

Т.П. ГОВОРУН,<sup>1</sup> О.А. БІЛОУС,<sup>1</sup> О.П. ГАПОНОВА,<sup>1</sup> Л.В. ДЕХТЯРУК,<sup>2</sup>  
А.М. ЧОРНОУС<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сумський державний університет  
(Вул. Р.-Корсакова, 2, Суми 40007)

<sup>2</sup> Харківський державний технічний університет будівництва та архітектури  
(Вул. Сумська, 40, Харків 61002)

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОВІДНОСТІ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК З ТОНКИМ ПОКРИТТЯМ ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ МОДИФІКОВАНОЇ МОДЕЛІ МАЯДАСА–ШАТЦКЕСА

УДК 539.216.2

*В роботі проведено експериментальну апробацію теоретичних положень асимптотичного співвідношення, які запропоновані із використанням модифікованої моделі Маядаса–Шатцкеса для провідності полікристалічних плівок з тонким покриттям. Показано, що нанесення покриття із Ni на плівки Co збільшує провідність двошарових зразків по відношенню до провідності базового зразка, в той час, як покриття із Cu і Ni на плівках Ni та Cu відповідно призводить до зменшення питомої провідності плівок. Це пов'язано із покращенням чи погіршенням прозорості меж зерен при нанесенні покриття.*

*Ключові слова:* модель Маядаса–Шатцкеса, полікристалічна плівка, покриття, дифузія, питома провідність.

### 1. Вступ

Сучасні вимоги до електропровідних елементів у пристроях мікроелектроніки та спінтроніки призводять до необхідності створення матеріалів з прогнозованими електрофізичними властивостями. Відомо, що особливості структури наноконденсату, як правило, задають умови додаткової релаксації носіїв електричного струму та впливають на відмінності у параметрах електроперенесення плівкових матеріалів порівняно з масивними зразками. Електрофізичні властивості нанокристалічних плівок металів, у першу чергу, зумовлені розсіюванням електронів провідності на поверхні плівки та межах зерен, на що вказують дослідження в роботах вітчизняних і зарубіжних авторів [1–5]. Дослідження розмірних ефектів у провідно-

сті тонких плівок і конденсатів проводились у роботах [3, 4], бо обмеження розмірів у плівках та наноструктурах призводить до появи ряду фізичних ефектів, які в масивних зразках слабо виражені або взагалі не спостерігаються. Опис поверхневого розсіювання носіїв зарядів проводиться, як правило, в рамках напівкласичного підходу [6, 7]. Вважається, що частина електронів відбивається від поверхні плівки дзеркально, а інша частина – дифузно, причому коефіцієнт дзеркальності поверхні  $r$  змінюється в межах від 0 до 1. На значення цього параметра розсіювання впливає стан поверхні плівки.

Розсіювання носіїв електричного струму у багатошарових системах або плівках з тонким покриттям, зумовлено, як правило, зовнішніми межами та інтерфейсами плівкової системи. Зі зростанням товщини прошарку питомий опір зразка збільшується набуваючи максимального значення, оскільки

© Т.П. ГОВОРУН, О.А. БІЛОУС, О.П. ГАПОНОВА,  
Л.В. ДЕХТЯРУК, А.М. ЧОРНОУС, 2017

ки спостерігається дзеркальне проходження носіїв заряду у сусідні шари плівки. З подальшим збільшенням товщини плівкового шару максимум вироджується і питомий опір монотонним чином змінюється зі зростанням товщини зразка. Авторами роботи [8] було досліджено характер розсіювання електронів на межах поділу в епітаксіальних плівках  $\text{Cu}/(111)\text{Si}$  і  $\text{Co}/(111)\text{Si}$  з тонким покриваючим шаром  $\text{Co}$  чи  $\text{Cu}$ , відповідно. Встановлено, що з ростом товщини покриття з  $\text{Co}$  на  $\text{Cu}$  опір спочатку збільшується, а потім при досягненні товщини, яка відповідає 1–1,5 моношарам, починає зменшуватись.

Автори роботи [9] досліджували електричний опір двошарових структур  $\text{Cu}/\text{Ta}$  залежно від товщини моношару  $\text{Cu}$ . Розглянута товщина моношару в діапазоні від 10 нм до 500 нм. Встановлено, що електричний опір мультишару  $\text{Ta}$  збільшується зі зменшенням товщини моношару. При цьому, коли моношар становить менш ніж 100 нм, опір різко зростає і при товщині 50 нм досягає максимуму. Такий ефект автори роботи пояснюють впливом інтерфейсного розсіювання носіїв електричного струму. В той самий час, в роботі відзначено, що вплив зерномежевого розсіювання на величину питомого опору стає значущим при товщині моношару від нанометра до субмікронних розмірів.

В роботі [10] досліджені умови електронного транспорту в двошарових плівкових системах, що складаються з тонкої плівки паладію з підшаром германію. Показано, що попередньо нанесений на діелектричне підложжя підшар германію субатомної товщини пришвидшує процес металізації плівок паладію. В той самий час, на думку авторів, атоми щойно нанесеної плівки (quench condensed) можна вважати практично нерухомими на поверхні підкладки, а тому з розгляду виключають можливість дифузії атомів германію в об'єм плівки металу. Показано, що підшар германію зменшує товщину порога перколяції та сприяє 2D-режиму росту ультратонких плівок паладію. Авторами роботи розмірні залежності питомого опору плівки паладію описано за допомогою теорій Віссмана та Намба при перенесенні заряду в системах обмежених розмірів. Встановлено, що в області товщин  $d < 3,5$  нм розмірні залежності питомого опору ультратонких плівок паладію не можуть бути описані в

рамках розглянутих моделей. В інших роботах дослідників львівської школи [11–13] висвітлюється вплив сурфактантних підшарів германію на провідність металевих плівок міді, золота, срібла, свинцю, бо нанесення тонкого шару на нижню поверхню плівки задає структуру плівки, яка зумовлює її електрофізичні властивості і впливає на параметри дзеркальності поверхні плівки біля підкладки.

Незважаючи на наявність публікацій із дослідженнями даної тематики, актуальним залишається питання задовільного узгодження теоретичних співвідношень для модельної плівки та експериментальних результатів з вивчення впливу тонкого шару покриття на поверхні плівки на її електрофізичні властивості і параметри електроперенесення.

У роботі [14] теоретично проаналізовано провідність тонкої плівки з моно- і полікристалічною структурою, на одну з поверхонь якої нанесено дифундуєний ультратонкий шар іншого металу. Отримано точні і асимптотичні вирази для електропровідності і проведено детальний чисельний аналіз залежності її величини від часу дифузійного відпалу для різних значень параметрів, що характеризують структуру зразка. Авторами [14] зроблено висновки про те, що наявність дифундуєного ультратонкого шару домішок на одній з поверхонь тонкої моно- і полікристалічної плівки має істотний вплив на її питому провідність. Зміна провідних властивостей моно- і полікристалічного шару металу після дифузійного відпалу дозволяє досліджувати сам процес об'ємної і зерномежевої дифузії, визначити ефективну глибину проникнення атомів дифузанта в об'єм зразка і вздовж міжкристалічних меж та оцінити коефіцієнти об'ємної та зерномежевої дифузії. В рамках цієї моделі досліджено зерномежеве та поверхневе розсіювання в металевих плівках, зокрема в тих, що використовуються при виготовленні спінвартових структур.

Виходячи із теоретично запропонованої і проаналізованої авторами [14] моделі для провідності нами у даній роботі експериментально досліджено вплив тонкого металевого покриття на поверхні плівки на провідність плівкових зразків та проведено апробацію асимптотичних співвідношень моделі [15] для плівок  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ni}$  та  $\text{Co}$ .

## 2. Асимптотичні співвідношення для плівок з покриттям у рамках модифікованої моделі Маядаса–Шатцкеса

Модель Маядаса–Шатцкеса (модель МШ) описує провідність полікристалічних плівок металів з урахуванням поверхневого та зерномежевого розсіювання [15]. В роботі [14] авторами отримані точні й асимптотичні співвідношення в рамках моделі МШ для полікристалічних плівок, на одну з поверхонь якої нанесено шар тонкого покриття-дифузанта з іншого матеріалу. Причому, враховувалась умова, що товщина покриття значно менша від товщини базисної плівки, тому власний внесок такого покриття в загальну провідність плівкової системи незначний, і його можна не враховувати. Коротко зупинимось на основних теоретичних положеннях роботи [14].

На рис. 1 подано модель тонкої плівки товщиною  $d$ , на одну з поверхонь якої нанесено тонке покриття із іншого металу товщиною  $d_1$ . При відносно низькій температурі дифузійного відпалювання полікристалічної плівки, коли температура  $T_0 < 0,3 T_{пл}$ , об'ємна дифузія в полікристалічному зразку практично відсутня, а атоми домішки в основному мігрують тільки уздовж міжкристалітних меж, що призводить до зміни характеру розсіювання носіїв заряду межами зерен і відповідно до зміни провідності плівки з покриттям. Тобто опір базової плівки повинен змінюватись завдяки появі атомів іншого сорту на межах зерен [16].

Дифузія домішкових атомів відбувається уздовж меж зерен. Нормаль до поверхні плівки паралельна осі  $Ox$  (вісь  $Ox$  спрямована донизу, і початок координат, як правило, відраховується від верхньої границі базисного шару, вісь  $Oy$  направлена уздовж поверхні). Напруженість зов-

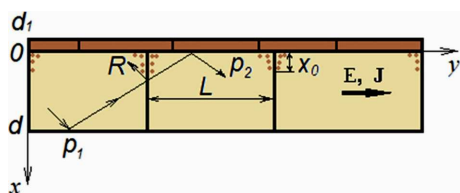


Рис. 1. Модель тонкої полікристалічної плівки в умовах зерномежевої дифузії атомів. Ламаною лінією схематично показана можлива траєкторія електрона [14]:  $x_0$  – глибина проникнення атомів покриття в процесі дифузії,  $E$  – напруженість зовнішнього електричного поля,  $J$  – густина електричного струму

нішнього електричного поля  $E = (0, E, 0)$  також направлена вздовж поверхні плівки.

Вплив низькотемпературної зерномежевої дифузії на провідність тонкої полікристалічної плівки (рис. 1) оцінюється за допомогою теоретичних співвідношень моделі МШ. В рамках цієї моделі опис зерномежевого розсіювання проводиться за допомогою коефіцієнта розсіювання електронів міжкристалітними межами  $R$  та параметра зерномежевого розсіювання  $\alpha$ , що знаходиться за формулою:

$$\alpha = \frac{\lambda}{L} \frac{R}{1-R}, \quad (1)$$

де  $L$  – середній розмір зерна;  $R$  – коефіцієнт розсіювання електронів на межах зерен за відсутності домішкових атомів;  $\lambda$  – середня довжина вільного пробігу носіїв заряду.

Наявність тонкого покриття на поверхні плівки призведе до зміни розсіювальних характеристик меж зерен, які із врахуванням впливу дифузії набувають значення  $R'$  та  $\alpha'$  відповідно.

При низькій концентрації атомів, що дифундують по межах зерен, величина  $R'$  визначається за формулою (2) [16]:

$$R' = R + \gamma_g C_g, \quad (2)$$

де  $R$  – коефіцієнт розсіювання межі при відсутності дифундуючих атомів;  $\gamma_g$  – коефіцієнт, який визначає характер межі (при  $\gamma_g < 0$  домішкові атоми призводять до того, що межа стає більш прозорою, а при  $\gamma_g > 0$  – більш розсіювальною);  $C_g = C_0 \exp\{-\mu x_0\}$  – функція розподілу дифузанта у межах зерен;  $x_0$  – глибина проникнення атомів;  $C_0$  – початкова поверхнева концентрація дифундуючих елементів;  $\mu = \left\{ \frac{2}{\delta D_g} \left( \frac{D_V}{\pi \tau_D} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}$  – характерна глибина проникнення атомів домішки у межі зерен;  $D_V$  – коефіцієнт об'ємної дифузії;  $D_g$  – коефіцієнт зерномежевої дифузії;  $\delta$  – дифузійна ширина межі зерна;  $\tau_D$  – час дифузійного відпалювання.

Вираз для параметра зерномежевого розсіювання набуває вигляду:

$$\alpha' = \alpha \frac{1 + (\gamma_g/R)C_g}{1 - (\gamma_g/(1-R))C_g}. \quad (3)$$

Згідно з [15], для плівкових зразків, що задовольняють умову  $d \gg \lambda$ , вирази для питомої про-

відності плівок з крупнозернистою ( $\alpha \ll 1$ ) і дрібнозернистою ( $\alpha \gg 1$ ) структурою можна представити у такому вигляді:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha \left[ 1 + \frac{1}{\mu d R} \ln \left( 1 + \gamma_g C_g \frac{1 - \exp(-\mu d)}{1 - (R + \gamma_g C_g)} \right) \right], \\ \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} \left[ 1 + \frac{1}{\mu d (1 - R)} \ln \left( 1 - \gamma_g C_g \frac{1 - \exp(-\mu d)}{R + \gamma_g C_g} \right) \right], \\ \alpha \gg 1, \end{cases} \quad (4)$$

де  $\sigma_{\infty}$  – провідність полікристалічного плівкового зразка нескінченної товщини.

Дана формула може бути спрощена у випадку  $\alpha \ll 1$  до асимптотичного виразу питомої провідності полікристалічної плівки з тонким покриттям і представлена у вигляді:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} = 1 - \frac{3}{2}\alpha' - \frac{3\lambda(2-p-p)}{16d} \left( 1 - \frac{32}{3\pi}\alpha' \right), \quad (5)$$

де  $p_1$  і  $p_2$  – коефіцієнти дзеркальності двох протилежних зовнішніх поверхонь плівок, а саме  $p_1$  – підкладка/плівка і  $p_2$  – плівка/покриття;  $d$  – товщина плівки.

Якщо прирівняти параметр дзеркальності на протилежних зовнішніх поверхнях  $p_1 = p_2 = p$ , де  $p$  – коефіцієнт дзеркальності плівки з покриттям, то вираз (5) можна представити у вигляді:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} = 1 - \frac{3}{2}\alpha' - \frac{3\lambda(1-p)}{8d} \left( 1 - \frac{32}{3\pi}\alpha' \right). \quad (6)$$

### 3. Методика і техніка експерименту

З метою апробації теоретичних положень асимптотичної моделі, які запропоновані у роботі [14], було отримано експериментальні зразки, що виготовлені за такою методикою. Плівки металів були сконденсовані на поліровані підкладки із полікору з попередньо нанесеними контактними майданчиками відповідної геометричної конфігурації з Cu(150–200)/Cr(30–50)/П (в дужках позначена товщина у нм, П – підкладка), методом термічного (Cu, Ni) та електронно-променевого (Co) випаровування.

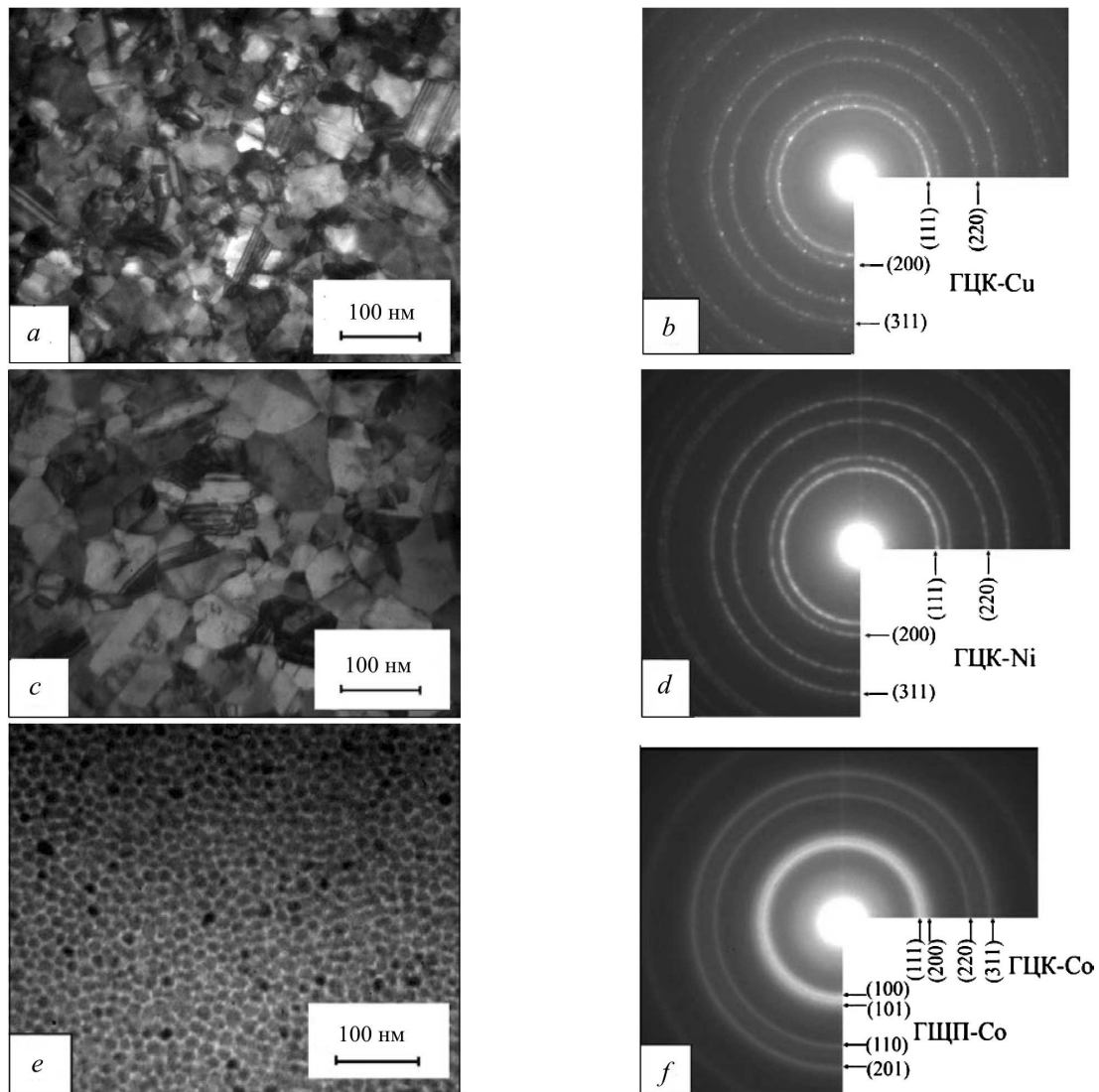
Термостабілізація електричних властивостей базових плівок проводилась протягом двох-трьох циклів “нагрівання-охолодження” в інтервалі температур 300–550 К (Cu), 300–630 К (Ni) і 300–650 К (Co). В наступних етапах експерименту на базові плівки наносились тонкі металеві покриття товщиною  $d \leq 1-2$  нм та проводився термостабілізаційний відпал.

Структурні характеристики плівок і їх фазовий склад вивчались методом просвічувальної електронної мікроскопії та електронографії (рис. 2). Умови термічної обробки зразків для вивчення електрофізичних властивостей та проведення електронно-мікроскопічних досліджень були однакові.

Проведені дослідження (рис. 2) показали, що фазовий склад плівкових зразків відповідає фазовому складу масивних зразків. Для плівок Cu середній розмір зерна  $L$  зростає зі збільшенням товщини  $d$  і в інтервалі  $d = 20-70$  нм та становить  $L \approx 40-110$  нм. Плівки Ni у інтервалі товщин  $d = 30-60$  нм мають середній розмір зерна  $L \approx 30-60$  нм. Для плівок Co товщиною  $d = 20-70$  нм середній розмір зерна становить  $L \approx 17-20$  нм.

### 4. Результати та їх обговорення

Для розрахунку значень питомої провідності металевих плівкових зразків були використані співвідношення (5) та (6). У ці співвідношення входять параметри електроперенесення, такі як: параметр дзеркальності  $p$ , середня довжина вільного пробігу електронів (СДВП)  $\lambda$  та параметр зерномежевого розсіювання  $\alpha$ , який залежить від коефіцієнта розсіювання електронів на межі зерна  $R$ . Нами при розрахунках питомої провідності на основі (5) та (6) були використані параметри, що отримані у наших попередніх роботах [17–19] на основі обробки експериментальних залежностей температурного коефіцієнта опору від товщини для плівок Cu, Ni і Co. Крім того, зазначені параметри розраховувались для плівок цих металів з покриттям з використанням лінеаризованої моделі та моделі ізотропного розсіювання Тельє, Тоссе та Пішар (ТТП) [20]. Використання лінеаризованої моделі ТТП дозволило визначити величину  $\lambda(1-p)$ , нм. В роботах [21, 22] та ін. автори задаються у дифузному наближенні величиною середньої довжини вільного пробігу, що визначена із



**Рис. 2.** Кристалічна структура та відповідні їй електронограми від плівок Cu ( $d = 42$  нм) (a, b), Ni ( $d = 52$  нм) (c, d) та Co ( $d = 50$  нм) (e, f) після термообробки

лінеаризованої моделі. Нами також було застосовано такий підхід. Значення СДВП, отримані на основі лінеаризованої моделі у дифузному наближенні розсіювання зовнішніх поверхонь, були далі використані при визначенні коефіцієнтів  $p$ ,  $R$  і  $r$  на основі моделі ізотропного розсіювання ТТП. Відзначимо, що розрахунок проводився за даними, отриманими для температур 360 К (Cu), 300 К (Ni і Co).

Ці дані та дані про середній розмір зерна, що використовувались в розрахунках подані у таблиці.

Відзначимо, що при розрахунку параметрів електроперенесення у плівках з покриттям було допущено, що нанесення тонкого шару покриття значення СДВП не змінює, а змінюються лише умови розсіювання на зовнішніх та внутрішніх межах плівки. Такий підхід був використаний, наприклад, у роботі [23]. Потрібно зауважити, що, в принципі, зміна коефіцієнтів розсіювання повинна впливати і на загальну довжину вільного пробігу носіїв заряду, але її зміна перебивається похибкою визначення величини СДВП.

Результати обчислень подані на рис. 3, на якому представлені розраховані за співвідношеннями (5) та (6) значення питомої провідності для базових плівок Cu, Ni і Co різних товщин та плівок з покриттями.

При порівнянні даних питомої провідності, розрахованих за співвідношеннями (5) та (6), для плівок Cu/П і Ni/Cu/П та Ni/П і Cu/Ni/П (рис. 3, a, b), можна зробити висновки, що нанесення тонкого покриття призводить до зменшення питомої провідності базисної плівки. Це пов'язано із дифузією атомів покриття по межах зерен, що змінює коефіцієнти розсіювання й проходження меж зерен електронами провідності у плівках Ni і Cu з покриттями із Cu і Ni відповідно, і прозорість меж зерен погіршується.

Порівнюючи розрахункові залежності, що наведені на рис. 3, a, з експериментальними даними для плівок Ni/Cu/П, можна говорити про їх узгодження. Наприклад, для зразків товщиною 36 і 60 нм розрахункові значення питомого опору  $\rho$  (величина обернена до питомої провідності), становлять  $3,2 \cdot 10^{-8}$  і  $2,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, в той час, як відповідні експериментальні дані –  $3,3 \cdot 10^{-8}$  і  $2,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, що відповідає літературним даним, наприклад, [22, 24, 25]. Для плівкової системи Cu/Ni/П отримані в результаті проведення експериментів значення  $\rho$ , наприклад, при товщинах 30 і 60 нм становлять  $19,4 \cdot 10^{-8}$  і  $17,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, а розрахункові мають величину  $19,6 \cdot 10^{-8}$  і  $16,3 \cdot 10^{-8}$  Ом·м.

Якщо розглянути базисні нанокристалічні плівки Co, то виходячи із розмірних залежностей для провідності плівки Co з покриттями із Ni і без покриття, розрахованих за співвідношеннями (5) і (6), нанесення тонкого покриття з Ni призводить до збільшення їх питомої провідності (рис. 3, c). Тобто дифузія атомів нікелевого покриття по межах зерен плівки кобальту призводить до покращення їх прозорості. Порівнюючи між собою розрахункові і експериментальні значення питомого опору для плівок кобальту із нікелевим покриттям, можна говорити про їх кількісну відповідність. Наприклад, для товщин 32 і 50 нм величина питомого опору становить  $36,3 \cdot 10^{-8}$  та  $23,9 \cdot 10^{-8}$  Ом·м. Якщо порівняти ці значення з отриманими нами раніше експериментальними результатами, то при тих самих товщинах питомий опір має величину  $37,7 \cdot 10^{-8}$  і  $24,8 \cdot 10^{-8}$  Ом·м.

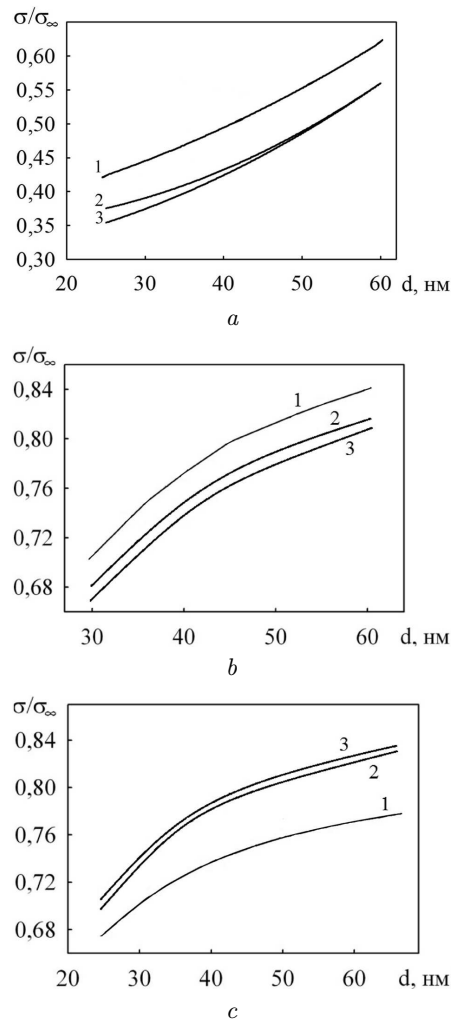


Рис. 3. Розрахункові залежності питомої провідності від товщини для плівок: a – Ni/Cu/П і Cu/П; b – Cu/Ni/П і Ni/П; c – Ni/Co/П і Co/П. Залежність 1 – результати для плівок без покриття; 2 і 3 – залежності для плівок з покриттям, отримані на основі співвідношень (5) і (6), відповідно

**Параметри електроперенесення в плівках Cu, Ni і Co без покриття та з покриттям**

Плівка	d, нм	L, нм	$\lambda(1-p)$	p	R	$\alpha$
Cu/П	25–60	50	22,4	0,25	0,46	0,424
Ni/Cu/П				0,10	0,51	0,489
Ni/П	30–60	30–60	28,7	0,19	0,01–0,03	0,03
Cu/Ni/П				0,10	0,03–0,06	0,11
Co/П	25–60	20	42,2	0,11	0,12	0,107
Ni/Co/П				0,06	0,14	0,06

Відповідність розрахункових результатів і експериментальних даних у плівках Ni/Cu/П, Cu/Ni/П і Ni/Co/П становить до 8%.

Аналіз графічних залежностей дає незначне незбігання отриманих результатів за співвідношеннями (5) і (6) при розрахунку питомої провідності у зразках з тонким металевим покриттям пов'язане, скоріш за все, із заміною  $(2 - p_1 - p_2)$  у співвідношенні (5) на  $(1 - p)$  при переході до виразу (6). Для (5) значення  $p_1$  вибиралось як коефіцієнт дзеркальності поверхні для плівок без покриття, одержаний із співвідношення ізотропної моделі ТТП [17], а  $p_2$  – параметр дзеркальності поверхні плівок з тонким покриттям. У другому співвідношенні (6) коефіцієнт  $p$  – коефіцієнт дзеркальності плівок з покриттям. Вочевидь, перший підхід є більш точним, хоча виконуючи обробку експериментальних результатів [17–19] з використанням ізотропної моделі ТТП практично неможливо розділити внесок у величину розсіювання на окремих поверхнях.

## 5. Висновки

У роботі вперше проведено експериментальну апробацію асимптотичного співвідношення ( $\alpha \ll 1$ ,  $k \gg 1$ ) теоретичної моделі для питомої провідності полікристалічних плівок металів з тонким покриттям, яка отримана на основі теорії Маядаса–Шатцкеса.

З отриманих результатів розрахунку впливу домішкових атомів покриття на питому провідність базисних плівкових зразків Cu, Ni і Co можна зробити такі висновки про те, що в плівкових системах Ni/Cu/П та Cu/Ni/П дифузія атомів покриття призводить до зменшення питомої провідності, тобто межі зерен базисних плівок Cu і Ni стають менш прозорими, а в плівках Ni/Co/П покриття із нікелю покращує прозорість меж зерен, внаслідок чого питома провідність плівки кобальту стає кращою.

З ростом товщини плівкових зразків для всіх об'єктів, що досліджувались, спостерігається збільшення питомої провідності. В той самий час, наявність покриття у плівках Co збільшує провідність двошарових зразків по відношенню до провідності базового зразка, в той час, як покриття у Ni та Cu призводить до зменшення питомої провідності плівки.

Показано, що у плівках Ni/Cu/П, Cu/Ni/П і Ni/Co/П відповідність розрахункових результатів експериментальним становить до 8%.

1. M.E. Robles, C.A. Gonzalez-Fuentes, R. Henriquez, G. Kremer, L. Moraga, S. Oyarzun, M. Suarez, M. Flores, R. Munoz. Resistivity of thin gold films on mica induced by electron–surface scattering: Application of quantitative scanning tunneling microscopy. *Appl. Surf. Sci.* **258**, 3393 (2012) [DOI: 10.1016/j.apsusc.2011.11.035].
2. K.R. Coffey, K. Barmak, T. Sun, A.P. Warren, B. Yao. Grain boundary and surface scattering in interconnect metals. In *Proceedings of 2013 IEEE Interconnect Technology Conference* (IEEE International, Kyoto, 2013), p. 1 [DOI: 10.1109/ITC.2013.6615565].
3. Д.М. Фреїк, Л.Т. Харун, О.Л. Соколов, І.К. Юрчишин, В.Ю. Потяк. Квантово-розмірні ефекти в тонких плівках та наноструктурах (Огляд). *Прикарпатський вісник НТШ* **1(9)**, 81 (2010).
4. С.И. Петрушенко, С.В. Дукаров, В.Н. Сухов, И.Г. Чурилов. Внутренний размерный эффект в поликристаллических плёнках легкоплавких металлов. *Журнал нанота электронної фізики* **7**, 02033 (2015).
5. M. Hafner, W. Burgstaller, A.I. Mardare, A.W. Hassel. Aluminium–copper–nickel thin film compositional spread: Nickel influence on fundamental alloy properties and chemical stability of copper. *Thin Solid Films* **580**, 36 (2015) [DOI: 10.1016/j.tsf.2015.03.018].
6. K.R. Henriquez, L. Moraga, G. Kremer, M. Flores, A. Espinosa, R.C. Munoz. Size effects in thin gold films: Discrimination between electron-surface and electron-grain boundary scattering by measuring the Hall effect at 4 K. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 051608 (2013) [DOI: 10.1063/1.4791600].
7. K. Barmak, A. Darbal, K.J. Ganesh, P.J. Ferreira, J.M. Rickman, T. Sun, B. Yao, A.P. Warren, K.R. Coffey. Surface and grain boundary scattering in nanometric Cu thin films: A quantitative analysis including twin boundaries. *J. Vac. Sci. Technol. A* **32**, 061503-1 (2014) [DOI: 10.1116/1.4894453].
8. D.J. Keavney, K.S. Pur, F. Sharles. Diffuse interface electron scattering in epitaxial Co/Cu bilayers. *J. Appl. Phys.* **91**, 8108 (2002) [DOI: 10.1063/1.1451886].
9. M. Wang, B. Zhang, G.P. Zhang, Q.Y. Yu, C.S. Liu. Effects of interface and grain boundary on the electrical resistivity of Cu/Ta multilayers. *J. Mater. Sci. Technol.* **25**, 699 (2009).
10. Р.І. Бігун, М.Д. Бучковська, Б.Р. Пенюх, З.В. Стасюк, Д.С. Леонов. Вплив підшару германію на процес перколяції в тонких плівках паладію. *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології* **10**, 503 (2012).
11. Р.І. Бігун, М.Д. Бучковська, В.М. Гаврилюх, Я.А. Пастирський, З. В. Стасюк. Квантовий розмірний ефект в електропровідності плівок міді, нанесених на поверхню підшарів кремнію та сурми. *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології* **13**, 75 (2015).

12. Р.І. Бігун, З.В. Стасюк. Вплив неоднорідностей поверхні на умови перенесення заряду в ультратонких плівках металів. *Металлофизика и новейшие технологии* **36**, 723 (2014).
13. Р.І. Бігун, В.М. Гаврилюх, З.В. Стасюк, Д.С. Леонов. Моделювання розмірних залежностей електропровідності ультратонких плівок золота на основі теорій квантового розмірного ефекту. *Металлофизика и новейшие технологии* **37**, 317 (2015).
14. A.M. Chornous, L.V. Dekhtyaruk, T.P. Govorun, A.O. Stepanenko. Influence of diffusing impurities on the electrical conductivity of single-crystal and polycrystalline metal films. *Металлофизика и новейшие технологии* **29**, 249 (2007).
15. A.F. Mayadas, M. Shatzkes. Electrical-resistivity model for polycrystalline films: The case of arbitrary reflection at external surfaces. *Phys. Rev. B* **1**, 1382 (1970) [DOI: 10.1103/PhysRevB.1.1382].
16. Р.П. Волкова, Л.С. Палатник, А.Т. Пугачев. Резистивный метод исследования низкотемпературной зернограничной диффузии в двухслойных поликристаллических пленках. *ФТТ* **24**, 1161 (1982).
17. T. Novorun, A. Chornous. Thin overlayer influence on electrophysical properties of nickel films. *Cryst. Res. Technol.* **41**, 458 (2006) [DOI: 10.1002/crat.200510605].
18. Т.П. Говорун, Л.В. Дехтярук, А.М. Черноус. Електрофізичні властивості нанокристалічних плівок кобальту із покриттям Ni або SiO<sub>2</sub>. *Металлофизика и новейшие технологии* **29**, 1479 (2007).
19. Т.П. Говорун, А.О. Степаненко, А.М. Черноус. Електрофізичні властивості плівок міді з тонким покриттям із нікелю. *ФХТТ* **5**, 280 (2004).
20. C.R. Pichard, C.R. Tellier, A.J. Tosser. Simple analytical expression for the hall coefficient of polycrystalline metal films at low magnetic field. *Phys. Stat. Solidi (a)* **65**, 327 (1981) [DOI: 10.1002/pssa.2210680256].
21. Ю.М. Овчаренко, Н.М. Опанасюк, І.Ю. Проценко, О.В. Шовкопляс. Розрахунок параметрів електропере-  
носу тонких металевих плівок в умовах зовнішнього та внутрішнього розмірних ефектів. *УФЖ* **14**, 826 (1997).
22. С.І. Воробйов, Л.В. Однодворець, О.В. Пилипенко, А.М. Черноус. Фазовий склад та електрофізичні властивості плівок заліза. *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології* **10**, 829 (2012).
23. І.Ю. Проценко, Ю.М. Овчаренко, А.М. Черноус, Т.П. Говорун. Вплив дифузійних процесів на електрофізичні властивості металевих плівок з покриттям. *Вісник СумДУ. Серія: Фіз., мат., мех.* **5–6**, 50 (2002).
24. О.А. Білоус, Л.В. Дехтярук, А.М. Черноус. Розмірно-кінетичні ефекти в полікристалічних металевих плівках Cu та Ni. *Металлофизика и новейшие технологии* **23**, 43 (2001).
25. W. Zhang, S.H. Brongersma, O. Richard, B. Brijs, R. Palmans, L. Froyen, K. Maex. Influence of the electron mean free path on the resistivity of thin metal films. *Microelect. Eng.* **76**, 146 (2004) [DOI: 10.1016/j.mee.2004.07.041].

Одержано 15.03.16

Т.П. Говорун, О.А. Білоус,  
О.П. Гапонова, Л.В. Дехтярук, А.М. ЧерноусRESEARCH OF CONDUCTIVITY  
IN POLYCRYSTALLINE FILMS WITH A THIN COATING  
USING THE MODIFIED MAYADAS-SHATZKES MODEL

## S u m m a r y

The experimental testing of the theoretical concepts of the modified Mayadas–Shatzkes model for the conductivity in thin polycrystalline films with a thin coating has been carried out. The deposition of Ni coatings onto Co films was shown to increase the specific conductance in bilayer samples with respect to the conductivity in the basic (uncovered) specimen. At the same time, the coating of the Ni films with Cu and the Cu films with Ni leads to the decrease of the film conductivity. This phenomenon takes place due to the enhancement or worsening of the grain boundary transparency when the coating is deposited.