремого шару розраховується також, виходячи із формули для паралельного з'єднання n трубок струму, а саме:

$$R_u^{-1} = R_{mc1}^{-1} + R_{mc2}^{-1} + \dots + R_{mcn}^{-1} \Rightarrow R_u = \frac{R_{mc}}{n}. \quad (4)$$

Трубки струму (1 на рис.2б) R_{mc} можна також змодельувати як паралельне з'єднання чотирьох бокових і одного центрального стержня (2 і 3 на рис. 2 б). Тоді опір R_{mc} можна представити так:

$$R_{mc}^{-1} = (R_z + R_{mp})^{-1} + \frac{4}{R_c},$$

або

$$R_{mc} = R_c \cdot \frac{R_z + R_{mp}}{R_c + 4(R_z + R_{mp})}, \quad (5)$$

де R_z і R_{mp} - опір усіх гранул і фрагментів т.р., які локалізовані у центральному стержні; R_c - опір чотирьох бокових стержнів, фазовий склад яких відповідає т.р.

Величини R_z і R_{mp} розраховуються, виходячи із співвідношення для опору довільного провідника $R = \rho \frac{l}{S}$, де ρ - питомий опір; l і S - довжина і площа поперечного перерізу провідника.

2 РОЗРАХУНОК ВЕЛИЧИНИ R_z , R_c і R_{mc}

Питання про електропровідність металевих малих частинок сферичної, еліптичної чи циліндричної форми постійно знаходиться у полі зору дослідників (в роботі [4] представлена коротка бібліографія робіт, в яких

наведені результати досліджень цього питання в рамках кінетичного методу). У рамках нашого феноменологічного підходу опір гранули R_z сферичної форми розраховується, виходячи із моделі, представленій на рис.3. Оскільки поперечний переріз гранули змінна величина (від 0 до πr_0^2), то диференціал dR можна записати, виходячи із співвідношення для R_z у самому загальному вигляді:

$$R_z = 2\rho_z \frac{l}{S} = 2\rho_z \frac{r_0(1 - \cos\theta)}{\pi r_0^2 \sin^2\theta} = \frac{2\rho_z}{\pi r_0} \frac{1}{1 + \cos\theta},$$

$$dR_z = \frac{2r_z}{\pi r_0} d(1 + \cos\theta)^{-1} = \frac{2r_z}{\pi r_0} \frac{\sin\theta d\theta}{(1 + \cos\theta)^2}. \quad (6)$$

Після інтегрування (6) отримуємо:

$$R_z = \frac{2r_z}{\pi r_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin\theta d\theta}{(1 + \cos\theta)^2} = \frac{\rho_z}{\pi r_0}. \quad (6')$$

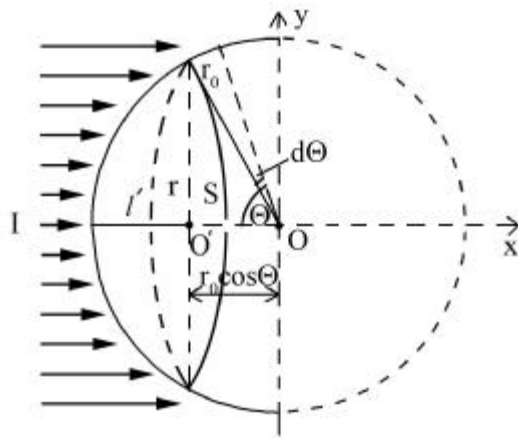


Рисунок 3 – До розрахунку електричного опору металеві гранули. r_0 - середній радіус гранули; r - радіус поперечного перерізу S ; θ - полярний кут; l - висота сферичного сегмента, який опирається на площу $S = \pi R^2$

Виходячи із рис.2б, можна розрахувати опір R_c бокового стержня:

$$R_c = \rho_{mp} \cdot \frac{4l}{(4r_0^2 - \pi r_0^2)} = 4,65\rho_{mp} \cdot \frac{l}{r_0^2}. \quad (7)$$

Враховуючи (5) і (7) і те, що опір фрагмента т.р. середньої довжини Δl_{mp} дорівнює

$$R_{mp} = \rho_{mp} \frac{\Delta l_{mp}}{\pi r_0^2} n_{mp}^l,$$

де n_{mp}^l - середнє число фрагментів т.р. на довжині l , співвідношення для опору трубки струму можна записати таким чином:

$$R_{mc} = 4,65\rho_{mp} \frac{l}{r_0^2} \cdot \frac{\rho_z \frac{n_z^l}{\pi r_0} + \rho_{mp} \cdot \frac{\Delta l_{mp} n_{mp}^l}{\pi r_0^2}}{4,65\rho_{mp} \frac{l}{r_0^2} + 4 \left(\rho_z \frac{n_z^l}{\pi r_0} + \rho_{mp} \cdot \frac{\Delta l_{mp} n_{mp}^l}{\pi r_0^2} \right)} =$$

$$= 4,65\rho_{mp} \cdot \frac{l}{r_0^2} \left(4 + \frac{4,65\rho_{mp} \cdot \frac{l}{r_0^2}}{\rho_z \frac{n_z^l}{\pi r_0} + \rho_{mp} \alpha \frac{n_{mp}^l}{\pi r_0}} \right)^{-1}, \quad (8)$$

де ρ_z - питомий опір гранул Со.

З РОЗРАХУНОК R_{uc} , ОПОРУ І ТКО ШАРУВАТОГО ЗРАЗКА

Знаючи R_{mc} і враховуючи (3) і (4), можна записати співвідношення для R_{uc} , опору і ТКО для плівкового зразка.

$$R_{uc} = \frac{R_{mc}}{n} = \frac{R_{mc}}{a} \cdot (2r_0 + \Delta l_{mp}) = \frac{R_{mc}}{2a} \cdot (2 + \alpha)r_0 = \frac{r_0^2(2 + \alpha)}{da} \cdot R_{mc}, \quad (9)$$

де R_{mc} виражається співвідношенням (8).

Загальний опір R шаруватої структури можна представити так:

$$R = \frac{R_{uc}}{N} = \frac{l}{ad} \left[4,65(2 + \alpha)\rho_{mp} \cdot \left(4 + \frac{4,65\pi l \rho_{mp}}{r_0 n^a (\rho_z + \alpha\rho_{mp})} \right)^{-1} \right]. \quad (10)$$

Із співвідношення (10) витікає, що питомий опір ρ плівкового зразка можна подати у такому вигляді (це множник біля коефіцієнта $\frac{l}{ad}$):

$$\rho = 4,65(2 + \alpha)\rho_{mp} \cdot \left(4 + \frac{4,65\pi l \rho_{mp}}{r_0 n^a (\rho_z + \alpha\rho_{mp})} \right). \quad (11)$$

Враховуючи, що $\beta = \frac{d \ln \rho}{dT}$ і співвідношення (11), запишемо вираз для ТКО шаруватої структури:

$$\beta = \frac{d}{dT} \left[\ln [4,65(2 + \alpha)] + \ln \rho_{mp} - \ln \left(4 + \frac{4,65\pi l \rho_{mp}}{\rho_0 n^a (\rho_z + \alpha\rho_{mp})} \right) \right] =$$

$$= \beta_{mp} - \frac{\partial}{\partial T} \ln \left(4 + \frac{4,65\pi l \rho_{mp}}{\rho_0 n^a (\rho_z + \alpha\rho_{mp})} \right).$$

Після диференціювання по температурі отримуємо співвідношення для β у самому загальному вигляді:

$$\beta \cong \beta_{mp} - \frac{4,65\pi l \rho_{mp} \beta_{mp} r_0 n^a (\rho_z + \alpha \rho_{mp}) - 4,65\pi l \rho_{mp} r_0 n^a (\beta_z \rho_z + \alpha \beta_{mp} \rho_{mp})}{\left[r_0 n^a (\rho_z + \alpha \rho_{mp}) \right]^2 \left(4 + \frac{4,65\pi l \rho_{mp}}{r_0 n^a (\rho_z + \alpha \rho_{mp})} \right)}, \quad (12)$$

де ρ_{mp} можна розрахувати за формулою для питомого опору т.р.

$$\rho_{mp} = \rho_1 c_1 + \rho_2 (1 - c_1),$$

де c_1 - концентрація атомів Со у т.р. ; індекс «2» відноситься до металів Cu, Ag або Au.

Формулу для обрахунку концентрації атомів кобальту:

$$c_1 = \frac{D_1 d_1 \mu_1^{-1}}{D_1 d_1 \mu_1^{-1} + D_2 d_2 \mu_2^{-1}}.$$

Попередня апробація співвідношення (11) вказує на задовільну відповідність експериментальних і розрахункових результатів для плівкових матеріалів із величиною ступеню гранулярності α в межах від 1 до 10.

Робота виконана під керівництвом проф. Проценка І.Ю. в рамках Договорів про науково-технічне співробітництво між Сумським державним університетом, Інститутом фізики Словацької Академії наук (м.Братислава) і Університетом Барода (м.Ваходара, Індія).

SUMMARY

FENOMENOLOGICAL MODEL OF ELECTROPHYSICAL PROPERTIES

OF GRANULAR FILM ALLOYS

S.I.Protsenko, L.V.Odnodvoretz, I.V.Cheshko

Sumy State University, Sumy, R.-Korsakov street, 2, 40007

The phenomenological model of electrophysical properties (resistivity and thermal coefficient of resistivity) for film granular alloys which appear in double- or multilayer film systems on the basis of magnetic and unmagnetic metals with the limited solubility in bulk samples was proposed.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ковач Ш., Дини Б., Тейзейра С.Р. и др. Сравнение структурных, магнитных и транспортных свойств гранулированных сплавов $(\text{CoFe})_x\text{Ag}_{1-x}$, полученных плазменным распылением и испарением в сверхвысоком вакууме // ФММ.-1995.-Т.79, Вып.1.- С.98-109.
2. Проценко С.І., Чешко І.В., Однодворець Л.В. та ін. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 197 с.
3. Проценко С.І., Чешко І.В., Великодний Д.В. та ін. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем // Успехи физ. метал. – 2008 (прийнято до друку).
4. Григорчук Н.И., Томчук П.М. Электропроводность металлических наночастиц сплюснутой или вытянутой формы // Физика низких температур. – 2007. – Т.33, №4. – С.461 – 472.

Проценко С.І., кандидат фіз.-мат. наук, доцент кафедри прикладної фізики;

Однодворець Л.В., кандидат фіз.-мат. наук, доцент кафедри прикладної фізики;

Чешко І.В., аспірант кафедри прикладної фізики

Поступила в редакцию 14 апреля 2008 г.