

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Eb, 72.15.Qm

РОЗМІРНІ КІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ У ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВКАХ

А.Г. Басов¹, Л.В. Дехтярук², Ю.О. Шкурдода³, А.М. Чорноус¹

¹ Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2, 40007, Суми, Україна
E-mails: agbasov@ukr.net, achornous@nis.sumdu.edu.ua

² Харківський державний технічний університет будівництва та
архітектури, вул. Сумська, 40, 61002, Харків, Україна

³ Сумський державний педагогічний університет ім. А.С.Макаренка,
вул. Роменська, 87, 40002, Суми, Україна

У роботі наведені результати як теоретичних, так і експериментальних досліджень електрофізичних властивостей (питомої провідності та температурного коефіцієнту опору), які характеризують електронний транспорт у металевих полікристалічних плівках. Показано, що числові значення зазначених кінетичних коефіцієнтів у тонких провідниках суттєво відрізняються від відповідних транспортних коефіцієнтів у масивних провідниках. Причина цієї відмінності полягає у тому, що у тонких полікристалічних плівках одночасно реалізується як внутрішній розмірний ефект (релаксація носіїв заряду на міжкристалічних межах), так і зовнішній розмірний ефект (розсіяння електронів на зовнішніх межах зразка), що призводить до суттєвої залежності кінетичних коефіцієнтів від внутрішньої структури, товщини та ступеня шорсткості зовнішніх меж провідника. Розглянуті моделі розмірних ефектів використані для аналізу транспортних ефектів в полікристалічних плівках, а наведені асимптотичні вирази для розрахунку параметрів електроперенесення у монокристалічних плівках Al і Ni. Показано, що узгодження експериментальних і розрахункових значень питомої провідності і ТКО у кожному конкретному випадку досягається при використанні коефіцієнта зерномежового розсіювання, як підгоночного параметра. Значення цього коефіцієнта складає: при розрахунках питомої провідності $0,37 \div 0,46$ (плівки Ni) і $0,09 \div 0,30$ (плівки Al) та при розрахунках ТКО $0,37 \div 0,40$ (плівки Ni) і $0,15 \div 0,36$ (плівки Al).

Ключові слова: ПОЛІКРИСТАЛІЧНА ПЛІВКА, ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ, КІНЕТИЧНІ КОЕФІЦІЄНТИ, ВНУТРІШНІЙ ТА ЗОВНІШНІЙ РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ, МОДЕЛЬ МАЯДАСА ТА ШАЦКЕСА, ПАРАМЕТРИ ЕЛЕКТРОПЕРЕ-НЕСЕННЯ.

(Одержано 25.05.2010, у відредагованій формі – 26.07.2010)

1. ВСТУП

Постійний інтерес до вивчення електронного транспорту у тонких металевих плівках зумовлено як широким їх використанням як елементної бази сучасної мікроелектроніки та вимірювальної техніки, так і можливістю одержання докладної інформації, щодо релаксації носіїв заряду на зовнішніх і внутрішніх межах провідника [1-3]. Основною особливістю електронного транспорту в полікристалічних плівках у порівнянні з

необмеженими зразками є взаємодія електронів зі зовнішніми межами (зовнішній розмірний ефект) та межами зерен (внутрішній розмірний ефект), що призводить як до розмірної залежності транспортних коефіцієнтів, так і до їх залежності від структури тонкої плівки (середнього розміру кристалітів, характеру взаємодії носіїв заряду з межами зерен (МЗ) тощо).

Вперше достатньо коректну модель електропровідності полікристалічної плівки було запропоновано Маядасом і Шацкесом (модель МШ) [4, 5]. Автори зазначених праць запропонували модель (рис. 1), у якій кристаліти мають середній розмір L у площині провідника, а їх межі перпендикулярні зовнішнім поверхням зразка. Вважаючи, що різні механізми розсіяння електронів (ізотропне розсіяння на фонах та точкових дефектах; розсіяння на міжкристалітних межах та на зовнішніх поверхнях) незалежні, Маядас та Шацкес [5] не лише отримали загальний аналітичний вираз для питомої провідності σ полікристалічної плівки, а й провели його апробацію, використовуючи експериментальні результати інших авторів.

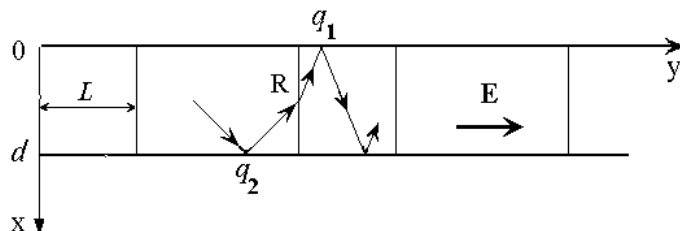


Рис. 1 – Модель тонкої полікристалічної плівки, де ламаною лінією показано можливу траєкторію руху носія заряду: d – товщина плівки, L – середній розмір кристалітів у площині зразка, q_j ($j = 1, 2$) – ймовірність дзеркального відбиття носіїв заряду j -тою зовнішньою межею провідника, R – ймовірність дифузного розсіювання на міжкристалічних межах, E – напруженість електричного поля

У подальших теоретичних дослідженнях, беручи модель МШ за базу, були запропоновані різні феноменологічні моделі електрофізичних властивостей полікристалічних плівкових зразків. Так, зокрема, в роботах [6-8] проаналізована електропровідність провідника з моноблочними кристалітами які мають форму циліндрів однакового діаметра, твірні яких перпендикулярні зовнішнім межах. В роботах [9-11] розглядається двовимірний модель, а в роботах [12,13] – тривимірний модель (більш докладно див. узагальнюючу монографію [14]) електропровідності тонкої полікристалічної плівки у припущенні, що розмір кристалітів однаковий у кожному з трьох взаємно перпендикулярних напрямків, а взаємодія носіїв заряду з межами зерен характеризується лише одним параметром, який визначає ймовірність проходження електрона через міжкристалітну межу. Подалі, у роботах [15, 16] було проведено узагальнення тривимірної моделі на випадок, коли кристаліти мають не кубічну форму, а моделювалися трьома сукупностями площин, які перпендикулярні трьом осям координат. Однак наведений у роботі [11] чисельний аналіз показав, що значення ймовірності дзеркального відбиття носіїв заряду від зовнішніх поверхонь провідника та ймовірності дифузного розсіяння електронів на МЗ, які отримані у рамках дво- та тривимірної моделей, при аналізі експериментальних даних практично

збігаються з відповідними результатами для одновимірної моделі. Цей факт обумовлений тим, що міжкристалітні межі, які паралельні вектору густини електричного струму, слабо впливають на електронний потік та, відповідно, не змінюють величину транспортних коефіцієнтів. Саме з цієї причини, при аналізі питомої провідності (опору), температурного коефіцієнта опору (ТКО) та коефіцієнтів тензочутливості (КТ) тонкої полікристалічної плівки з достатньою точністю можна скористатися одновимірною моделлю МШ. Тут необхідно відмітити, що при переході до ультратонких плівок механізм розсіювання носіїв заряду на поверхневих неоднорідностях стає домінуючим [17, 18].

Теорія Маядаса та Шацкеса задовільно узгоджується з експериментальними дослідженнями кінетичних властивостей в одно- і багатопшарових плівках, широко використовується для аналізу електронного транспорту у тонких полікристалічних провідниках нанометричних масштабів та дозволяє за експериментальними даними про електрофізичні властивості тонких полікристалічних плівок визначити параметри електроперенесення (див наприклад [19-29]).

Метою даної роботи є теоретичне та експериментальне дослідження кінетичних коефіцієнтів, що характеризують електронний транспорт в полікристалічних плівках.

2. ПИТОМА ПРОВІДНІСТЬ

2.1 Загальний аналітичний та асимптотичні вирази

Провідність тонкої полікристалічної плівки зовнішні межі якої різним чином розсіюють носії заряду можна записати таким чином [5]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \equiv \Phi = f(\alpha) - \frac{3}{\pi k} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dz \frac{(z - z^3)(1 - E)}{H^2} \cdot \left\{ \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1q_2)E}{1 - q_1q_2E^2} \right\}, \quad (1)$$

$$E = \exp \left\{ -\frac{kH}{z} \right\}, \quad H = 1 + \frac{\alpha}{\cos \phi \sqrt{1 - z^2}}, \quad k = \frac{d}{l}, \quad (2)$$

де σ – питома електропровідність полікристалічної плівки товщиною d , σ_0 – провідність необмеженого ($d \rightarrow \infty$) металевого монокристалічного зразка, l – середня довжина вільного пробігу електронів, q_j ($j = 1, 2$) ймовірність дзеркального відбиття носіїв заряду j -тою зовнішньою поверхнею провідника зі збереженням енергії та тангенціальної по відношенню до межі компоненти квазіімпульсу.

Функція $f(\alpha)$ у співвідношенні (1) визначає провідність масивного ($d \rightarrow \infty$) полікристалічного зразка та дорівнює [4, 5]:

$$f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2, & \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} - \frac{3}{5\alpha^2}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (3)$$

З формули (1) та (3) неважко простежити, що у моделі Маядаса-Шацкеса вплив полікристалічності зразка враховується за допомогою лише одного

зерномежового параметра $\alpha = lR/[L(1 - R)]$ (L – середня ширина кристалітів у площині плівки, R – ймовірність дифузного розсіяння електрона на міжкристалітних межах), який визначає внесок меж зерен у сумарний опір тонкої плівки. Отримана Маядасом та Шацкесом формула (1) для питомої провідності полікристалічної плівки переходить у формулу Лукаса [30] (при умові, що $q_1 \neq q_2$) або у формулу Фукса [31] (у разі виконання рівностей $q_1 = q_2 = q$) при $\alpha \rightarrow \infty$ тобто, коли або межі зерен абсолютно “прозорі” для носіїв заряду ($R \rightarrow \infty$), або плівка “однокристалітна” ($L \rightarrow \infty$).

Аналітична розмірна залежність провідності полікристалічної плівки (1) є досить складною, щоб можна було б провести її безпосереднє порівняння з результатами експериментальних досліджень. Саме тому у великій кількості теоретичних робіт (див. оглядову монографію [14]) були запропоновані наближені співвідношення формули Маядаса-Шацкеса, які містять табульовані функції і мають жорсткі обмеження на область зміни параметрів, які входять в отримані формули. Загальні асимптотичні вирази формули (1), які б не містили табульовні функції, були запропоновані у роботі [32].

Якщо зразок відносно товстий, тобто виконується нерівність ($k \gg 1$), то при довільних значеннях зерномежового параметра α та параметрів дзеркальності q_j , провідність полікристалічної плівки можна записати у вигляді [32]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = f(\alpha) - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{16k} \left\{ 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha + 12\alpha^2 + \frac{16}{\pi} \{ 5 - (4 - 5\alpha^2) I \} \alpha^3 - 40\alpha^4 \right\} \cong$$

$$\cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{16k} \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha \right), & \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} \left\{ 1 - \frac{2 - q_1 - q_2}{4k\alpha} \left(1 - \frac{512}{105\pi\alpha} \right) \right\}, & \alpha \gg 1, \end{cases} \quad (4)$$

$$I = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha^2}}{\alpha}, & \alpha \leq 1, \\ \frac{\arccos\left(\frac{1}{\alpha}\right)}{\sqrt{\alpha^2 - 1}}, & \alpha > 1. \end{cases} \quad (5)$$

Зі співвідношення (4) витікає, що зменшення електропровідності товстого полікристалічного провідника при $d \gg l$ у порівнянні зі провідністю масивного зразка незначне. Це пов'язане з тим, що у зазначеному випадку електричний струм формується майже усіма носіями заряду в околі поверхні Фермі. У разі наявності строгої кореляції між падаючим на поверхню та відбитим нею електроном ($q_j = 1$), провідності плівкового та масивного зразків збігаються. Відсутність зазначеної кореляції між падаючим та відбитим електроном ($q_j = 0$) призводить до ефективного зменшення товщини плівки [33] та, відповідно, до зменшення провідності зразка. Множники, в яких міститься зерномежовий параметр α у формулі (4), визначають вплив меж зерен на електропровідність товстої

плівки. Аналіз отриманих асимптотичних виразів показує, що у разі виконання нерівності $\alpha \leq k$ розсіяння носіїв заряду на МЗ, у порівнянні зі розсіянням на зовнішніх межах, незначне і ним можна знехтувати. У цьому випадку провідність плівки визначається наступною формулою:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{16k} (2 - q_1 - q_2), \quad (6)$$

яка збігається з відповідною асимптотичною формулою для коефіцієнта електропровідності у рамках моделі Фукса – Лукаса [30, 31].

У разі виконання протилежної нерівності $k \ll 1$, тобто коли товщина плівки d значно менше довжини вільного пробігу l носіїв заряду в ній, експоненти, які містяться у підінтегральному виразі (1) можна розкласти у ряд по ступеням k/x та отримати наступний вираз для величини провідності у разі виконання нерівності $\alpha \leq k$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \frac{(1 + q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1 q_2} \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d}. \quad (7)$$

У цьому випадку домінуючим розмірним ефектом є зовнішній розмірний ефект, а розсіяння носіїв заряду на межах зерен (внутрішній розмірний ефект) незначне, і ним можна знехтувати.

Аналіз асимптотичного виразу (7) показав, що він коректніше лише у разі виконання нерівності $q_j \ll d/l$, тобто коли зовнішні межі провідника майже дифузним (оскільки $d/l \ll 1$) чином розсіюють носії заряду. Лише у цьому випадку розкладання виразу у фігурних дужках співвідношення (1) у ряд по ступеням k/x виправдане. Врахувавши цю обставину і виконавши інтегрування в (1) не розкладаючи вказаний вище вираз у ряд, отримуємо наступний результат

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \frac{(1 + q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1 q_2} \frac{d}{l} \ln \left\{ \frac{2q_1 q_2}{1 + q_1 q_2} + \frac{1 - q_1 q_2}{1 + q_1 q_2} \frac{l}{d} \right\}, 1 - q_j \ll d/l, \quad (8)$$

який описує провідність тонкої плівки, зовнішні межі якої майже дзеркальним чином відбивають електрони (“дзеркальна” плівка за термінологією [34]).

Наведені вище асимптотичні вирази стають “прозорими”, якщо їх отримати з використанням концепції “неефективності” Піпарда [35], яку вперше було застосовано до аналізу аномального скін-ефекту. Згідно з цією концепцією всі електрони умовно можна розділити на “ефективні” (відповідальні за ефект) та неефективні. В умовах сильного розмірного ефекту ($d \ll l$) внесок електронів у статичний розмірний ефект залежить від напрямку їх руху по відношенню до меж провідника. Носії заряду, напрямом швидкості яких складає з межею провідника кут $\theta < d/l$, рухаються майже паралельно до поверхонь провідника і являються “ефективними”, тобто дають основний внесок в ефект. Ті електрони, які рухаються під великими кутами $\theta > d/l$ до поверхонь плівки розсіюються межами провідника і є “неефективними”.

“Ефективні” електрони знаходяться в околі поверхні Фермі у пояску шириною $\Delta p = \theta p_F \cong d p_F / l$ (рис. 2). Площа цього пояска для сферичної

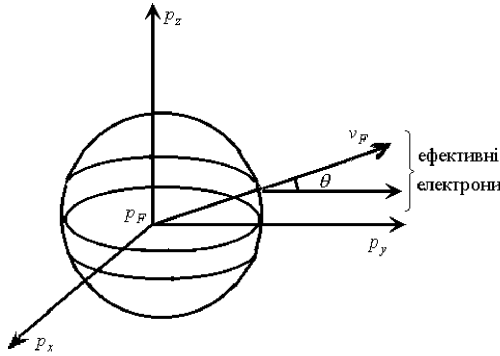


Рис. 2 – До розрахунку провідності тонкої плівки з використанням концепції “неефективності” Пінарда: p_ξ ($\xi = x, y, z$) – компоненти квазі-імпульсу, v_F і p_F – фермієвська швидкість та імпульс відповідно

поверхні Фермі складає: $\Delta S \cong 2\pi p_F \Delta p \cong 2\pi d p_F^2 / l$. Відношення числа носіїв заряду, які знаходяться в межах зазначеного пояска $n_{ef} \sim \Delta S$, до загальної кількості електронів на поверхні Фермі дорівнює:

$$\frac{n_{ef}}{n} = \frac{\Delta S}{S_F} \cong \frac{2\pi p_F^2 \frac{d}{l}}{4\pi p_F^2} \cong c \frac{d}{l},$$

де c – чисельний множник, який порядків одиниці, а ефективна провідність, яка обумовлена цими носіями заряду, дорівнює:

$$\sigma_{ef} = \frac{e^2 l}{p_F} n_{ef} \cong \frac{e^2 l}{p_F} n c \frac{d}{l} = \sigma_0 \frac{d}{l} \quad (9)$$

Таким чином, вплив скінченності товщини шару металу на його провідність зводиться до зміни числа ефективних електронів на поверхні Фермі, які формують струм у плівці і визначають її провідність. У товстій плівці, як було зазначено вище, у формуванні струму беруть участь практично усі електрони в околі поверхні Фермі (іншими словами практично всі носії заряду являються ефективними) і саме тому, у цьому випадку, зміна провідності товстого провідника незначна у порівнянні з масивним зразком [31]. Обмеження по товщині зразка (плівка тонка: $d \ll l$) призводить до різкого зменшення числа ефективних електронів (їх відносна кількість складає d/l) і, відповідно, до значного зменшення провідності тонкої плівки у порівнянні з масивним зразком (підкреслимо іще раз – до зменшення не загальної кількості електронів, а саме кількості ефективних носіїв заряду, які відповідальні за ефект). Логарифмічні фактори у формулах (7) та (8) визначають відносну кількість електронів які рухаються практично паралельно межах тонкого провідника (їх довжина вільного пробігу обмежена лише стиканнями в об’ємі провідника). Дзеркальні відбиття електронів зовнішніми межами як відносно товстої, так і тонкої плівок зі сферичним законом дисперсії, є строго скорегованими і саме тому їх провідність буде збігатися з провідністю масивного металу.

Наведені асимптотичні вирази (8) та (9) для провідності тонкої плівки дозволяють отримати робочі формули для розрахунку параметрів електронного транспорту в тонкій плівці [3, 36]. Однак перш ніж їх

записати врахуємо одну обставину. Порівняння між собою асимптотичних формул для провідності отриманих при умовах, що межі провідника однаковим ($q_1 = q_2 = q$) та різним ($q_1 \neq q_2$) чином розсіюють електрони показує, що в останньому випадку взаємодію носіїв заряду з межами провідника можна описати ефективним параметром дзеркальності, який має вигляд [34]:

$$q_{ef} = \begin{cases} \frac{q_1 + q_2}{2}, & k \gg 1, \\ 1 - \frac{1 - q_1 q_2}{1 + \frac{q_1 + q_2}{2}}, & k \ll 1, \end{cases} \quad (10, a)$$

$$(10, б)$$

Однак, оскільки асимптотична формула (7) коректна лише при виконанні нерівності $q_j \ll d/l$, то добутком $q_1 q_2$ у формулі (10, б) можна знехтувати як доданком другого порядку малості і ефективні параметри дзеркальності для товстої плівки (при довільному характері взаємодії електронів з межами) та тонкої плівки (при майже дифузному характері взаємодії носіїв заряду з межами провідника в силу виконання нерівності $q_j \ll d/l < 1$) будуть формально збігатися, тобто

$$q_{ef} = \frac{q_1 + q_2}{2}. \quad (11)$$

З урахуванням співвідношення (11), асимптотичні формули (6) та (7) можна записати так:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \begin{cases} 1 - \frac{3l}{8d}(1 - q_{ef}), & k \gg 1, \\ \frac{3}{4}(1 + 2q_{ef}) \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d}, & k \ll 1. \end{cases} \quad (12, a)$$

$$(12, б)$$

Якщо провідник відносно товстий, то формулу для питомого опору, як впливає зі співвідношення (12, а), можна записати у вигляді зручному для обробки експериментальних результатів з розмірної залежності питомого опору:

$$\rho d = \rho_0 d + \frac{3}{8}(1 - q_{ef}) \rho_0 l, \quad (13)$$

де ρ_0 – питомий опір масивного ($d \rightarrow \infty$) зразка з монокристалічною структурою.

Зі зменшенням середнього розміру кристалітів, збільшується імовірність розсіяння носіїв заряду на межах зерен і провідність тонкого провідника можна записати у вигляді [32]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \frac{(1+q_1)(1+q_2)}{1-q_1q_2} \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d} - \frac{4}{\pi} \alpha, \quad d/l < \alpha < 1, \quad (14)$$

де множник $4\alpha/\pi$ визначає відносну кількість електронів розсіяних міжкристалітними межами, і внутрішній розмірний ефект стає “сумірним” зі зовнішнім розмірним ефектом.

При подальшому зростанні параметра α так що $\alpha \gg 1/k$, основним механізмом релаксації електронів є їх розсіяння на міжкристалітних межах. Розсіянням же носіїв заряду на зовнішніх межах можна знехтувати у порівнянні з їх розсіянням на МЗ і, відповідно, провідник буде ефективно “товстими”. Іншими словами, у цьому випадку зовнішній розмірний ефект незначний у порівнянні зі внутрішнім розмірним ефектом, а коефіцієнт електропровідності “тонкого” зразка має вигляд:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \frac{(1+q_1)(1+q_2)}{1-q_1q_2} \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d\alpha}, \quad 1 < \alpha \ll l/d. \quad (15)$$

На рис. 3 наведена серія кривих, які отримані чисельним розрахунком з використанням співвідношення (1) та ілюструють залежність провідності σ/σ_0 від нормованої товщини плівки k та зерномежового параметра α .

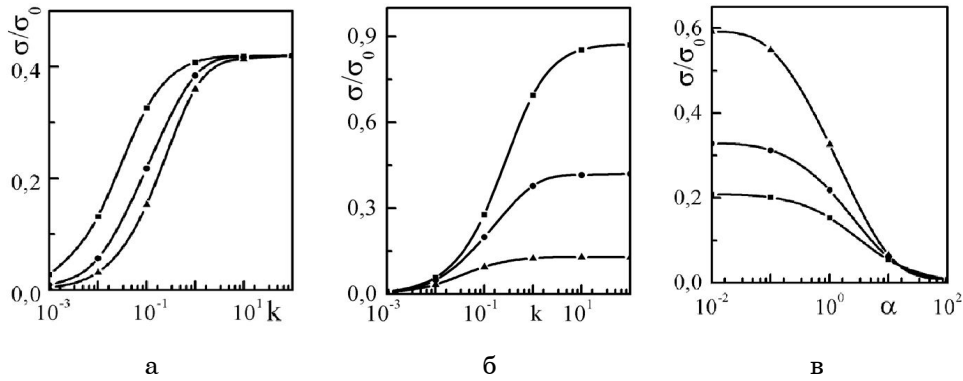


Рис. 3 – Залежність провідності полікристалічної плівки від нормованої на довжину вільного пробігу електронів товщини плівки k (а, б) та зерномежового параметра α при таких значеннях параметрів: а) $\alpha = 1$ $1 - q_j = 0,8$, $2 - q_j = 0,4$, $3 - q_j = 0,0$; б) $q_j = 0,1$ $1 - \alpha = 0,1$, $2 - \alpha = 1$, $3 - \alpha = 5$; с) $k = 0,1$: $1 - q_j = 0,8$, $2 - q_j = 0,4$, $3 - q_j = 0,0$

2.2 Апробація асимптотичного співвідношення для провідності полікристалічних плівок з моноблочною структурою

Питома провідність полікристалічної плівки з моноблочною структурою, описується виразом (4) у якому потрібно врахувати співвідношення (11):

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{2} \alpha - \frac{3(1-q_{ef})}{8} \frac{l}{d} \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha \right), \quad \alpha \ll 1. \quad (16)$$

З метою апробації співвідношення (16) були експериментально одержані розмірні залежності питомої провідності для плівок Al та Ni. Плівки отримувалися методом електронно-променевого (Ni) та термічного випаровування (Al) у вакуумі порядку $10^{-3} \div 10^{-4}$ Па на підкладку при її температурі $T_n = 300$ К. При дослідженні провідності зразків у якості підкладки використовувалися скляні або ситалові поліровані пластинки та тонкі плівки вуглецю – для проведення електронно-мікроскопічних досліджень. Швидкість конденсації шарів металу складала $0,2 \div 0,5$ нм/с і $1,5 \div 3$ нм/с для Ni та Al відповідно. З метою стабілізації електрофізичних властивостей та рекристалізації структури, плівкові зразки відпалювалися протягом трьох циклів за схемою “нагрівання \leftrightarrow охолодження” з постійною швидкістю в інтервалі температур від 300 до $680 \div 700$ К. Для визначення величини опору за дво- або чотирьохточковою схемою використовувалися універсальні цифрові вольтметри. Контроль температури з точністю до 1 К здійснювався за допомогою хромель-алюмелевої термопари, яка підключалась до цифрового вольтметра. Достатність такого роду стабілізації властивостей чітко простежується на рис. 4, звідки неважко бачити, що криві нагріву і охолодження накладаються вже після першого термостабілізаційного циклу.

Товщини плівкових зразків з точністю до 10 % визначалися інтерферометричним методом (прилад МП-4). Для забезпечення повторення геометричних розмірів довжини (a_1) і ширини (a_2) плівок використовувалися маски з нержавіючої сталі, що також дозволило розрахувати величину питомого опору за співвідношенням $\rho = R_f a_2 d a_1^{-1}$ (R_f – опір).

Електроннографічні дослідження показали, що плівки Al та Ni мають ГЦК структуру, параметри решітки для плівок Al і Ni відповідно дорівнюють, $a = (0,406 \div 0,407)$ нм, $a = (0,352 \div 0,353)$ нм, що відповідає значенням, $a_0 = 0,406$ нм (Al), $a_0 = 0,3524$ нм (Ni) для масивних зразків [37].

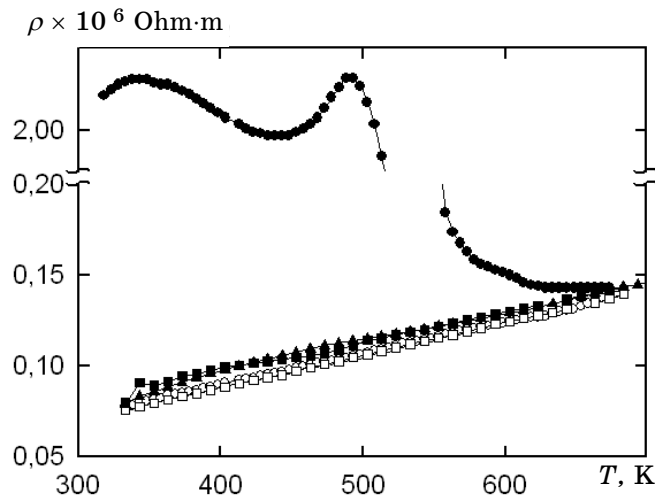


Рис. 4 – Температурна залежність питомого опору плівки Al товщиною $d = 82$ нм: ●, ○ – I цикл; ■, □ – II цикл; ▲, △ – III цикл (темні – нагрівання, світлі – охолодження)

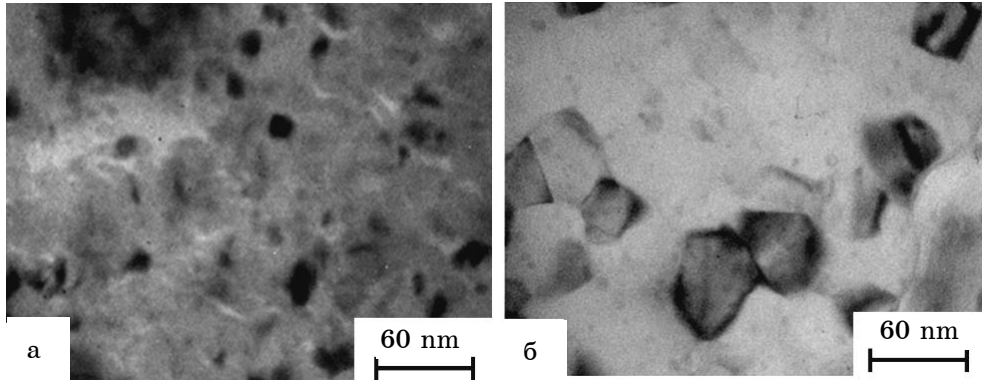


Рис. 5 – Кристалічна структура плівок Ni (а) та Al (б) товщиною 20 нм та 33 нм відповідно

Обробка даних електронномікроскопічних досліджень (рис. 5) дозволила визначити значення середнього розміру зерна та характер її залежності від товщини яка має лінійний вигляд $L \approx kd$, k – коефіцієнт пропорційності. Для плівок Ni, які пройшли термообробку в інтервалі температур 300 ÷ 700 K $k \approx 1$, що витікає як із літературних даних (див. наприклад [32, 38]), так і підтверджується нашими результатами. Для плівок Al значення коефіцієнта k також близько одиниці (рис. 6).

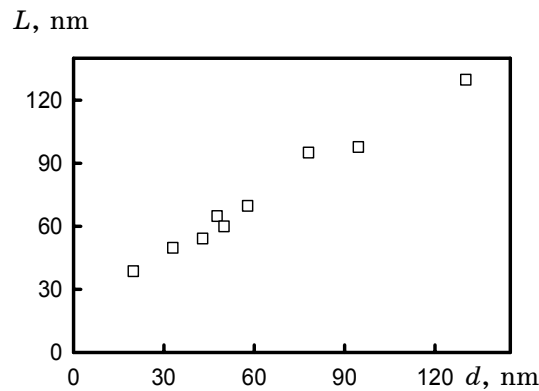


Рис. 6 – Залежність середнього розміру кристалітів від товщини плівок Al. Температура відпалювання 700 K [39]

Аналіз отриманих результатів показав, що плівки Ni і Al при зазначених умовах отримання і термообробки є крупнозернистими та моноблочними по товщині і, відповідно, для них виконується нерівність $\alpha \ll 1$. Тому співвідношення (16) було використано для розрахунку величини провідності плівкових зразків. При цьому, завдяки підбору параметра зерномежового розсіяння, який у даному випадку виступав як підгоночний, досягалось узгодження експериментальних та розрахункових значень питомої провідності. Розрахунок величини α проводився при умові, що $l = const$. Зауважимо, що замість величини σ_0 було використано

величину $\sigma_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \sigma_0$ – провідність масивного зразка з таким же типом дефектів та їх концентрацією як і у плівці. У нашому випадку значення було визначено шляхом перебудови експериментальної залежності σ від d в координатах σ від d^{-1} . Для плівок Ni та Al значення σ_∞ становить відповідно $7,7 \cdot 10^6$ (Ом·м) $^{-1}$ та $1,47 \cdot 10^7$ (Ом·м) $^{-1}$. Значення $l(1 - q_{ef})$ нами було взято з даних робіт [32] для Ni та [39] для Al. Для плівок Ni та Al воно становить 33 і 80 нм відповідно.

На рис. 7 наведені розмірні залежності питомої провідності для плівок Al та Ni. Узгодження експериментальних і розрахункових значень питомих провідностей спостерігається для випадку, коли величина коефіцієнта зерномежевого розсіяння R змінюється в інтервалі досліджених товщин для Ni від 0,37 до 0,46, для Al від 0,09 до 0,3. Порівнюючи отримані числові значення для коефіцієнта R та відомі літературні дані (див. наприклад [22, 40]) можна відмітити їх якісне і кількісне узгодження.

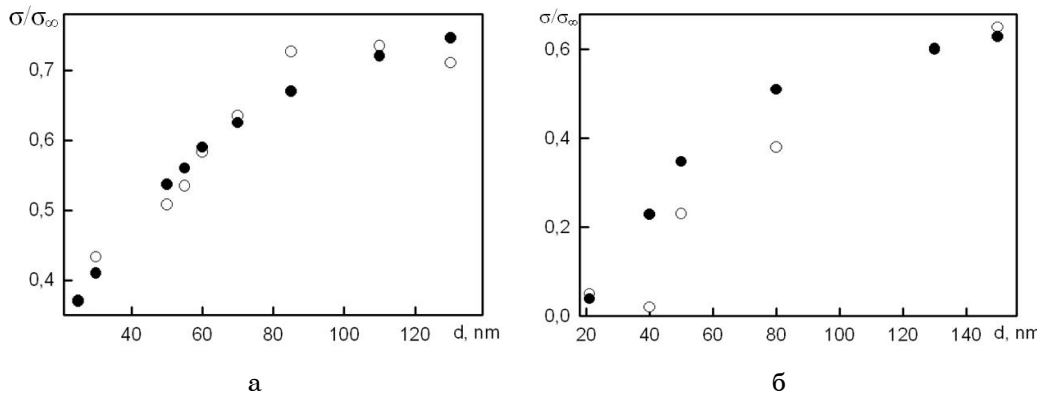


Рис. 7 – Залежності питомої провідності від товщини для плівок Ni (а) та Al (б):
○ – експеримент, ● – розрахунок

3. ТЕМПЕРАТУРНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ОПОРУ

3.1 Теоретичний аналіз розмірних ефектів у температурному коефіцієнті опору

Температурна зміна опору R_f полікристалічних плівок в умовах зовнішнього та внутрішнього розмірного ефекту визначається залежністю довжини вільного пробігу l носіїв заряду від температури з одного боку, та температурною залежністю товщини шару металу d і середнього розміру кристалітів L з іншого боку.

За означенням температурний коефіцієнт опору β дорівнює [14]:

$$\beta = \frac{d \ln R_f}{dT}, R_f = \frac{a_1}{a_2 d \sigma}, \quad (17)$$

де a_1 і a_2 – довжина та ширина плівки, σ – її питома провідність, яка визначена виразом (1).

У більшості теоретичних робіт (див. оглядові монографії [14, 34]) при аналітичному розрахунку ТКО вважається, що температурний коефіцієнт опору β (який безпосередньо визначається при проведенні експериментальних досліджень) дорівнює температурному коефіцієнту питомого опору β_p , тобто $\beta = \beta_p$. Однак, ця рівність зазвичай виконується для монокристалічних і більшості полікристалічних зразків, оскільки коефіцієнт температурного розширення β_T геометричних розмірів зразка малий: $\beta_T < (10^{-2} \div 10^{-3})\beta_p$ [34]. Якщо ж плівкового зразка виконується умова $\alpha \gg 1$, то температурний коефіцієнт розширення товщини шару металу та кристалітів може бути сумірним з температурним коефіцієнтом питомого опору, тобто $\beta_T \sim \beta_p$ [34]. Саме тому ТКО полікристалічної плівки було визначено як зміну повного опору R_f з температурою (17), і подалі будуть враховані ефекти теплового розширення товщини шарів металу d і середньої ширини зерен L .

Підстановкою виразу (1) у співвідношення (17), отримаємо загальний аналітичний вираз для ТКО із урахуванням температурної залежності геометричних розмірів зразка, коефіцієнтів q_j і R , а також температурної зміни середнього розміру кристалітів L :

$$\beta = \beta_0 - (\chi_d - \chi_l) \frac{\partial \ln \Phi}{\partial \ln k} - \left(\chi_l - \chi_L - \frac{1}{1-R} \chi_R \right) \frac{\partial \ln \Phi}{\partial \ln \alpha} - \chi_q \frac{\partial \ln \Phi}{\partial \ln q}, \quad (18)$$

де $\chi_l = \frac{d \ln l}{dT}$, $\chi_L = \frac{d \ln L}{dT}$, $\chi_R = \frac{d \ln R}{dT}$, $\chi_q = \frac{d \ln q}{dT}$ – коефіцієнти, які визначають температурну зміну довжини вільного пробігу електронів, середнього розміру зерна, коефіцієнта розсіювання носіїв заряду на межах зерна та параметра дзеркальності Фукса відповідно, а величина Φ визначена співвідношенням (1).

Зміна товщини пластини з температурою із урахуванням властивостей підкладки, на яку напильється плівка, визначається співвідношенням [14]

$$\chi = \chi_d \left\{ 1 + \frac{2\mu}{1-\mu} \left(1 - \frac{\chi_S}{\chi_d} \right) \right\}, \quad (19)$$

де $\chi_d = d \ln d / dT$ – температурна зміна товщини шару металу, μ – коефіцієнт Пуассона плівкового провідника, χ_S – температурний коефіцієнт розширення матеріалу підкладки, на яку наноситься досліджуваний плівковий зразок.

Температурний коефіцієнт питомого опору безмежового зразка може бути визначений так [41]:

$$\beta_0 = - \frac{d \ln \sigma_0}{dT} - \chi_d, \quad (20)$$

де враховано, що коефіцієнти які визначають температурну зміну ширини і довжини плівки, збігаються внаслідок того, що розміри плівки вздовж осей y і z нескінченно великі відносно товщини плівки.

В області низьких температур коефіцієнти відбиття електронів від зовнішніх і внутрішніх меж практично не залежать від температури [19].

В області проміжних температур еволюція межі зерна обумовлює залежність від температури коефіцієнта R , але його зміна є незначною. Відмітимо, що у роботі [42] обговорюється питання про вплив температурних коефіцієнтів параметрів електроперенесення на величину ТКО. Нехтуючи температурною залежністю коефіцієнтів q і R , та підставляючи формулу (1) у співвідношення (18) для температурного коефіцієнта опору, отримаємо наступний вираз при довільному співвідношенні між товщиною плівки та довжиною вільного пробігу електронів в ній, та при довільних значеннях параметрів дзеркальності q_j та зерномежового параметра α [42]:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 2 - \left(1 + \frac{2\chi}{\beta_0}\right) \frac{J}{\Phi} - \left(1 + \frac{\chi}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0}\right) \frac{J_\alpha}{\Phi} + \frac{2\chi}{\beta_0}, \quad (21)$$

де

$$J = f(\alpha) - \left\langle \frac{kHE}{z} \left\{ \frac{G}{(1-E)} - \Theta \right\} \right\rangle, \quad (22)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) + \left\langle \frac{kE}{z} (H-1) \left\{ \frac{G}{(1-E)} - \Theta - \frac{z}{kEH} 2G \right\} \right\rangle, \quad (23)$$

$$\Theta = \frac{2q_1q_2(2-q_1-q_2)E + (q_1+q_2-2q_1q_2)(1+q_1q_2E^2)}{1-q_1q_2E^2}, \quad (24)$$

$$f^*(\alpha) = \frac{3}{2}\alpha - \frac{3\alpha^2(2+3\alpha)}{1+\alpha} + 9\alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \cong \begin{cases} \frac{3}{2}\alpha - 6\alpha^2, & \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} - \frac{6}{5\alpha^2}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (25)$$

Співвідношення (21) визначає точне (в рамках даної моделі) значення температурного коефіцієнта опору тонкої полікристалічної плівки, зовнішні межі якої різним способом розсіюють електрони. Інтеграли, які містяться в формулі (21), не можуть бути виражені через елементарні функції, і тому подальший теоретичний аналіз ТКО можливий лише на основі числового розрахунку. Однак при великих і малих значеннях параметрів k і α можна отримати досить прості аналітичні вирази для ТКО, які дозволять провести порівняння теорії з експериментом.

Якщо полікристалічний шар металу відносно товстий, тобто $k \gg 1$, то для довільних значень параметрів q_j і α , ТКО товстого зразка знову визначається формулою (21), у якій асимптотичне значення функції Φ визначене формулою (4), а асимптотичні значення функцій J і J_α можуть бути записані у вигляді:

$$J = f(\alpha), \quad (26)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) - \frac{2(2-q_1-q_2)\alpha}{\pi k} \left\{ 1 - \frac{9\pi}{4}\alpha - 30\alpha^2 + 15\pi\alpha^3 + \right.$$

$$+ 6\alpha^2 (3 - 5\alpha^2)I + \frac{3\alpha^2 (1 - \alpha^2 I)}{2(1 - \alpha^2)} \Bigg\}, \quad (27)$$

де величина I визначена формулою (5)

Отримана асимптотична формула (21) для довільних значень q_j і α у випадку, коли $d \gg l$ може бути значно спрощена для полікристалічних зразків із крупнозернистою ($\alpha \ll 1$) і дрібнозернистою ($\alpha \gg 1$) структурами:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 1 - \frac{3}{2}\alpha - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{16k} \left(1 - \frac{12}{\pi}\alpha\right) - \left\{ \frac{3}{2}\alpha + \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{8k} \left(1 - \frac{9}{\pi}\alpha\right) \right\} \frac{\chi}{\beta_0} - \frac{3}{2}\alpha \left\{ 1 - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{4\pi k} \left(1 - \frac{13}{2}\alpha\right) \right\} \frac{\chi_L}{\beta_0}, \quad \alpha \ll 1, \quad (28)$$

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \frac{4}{5\alpha} - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{32k\alpha^2} \left(1 - \frac{3}{2\alpha}\right) - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha} - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{8k\alpha} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \right\} \frac{\chi}{\beta_0} - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha} - \frac{2 - q_1 - q_2}{8k\alpha} \left(1 - \frac{3}{2\alpha}\right) \right\} \frac{\chi_L}{\beta_0}, \quad \alpha \gg 1, \quad (29)$$

Із асимптотичних співвідношень (28) і (29) випливає, що урахування теплового розширення товщини шару металу і середньої ширини кристалітів зменшує величину значення температурного коефіцієнта опору повного опору полікристалічних плівкових зразків.

Для тонких плівок $d \gg l$ із крупнозернистою структурою ($\alpha \leq d/l$), асимптотичні формули для температурного коефіцієнта опору при різному характері взаємодії носіїв заряду з межами тонкого провідника мають вигляд:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \begin{cases} \frac{1}{\ln \frac{1}{k}} \left(1 + \frac{2\chi}{\beta_0}\right) - \frac{2\chi}{\beta_0}, & q_j < d/l, \\ \frac{1}{1 + \frac{2q_1q_2}{1 - q_1q_2} \frac{d}{l}} \ln^{-1} \left(\frac{2q_1q_2}{1 + q_1q_2} + \frac{1 - q_1q_2}{1 + q_1q_2} \frac{l}{d} \right) \left(1 + \frac{\chi_d}{\beta_0}\right), & 1 - q_j < d/l. \end{cases} \quad (30)$$

Зі зростанням зерномежового параметра α , температурний коефіцієнт опору можна оцінити по порядку величини за допомогою таких співвідношень ($q_j \ll d/l$):

$$\frac{\beta}{\beta_0} \cong \begin{cases} \frac{1}{\ln \frac{1}{k} - \frac{4}{\pi} \alpha} \left[1 + \frac{2\chi}{\beta_0} - \frac{4}{\pi} \alpha \left(1 + \frac{\chi}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right) \right] - \frac{2\chi}{\beta_0}, & \alpha > k, \\ -\frac{1}{\ln \frac{1}{\alpha k}} \left[\frac{3}{4\alpha^2} \left(1 + \frac{\chi}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right) + \frac{\chi_L}{\beta_0} - \frac{\chi}{\beta_0} \right] - \frac{2\chi}{\beta_0}, & \alpha \ll \frac{1}{k}. \end{cases} \quad (31)$$

З наведених формул (30) та (31) випливає, що за наявності провідника з великими шорсткостями на зовнішніх межах, ТКО не залежить від параметра дзеркальності [36], а у разі його дрібнозернистої структури, числове значення ТКО приймає від'ємне значення, оскільки у даному випадку основним механізмом релаксації електронів є їх розсіювання на МЗ.

На рис. 8 наведена серія кривих, отриманих чисельним розрахунком по точній формулі (31) та ілюструють залежність температурного коефіцієнта опору тонкої полікристалічної плівки від нормованої товщини плівки k та зерномежового параметра α .

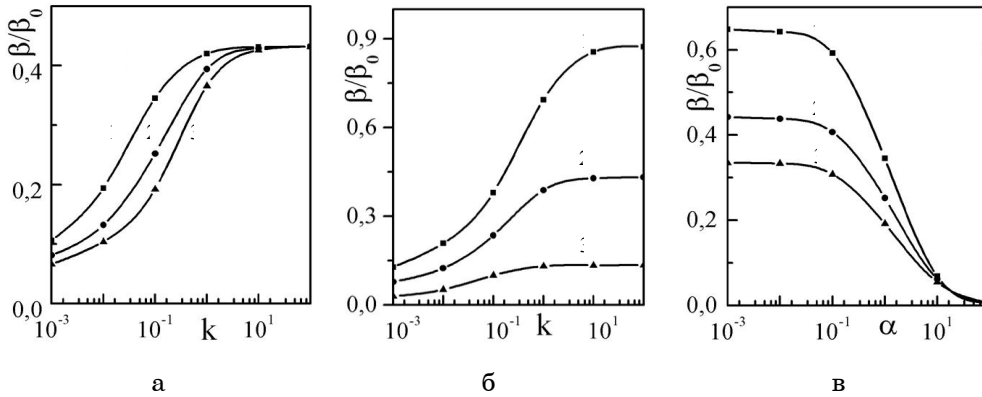


Рис. 8 – Залежність температурного коефіцієнта опору тонкої плівки з полікристалічною структурою від нормованої на довжину вільного пробігу електронів товщини плівки k (а, б) та зерномежового параметра α при таких значеннях параметрів $\chi/\beta_0 = \chi_L/\beta_0 = 10^{-3}$: а) $\alpha = 1$ 1 - $q_j = 0,8$, 2 - $q_j = 0,4$, 3 - $q_j = 0,0$; б) $q_j = 0,3$ 1 - $\alpha = 0,1$, 2 - $\alpha = 1$, 3 - $\alpha = 5$; с) $k = 0,1$: 1 - $q_j = 0,8$, 2 - $q_j = 0,4$, 3 - $q_j = 0,0$

3.2 Експериментальний аналіз розмірних ефектів у температурному коефіцієнті опору

З метою апробації запропонованих співвідношень була одержана експериментальна залежність ТКО від товщини для плівок Ni та Al (рис. 9), метод отримання яких було докладно описано у попередньому підрозділі.

Для обробки експериментальних результатів з розмірної залежності ТКО можна використати співвідношення (28) (досліджувані плівкові зразки частково задовольняють вимозі $\alpha \ll 1$). Оскільки у розглядуваному випадку величини χ_d та χ_L мають порядок 10^{-6} K^{-1} , а $\beta_0 \sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, то у

співвідношенні (28) можна знехтувати двома останніми доданками, і для ТКО полікристалічної плівки, з урахуванням формули (11), можна записати наступний вираз:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 1 - \frac{3}{2}\alpha - \frac{3(1 - q_{ef})}{8k} \left(1 - \frac{12}{\pi}\alpha \right). \quad (32)$$

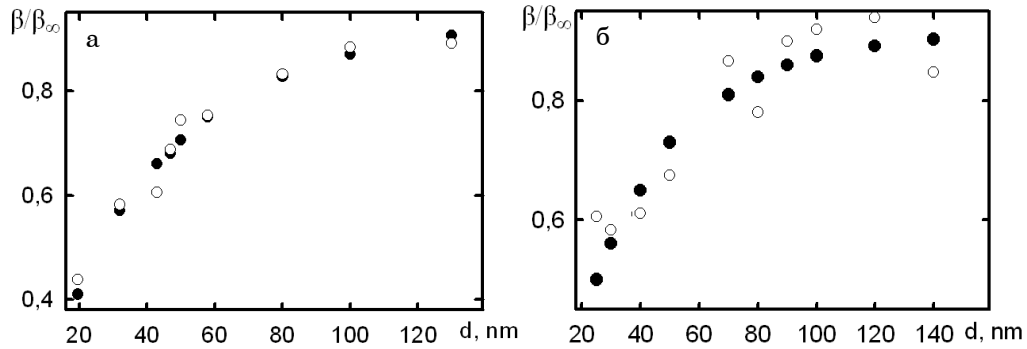


Рис. 9 – Залежності температурного коефіцієнту опору від товщини для плівок Al (а) та Ni (б): \circ – експеримент, \bullet – розрахунок

Як і у випадку питомої провідності при розрахунках ТКО доцільно використовувати замість β_0 значення $\beta_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \beta$ – ТКО масивного зразка

з таким же типом дефектів і їх концентрацією як у плівки. Для плівок Ni та Al величина β_∞ дорівнює $3,94 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ та $2,17 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ відповідно. На рисунку 9 наведено експериментальні і розрахункові розмірні залежності ТКО для плівок Al (а) Ni (б). Узгодження експериментальних і розрахункових даних у кожному конкретному випадку досяглось шляхом підбору значень коефіцієнта зерномежевого розсіювання. Для плівок Ni вони змінювались у межах $0,37 \div 0,40$, а для Al $0,15 \div 0,36$, хоча ці дані корелюють із отриманими при розрахунках питомої провідності, досягти кращого узгодження теоретичних і експериментальних значень ТКО вдалось при підборі величини СДВП у кожній точці. Для плівок Al у інтервалі товщин $20 \div 140$ нм величина $l(1 - q_{ef}) = 80 \div 130$ нм. Для плівок Ni у інтервалі товщин $25 \div 150$ нм $l(1 - q_{ef}) = 30 \div 80$ нм. Питання про зміну СДВП зі зміною середнього розміру зерна було проаналізовано у [43]. Очевидно, що у плівкових зразках із меншим значенням середнього розміру зерна межі зерен накладають більші обмеження на загальну величину СДВП ніж у крупнодисперсних плівках.

4. ВИСНОВКИ

На основі співвідношень теорії Маядаса-Шацкеса наведені чисельні розрахунки залежностей провідностей і ТКО плівок металів від нормованої товщини та коефіцієнта зерномежевого розсіювання при різних значеннях параметрів, які характеризують поверхневу і зерно

межову релаксацію електронів. Показано, що підсилення зерномежового та поверхневого розсіювання викликають зміни вказаних коефіцієнтів.

Проведено дослідження розмірних залежностей питомих провідностей і ТКО для одношарових монокристалних плівок *Ni* та *Al*. Узгодження експериментальних і розрахункових даних кінетичних коефіцієнтів досягається в тому разі, коли коефіцієнт зерномежового розсіювання виступає, як підгоночний параметр. Показано, що у випадку розрахунку провідності значення *R* становить $0,37 \div 0,46$ (плівка *Ni*) та $0,09 \div 0,30$ (плівка *Al*), а при розрахунках ТКО: $0,37 \div 0,40$ (плівка *Ni*), $0,15 \div 0,36$ (плівка *Al*).

Робота виконана при частковому фінансуванні в рамках держбюджетної науково-дослідної роботи № 0109U001387 Міністерства освіти і науки України.

SIZE KINETIC EFFECTS IN POLYCRYSTALLINE FILMS

*A.G. Basov*¹, *L.V. Dekhtyaruk*², *Yu.O. Shkurdoda*³, *A.M. Chornous*¹

¹ Sumy State University,
2, Rimsky-Korsakov Str., 40007, Sumy, Ukraine
E-mails: agbasov@ukr.net, achornous@nis.sumdu.edu.ua

² Kharkiv State Technical University of Building and Architecture,
40, Sumska Str., 61002, Kharkiv, Ukraine

³ Sumy State Pedagogical University,
87, Romens'ka Str., 40002, Sumy, Ukraine

*The theoretical and experimental studies of electrophysical properties (conductivity and temperature coefficient of resistance) of metal films with a polycrystalline structure are performed in this paper. It is shown, that the numerical values of these kinetic coefficients in thin conductors are essentially different from the corresponding transport coefficients in thick samples. The reason of this difference lies in the simultaneous realization in thin polycrystalline films both of the internal size effects (relaxation of charge carriers at the grain boundaries) and the external size effects (electron scattering at the outer boundaries of the sample). As a result, the kinetic coefficients essentially depend on the internal structure, thickness, and degrees of surface roughness of the conductor. The size effects considered in the review are used to analyze the transport effects in polycrystalline films, and the given asymptotic expressions are used to calculate the electron transport parameters in Al and Ni monoblock films. Shown, that agreement between the experimental and theoretical values of conductivity and temperature coefficient of resistance in each specific case is achieved by using the grain-boundary scattering coefficient as the adjusted parameter. The value of this coefficient is: $0,37 \div 0,46$ (*Ni* films) and $0,09 \div 0,3$ (*Al* films) while calculating the conductivity, and $0,37 \div 0,40$ (*Ni* films) and $0,15 \div 0,36$ (*Al* films) while calculating the temperature coefficient of resistance.*

Keywords: POLYCRYSTALLINE FILM, ELECTROPHYSICAL PROPERTIES, KINETIC COEFFICIENT, INTERNAL AND EXTERNAL SIZE EFFECTS, MAYADAS AND SHAZKES MODEL, ELECTRON TRANSPORT PARAMETERS.

**РАЗМЕРНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ**

А.Г. Басов¹, Л.В. Дехтярук², Ю.А. Шкурдода³, А.Н. Чорноус¹

¹ Сумский государственный университет,
ул. Римского-Корсакова, 2, 40007, Сумы, Украина
E-mails: agbasov@ukr.net, achornous@nis.sumdu.edu.ua

² Харьковский государственный технический университет строительства
и архитектуры, ул. Сумская, 40, 61002, Харьков, Украина

³ Сумский государственный педагогический университет,
ул. Роменская, 87, 40002, Сумы, Украина

В работе приведены результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований электрофизических свойств (удельной проводимости и температурного коэффициента сопротивления) металлических пленок с поликристаллической структурой. Показано, что численные значения кинетических коэффициентов в тонких проводниках существенно отличаются от соответствующих транспортных коэффициентов в массивных проводниках. Причина этого отличия состоит в том, что в тонких поликристаллических пленках одновременно реализуется как внутренний размерный эффект (релаксация носителей заряда на границах зерен), так и внешний размерный эффект (рассеяние электронов на внешних границах образца), вследствие чего кинетические коэффициенты существенно зависят от внутренней структуры, толщины и степени шероховатостей внешних границ проводника. Рассмотренные в обзоре модели размерных эффектов использованы для анализа транспортных эффектов в поликристаллических пленках, а приведенные асимптотические формулы – для расчета параметров электропереноса в монокристаллических пленках Al и Ni. Показано, что согласование экспериментальных и расчетных значений удельной проводимости и ТКС в каждом конкретном случае достигается при использовании коэффициента зернограницного рассеивания, как подгоночного параметра. Значение этого коэффициента составляет: при расчетах удельной проводимости $0,37 \div 0,46$ (пленки Ni) и $0,09 \div 0,3$ (пленки Al), а так же при расчетах ТКС $0,37 \div 0,40$ (пленки Ni) и $0,15 \div 0,36$ (пленки Al).

Ключевые слова: ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ПЛЕНКА, ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ, ВНУТРЕННИЙ И ВНЕШНИЙ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ, МОДЕЛЬ МАЯДАСА И ШАЦКЕСА, ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. O.A. Panchenko, P.P. Lutsishin, S.V. Sologub, *Prog. Surf. Sci.* **69**, 193 (2002).
2. З.В. Стасюк, А.І. Лопатинський, *ФХТТ* **2**, 521 (2001).
3. І.Ю. Проценко, В.А. Саєнко, *Тонкі металеві плівки (технологія та властивості)* (Суми: СумДУ: 2002).
4. A.F. Mayadas, M. Shatzkes, J.F. Janak, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 345 (1969).
5. A.F. Mayadas, M. Shatzkes, *Phys. Rev. B* **1**, 1382 (1970).
6. F. Warkusz, *Electrocomp. Sci. Tech.* **5**, 99 (1978).
7. F. Warkusz, *Prog. Sur. Sci.* **10**, 587 (1980).
8. F. Warkusz, *Acta Phys. Pol.* **A54**, 31 (1978).
9. A.J. Tossier, C.R. Tellier, C.R. Pichard *J. Mater. Sci.* **16**, 944 (1981).
10. C.R. Tellier, A.J. Tossier, *Thin Solid Films* **70**, 225 (1980).

11. C.R. Tellier, C.R. Pichard, A.J. Tosser, *Thin Solid Films* **76**, 129 (1981).
12. C.R. Pichard, C.R. Tellier, A.J. Tosser, *Phys. Status Solidi* **A65**, 327 (1981).
13. C.R. Pichard, C.R. Tellier, A.J. Tosser, *J. Mater. Sci.* **15**, 2236 (1980).
14. C.R. Tellier, A.J. Tosser, *Size effects in thin films* (Amsterdam – Oxford – New-York: Elsevier: 1982).
15. C.R. Pichard, C.R. Tellier, A.J. Tosser, *Thin Solid Films* **62**, 189 (1979).
16. C.R. Tellier, C.R. Pichard, A.J. Tosser, *J. Mater. Sci.* **16**, 2281 (1981).
17. Д.М. Фреїк, Я.П. Салій, М.Е. Калинюк, *УФЖ* **45**, 1375 (2000). (D.M. Freik, Ya.P. Saliy, M.V. Kalynjuk, *Ukrainian Journal of Physics* **45**, 1375 (2000)).
18. R.L. Petritz, *Phys. Rev.* **110**, 1254 (1958).
19. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, В.Е. Копина и др., *ФНТ* **6**, 754 (1980).
20. И.Е. Проценко, *Изв. ВУЗ. Физика* **6**, 42 (1988).
21. M. Fenn, A.K. Petford-Long, P.E. Donovan, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 231 (1999).
22. Ю.М. Овчаренко, Н.М. Опанасюк, І.Ю. Проценко та ін., *УФЖ* **14**, 826 (1997).
23. N. Artunc, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 5229 (1995).
24. R. Banerjee, R. Anuja, S. Swaminthan, H.L. Fraser, *Thin Solid Films* **269**, 1-29 (1995).
25. K. Nallamshetty, M.A. Angadi, *J. Mater. Sci. Lett.* **13**, 172 (1994).
26. Q.G. Zhang, B.Y. Cao, X. Zhang, M. Fujii, K. Takahashi, *Phys. Rev. B* **74**, 134102 (2006).
27. W. Zhang, S.H. Brongersma, O. Richard, B. Brijs, R. Palmans, L. Froyen, K. Maex, *Microelectron. Eng.* **76**, 146 (2004).
28. G.F. Malgas, D. Adams, P. Nguyen, Y. Wang, T.L. Alford, J.W. Mayer, *J. Appl. Phys.* **90**, 5591 (2001).
29. C. Durkan, M.E. Welland, *Phys. Rev. B* **61**, 14215 (2000).
30. M.S.P. Lucas, *J. Appl. Phys.* **36**, 1632 (1965).
31. K. Fuchs, *Proc. Phil. Cambr. Soc.* **34**, 89 (1938).
32. О.А. Білоус, Л.В. Дехтярук, А.М. Чорноус, *Металлофиз. новейшие технол.* **23**, 43 (2001).
33. Дж. Займан, *Электроны и фононы*. (М.: Изд. ин. л-ры: 1962).
34. К.Л. Чопра, *Электрические явления в тонких пленках*. (М.: Мир: 1972).
35. A.V. Pippard, *Proc. Roy. Soc.* **224** No 1157, 273 (1954).
36. Ю.Ф. Комник, *Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты*. (М.: Атомиздат: 1979).
37. Г.В. Самсонов, *Физико-химические свойства элементов* (Киев: Наукова думка: 1965).
38. Т.П. Говорун, С.І. Проценко, В.О. Пчелінцев, А.М. Чорноус, *Ж. нано- та електрон. фіз.* **1** №4, 42 (2009).
39. А.Г. Басов, А.О. Степаненко, А.М. Чорноус, *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка* №8, 170 (2005).
40. И.М. Дума, К.И. Лах, Б.Л. Мельничук и др., *Металлофизика* **15**, 60 (1993).
41. С.І. Проценко, О.В. Синашенко, А.М. Чорноус, *Металлофиз. новейшие технол* **2**, 1621 (2005).
42. О.А. Білоус, Л.В. Дехтярук, С.І. Проценко, А.М. Чорноус, *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка* **3-4**, 67 (2001).
43. О.А. Білоус, С.І. Проценко, А.М. Чорноус, *ФХТТ* **4** №1, 48 (2003).