

## МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛЁНКИ

PACS numbers: 73.50.Bk, 73.50.Gr, 73.50.Lw, 73.61.At, 73.90.+f, 81.40.Rs

### Внесок температурних ефектів у термічний коефіцієнт опору багат шарових плівкових систем

С. І. Проценко, О. В. Сивашенко, А. М. Чорноус

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

На основі аналізу відомих теоретичних моделей і експериментальних результатів для термічного коефіцієнта опору (ТКО) багат шарових плівкових систем зроблено висновок про певний внесок у величину ТКО так званих температурних ефектів у параметрах електроперенісу. Запропоновано напівфеноменологічний модель, який враховує ці ефекти, та здійснено його апробацію.

На основе анализа известных моделей и экспериментальных результатов для термического коэффициента сопротивления (ТКС) многослойных пленочных систем сделан вывод об определенном вкладе в величину ТКС так называемых температурных эффектов в параметрах электропереноса. Предложена полуфеноменологическая модель, которая учитывает эти эффекты, и произведена ее апробация.

The conclusion about a certain contribution of temperature effects to the value of thermal coefficient of resistance (TCR) is proposed on the basis of known models and experimental results for the TCR of multilayered film systems. The semi-phenomenological model taking into account these effects is suggested and experimentally tested.

**Ключові слова:** багат шарові плівкові системи, термічний коефіцієнт опору, параметри електроперенісу, межі поділу, кінетичні явища.

*(Отримано 1 листопада 2005 р.)*

## 1. ВСТУП

Розмірні ефекти (РЕ) в електрофізичних властивостях багат шарових, в тому числі, і двошарових, плівкових систем на відміну від одношарових плівок (див., наприклад, [1]), вивчено недостатньо, хоча в останні 20 років цій проблемі приділяється велика увага. Це

пов'язано з тією обставиною, що багат шарові плівкові системи загального типу або періодичні (мультишари) мають більш широке практичне застосування в мікроелектроніці та інших областях приладобудування, ніж одношарові плівки. Перехід від одно- до багат шарової плівки обумовлює вплив на кінетичні явища нових факторів на межі поділу (МП) шарів (дифузійні процеси, фазоутворення, макронапруження термічного походження, міжшарові переходи електронів та ін.), що дуже ускладнює побудову теоретичних моделей РЕ, які б добре узгоджувалися з експериментальними результатами.

Цикл робіт Варкуша і Дімміха [2–4] по суті є першими роботами, в яких запропоновано теоретичні напівкласичні моделі РЕ в електропровідності ( $\sigma$ ) та в розрахунку термічного коефіцієнта опору (ТКО) для дво- та багат шарових плівкових структур. Зразу ж після появи цих робіт деякі автори [5–9] здійснили аналіз або апробацію теоретичних моделей для провідності і ТКО (важливо підкреслити, що величина ТКО експериментально вимірюється зі значно більшою точністю у порівнянні з провідністю  $\sigma$ ). Поряд з цим, ряд авторів запропонували свої феноменологічні [10, 11] або напівкласичні [12, 13] моделі, в яких здійснено спробу врахувати вплив на величину ТКО фазоутворення у вигляді проміжного шару на МП [11] (див. також [14, 15]) або дифузійних процесів [11, 12].

Основні положення напівкласичних моделей для ТКО двошарових плівок [4, 13] можна сформулювати таким чином: двошарова плівка розглядається як паралельне з'єднання двох провідників із провідністю  $\sigma_i$  і товщиною  $d_i$  ( $i = 1, 2$ ); зовнішнє поверхнєве та внутрішнє зерномежеве розсіяння електронів описуються, виходячи з теоретичних уявлень моделей Фукса–Зондгеймера і Маядаса–Шатцкеса (див., наприклад, [1]); розсіяння електронів на МП описується за допомогою коефіцієнтів розсіяння ( $P_i$ ) та проходження ( $Q_i$ ).

Співвідношення для ТКО ( $\beta$ ) в рамках теорії Дімміха [4] має вигляд

$$\beta = A_1 \left[ \beta_{01} \left( 1 - \frac{k_1}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial k_1} - \frac{m_1}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial m_1} + \frac{a}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial a} \right) - \beta_{02} \left( \frac{k_2}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial k_2} + \frac{m_2}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial m_2} + \frac{a}{F_1} \frac{\partial F_1}{\partial a} \right) \right] + A_2 \left[ \beta_{02} \left( 1 - \frac{k_2}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial k_2} - \frac{m_2}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial m_2} - \frac{a}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial a} \right) - \beta_{01} \left( \frac{k_1}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial k_1} + \frac{m_1}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial m_1} - \frac{a}{F_2} \frac{\partial F_2}{\partial a} \right) \right], \quad (1)$$

де  $\beta_{0i}$  — ТКО масивних монокристалів (при апробації моделю більш правильним буде використовувати замість  $\beta_{0i}$  величину  $\beta_{gi}$ , яка визначається як  $\beta_{gi} \equiv \beta_{\infty i} \equiv \lim_{d_i \rightarrow \infty} \beta_i$ );

$$A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{\sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} F_i}$$

— статистична вага внеску  $i$ -го шару в загальну величину ТКО ( $\sigma_{0i}$  — питома провідність масивного зразка);  $F_i$  — функція Фукса, яка визначає вплив товщин шарів на провідність двошарової плівки;  $k_i = d_i/\lambda_{0i}$  ( $\lambda_{0i}$  — середня довжина вільного пробігу електронів — СДВП) та  $m_i = L_i/\lambda_{0i}$  — зведені товщина і середній розмір кристалітів ( $L$  — середній розмір кристалітів);  $a$  — параметр моделю Дімміха, величину якого складно оцінити теоретично чи визначити експериментально.

У співвідношенні (1) похідні  $F_i$  по  $k_i$  чи  $m_i$  відповідають за електрофізичні властивості  $i$ -го шару, а перехресні похідні пов'язані з міжшаровими переходами електронів. Для експериментальної перевірки теорії Дімміха [4] (див., наприклад, [6, 16]) проведено спрощення співвідношення (1). При цьому припускалось, що похідні типу  $F_i$  по  $k_i$ ,  $m_i$ ,  $a$  дорівнюють нулю, оскільки перехресні похідні будуть дорівнювати нулю за умови, що коефіцієнт проходження МП шарів або дорівнює одиниці (але  $\lambda_{0i}$  стає рівною  $\lambda_{0i}$ ), або дорівнює нулю (відсутні міжшарові переходи електронів), а параметр  $a$  можна вважати константою, яка не залежить від товщини.

Якщо виконати розрахунок величини ТКО двошарових плівок з урахуванням всього сказаного вище, то її розходження з експериментальними даними  $(\beta - \beta_{\text{роз}})/\beta$  складатиме величину до 70% в залежності від конкретної плівкової системи (більш детально див. роботи [6, 8, 9, 16]). Однією з причин вказаного розходження може бути утворення проміжного шару на МП у вигляді твердих розчинів чи інтерметалідних фаз. Автори роботи [11] на прикладі двошарових плівок CuNi/NiCr здійснили оцінку внеску процесів фазоутворення у величини  $\rho$  і  $\beta$ . Згідно з їхніми даними величина  $\rho$  змінюється на величину порядку 10% (наприклад, у системі CuNi (100 нм)/CuNi (1000 нм)/NiCr (100 нм) утворюються дві дифузійні зони, кожна із яких обумовлює зменшення  $\rho$  на 8% і 9,4% та відповідно — збільшення  $\beta$ ).

Інша причина невідповідності експериментальних та розрахованих результатів пов'язана з процесами взаємної зерномежової дифузії, які призводять до зміни коефіцієнтів проходження і розсіяння на межі зерен (МЗ) і МП, та потребує окремого обговорення в рамках іншої роботи. Тут необхідно відмітити, що за рахунок дифузії чужих атомів по МЗ змінюються умови зерномежового розсіяння у бік як покращення, так і погіршення прозорості [17], а величина ТКО, згідно з даними [18, 19], зменшується на 10–15%.

Неврахування розсіяння носіїв заряду на МП за рахунок занулення при спрощенні (1) перехресних похідних є наступним фактором

неспівпадання експериментальних та розрахованих даних ТКО. Асимптотичні співвідношення для ТКО в рамках моделю [13] більш коректно враховують розсіяння на МП, хоча і в цьому випадку узгодження теорії з експериментом може досягати 30–40%.

Таким чином, можна зробити висновок, що навіть при дії всіх розглянутих факторів (поверхневого і зерномежового розсіяння, фазоутворення, дифузії чужих атомів по МЗ, інтерфейсу та ін.) повинна б мати місце краща відповідність між розрахованою і експериментальною величинами ТКО. При цьому зауважимо, що в роботах [6, 8, 9, 13, 16] досліджувалися також плівкові системи, які мають надзвичайно малу об'ємну розчинність і не утворюють проміжних фаз. Ми приходимо до висновку, що в обговорюваній проблемі не всі фактори, які впливають на величину ТКО, враховані. Зауважимо, що аналогічна ситуація мала місце при дослідженні явища тензочутливості, коли узгодити розраховані та експериментальні величини в межах 1–30% вдалося [20, 21] лише при допущенні про вплив на них деформаційних ефектів (залежності коефіцієнтів дзеркальності ( $p$ ), проходження МЗ ( $r$ ) та МП шарів ( $Q$ ) від деформації).

У зв'язку з цим метою даної роботи є розробка та апробація напівфеноменологічного моделю для ТКО багат шарових плівкових систем із врахуванням температурних ефектів в параметрах електроперенесення  $p$ ,  $r$  та  $Q$ , чого не було ще зроблено в жодній із відомих робіт. Відмітимо, що у рамках напівкласичного моделю досить складно отримати робоче співвідношення, яке б враховувало зміну з температурою середньої довжини вільного пробігу, параметра дзеркальності та коефіцієнтів розсіяння і проходження межі.

## 2. ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Вихідні положення запропонованого моделю такі: багат шарова система моделюється як паралельне з'єднання  $n$  провідників, кожен з яких характеризується товщиною  $d_i$ , величиною СДВП  $\lambda_{0i}$ , ефективним коефіцієнтом дзеркальності  $p_i$ , коефіцієнтом проходження межі зерен  $r_i$  та коефіцієнтом проходження МП  $Q_{ij}$  (із  $i$ -го в  $j$ -й шар); температурні ефекти в параметрах електроперенесення враховуються відповідними термічними коефіцієнтами

$$\beta_{0i} = -\frac{d \ln \lambda_{0i}}{dT}, \beta_{p_i} = -\frac{d \ln p_i}{dT}, \beta_{r_i} = -\frac{d \ln r_i}{dT} \text{ та } \beta_{Q_{ij}} = -\frac{\delta \ln Q_{ij}}{dT};$$

у залежності від співвідношення між товщинами окремих шарів  $d_i$  та СДВП  $\lambda_{0i}$  міжшарові переходи електронів можуть відбуватися між сусідніми шарами (із  $i$ -го в  $(i \pm 1)$  шари) або декількома шарами (наприклад,  $i$ -го в  $(i \pm 1)$  та  $(i \pm 2)$  шари); на межі поділу

шарів має місце як дифузійне відбиття електронів (коефіцієнт відбиття  $P_i \equiv p_i$ ), так і міжшарові переходи (коефіцієнт проходження  $Q_{ij}$ ); величини  $Q_{ij}$  та  $\beta_{Qij}$  приблизно дорівнюють величинам  $r_i$  та  $\beta_{r_i}$ .

Останнє припущення мало місце в роботах [20, 21] і мотивувалося структурною подібністю МП шарів і МЗ. Більш вагомою підставою для цього можуть служити результати роботи [14], згідно з якими величина  $Q + p \equiv 1$  (наприклад, на межі Au/Fe – 1,3; Au/Co – 0,8; Au/Ni – 1,2). Враховуючи, що точність визначення  $Q + p$  складає 10%, а найбільш типові значення  $p = 0,1-0,2$ , ми приходимо до висновку, що величина  $Q \equiv 0,6-0,9$ , що добре корелює із величиною  $r$  [21]. Таким чином, незважаючи на певну структурну відмінність МЗ і МП, ймовірність тунелювання електрона через них приблизно однакова.

На рис. 1 представлено схему тришарової плівки, яка не обмежує аналізу в самому загальному випадку, з можливими варіантами розсіяння та міжшаровими переходами електронів. Розглядаючи таку систему, по аналогії з [2-4, 12, 13, 20], як паралельне з'єднання, можна записати співвідношення

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} (d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2 + d_3 \sigma_{03} F_3).$$

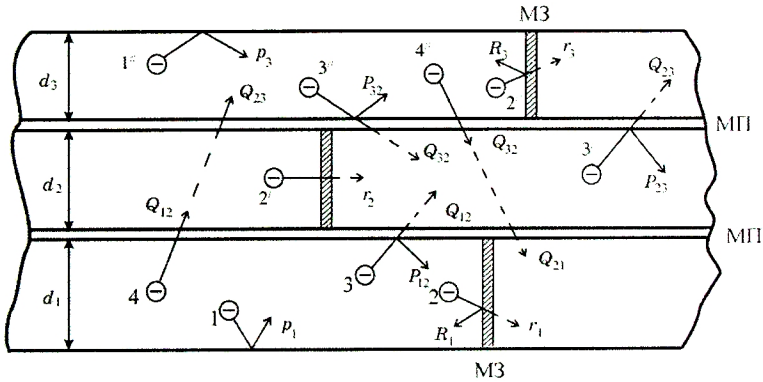


Рис. 1. Схема розсіяння і міжшарових переходів електронів: 1, 1'' — поверхневе розсіяння (в загальному випадку  $p_1 = p_2$ ); 2, 2', 2'' — зерномежове розсіяння (в загальному випадку  $r_1 \neq r_2 \neq r_3$ ); 3, 3', 3'' — розсіяння і проходження межі поділу ( $P_{12} \equiv p_1$ ;  $P_{23} \equiv p_2$ ;  $P_{32} \equiv p_3$ ;  $Q_{12} = Q_{21}$ ;  $Q_{23} = Q_{32}$ ); 3, 3', 3'' — міжшарові переходи при  $\lambda_{01,2} \equiv 1/2(d_1 + d_2)$ ; 4, 4'' — міжшарові переходи при  $\lambda_{01,3} \equiv d_2 + 1/2(d_1 + d_3)$ .

Після логарифмування та диференціювання по температурі цей вираз перетворюється в наступний:

$$\beta = A_1 \left( \alpha_1 - \frac{\partial \ln \sigma_{01}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_1}{\partial T} \right) + \dots + A_3 \left( \alpha_3 - \frac{\partial \ln \sigma_{03}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_3}{\partial T} \right), \quad (2)$$

де

$$\alpha_i = \frac{d \ln l}{dT}$$

— термічний коефіцієнт лінійного розширення (величина  $\alpha_i \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  і тому нею можна знехтувати у порівнянні з  $\beta_{0i} \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ). Крім того, відмітимо, що величина

$$-\frac{\partial \ln \sigma_{0i}}{\partial T} \equiv \beta_{0i},$$

що буде враховано далі.

Для того, щоб врахувати температурні ефекти в коефіцієнтах  $p$ ,  $r$  і  $Q$ , запишемо  $F_i$  як функцію параметрів  $k_i$  та  $m_i$  таким чином:

$$F_i = F_i \left[ k_i (\lambda_{0i}, d_i, p_i, Q_{(i\pm 1)}), m_i (\lambda_{0i}, L_i, r_i, Q_{(i\pm 1)}) ; k_{i\pm 1} (\lambda_{0i\pm 1}, d_{i\pm 1}, p_{i\pm 1}, Q_{(i\pm 1)}), m_{i\pm 1} (\lambda_{0i\pm 1}, L_{i\pm 1}, r_{i\pm 1}, Q_{(i\pm 1)}) \right], \quad (3)$$

тобто пам'ятатимемо, що величина  $k_i$  визначається поверхневим розсіянням, а  $m_i$  — розсіянням на МЗ і, в силу зробленого нами припущення, на МП шарів. При такій формі запису (3) допускаються лише міжшарові переходи типу 3-3'' (рис. 1). У розгорнутому вигляді похідна  $\partial \ln F_i / \partial T$  є такою:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln F_1}{\partial T} = & \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} \frac{d \ln p_1}{dT} + \\ & + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} \frac{d \ln r_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \frac{d \ln Q_{12}}{dT} + \\ & + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} \frac{d \ln p_2}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} \frac{d \ln r_2}{dT} + \\ & + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{12}} \frac{d \ln Q_{12}}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{dT} + \\ & + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \frac{d \ln m_2}{dT}. \end{aligned} \quad (4)$$

Після підстановки (4) і аналогічних співвідношень для  $F_2$  і  $F_3$  в (2) із урахуванням очевидних рівнянь

$$\frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln m_i} \equiv \frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}, \quad \frac{d \ln m_i}{dT} \equiv \frac{d \ln k_i}{dT} = \alpha_i + \beta_{0i},$$

$$\frac{\partial \ln m_i}{\partial \ln m_k} \equiv \frac{\partial \ln k_i}{\partial \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}}$$

отримуємо робочу формулу для ТКО тришарової плівкової системи

$$\begin{aligned} \beta = A_1 & \left\{ \beta_{01} - \left( 1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[ \left( 2\beta_{01} + \beta_{r1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} + \beta_{p1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} + \beta_{Q_{12}} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{21}} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\ & + A_2 \left\{ \beta_{02} - \left( 1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[ \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{21}} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 2\beta_{01} + \beta_{r1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} + \beta_{p1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} + \beta_{Q_{12}} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \right] \right\} + \\ & \left. + \left( 2\beta_{03} + \beta_{r3} \frac{\partial \ln m_3}{\partial \ln r_3} + \beta_{p3} \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln p_3} + \beta_{Q_{32}} \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln Q_{32}} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{01}} \right] \right\} + \\ & + A_3 \left\{ \beta_{03} - \left( 1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \left[ \left( 2\beta_{03} + \beta_{r3} \frac{\partial \ln m_3}{\partial \ln r_3} + \beta_{p3} \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln p_3} + \beta_{Q_{32}} \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln Q_{32}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{23}} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{23}} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Якщо врахувати міжшарові переходи 4, 4'' (рис. 1), то праву частину (5) необхідно доповнити двома доданками в дужках біля множників  $A_1$  та  $A_3$ . Крім того, відмітимо, що (5) легко розповсюдити на випадок довільної кількості шарів.

### 3. АПРОБАЦІЯ ТЕОРЕТИЧНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ

Питання про температурну залежність параметрів електроперенесення постійно перебуває у полі зору дослідників (див., наприклад, [22–26]). Оскільки питомий опір плівок росте зі збільшенням температури, а  $\lambda_0 \propto \rho^{-1}$ , то величина СДВП повинна падати

з ростом температури, що спостерігається для плівкових і масивних зразків. Якщо поведінка СДВП з температурою ні в кого не викликає сумніву, то стосовно впливу температури на параметр дзеркальності зовнішніх поверхонь та коефіцієнт розсіяння (проходження) межі зерна інформація у літературі суперечлива. Так, на думку авторів [22, 23, 26] в області низьких температур ( $T = 70\text{--}300\text{ K}$ ) розсіяння носіїв заряду на зовнішніх і внутрішніх межах практично не залежить від температури. При більш високих значеннях  $T$  має місце її вплив на параметри електроперенесення [24, 25]. Згідно з [24], величину коефіцієнта зерномежового розсіяння можна подати у вигляді  $R = R_0 + R(T)$ , де  $R_0$  — коефіцієнт розсіяння електронів на МЗ, пов'язаний з пружними зіткненнями та порушенням періодичного потенціалу ґратниці,  $R(T)$  — температурозалежна частина коефіцієнта зерномежового розсіяння. Останній доданок виникає, якщо на межі зерен плівки формується мікропори внаслідок наявності вакансій у плівці [24]. Існування мікропор на МЗ призводить до інтенсивного коливання атомів у шарі зерна товщиною 1 нм поблизу межі. Збільшення амплітуди коливань з ростом температури буде викликати підсилення зерномежового розсіяння. Не виключено, що на зовнішніх поверхнях зі збільшенням температури повинне зростати дифузне розсіяння, яке викличе зменшення коефіцієнта дзеркальності.

Дослідження впливу температури на параметри електроперенесення здійснювалось для плівок Cr, Cu і Sc, апробація (5) — для багат шарових плівкових систем на основі вказаних металів. Обґрунтування вибору цих систем зроблено нами в [21] та обумовлено збереженням індивідуальності окремих шарів після термообробки і відсутністю у них домішкових фаз.

Плівки отримано методом конденсації парів металів у вакуумі  $10^{-3}\text{--}10^{-4}$  Па при температурі підкладки  $T_n = 300\text{ K}$ . Термообробка зразків здійснювалась протягом трьох циклів «нагрівання—охолодження» в інтервалі  $300\text{--}670\text{ K}$ . Електричний опір плівок вимірювався з точністю  $\pm 0,06\%$  цифровим вольтметром АРРА-109 (здійснювалось два вимірювання за секунду). Температура контролювалась за допомогою хромель-алюмелевої термопари і вольтметра УТ-70В, що забезпечило точність  $\pm 1\text{ K}$ . Дані про опір і температуру в процесі вимірювання заносились у комп'ютер, що давало можливість отримати графіки залежності опору від температури, використовуючи які розраховувалась величина ТКО. Товщина плівок визначалась інтерферометричним методом (прилад МІИ-4) із реєстрацією зображення за допомогою цифрової камери Panasonic KXL-600A і комп'ютера та методом кварцового резонатора, що забезпечувало точність вимірювання  $\pm 2\text{ нм}$ .

При експериментальній перевірці співвідношення (5) краще за все похідні в правій частині подати таким чином:



$$\frac{\partial \ln m_i}{\partial \ln r_i} = \frac{r_i}{m_i} \frac{dm_i}{dr_i}, \quad \frac{\partial \ln k_i}{\partial \ln p_i} = \frac{p_i}{k_i} \frac{dk_i}{dp_i}. \quad (6)$$

Тоді очевидно, що термічні коефіцієнти і похідні  $dm_i/dr_i$  і  $dk_i/dp_i$  легко оцінити, якщо скористатися експериментальними залежностями ТКО від товщини для одношарових плівок (компонент багатшарової системи) при двох температурах  $T_1$  і  $T_2$  (рис. 2). Скориставшись лінеаризованим співвідношенням та моделлю ізотропного розсіяння (більш детально див. [1, 25]), можна отримати величини  $\lambda_0$ ,  $p_i$  і  $r_i$  при двох температурах. Це дає змогу обчислити термічні коефіцієнти і похідні (6) за такими робочими формулами:

$$\beta_p = \frac{1}{p(T_1)} \frac{p(T_2) - p(T_1)}{(T_2 - T_1)}, \quad \beta_r = \frac{1}{r(T_1)} \frac{r(T_2) - r(T_1)}{(T_2 - T_1)},$$

$$\frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p} = \frac{p(T_1)}{p(T_2) - p(T_1)} \frac{\frac{d}{\lambda_0}(T_2) - \frac{d}{\lambda_0}(T_1)}{\frac{d}{\lambda_0}(T_1)},$$

$$\frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r} = \frac{r(T_1)}{r(T_2) - r(T_1)} \frac{\frac{L}{\lambda_0}(T_2) - \frac{L}{\lambda_0}(T_1)}{\frac{L}{\lambda_0}(T_1)}.$$

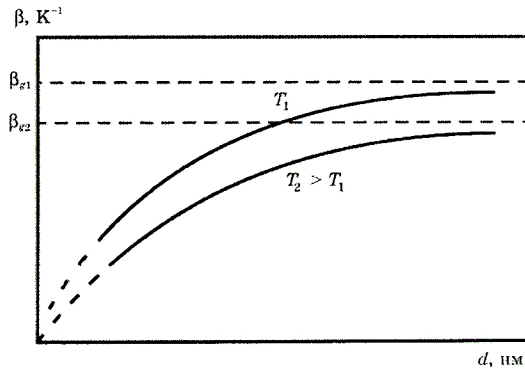


Рис. 2. Якісна залежність ТКО від товщини одношарової плівки при двох температурах.

**ТАБЛИЦЯ 1.** Температурні коефіцієнти параметрів електроперенесення для плівок Cu, Cr та Sc.

Плівка	$d$ , нм	$\beta_p \cdot 10^3$ , $K^{-1}$	$\beta_r \cdot 10^3$ , $K^{-1}$	$\frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p}$	$\frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r}$
Cu	20	4,12	-2,49	-0,82	0,67
	80		-5,81		0,32
	140		-6,09		0,30
Cr	20	-0,65	-0,06	0,80	9,90
	80		-0,03		1,77
	140		-0,53		0,99
Sc	20	-1,65	-0,51	0,09	0,37
	80		-0,67		0,27
	140		-0,73		0,25

Відзначимо, що добутки  $\beta_p \frac{d \ln k}{d \ln p}$  і  $\beta_r \frac{d \ln m}{d \ln r}$  можна подати також у

**ТАБЛИЦЯ 2.** Порівняння експериментальних та розрахованих величин ТКО.

Плівкова система ( $d$ , нм)	$\beta \cdot 10^3$ , $K^{-1}$		$\frac{\beta - \beta_{\text{роз}}}{\beta}$ , %
	Експеримент	Розрахунок	$\beta$
Cu(20)/Cr(10)/П	1,35	1,4	3,7
Cu(30)/Cr(30)/П	1,64	1,61	1,8
Cr(25)/Cu(30)/П	1,59	1,56	1,9
Cr(25)/Cu(45)/П	1,73	1,97	13,8
Cu(48)/Cr(15)/П	2,22	2,23	0,5
Cu(48)/Cr(55)/П	2,58	2,05	20,5
Sc(18)/Cu(48)/П	2,10	1,67	20,4
Sc(65)/Cu(43)/П	1,90	1,50	21,0
Sc(93)/Cu(38)/П	1,69	1,32	21,9
Cu(40)/Cr(25)/Cu(55)/П	1,25	1,28	2,4
Cu(30)/Cr(25)/Cu(45)/П	1,35	1,10	18,5
Cr(20)/Cu(50)/Cr(35)/П	0,99	1,03	4,0
Cr(30)/Cu(30)/Cr(30)Cu(30)/П	1,83	2,05	12,0
Cu(22)/Cr(20)/Cu(22)/Cr(20)/П	1,60	1,70	6,3

вигляді відповідних термічних коефіцієнтів  $\beta_k = \frac{d \ln k}{dT}$  та  $\beta_m = \frac{d \ln m}{dT}$  і тому розрахувати їх можна також за такими робочими формулами:

$$\beta_k = \frac{1}{k(T_1)} \frac{k(T_2) - k(T_1)}{(T_2 - T_1)}, \quad \beta_m = \frac{1}{m(T_1)} \frac{m(T_2) - m(T_1)}{(T_2 - T_1)}.$$

Із даних табл. 1 витікає, що, по-перше, у плівках Cr і Sc має місце зменшення коефіцієнта дзеркальності з ростом температури на відміну від плівок Cu, де він зростає. По-друге, зі збільшенням температури виникає підсилення зерномежового розсіювання, що узгоджується з теоретичними уявленнями [24]. По-третє, термічні коефіцієнти параметрів електроперенесення  $\beta_p$  і  $\beta_r$  є порядку  $10^{-3}$ – $10^{-4} \text{ K}^{-1}$ , тобто сумірні з величиною ТКО.

Про ступінь відповідності експериментальних даних ТКО розрахованим на основі співвідношення (5) можна судити із табл. 2. Як витікає з цих даних, запропонований модель в цілому добре описує експериментальні результати, оскільки розбіжність їх з експериментальною величиною  $(\beta - \beta_{\text{роз}})/\beta$  складає не більше 22%. Враховуючи це, нами здійснено комп'ютерне моделювання розмірних залежностей у вигляді тривимірних діаграм (рис. 3). Підкреслимо, що при фіксованій товщині базового шару ми отримуємо аналог діаграм, які раніше було описано в роботі [21] для коефіцієнтів тензочутливості. Їх характерною особливістю є те, що в залежності від співвідношення між  $\beta_{g_i}$  та  $\beta_{g_{i+1}}$  величина ТКО плівки буде збільшуватися при збільшенні загальної товщини (за умови  $\beta_{g_i} < \beta_{g_{i+1}}$ ) або збільшення зміниться на зменшення при переході до другого шару (за умови  $\beta_{g_i} > \beta_{g_{i+1}}$ ).

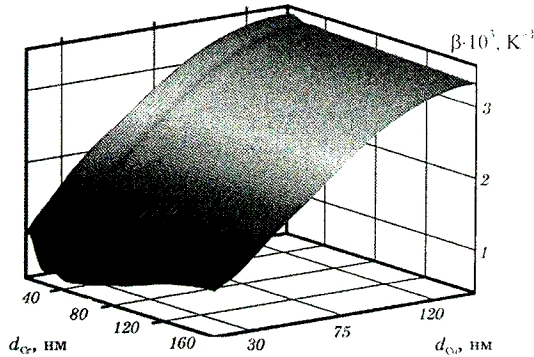


Рис. 3. Тривимірні діаграми для ТКО тришарової плівки Cu/Cr/Sc(30)/П.

#### 4. ВИСНОВКИ

Отримано співвідношення для температурного коефіцієнта опору багат шарових полікристалічних плівок у рамках напівфеноменологічного підходу, який враховує температурні ефекти у параметрах електроперенесення. З використанням експериментальних величин коефіцієнтів розсіювання на зовнішніх та внутрішніх межах для одношарових плівок при різних температурах виконано розрахунок величини ТКО і порівняння її з експериментальними даними для дво- і багат шарових плівкових систем. Показано, що напівфеноменологічний модель дає узгодження експериментальних і розрахованих значень ТКО з точністю до 22%. Запропонований модель може бути використаний для прогнозу величини температурного коефіцієнта опору у дво- і багат шарових плівках.

Роботу виконано при частковому фінансуванні в рамках держбюджетної теми № 0103U000773 (2003–2005) Міністерства освіти і науки України.

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. І. Ю. Проценко, В. А. Саєнко, *Тонкі металеві плівки (технологія та властивості)* (Суми: СумДУ: 2002).
2. R. Dimmich and F. Warkusz, *Thin Solid Films*, **109**, No. 2: 103 (1983).
3. R. Dimmich, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **15**, No. 12: 2477 (1985).
4. R. Dimmich, *Thin Solid Films*, **158**, No.1: 13 (1988).
5. J. W. C. de Vries and F. J. A. den Broeder, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **18**, No. 12: 2635 (1988).
6. I. Protsenko, S. Petrenko, L. Odnodvoretz et al., *Cryst. Res. Technol.*, **30**, No. 8: 1077 (1995).
7. R. Banerjee, R. Ahuja, S. Swaminathan et al., *Thin Solid Films*, **269**, No. 1: 29 (1995).
8. M. Fenn, G. Akuetey, and P. E. Donovan, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **10**: 1707 (1998).
9. M. Fenn, A. K. Petford-Long, and P. E. Donovan, *J. Magn. Magn. Mater.*, **198–199**: 231(1999).
10. G. Borodin, F. Gallerani, and A. Magnaterra, *Appl. Phys. A*, **50**, No. 2: 221 (1990).
11. W. Bruckner, J. Schumann, S. Baunack et al., *Thin Solid Films*, **258**, No. 3: 236 (1995).
12. Л. В. Дехтярук, Ю. А. Колесниченко, *ФММ*, **75**, № 5: 21 (1993).
13. L. V. Dekhtyaruk, S. I. Protsenko, A. M. Chornous et al., *Ukr. J. Phys.*, **49**, No. 6: 587 (2004).
14. J. W. C. de Vries, *Solid State Commun.*, **65**, No. 3: 201 (1998).
15. M. Ishikama, H. Enmoto, N. Mikamoto et al., *Surf. Coat. Technol.*, **110**: 121 (1998).
16. I. Protsenko, L. Odnodvoretz, and A. Chornous, *Металлофиз. новітніше*

- технол.*, 20, № 1: 36 (1998).
17. Р. П. Волкова, Л. С. Палатник, А. Т. Пугачев, *ФТТ*, 24, № 4: 1161 (1982).
  18. Ю. М. Овчаренко, Н. М. Опанасюк, І. Ю. Проценко та ін., *УФЖ*, 14, № 7: 826 (1997).
  19. Т. П. Говорун, А. О. Степаненко, А. М. Черноус, *ФХТТ*, 5, № 2: 280 (2004).
  20. O. Lasyuchenko, L. Odnodvoretz, and I. Protsenko, *Cryst. Res. Technol.*, 35, No. 3: 329 (2000).
  21. С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, 25, № 5: 587 (2003).
  22. З. В. Стасюк, А. І. Лопатинський, *ФХТТ*, 2, № 4: 521 (2001).
  23. M. A. Angadi and L. A. Undachan, *Thin Solid Films*, 79, No. 2: 149 (1981).
  24. Ю. А. Волков, Р. П. Волкова, *ФТТ*, 37, № 12: 3687 (1995).
  25. И. Е. Проценко, *Изв. вузов. Физика*, № 6: 42 (1988).
  26. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, В. И. Однокозов, *ФТТ*, 26, № 11: 3274 (1984).