

УДК 535.24.2

КП

№ держреєстрації 0106U001942

Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
40007, м.Суми, вул. Р.-Корсакова,2
e-mail: protsenko@aph.sumdu.edu.ua

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи

Сумського державного університету

_____ А.М.Чорноус

З В І Т

ПРО НАУКОВО - ТЕХНІЧНУ РОБОТУ

ФОРМУВАННЯ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ І ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ БАГАТОШАРОВИХ МЕТАЛЕВИХ НАНОСИСТЕМ

(проміжний)

Начальник НДС,

к.т.н., доцент

В.А.Осіпов

Керівник НТР,

д.ф.-м.н., професор

І.Ю.Проценко

Суми – 2007

Рукопис закінчено 20 грудня 2007 року

Результати роботи розглянуті науковою радою,
протокол № 5 від 27.12.2007 р.

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР, головний науковий співробітник, д.ф.-м.н., професор	І.Ю. Проценко (вступ, підрозділ 2.4, висновки)
Старший науковий співробітник, д.ф.-м.н., доцент	А.М. Чорноус (підрозділ 2.3)
Старший науковий співробітник, к.ф.-м.н., доцент	Л.В.Одноворець (підрозділ 2.1, список умов.позначень)
Старший науковий співробітник, к.ф.-м.н.	С.І. Проценко (підрозділ 1.3)
Старший науковий співробітник, к.ф.-м.н., доцент	Н.І. Шумакова (підрозділ 2.2, список посилань)
Молодший науковий співробітник, пошукач	І.П. Бурик (підрозділ 3.2)
Молодший науковий співробітник, аспірант	І.М. Пазуха (підрозділ 3.1)
Інженер I категорії, пошукач	Говорун Т.П. (підрозділ 1.1)
Інженер I категорії	Лободюк О.С. (підрозділ 1.2)
Інженер I категорії	Соломаха В.А. (підрозділ 3.2)
Інженер I категорії	Д.П. Дудецький (підрозділ 1.2)
Інженер I категорії	Степаненко А.О. (підрозділ 3.2)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 38 с., 7 рис., 2 таблиць, 27 джерел.

Об'єкт досліджень – розмірні явища в електрофізичних властивостях (термічний коефіцієнт опору і коефіцієнти тензочутливості) двошарових плівкових систем на основі Cu, Ni, Co, Sc, Ti і Cr.

Мета роботи – апробація раніше запропонованої напівкласичної моделі на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса для ТКО на прикладі двошарових плівок Cu/Cr, Sc/Cu, Cr/Co і Ni/Co та розробка аналогічної моделі для коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості; дослідження електрофізичних властивостей двошарових плівок із різним структурно-фазовим станом: сплав у вигляді т.р. (Cu, Co) з елементами гранульованого стану; т.р. (Ni, Ti) з інтерметалевими фазами та неупорядковані т.р. (Ti, Cu).

Методи дослідження – вакуумна пошарова конденсація, метод температурної резистометрії, електронна мікроскопія і електроннографія, аналітичний метод на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса.

Здійснена апробація напівкласичної моделі для ТКО на прикладі двошарових плівок Cu/Cr, Sc/Cu, Cr/Co і Ni/Co; отримано, що відповідність розрахункових і експериментальних результатів складає від 0,9% (система Cr/Co) до 38,4% (Cu/Cr). Вивчені електрофізичні властивості плівкових матеріалів на основі Cu, Ni, Co і Ti з різним структурно-фазовим станом. Розроблена напівкласична модель для КТ двошарових плівкових систем.

Результати НДР можуть бути використані у різних галузях нано- і мікроелектроніки, фізики тонких плівок і мікроприладобудування.

НАПІВКАСИЧНА МОДЕЛЬ, ТКО, КТ, ТВЕРДИЙ РОЗЧИН, СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН, ДИФУЗИЯ, ВІМС.

ЗМІСТ

	С.
Перелік умовних позначень, символів, одиниць і термінів.....	5
Вступ.....	6
1 Апробація напівкласичної моделі для ТКО металевих мультишарів.....	8
1.1 Основні співвідношення напівкласичної моделі.....	8
1.2 Методика і техніка експерименту.....	10
1.3 Апробація напівкласичної моделі та комп'ютерне моделювання.....	11
2 Розробка напівкласичної моделі для коефіцієнтів тензочутливості металевих мультишарів	14
2.1 Загальні аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів.....	14
2.2 Асимптотичні вирази для розмірної функції.....	19
2.3 Формальна відповідність між двошаровими та багатшаровими плівковими системами.....	22
2.4 Напівкласична модель тензоефекту в металевих мультишарах.....	24
3 Електрофізичні властивості дво- і тришарових нанокристалічних плівок на основі Cu, Ni, Co і Ti.....	30
3.1 Електрофізичні властивості плівок на основі Cu і Co.....	30
3.2 Електрофізичні властивості плівок на основі Ti і Cu та Ti і Ni.....	32
Висновки.....	35
Перелік посилань.....	36

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ,
СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ**

d, L – товщина плівки і середній розмір кристаліта;

β, TKO – термічний коефіцієнт опору;

R, ρ, σ – опір, питомий опір і питома провідність плівки;

D – ефективний коефіцієнт дифузії;

p, R, r – коефіцієнт дзеркальності, розсіювання і проходження межі зерна;

λ_0, λ_g - середня довжина вільного пробігу (СДВП) електрона у масивному та плівковому зразку ;

η_{λ_0} – деформаційний коефіцієнт СДВП;

$f(\alpha)$ – функція зерномежового розсіювання;

$\gamma, КТ$ – коефіцієнт тензочутливості;

МЗ, МП – межа зерна і межа поділу шарів;

T_n, T_g – температура підкладки і температура відпалювання плівки;

т.р. – твердий розчин

ВСТУП

Розвиток мікро- і наноелектроніки стимулює широке впровадження нових багатошарових плівкових матеріалів на основі різних металів. Але їх практичне застосування ускладнюється значною нерівноваженістю таких систем та нанорозмірністю окремих шарів, що стимулює інтенсивні дифузійні процеси. Супутні їм процеси фазоутворення суттєво впливають на електрофізичні властивості такі як електропровідність, термічний коефіцієнт опору (ТКО), коефіцієнти тензочутливості (КТ) та ін. Різні аспекти цих проблем нами частково вирішені у наших попередніх роботах. Так, у роботах [1-4] були вивчені електро- і тензорезистивні властивості одношарових плівок великої кількості металів, таких як Cr, V; Cu, Ni; Ti, Sc, Co та ін. На основі отриманих експериментальних результатів стосовно ТКО [1,2] була здійснена апробація відомих теоретичних моделей Тельє, Тоссе і Пішар для ТКО і КТ (лінеаризована і модель ізотопного розсіювання, тривимірна модель), здійснений розрахунок параметрів електроперенесення: середньої довжини вільного пробігу (СДВП) електронів у плівці $\lambda_g = \lambda_0 f(\alpha)$ (λ_0 - СДВП у масивному зразку, $f(\alpha)$ – функція зерномежевого розсіювання електронів); коефіцієнт дзеркальності (p), розсіювання на межі зерна (R) і проходження межі зерна (r); деформаційного коефіцієнту СДВП (η_{λ_0}) і його розмірної залежності від товщини (d) плівки. Було отримано [1], що у плівках Ti має місце аномальна зміна $\Delta\lambda_g$ під час деформації (сумірна із величиною λ_g), що пояснюється частковою мікропластичною деформацією (МПД) плівки, тобто зміна опору має дві складових ($\Delta R = \Delta R_{\lambda_0} + \Delta R_{MPD}$). Крім цього, в роботі [3] запропонована, альтернативна тривимірній, і апробована на прикладі плівок Cr, Cu і Sc напівкласична модель тензочутливості одношарових плівок. Як у випадку тривимірної, запропонована модель також кількісно узгоджується із експериментальними результатами лише при додатковій умові про розмірну залежність η_{λ_0} від товщини плівки.

Подальші дослідження електро- і тензорезистивних властивостей нами були здійснені на прикладі багатошарових плівкових систем на основі Cr, Co і Ni (широке узагальнення цих результатів, отриманих до 1998 р., представлено в роботі [4]); Cr, Cu і Sc [5,6]; V, Cr, Co і Ni [7,8] та Ni і Fe [9]. Оскільки, електрофізичні, магніторезистивні властивості та гігантський магнітний опір (ГМО) суттєво залежать від структурно-фазового стану як всієї плівкової системи, так і меж поділу окремих шарів (інтерфейсів), то ряд попередніх робіт [8-10] були також присвячені вивченню цієї проблеми. Вона має безпосереднє відношення до проблеми фазоутворення у мультишарах, в яких має місце спін-залежне розсіювання електронів, до яких належать мультишари Cu/Co, Fe/Cr, Co/Ag і т.п. Наші роботи [11,12] присвячені аналізу і дослідженню цього аспекту проблеми у вказаних системах.

Враховуючи сказане, мету даної роботи можна сформулювати таким чином: апробація напівкласичної моделі для ТКО нанокристаличних мультишарів, аналіз отриманих результатів і обґрунтування на їх основі подальшого розроблення аналогічної моделі для КТ мультишарів; накопичення експериментальних результатів стосовно електрофізичних властивостей дво-і тришарових плівкових систем на основі Cu і Co та Ni і Ti.

Такі дослідження можна розглянути, з однієї сторони, як продовження попередніх [1-12], а, з іншої, - це дослідження нового типу систем із своїми структурними і фізичними властивостями. Отримані результати буде мати великий ступінь новизни, оскільки, наприклад, ефект тензочутливості на системах Co/Cu і Fe/Cr буде вивчений вперше, як і електрофізичні властивості системи Ti/Cu.

1 АПРОБАЦІЯ НАПІВКЛАСИЧНОЇ МОДЕЛІ ДЛЯ ТКО МЕТАЛЕВИХ МУЛЬТИШАРІВ

1.1 Основні співвідношення напівкласичної моделі

При побудові напівкласичної моделі для ТКО мультишарів з полікристалічною структурою [13] нами був використаний, запропонований у роботах [7, 14 та ін.] для двошарових плівкових систем і отримавши подальший розвиток у роботі [15] стосовно провідності в умовах взаємної дифузії атомів.

Використовуючи, як і в [7, 14], модифіковану модель Маядаса-Шатцкеса і кінетичне рівняння Больцмана, нами були отримані точні і асимптотичні для товстих і тонких у порівнянні із СДВП відповідного шару) співвідношення для ТКО із урахуванням теплового розширення товщини плівки і середнього розміру кристалітів.

Виходячи із закону Ома для паралельного з'єднання n шарів, питому провідність можна виразити так:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^n d_i \sigma_i \phi_i,$$

де $\phi_i = [f(\alpha_i) - \langle G_i \rangle]$ - функція, яка визначає вплив товщини шарів на їх провідність.

У припущенні, що параметри P_{ij} , Q_{ji} та R_i (рис.4.1), які характеризують взаємодію електронів з межею поділу шарів і межами зерен, від температури не залежать, співвідношення для ТКО можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} \beta = & \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{2\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln K_i} - \beta_{0j,i} \left(1 + \frac{2\alpha_j}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln K_j} + \right. \\ & \left. + \left(1 + \frac{2\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \alpha_i} + \beta_{0j,i} \left(1 + \frac{2\alpha_j}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \alpha_j} - \left[\left(1 + \frac{\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \left(1 + \beta_{0j/i} \right) \right] \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\} \end{aligned} \quad (1.1)$$

де $i \neq j$; $D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \phi_j}{d_i \sigma_{0i} \phi_i}$; $\beta_{0,j,i} = \beta_{0j} / \beta_{0i}$; α – температурний коефіцієнт

лінійного розширення.

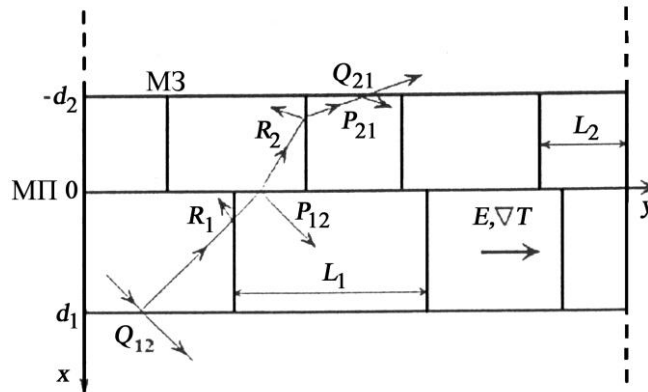


Рисунок 1.1 - Модель фрагменту багатощарової полікристалічної системи у випадку $d_i \neq d_j$ і $\lambda_{0i} \neq \lambda_{0j}$. Ламаною лінією показана можлива траєкторія носія заряду

Для порівняння співвідношення (1.1) з експериментальними результатами його зручно записати у вигляді:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} = \frac{1}{1 + D_{1,2}} \sum_{i \neq j} (D_{i,j} \beta_{0j,i})^{i-1} \cdot \{M_i + \beta_{0j,i} M_i^*\},$$

де M_i , M_i^* - відомі функції.

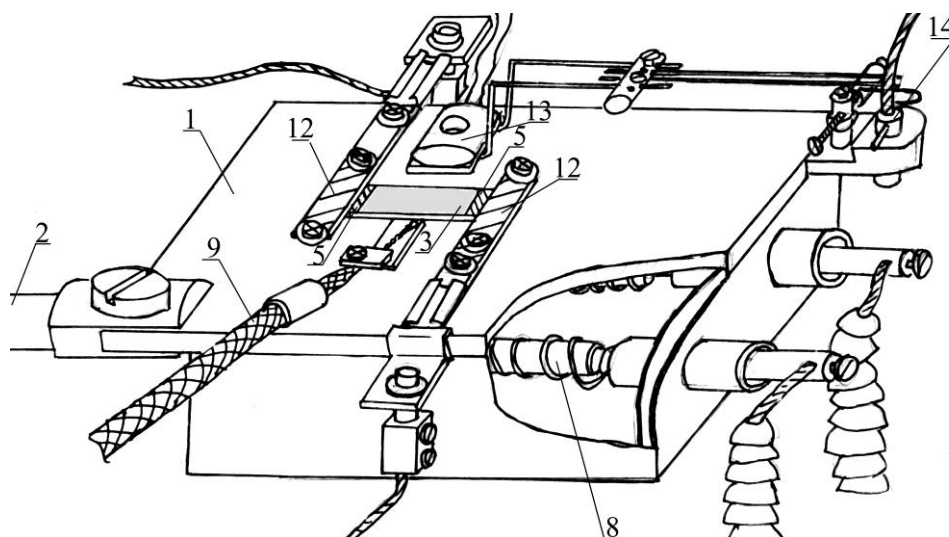
Звідси отримуються граничні співвідношення для ТКО:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} \cong \begin{cases} M_1 + \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_1^* \text{ і } d_{2,1} = \frac{d_2}{d_1} \rightarrow 0, \\ \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_2 + M_2^* \cong \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \left[1 - \left\{ 1 + 2 \frac{\alpha_2}{\beta_{02}} \right\} \frac{f_2^*(\alpha)}{f_2(\alpha)} \right] \text{ і } d_{2,1} \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.2)$$

В задачу наших наступних досліджень входить апробація як формули (1.1), так і граничних випадків (1.2). Крім того, отримані результати були отримані при теоретичному аналізі електропровідності двошарових плівок в умовах взаємної дифузії атомів [15].

1.2 Методика і техніка експерименту

Для одержання та дослідження зразків використовувалась вакуумна камера із вмонтованим в неї газоаналізатором MX7304-A для контролю складу залишкової атмосфери. В ілюмінаторі вакуумної камери на гумовому ущільнювачі закріплювалася планшайба пристрою (рис.1.2) для вивчення електрофізичних властивостей плівок у вакуумі. У робочому об'ємі розташовані чотири штативи для підключення випаровувача, живлення печі та розняття для підключення терморпарі, вимірювання опору плівкових зразків.



1 – монтажний столик; 2 – тримач; 3 – плівкові зразки; 5 – струмопровідні доріжки; 8 – пічка; 9 – терморпара; 12 – прижимні контакти (ніхром); 13 – кварц; 14 – система переміщення кварцу

Рисунок 1.2 - Пристрій для вимірювання ТКО:

Як підкладки для дослідження електрофізичних властивостей (температурна залежність опору) використовувалися скляні поліровані пластини з вплавленими металевими стержнями та ситалові пластини. В останньому випадку на них наносилися контакти, що являли собою двошарову плівку Cu/Cr/П. Нижній шар хрому забезпечував високу адгезію контактів, а

верхній – міді, високу електропровідність. Температура підкладки при конденсації мала величину $T_n \approx 300$ К.

Електричний опір плівок вимірювався з точністю $\pm 0,06\%$ цифровим вольтметром АРРА-109 (здійснювалось два вимірювання за секунду). Температура контролювалася за допомогою хромель-алюмелевої термопари і вольтметра UT-70В, що забезпечило точність ± 1 К. Дані про опір і температуру в процесі вимірювання заносились у комп'ютер, що давало можливість отримати графіки залежності опору від температури.

Термостабілізація фізичних властивостей деяких зразків проводилась за схемою “нагрів \leftrightarrow охолодження” у інтервалі температур (300 - 900) К в залежності від матеріалу підкладки. Швидкість нагрівання та охолодження зразків була постійною і складала 5 К/хв. Температура у процесі термообробки вимірювалась за допомогою диференційної хромель-алюмелевої термопари.

Кінцева товщина плівкових зразків визначалась інтерферометричним методом (прилад МІІ-4) із реєстрацією картини інтерференції цифровою камерою Panasonic KXL-600 і комп'ютером, що забезпечувало точність $\pm 0,5$ нм при товщині плівок 1-100 нм.

1.3 Апробація напівкласичної моделі та комп'ютерне моделювання

Особливістю напівкласичних моделей Дімміха [16] і запропонованої нами (співвідношення (1.1)) є те, що вони не тільки мають складний аналітичний вигляд, але і багатопараметричні, причому деякі параметри, такі як a , p_{ij} , Q_{ij} та ін. труднодоступні для коректного визначення. Деякою перевагою нашої моделі перед моделлю Дімміха є те, що вона оперує характеристикою зерномежевого розсіяння α , а не параметром a , який пов'язаний із λ_{01} , λ_{02} , m_1^* та m_2^* . В обох випадках для порівняння з експериментальними даними основні співвідношення необхідно спрощувати.

У випадку моделі (1.1) важливо мати на увазі, що всі плівкові системи нанодисперсні, і тому задовольняють умові $\alpha_i < 1$. Крім того, в (1.1) можна знехтувати коефіцієнтами χ , оскільки вони мають порядок 10^{-6} K^{-1} , що набагато менше $\beta \sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Відносно коефіцієнтів дзеркальності p_1, p_2, p_{12} та p_{21} , то необхідно, як допустити, що $p_{12}=p_1$, а $p_{21}=p_2$, де, в свою чергу, $p_1=p_2$ представляють собою ефективний коефіцієнт дзеркальності, який для нижнього (1-го) та верхнього (2-го) шарів може бути означений таким чином:

$$p_1 = \frac{p_{1r} + p_{12}}{2}, \quad p_2 = \frac{p_{20} + p_{21}}{2},$$

де індексами 1n, 12, 20 позначається межа біля підкладки, поділу окремих шарів та зі сторони вакууму. Як і в роботах [17, 18], ми допускаємо, що величини $Q_{12}=r_1$ і $Q_{21}=r_2$. Якщо ще врахувати, що замість β_{01} і β_{02} більш коректно використовувати β_{g1} і β_{g2} , то співвідношення (1.1) перетворюється до виду:

$$\begin{aligned} \beta = & A_1 \beta_{g1} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_1 - \frac{3}{16} k_1^{-1} \cdot \left[2(1-p_1) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_1 \right) + \frac{3}{5\pi} \cdot r_2 \frac{k_1 \cdot d_2}{k_2 \cdot d_1} \alpha_1 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} r_2 \cdot \frac{d_2}{k_2 \cdot d_1} \cdot \frac{\beta_{g2}}{\beta_{g1}} \cdot \left[1 - \frac{32}{3\pi} \left(2\alpha_2 + \frac{1}{16} \alpha_1 \right) \right] \right\} + \quad (1.3) \\ & + A_2 \beta_{g2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_2 - \frac{3}{16} k_2^{-1} \cdot \left[2(1-p_2) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_2 \right) + \frac{3}{5\pi} \cdot r_1 \frac{k_2 \cdot d_1}{k_1 \cdot d_2} \alpha_2 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} r_1 \cdot \frac{d_1}{k_1 \cdot d_2} \cdot \frac{\beta_{g1}}{\beta_{g2}} \cdot \left[1 - \frac{32}{3\pi} \left(2\alpha_1 + \frac{1}{16} \alpha_2 \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Використовуючи лінеаризовану модель та модель ізотропного розсіювання, можна розрахувати необхідні параметри електроперенесення λ_{0i} , p_i , r_i , α_i , k_i та β_{gi} для одношарових плівок Cu, Cr, Sc і Co, а, як результат цього, - величину ТКО. У таблиці 1.1 проведено порівняння експериментальних і

Таблиця 1.1 - Порівняння експериментальних та розрахункових за формулами (1.3) величин ТКО

Плівкова система	$\beta \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\beta_{\text{розрах}} \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\frac{ \beta - \beta_{\text{дiсд}} }{\beta}, \%$
Cu(48)/Cr(15)/П	2,22	1,80	19,0
Cu(48)/Cr(55)/П	2,58	2,37	8,1
Cr(180)/Cu(90)/П	1,90	1,17	38,4
Sc(18)/Cu(48)/П	2,10	1,65	21,4
Sc(65)/Cu(43)/П	1,90	1,86	2,1
Sc(93)/Cu(38)/П	1,69	2,14	26,6
Cr(80)/Co(65)/П	2,02	2,66	17,8
Cr(70)/Co(90)/П	2,20	2,22	0,9
Ni(80)/Co(55)/П	2,05	1,98	3,4

розрахункових величин ТКО для двошарових плівок. Порівнюючи величини $\frac{|\beta - \beta_{\text{дiсд}}|}{\beta}$, які отримані на основі [16] і (1.3), можна прийти до висновку, що модель (1.3) описує більш правильно розмірні явища в ТКО двошарових плівок, хоча в окремих випадках (наприклад, Co(75)/Cr(75)/П) розходження досягає майже 50 %.

2 РОЗРОБКА НАПІВКЛАСИЧНОЇ МОДЕЛІ ДЛЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ МЕТАЛЕВИХ МУЛЬТИШАРІВ

2.1 Загальні аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів

Розглянемо двошарову плівку (ДП) товщиною $d_l = d_1 + d_2$, яка складається з полікристалічних шарів нормального металу різної товщини ($d_i \neq d_j$) та ступеня чистоти ($l_{0i} \neq l_{0j}$, l_{0i} - довжина вільного пробігу носіїв заряду) (рис. 1.1). Будемо вважати, що нормаль до межі поділу (МП) зразка паралельна вісі X , а розміри ДП у напрямках осей Y і Z нескінченні, так що рух носіїв заряду у площині Y і Z нічим не відрізняється від їх руху у безмежовім металі. Припустимо, що до двошарової плівки прикладене зовнішнє однорідне електричне поле напруженістю $E = (0, E_y, 0)$ паралельно до межі поділу шарів металу.

Для того, щоб розрахувати густину струму J і тепловий потік U

$$J = \frac{2}{dh^3} \sum_{i=1}^2 \int_0^{d_i} dx \int d^3 p e v_i f_i(|x|, p), \quad (2.1)$$

необхідно розв'язати кінетичне рівняння Больцмана для функції розподілу електронів $f_i(r, p)$ у кожному шарі ДП

$$f_i(r, p) = f_0(\varepsilon_i) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_i} \psi_i(r, p), \quad (2.2)$$

яке у τ -наближенні для інтеграла зіткнень має наступний вигляд:

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\psi_i}{\tau_i(\varepsilon_i)} = e v_i \left\{ E + \frac{1}{e} \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{T} \Delta T \right\} \equiv g_i(p). \quad (2.3)$$

У формулах (2.1) - (2.3) e , r і p - заряд, координата та квазіімпульс носія заряду; v_i і ε_i - його швидкість та енергія; T - температура; ε_F - енергія Фермі; h - Планкова стала; $f_0(\varepsilon_i)$ - функція розподілу Фермі; $t=x/v_x$ - час руху носія заряду траєкторією.

Величина τ_i у кінетичнім рівнянні (2.3) має зміст середнього часу вільного пробігу між двома актами об'ємного розсіювання носіїв заряду і описує процеси релаксації електронного потоку на домішках, теплових коливаннях ґратниці, а також на межах зерен і у рамках модифікованої моделі МШ має наступний вигляд [16]:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{0i}} \left\{ 1 + \alpha_{0i} \frac{p_F}{|p_{yi}|} \right\}. \quad (2.4)$$

Тут τ_{0i} - характерний час релаксації носіїв заряду відносно їх дружніх зіткнень в об'ємі зразка, тобто час, за який «стирається» пам'ять електрона про минуле. Другий доданок у дужках формули (2.4) враховує розсіяння електронів на міжкристалітних межах, p_{yi} - перпендикулярна до меж зерен компонента квазіімпульсу електрона. Зерномежовий параметр, $\alpha_{0i} = \frac{l_{0i}}{L_i} \frac{R_{0i}}{1 - R_{0i}}$, з одного боку, у залежності від знаку нерівності між l_{0i} та L_i визначає структуру зразка, а з іншого боку, характер взаємодії носіїв заряду з міжкристалітними межами, L_i - середній розмір кристалітів у площині шару металу, R_{0i} - ймовірність дзеркального розсіювання електронів на межах зерен.

Добре відомо, що транспортні коефіцієнти напівпровідникових зразків досить чутливі до енергетичної залежності часу релаксації носіїв заряду. З цієї причини будемо використовувати модель, в якій час релаксації електронів залежить від енергії наступним чином:

$$\tau_{0i} = \tau_{0i}^* \left\{ \frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_F} \right\}^{\gamma_i^*}, \quad (2.5)$$

де величина $\tau_{0i}^* = const$ і не залежить від енергії, γ_i^* - деяка стала величина, числове значення якої визначається переважаючим механізмом розсіяння електронів. Наприклад, якщо $\gamma_i^* = -1/2$, то основним механізмом розсіяння носіїв заряду є їх розсіяння на акустичних фононах; $\gamma_i^* = 0$ у випадку розсіяння електронів на незаряджених дефектах кристалічної ґратниці;

$\gamma_i^* = 3/2$, якщо носії заряду розсіюються на іонізованих атомах домішок. Загальним розв'язком кінетичного рівняння (2.3) є функція [19, 20]

$$\psi_i(r, p) = F_i e^{\frac{\lambda_i - t}{\tau_i}} + \int_{\lambda_i}^t dt' g_i(p) e^{\frac{t' - t}{\tau_i}}, \quad (2.6)$$

де $\lambda_i < t$ й має зміст моменту часу останньої взаємодії носія заряду із зовнішніми поверхнями $x_s = -d_1, d_2$ або МП $x_s = 0$ і дорівнює:

$$\lambda_i = t - \left| \frac{x - x_s}{v_{xi}} \right|. \quad (2.7)$$

Для простоти будемо вважати, що закон дисперсії для електронів у кожному шарі ДП - квадратичний та ізотропний. У цьому випадку перенормування хімічного потенціалу носіїв заряду після взаємодії із зовнішніми межами та МП шарів відсутнє, і крайові умови для функції $\psi_i(r, p)$ (2.6), що дозволяють знайти функції F_i , мають наступний вигляд:

$$\psi_i^{s_i}(s_j d_i, p) = q_i \psi_i^{s_j}(s_j d_i, p'), \quad (2.8)$$

$$\psi_i^{s_j}(0, p) = P_{ij} \psi_i^{s_i}(0, p') + Q_{ji} \psi_j^{s_j}(0, p''), \quad i \neq j = 1, 2, \quad (2.9)$$

де $q_i = \text{const}$ - параметр дзеркальності Фукса, який має зміст ймовірності розсіяння електрона із збереженням енергії і тангенційної до i -ї зовнішньої поверхні двошарового зразка компоненти квазіімпульсу; $P_{ij} = \text{const}$ - ймовірність дзеркального розсіяння носіїв заряду на межі поділу між i -м та j -м шарами металу; $Q_{ji} = \text{const}$ - ймовірність проходження електрона з j -го шару в i -й шар без розсіяння, так що $P_{ij} + Q_{ji} \leq 1$. Квазіімпульси p, p' і p'' зв'язані умовами збереження енергії й тангенційної по відношенню до зовнішньої межі та МП шарів компоненти квазіімпульсу; $s_i = \text{sign } v_{xi}$ вказує знак нормальної до зовнішньої поверхні та МП шарів складової швидкості v_{xi} носіїв заряду. Крайова умова (2.9) враховує, що функція розподілу електронів, які летять від межі поділу шарів металу, формується не лише носіями заряду, що налітають на інтерфейс, а й електронами, які тунелюють із сусіднього шару металу з ймовірністю Q_{ji} .

Підставляючи функції $\psi_i(r, p)$ у формі (2.6), які у кожному шарі металу ДП приймають два значення, що відповідають електронам, які летять до межі ($F_i^{(-)}$) й від неї ($F_i^{(+)}$), в крайові умови (2.8) і (2.9), одержимо систему з 4-х лінійних алгебраїчних рівнянь щодо ($F_i^{(\pm)}$). Знаючи функції розподілу $\psi_i(r, p)$ у кожному шарі ДП, розрахуємо густину струму J (2.1). Порівнюючи результати розрахунку з узагальненими рівняннями перенесення для J

$$J = e^2 K_0 E - e K_1 \frac{\Delta T}{T}, \quad (2.10)$$

одержимо наступні формули для кінетичних коефіцієнтів K_m ($m=0, 1, 2$), які характеризують електронний транспорт у двошарових системах з полікристалічною структурою:

$$K_0 = \frac{1}{de^2} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i, \quad (2.11)$$

$$K_1 = -\frac{\pi^2 k_A^2 T}{3e^2 \varepsilon_F} \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ V + U_i - U_i \left(\frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln k_i} - \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \alpha_{0i}} \right) - \right. \\ \left. - U_j \left(\frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln k_j} - \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \alpha_{0j}} \right) - (\gamma_i^* - \gamma_j^*) \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\}, \quad (2.12)$$

$$K_2 = \frac{\pi^2 k_A^2 T^2}{3de^2} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i. \quad (2.13)$$

Тут σ_{0i} - питомий коефіцієнт електропровідності безмежового зразка з монокристалічною структурою, k_B - стала Больцмана, $k_i = d_i / l_{0i}$ - нормована на довжину вільного пробігу електронів товщина i -го шару металу ДП, $\tau_{0j,i} = \tau_{0j} / \tau_{0i}$, а функція $D_{j,i}$ має наступний вигляд:

$$D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \hat{O}_j}{d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i}. \quad (2.14)$$

Особливості зонної енергетичної структури двошарових систем характеризуються параметрами V та U_i , які можуть бути визначені наступним чином:

$$V = \left\{ \frac{\partial \ln A}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F}, U_i = \left\{ \frac{\partial \ln l_{0i}}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F} = \left\{ \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F} + \gamma_i^* \equiv U_\nu + \gamma_i^*, \quad (2.15)$$

де A - площа поверхні Фермі; U_i - зміна середньої довжини вільного пробігу електронів зі зміною енергії біля поверхні Фермі в i -м шарі металу.

Розмірні функції Φ_i , які визначають вплив розмірів шарів ДП на транспортні коефіцієнти, можна записати у наступнім вигляді:

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \langle G_i \rangle, \quad (2.16)$$

$$G_i = \frac{1}{\Delta} \{ (2 - q_i - P_{ij} + (q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij}) E_i) (1 - q_j P_{ji} E_j^2) - \\ - q_j Q_{ij} Q_{ji} E_j^2 (1 - E_i + 2q_i E_i) - Q_{ji} \tau_{j,i} (1 - E_j) (1 + q_i E_i) (1 + q_i E_j) \}, \quad (2.17)$$

$$\Delta = (1 - q_i P_{ij} E_i^2) (1 - q_j P_{ji} E_j^2) - q_i q_j Q_{ij} Q_{ji} E_i^2 E_j^2, \quad (2.18)$$

$$E_i = \exp \left\{ \frac{k_i H_{0i}}{z} \right\}$$

$$H_{0i} = 1 + \frac{\alpha_{0i}}{\cos \varphi \sqrt{1 - z^2}}, \quad \tau_{j,i} = \tau_{0j,i} \frac{H_{0i}}{H_{0j}} = \tau_{0j,i} H_{0i,j}, \quad (2.19)$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{\pi k_i} \int_0^{1/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dz \frac{(z - z^3)(1 - E_i)}{H_{0i}^2} \{ \dots \}. \quad (2.20)$$

Функція $f(\alpha_{0i})$ у формулі (2.16) описує провідність безмежового зразка ($d_i \rightarrow \infty$) з полікристалічною структурою і у рамках моделі МШ дорівнює:

$$f(\alpha_{0i}) = 1 - \frac{3}{2} \alpha_{0i} + 3\alpha_{0i}^2 - 3\alpha_{0i}^3 \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha_{0i}} \right) \cong \\ \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha_{0i} + 3\alpha_{0i}^2, \alpha_{0i} \ll 1; \\ \frac{3}{4\alpha_{0i}} - \frac{3}{5\alpha_{0i}^2}, \alpha_{0i} \gg 1. \end{cases} \quad (2.21)$$

Таким чином, ми одержали загальні аналітичні вирази для транспортних коефіцієнтів (2.11) - (2.13), які описують електронний транспорт у двошарових полікристалічних плівках. Інтеграли, що входять у розмірні функції (2.16), не можна виразити через елементарні функції, і тому подальша аналіза кінетичних

явищ у двошарових зразках можлива лише на основі числових розрахунків. Однак, при великих і малих значеннях параметрів k_i та α_{0i} для транспортних коефіцієнтів можна одержати досить прості асимптотичні формули, які значно спрощують порівняння експериментальних результатів з теоретичними.

2.2 Асимптотичні вирази для розмірної функції

Якщо параметр $k_i \gg 1$, тобто товщина шарів металу d_i значно більша за довжину вільного пробігу електронів l_{0i} у них, то експоненти, які містяться у формулі (2.16), малі і ними можна знехтувати. Виконавши інтегрування по φ та z , одержимо наступну формулу для розмірних функцій Φ_i , яка виконується при довільних значеннях параметрів q_i , P_{ij} , Q_{ji} та α_{0i} :

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \tilde{A}_{1,i} - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \tilde{A}_{2,i} \right\}. \quad (2.22)$$

Тут [21, 22]

$$\tilde{A}_{1,i} = 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_{0i} + 12\alpha_{0i}^2 + \frac{16}{\pi} \left\{ 5 - (4 - 5\alpha_{0i}^2) I_i \right\} \alpha_{0i}^3 - 40\alpha_{0i}^4, \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{2,i} = & 1 - \frac{16}{3\pi} \left\{ \alpha_{0i} + \alpha_{0j} - \frac{3\pi(\alpha_{0i}^3 - \alpha_{0j}^3)}{4(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} - \frac{3(\alpha_{0i}^4 - \alpha_{0j}^4)}{(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} + \right. \\ & \left. + \frac{3\pi(\alpha_{0i}^5 - \alpha_{0j}^5)}{2(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} + \frac{3[\alpha_{0i}^4(1 - \alpha_{0i}^2)I_i - \alpha_{0i}^4(1 - \alpha_{0j}^2)I_j]}{\alpha_{0i} - \alpha_{0j}} \right\}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$I_i = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha_{0i}^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_{0i}^2}}{\alpha_{0i}}, & \alpha_{0i} \leq 1; \\ \frac{\arccos\left(\frac{1}{\alpha_{0i}}\right)}{\sqrt{\alpha_{0i}^2 - 1}}, & \alpha_{0i} > 1. \end{cases} \quad (2.25)$$

Для двошарової плівки, полікристалічні шари якої мають однакову структуру ($\alpha_{0i} = \alpha_{0j}$), функція $\Gamma_{1,i} = \Gamma_{2,i}$, а формула (2.22) значно спрощується і набуває вигляду:

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \frac{3T_i}{16k_i} \tilde{A}_{1,i}, \quad (2.26)$$

де

$$T_i = 2 - q_i - P_{ij} - Q_{ij} \tau_{0,j,i}. \quad (2.27)$$

Якщо ширина кристалітів L_i значно більша за довжину вільного пробігу електронів l_{0i} ($L_i \gg l_{0i}$) або міжкристалітні межі майже прозорі для носіїв заряду ($R_{0i} \ll 1$), то параметр зерномежового розсіяння $\alpha_{0i} \ll 1$. Якщо ж шари металу ДП мають дрібнозернисту структуру ($L_i \ll l_{0i}$) або межі зерен майже не прозорі для електронів ($1 - R_{0i} \ll 1$), то $\alpha_{0i} \gg 1$. Для цих граничних випадків параметра α_{0i} , формула (2.22) запишеться у вигляді:

$$\begin{aligned} \hat{O}_i = & 1 - \frac{3}{2} \alpha_{0i} - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_{0i} \right) - \right. \\ & \left. - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \left(1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_{0i} + \alpha_{0j}) \right) \right\}, \alpha_{0i} \ll 1; \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \hat{O}_i = & \frac{3}{4\alpha_{0i}} \left\{ 1 - \frac{1}{4k_i \alpha_{0i}} \left[(2 - q_i - P_{ij}) \left(1 - \frac{512}{105\pi \alpha_{0i}} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left(1 - \frac{256(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{105\pi \alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) \right] \right\}, \alpha_{0i} \gg 1. \end{aligned} \quad (2.29)$$

У випадку, коли товщини шарів d_i значно менші за довжину вільного пробігу електронів l_{0i} у них, тобто $k_i \ll 1$, то для функцій Φ_i можна одержати наступні наближенні вирази :

$$\hat{O}_i \cong \frac{3}{4} \hat{O}_i^* k_i \begin{cases} \ln \frac{1}{k_i}, \alpha_{0i} \leq k_i; \\ \ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}, k_i < \alpha_{0i} \ll 1; \\ \ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}, 1 < \alpha_{0i} \ll \frac{1}{k_i}. \end{cases} \quad (2.30, \text{a-в})$$

$$\hat{O}_i^* = \frac{(1+q_i) \left[(1+P_{ij})(1-q_j P_{ji}) + q_j Q_{ij} Q_{ji} + (1+q_j) Q_{ji} d_{j,i} \right]}{(1-q_i P_{ij})(1-q_j P_{ji}) - q_i q_j Q_{ij} Q_{ji}}, \quad (2.31)$$

а $d_{j,i} = d_j/d_i$ - відношення товщин шарів металу ДП.

Таким чином, числове значення розмірних функцій Φ_i двошарових систем, які складаються із тонких полікристалічних шарів металу, як і для тонкої плівки, визначається невеликою групою ефективних, тобто відповідальних за ефект носіїв заряду, які рухаються паралельно зовнішнім межах та МП шарів металу і не стикаються з ними на довжині вільного пробігу l_{0i} . Відносна кількість таких електронів порядку d_i/l_{0i} . Логаритмічний фактор $\ln 1/k_i$ враховує внесок електронів у числове значення Φ_i , які рухаються під малими кутами $\theta_i = d_i/l_{0i} \ll 1$ до МП та зовнішніх меж і розсіюються ними.

При виконанні нерівності $\alpha_{0i} \leq k_i$ основним механізмом релаксації електронів являється їх розсіяння на зовнішніх межах та на МП шарів, і полікристалічний зразок наближено можна розглядати, як монокристалічний, оскільки внесок електронів, які розсіюються на міжкристалічних межах, у значення транспортних коефіцієнтів ДП є незначним у цьому випадку.

Із зростанням зерномежового параметра α_{0i} збільшується і внесок у величину коефіцієнтів носіїв заряду, які розсіюються на межах зерен (їх відносна кількість порядку $4\alpha_{0i}/\pi$ (див. формулу (2.30,б)). При подальшій зростанні параметра α_{0i} , так що $\alpha_{0i} \gg 1/k_i$, основним механізмом релаксації електронів являється їх розсіяння на міжкристалічних межах (див. формулу (2.30, в)), і, відповідно, зовнішній, у порівнянні із внутрішнім розмірним ефектом, незначний, а двошаровий зразок являється ефективно «товстим».

Відзначимо, що значення розмірних функцій Φ_i суттєво залежить від відношення товщин шарів металу $d_{j,i}$. Цей факт свідчить про те, що, якщо ДП складається з тонких шарів металу, очевидно, підбираючи товщини шарів металу з відповідними фізичними властивостями, можна одержати багатошаровий зразок з потрібними електрофізичними характеристиками.

Таким чином ми знайшли загальні вирази для кінетичних коефіцієнтів K_m (2.11)-(2.13), які характеризують транспортні явища у ДП і асимптотичні значення для розмірних функцій Φ_i для граничних значень параметрів k_i та α_{0i} . Далі ми проаналізуємо найбільш цікаві з точки зору експерименту часткові випадки. Однак, перш ніж перейти до розгляду конкретних кінетичних коефіцієнтів, покажемо формальну відповідність між ДП та мультишаром, між двошаровим зразком і одношаровою плівкою і необмеженим зразком.

2.3 Формальна відповідність між двошаровими та багатошаровими плівковими системами

Якщо двошарова полікристалічна плівка складається із шарів металу з однаковими об'ємними та структурними характеристиками, тобто виконуються рівності

$$\sigma_{0i} = \sigma_{0j}, l_{0i} = l_{0j}, \alpha_{0i} = \alpha_{0j}, \quad (2.32)$$

і відсутнє розсіяння носіїв зарядів на межах поділу шарів і на зовнішніх межах

$$q_i = q_j = 1, P_{ji} + Q_{ji} = 1, \quad (2.33)$$

то ДП формально можна розглядати, як необмежений зразок, оскільки числове значення транспортних коефіцієнтів для ДП буде співпадати зі своїми об'ємними значеннями.

Якщо ж межі поділу шарів металу у двошаровій плівці абсолютно непрозорі для електронів ($Q_{ij} = Q_{ji} = 0$), то функції Φ_i у кожному шарі металу не

залежать від параметрів, які характеризують сусідній шар металу, і дорівнюють:

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \left\langle \frac{2 - q_i - P_{ij} + (q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij})E_i}{1 - q_i P_{ij} E_i^2} \right\rangle, \quad (2.34)$$

а при виконанні співвідношень (2.32) і рівностей

$$P_{ij} = P_{ji} = P, \quad q_i = q_j = q, \quad d_i = d_j = d, \quad (2.35)$$

двошаровий зразок формально можна розглядати, як одношарову плівку, розмірна функція якої дорівнює:

$$\Phi = f(\alpha_0) - \left\langle \frac{2 - q - P + (q + P - 2q P)E}{1 - q P E^2} \right\rangle. \quad (2.36)$$

У випадку, коли межа поділу шарів металу двошарової плівки абсолютно прозора для носіїв заряду ($Q_{ij} = Q_{ji} = 1$) і виконуються рівності (2.32), ДП знову формально можна розглядати, як тонкий шар металу, однак уже товщиною $d = d_1 + d_2$, розмірна функція якого визначається формулою

$$\Phi = f(\alpha_0) - \left\langle \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1 q_2)E}{1 - q_1 q_2 E^2} \right\rangle. \quad (2.37)$$

У формулах (2.34), (2.36) і (2.37) величина E , кутові дужки та функція $f(\alpha_0)$ визначаються формулами (2.19)-(2.21), у яких необхідно знехтувати індексом « i ».

Порівнюючи асимптотичні формули (2.28)-(2.30) для ДП з відповідними формулами для багатошарової плівки [19], можна показати, що, якщо шари ДП тонкі ($k_i \ll 1$), а зовнішні межі дзеркальним чином розсіюють електрони ($q_{ef} = 1$), двошарову плівку формально можна розглядати, як мультишар. Якщо ж шари металу ДП товсті ($k_i \gg 1$), то двошаровий зразок знову формально можна розглядати, як багатошарову плівку, однак у даному випадку його зовнішні поверхні будуть описуватися деяким ефективним параметром дзеркальності, який має наступний вигляд:

$$q_{ef} = \begin{cases} P_{ij} + Q_{ji} \tau_{0j,i} \left(1 + \frac{16}{3\pi} (\alpha_{0i} - \alpha_{0j}) \right), & \alpha_{0i} \ll 1; \\ P_{ij} + Q_{ji} \tau_{0j,i} \frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left(1 + \frac{256}{105\pi} \frac{\alpha_{0i} - \alpha_{0j}}{\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right), & \alpha_{0i} \gg 1. \end{cases} \quad (2.38)$$

Звідси випливає, що зменшення середнього розміру зерен або зменшення прозорості меж кристалітів у сусіднім j -м шарі металу (тобто при збільшенні параметра a_{0j}) призводить до зменшення ефективного параметра дзеркальності i , відповідно, до зменшення провідності двошарового зразка. Якщо ж збільшується ступінь чистоти та прозорість МП шарів металу, то ефективний параметер q_{ef} збільшується, і збільшується провідність ДП. Відзначимо, що у випадку виконання рівностей $a_{0i}=a_{0j}$, значення ефективного параметра дзеркальності $q_{ef} = P_{ji} + Q_{ji} \tau_{0j,i}$ (див. формулу (2.38)) для монокристалічних та полікристалічних зразків збігаються.

2.4 Напівкласична модель тензоефекту в металевих мультишарах

Зміст ефекту тензочутливості полягає у зміні електричного опору (електропровідності) металевих або напівпровідникових зразків за наявності поздовжньої або поперечної деформації. Безпосередньо ефект тензочутливості не впливає з кінетичного рівняння Больцмана, однак його потрібно віднести до транспортних явищ, оскільки тензоопір характеризує зміну одного з найбільш важливих кінетичних коефіцієнтів - провідності (опору) під дією напруги у провіднику, яка створюється зовнішнім навантаженням. Причини тензоефекту пов'язані зі зміною концентрації дефектів, зміною товщин шарів металу та розміру кристалітів у них, зміною довжини вільного пробігу електронів тощо [23-26].

Кількісними характеристиками ефектів поперечної та поздовжньої тензочутливості є коефіцієнти поздовжньої $y^{(1)}$ та поперечної $y^{(2)}$ тензочутливості

$$\gamma^{(n)} = \frac{d \ln R_{DL}}{d \ln a_n}, \quad n = 1, 2, \quad (2.39)$$

які показують у скільки разів відносна зміна опору більша (менша) його відносної деформації, У формулі (2.39) й у всіх виразах, які будуть наведені нижче, якщо верхній індекс n дорівнює 1, то формули визначають коефіцієнт поздовжньої тензочутливості; якщо ж $n = 2$, то усі формули визначають коефіцієнт поперечної тензочутливості; R_{DL} — опір двошарового зразка.

Кінцевий результат розрахунку можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_i} - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_j} - \right. \\ \left. - (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_{0i}} - (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_{0j}} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\}, \quad (2.40) \end{aligned}$$

$$\text{де } \eta_{li}^{(n)} = -\frac{d \ln l_{0i}}{d \ln a_n}, \quad \eta_{di}^{(n)} = -\frac{d \ln d_i}{d \ln a_n}, \quad \eta_{Li}^{(n)} = -\frac{d \ln L_i}{d \ln a_n} \quad - \text{ феноменологічні}$$

параметри, які визначають зміну довжини вільного пробігу електронів l_{0i} , товщини шару d_i і середньої ширини кристалітів L_i у площині металевої плівки за наявності поздовжньої або поперечної деформації. Функції $D_{j,i}$ та Φ_i визначаються формулами (2.14) і (2.16), а коефіцієнт тензочутливості (КТ) безмежного зразка з монокристалічною структурою $\gamma_{0i}^{(n)}$ у формулі (2.40) дорівнює:

$$\gamma_{0i}^{(n)} = \eta_{li}^{(n)} + 2(2 - n)(1 + \eta_{di}^{(n)}). \quad (2.41)$$

Обчислюючи логаритмічні похідні у формулі (2.40), одержимо загальний вираз для коефіцієнтів тензочутливості двошарової плівки з полікристалічною структурою:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - M_{\gamma i}^{(n)} \right\}. \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} M_{\gamma i}^{(n)} = \frac{1}{\hat{O}} \left\{ (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) J_{\gamma i} - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) J_{di}^* - (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) J_{\alpha i} - \right. \\ \left. - (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) J_{\alpha i}^* - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) J_{\alpha i} \right\}, \quad (2.43) \end{aligned}$$

$$J_{li} = \left\langle G_i - \frac{k_i E_i H_{0i}}{z} \left\{ G_i (1 - E_i)^{-1} - \Theta_i \right\} \right\rangle \equiv \langle G_i \rangle - J_{di}, \quad (2.44)$$

а функції J_{di} , J_{di}^* , J_{ai} , J_{ai}^* та J_{π} визначаються відомими формулами (5.8)-(5.11) та (4.7) роботи [27].

Одержані вирази можуть бути спрощені для граничних значень параметрів k_i та a_{0i} . У випадку, коли параметр $k_i \gg 1$, для довільних значень параметрів q_i , P_{ij} , Q_{ij} і a_{0i} КТ буде визначатися формулою (2.42), у якій асимптотичні значення функцій J_{di}^* , J_{ai} , J_{ai}^* та J_{π} , а $J_{\gamma i}$ дорівнює:

$$J_{\gamma i} = \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \Gamma_{1,i} - Q_{ji} \tau_{0j,i} \Gamma_{2,i} \right\}. \quad (2.45)$$

У випадку, коли двошарова плівка складається з шарів металу з крупнозернистою ($a_{0i} \ll 1$) або дрібнозернистою ($a_{0i} \gg 1$) структурами, КТ набуває вигляду:

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \frac{3\alpha_{0i}}{2} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left[\left(1 - \frac{6\alpha_{0i}}{\pi} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] - Q_{ji} \tau_{0j,i} \left(1 - \frac{16}{3\pi} \left(\alpha_{0j} + \frac{\alpha_{0i}}{8} \right) \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \right. \\ \left. \left. - \frac{16}{3\pi} \alpha_{0j} (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) - \left(1 - \frac{16}{3\pi} \left(\alpha_{0j} + \frac{\alpha_{0i}}{8} \right) \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \right] \right\} \right\}, \quad \alpha_{0i} \ll 1; \quad (2.46) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \left(1 - \frac{4}{5\alpha_{0i}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{4k_i \alpha_{0i}} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left[\left(1 - \frac{3}{4\alpha_{0i}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \left(1 - \frac{3}{2\alpha_{0i}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{Q_{ji} \tau_{0j,i} \alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left[\left(1 + \frac{4}{5\alpha_{0i}} - \frac{\pi(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{4\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left(1 + \frac{3}{4\alpha_{0i}} - \frac{9(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{8\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] \right\} \right\}, \quad \alpha_{0i} \gg 1 \quad (2.47) \end{aligned}$$

Одержані формули (2.46) і (2.47) спрощуються, якщо для ДП виконується рівність $a_{0i} = a_{0j}$. У цьому випадку КТ дорівнюють:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \frac{3}{2} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \left[\frac{3T_i}{16k_i} \left(1 - \frac{6\alpha_{0i}}{\pi} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] \right\}, \alpha_{0i} \ll 1 \quad (2.48)$$

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \left(1 - \frac{4}{5\alpha_{0i}} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \frac{T_i}{4k_i \alpha_{0i}} \left\{ \left(1 - \frac{3}{4\alpha_{0i}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \left(1 - \frac{3}{2\alpha_{0i}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right\} \right) \right\}, \alpha_{0i} \gg 1 \quad (2.49)$$

Якщо ж товщини шарів металу d_i ДП тонкі ($k_i \ll 1$), то для величини $\gamma^{(n)}$ можна одержати наступні наближені формули при довільнім співвідношенні між товщинами шарів ДП:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left(1 - \ln^{-1} \frac{1}{k_i} \right) \right\}, \alpha_{0i} \leq k_i; \quad (2.50)$$

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left(1 - \frac{1}{\ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}} \right) + \frac{(\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}}{\ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}} \right\}, \quad k_i < \alpha_{0i} \ll 1; \quad (2.51)$$

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left(1 - \frac{1}{\ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}} \right) + (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{1}{\ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}} \right\}, \quad 1 < \alpha_{0i} \ll 1/k_i. \quad (2.52)$$

Для проведення числового розрахунку точну формулу (2.42) для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарової полікристалічної плівки зручно записати у наступнім вигляді:

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} = \frac{1}{1 + D_{2,1}} \sum_{i \neq j} (D_{i,j} \gamma_{0i,j}^{(1)})^{i-1} \left\{ 1 - \frac{M_{\gamma^i}^{(1)}}{\gamma_{0i}^{(1)}} \right\}; \quad (2.53)$$

при виконанні нерівності $D_{i,j} \ll 1$ вона набуває вигляду:

$$\gamma^{(1)} = \gamma_{0i}^{(1)} M_{\gamma^i}^{(1)} - D_{j,i} \left\{ \gamma_{0i}^{(1)} - M_{\gamma^i}^{(1)} - (\gamma_{0i}^{(1)} - M_{\gamma^i}^{(1)}) \right\}. \quad (2.54)$$

Звідси випливає, що

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \cong \begin{cases} 1 - \frac{M_{\gamma^1}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}}, & d_{2,1} \rightarrow 0; \\ \frac{\gamma_{02}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \left(1 - \frac{M_{\gamma^2}^{(1)}}{\gamma_{02}^{(1)}} \right), & d_{2,1} \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (2.55)$$

Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарового полікристалічного зразка від відношення товщин шарів $d_{2,l}$ при різних значеннях параметрів, що характеризують ДП, представлено на рис. 2.1.

В області малих значень $d_{2,l} \ll 1$ величина $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ практично не змінюється зі зростанням сумарної товщини плівки. Із виконанням протилежної нерівності $d_{2,l} \gg 1$ коефіцієнт тензочутливості $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ асимптотично прямує до об'ємного значення КТ шару металу товщиною d_2 . Якщо ж $d_1 \sim d_2$, то на залежності $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$, як функції $d_{2,l}$, виникає максимум, який обумовлений конкуренцією внесків в КТ об'ємного, інтерфейсного та зерномежового розсіяння носіїв заряду. Зі збільшенням параметра дзеркальності P_{ij} та Q_{ji} , товщини базового шару металу k_l і ступеня його чистоти вказаний максимум вироджується, і КТ монотонно змінюється зі зростанням $d_{2,l}$.

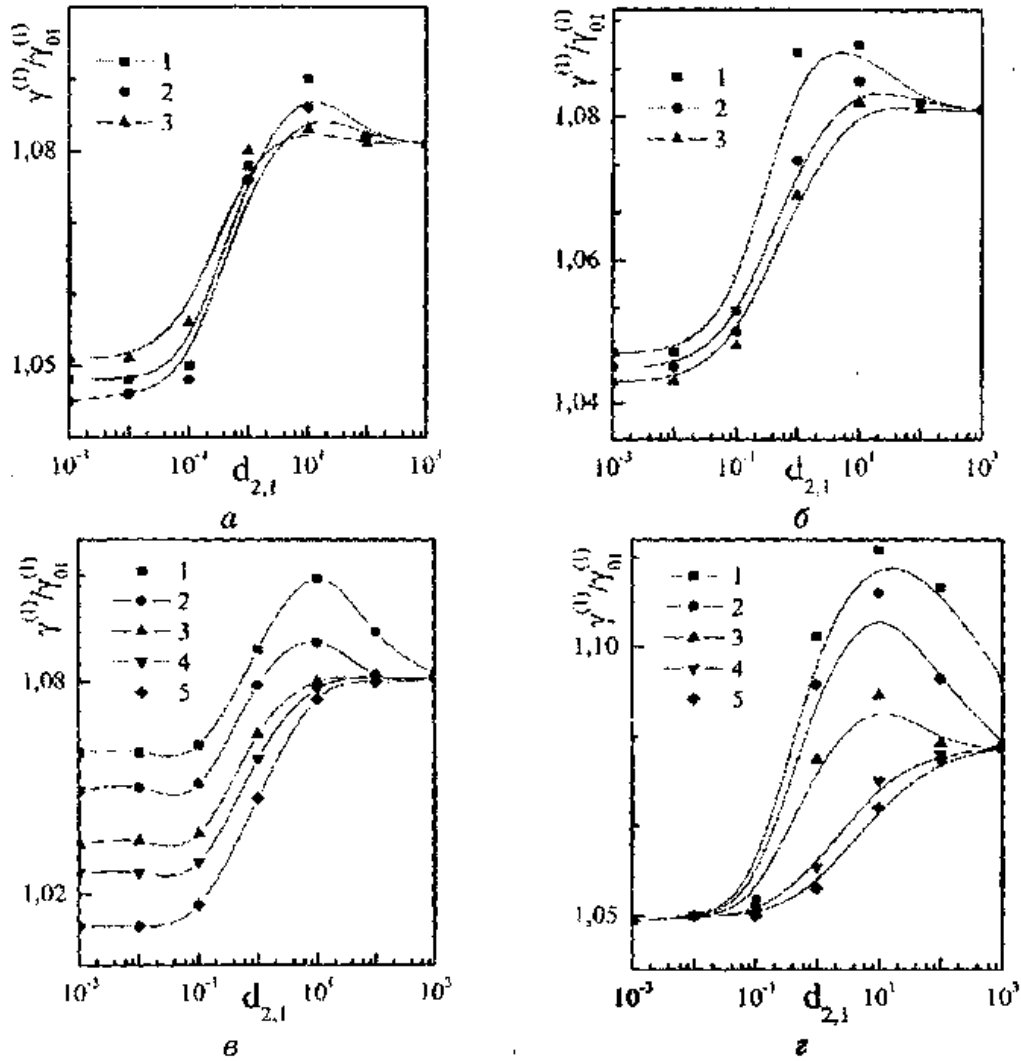


Рисунок 2.1 - Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ двошарової полікристалічної плівки від відношення товщин шарів металу $d_{2,1}$

при таких значеннях параметрів:

а) $q_i=0,5$; $Q_{ji}=0,1$; $k_I=0,1$; $\alpha_{0i}=1$; $l_{01,2}=1$; $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$; $\eta_{n1}^{(1)}=0,1$; $\eta_{i2}^{(1)}=0,2$; $1-P_{ij}=0,0$; $2-P_{ij}=0,4$; $3-P_{ij}=0,9$;

б) $q_i=0,5$; $Q_{ji}=0,1$; $k_I=0,1$; $\alpha_{0i}=1$; $l_{01,2}=1$; $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$; $\eta_{n1}^{(1)}=0,1$; $\eta_{i2}^{(1)}=0,2$; $1-P_{ij}=0,0$; $2-P_{ij}=0,6$; $3-P_{ij}=0,9$;

в) $q_i=P_{ij}=0,1$; $Q_{ji}=0,2$; $\alpha_{0i}=1$; $l_{01,2}=1$; $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$; $\eta_{d2}^{(1)}=\eta_{L2i}^{(1)}=0,35$; $\eta_{n1}^{(1)}=0,1$; $\eta_{i2}^{(1)}=0,2$; $1-k_I=0,01$; $2-k_I=0,1$; $3-k_I=0,5$; $4-k_I=1$; $5-k_I=10$;

г) $k_I=0,1$; $q_i=P_{ij}=0,1$; $Q_{ji}=0,2$; $\alpha_{0i}=1$; $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$; $\eta_{d2}^{(1)}=\eta_{L2i}^{(1)}=0,35$; $\eta_{n1}^{(1)}=0,1$; $\eta_{i2}^{(1)}=0,2$; $1-l_{01,2}=0,01$; $2-l_{01,2}=0,1$; $3-l_{01,2}=1$; $4-l_{01,2}=10$; $5-l_{01,2}=20$;

3 ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДВО- І ТРИШАРОВИХ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК НА ОСНОВІ Cu, Ni, Co і Ti

3.1 Електрофізичні властивості плівок на основі Cu і Co

У відповідності із методикою, описаною в підрозділі 1, були проведені дослідження електрофізичних властивостей багатошарових плівкових систем на основі Cu і Co. На рис.3.1 представлені типові температурні залежності питомого опору і ТКО для систем $[\text{Co}/\text{Cu}]_n/\text{П}$, де $n = 1, 2$ і 4 . Характерною особливістю цих залежностей є їх Вендівський характер, коли при першому термовідпалюванні опір різко зменшується в результаті заліковування термоактивонаних дефектів кристалічної будови типу вакансія – міжвузловий атом.

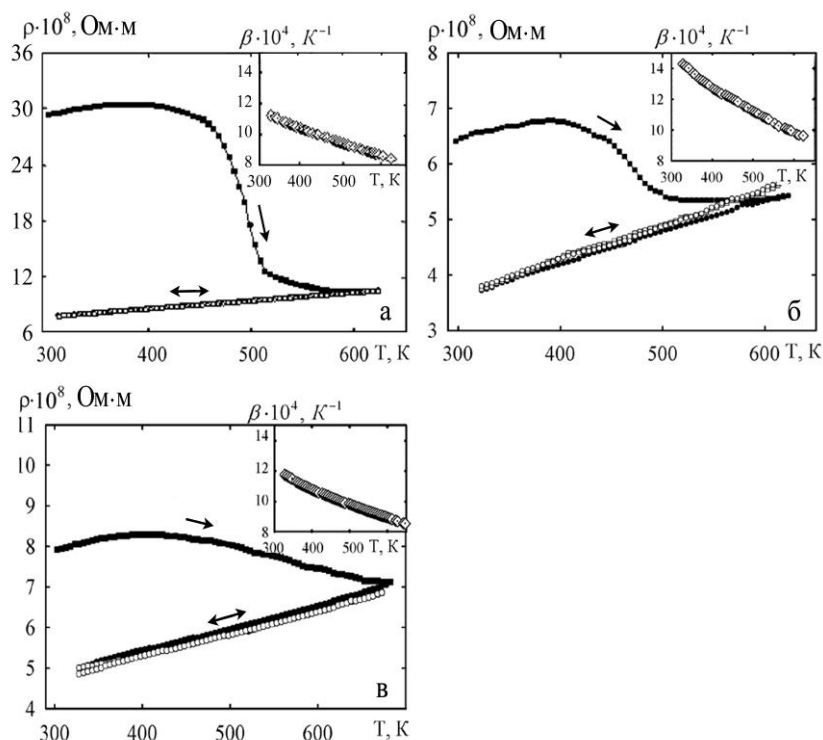


Рисунок 3.1 – Температурна залежність питомого опору і термічного коефіцієнту опору (на вставках) для плівкових систем $\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)/\text{П}$ (а), $[\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_2/\text{П}$ (б), $[\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_4/\text{П}$ (в)

Приблизно при $T_e > 500$ К залежність $\rho(T)$ монотонно змінюється, що свідчить про заліковування дефектів. При всіх наступних термоциклах $\rho(T)$

має лінійний характер, у той час як $\beta(T)$ пропорційна $1/T$. Відмічаємо, що при збільшенні кількості фрагментів Co/Cu вендівська крива стає більш затягнутою, що можна пояснити виникненням нового типу дефектів у вигляді інтерфейсів, для заліковування яких необхідні більш високі енергії активації.

Додаткові електронно-мікроскопічні і електронографічні дослідження вказують на те, що у плівкових системах Co/Cu утвориться ГЦК твердий розчин (Cu, Co) з величиною параметра решітки в межах від $a = 0,355$ до $a = 0,362$ нм. Кількість т.р. (Cu, Co) повністю визначається концентрацією атомів Co. Рис. 3.2 ілюструє саме таку ситуацію, коли на мікроснімку фіксуються

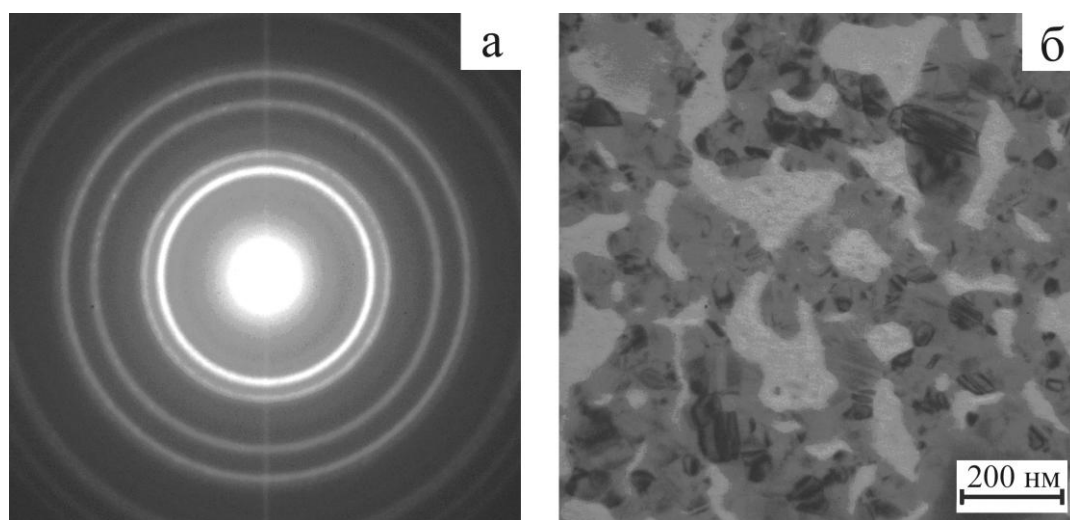
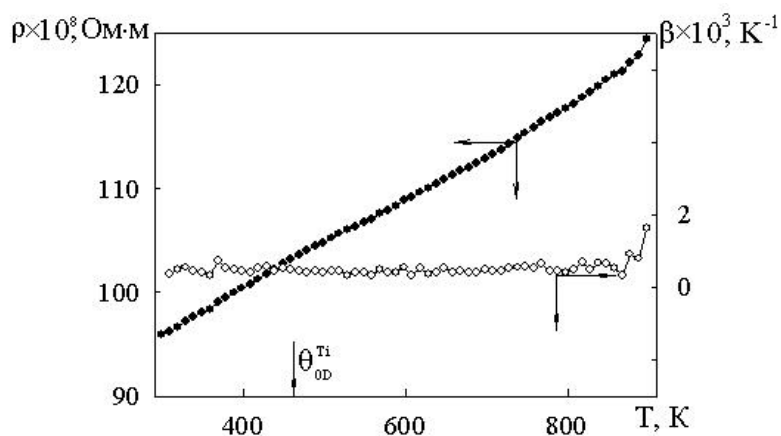


Рисунок 3.2 - Дифракційна картина (а) і мікроструктура (б) відпаленої до 630 К і охолодженої до 300 К плівкової системи Co(5)/Cu(10)/П. На електронограмі фіксуються лінії ГЦП-Co, а лінії від ГЦК-Cu і т.р.(Cu-Co) повністю співпадають

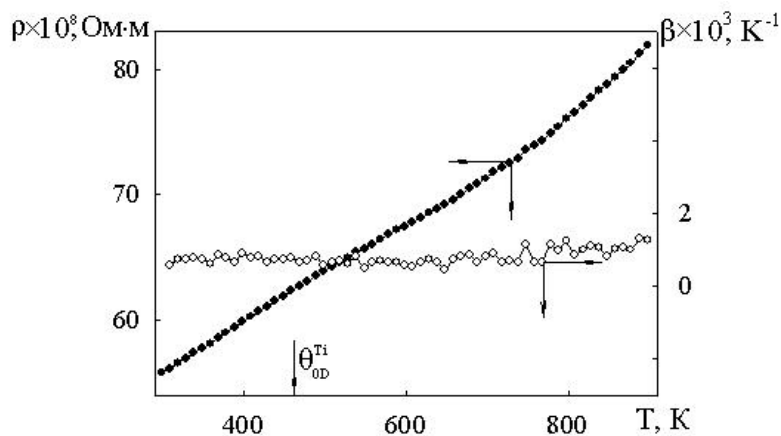
кристаліти чистого Cu (світлі ділянки), т.р.(Cu, Co) (більш темні ділянки) та окремі частинки ГЦП Co (гранули чорного кольору). Характер залежностей $\rho(T)$ не дозволяє зробити висновок про утворення т.р. з елементами гранульованого стану, але абсолютні величини питомого опору і ТКО та їх узгодження із формулою для плівкового сплаву підтверджують висновок електронної мікроскопії та електронографії.

3.2 Електрофізичні властивості плівок на основі Ti і Cu та Ti і Ni

Розглянемо характер температурної залежності опору і ТКО термостабілізованих плівок Cu/Ti (рис.3.3), для яких $c_{Ti}/c_{Cu} \approx 1,6 \div 3,8$. На залежності $\rho(T)$ можна виділити три ділянки у інтервалі температур $300 \div \theta_b^Ti$; $\theta_b^Ti \div 770$ К; $770 \div 900$ К. Для перших двох характерне лінійне збільшення



а



б

Рисунок 3.3 – Температурна залежність питомого опору та ТКО для термостабілізованих плівок Cu(24)/Ti(60)/П (а) та Ti(51)/Cu(13)/П (б)

питомого опору з ростом температури. Величина кутового коефіцієнту $\Delta\rho/\Delta T$ змінюється несуттєво від $4,1 \cdot 10^{-10} \div 4,6 \cdot 10^{-10}$ Ом·м·К⁻¹ (перша ділянка) до $3,8 \cdot 10^{-10} \div 4,2 \cdot 10^{-10}$ Ом·м·К⁻¹ (друга ділянка). Хоча на залежностях $\rho(T)$ простежується особливість при θ_b^Ti , як і в одношарових плівках Ti, на

залежності $\beta(T)$ вона є слабо вираженою. Причиною останнього, на наш погляд, є вплив дифузійних процесів, які призводять до розмиття температури Дебая. Відмітимо, що для одношарових плівок Cu на залежностях $\rho(T)$ та $\beta(T)$ спостерігається особливість при θ_b^{Cu} , яка у випадку плівок Ti/Cu не виражена. Відхилення від лінійності на залежностях $\rho(T)$ та немонотонна поведінка ТКО має місце у третьому температурному інтервалі. До причин нелінійності можна віднести активні процеси масоперенесення у плівкових зразках при досить високих температурах.

У таблиці 3.1 представлені результати вивчення фазових перетворень у плівкових системах на основі Ni і Ti при термообробці. Ці дані дозволяють

Таблиця 3.1 - Результати досліджень фазових перетворень у плівках Ni/Ti/П при відпалюванні

№	Плівкова система (d_2/d_1 , нм)	T_b , К	c_{Ni}/c_{Ti}	Фазовий склад
1	Ni(20)/Ti(20)/П	300	0,72	ГЦК-Ni+ГЦП-Ti.
		600		-//-
		850		ГЦК-Ni+ГЦП-Ti+Ni ₃ Ti
2	Ni(40)/Ti(20)/П	300	0,94	ГЦК-Ni+ГЦП-Ti.
		700		-//-
		800		ГЦК-Ni+ГЦП-Ti+Ni ₃ Ti
		1000		NiTi+ NiT ₂
3	Ni(60)/Ti(20)/П	300	1,23	ГЦК-Ni+ГЦП-Ti.
		800		ГЦК-Ni+ГЦП-Ti+Ni ₃ Ti
		900		NiTi+ NiT ₂

стверджувати, що плівки Ni/Ti/П, відпалені до $T_b < 800$ К представляють собою двошарову систему. На рисунку 3.4 представлені залежності питомого опору і ТКО для плівкової системи Ni(40)/Ti(60)/П. Співставлення експериментальних і

розрахункових даних на основі співвідношень для плівкових сплавів або двошарових плівок підтверджують висновок, що плівки Ni/Ti/П повністю задовольняють умові двошаровості. Відмітимо, що різка зміна величини ТКО

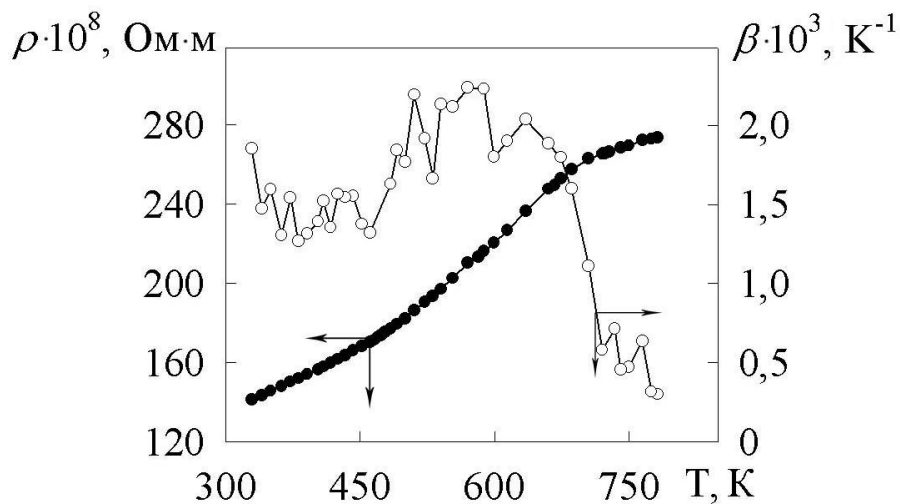


Рисунок 3.4 - Температурна залежність питомого опору (●) і ТКО (○) для плівкової системи Ni(40)/Ti(60)/П

при $T \approx 600$ К пов'язана не з процесами фазоутворення, а із зменшенням чутливості опору до температури ($\partial R/\partial T$) після точки Кюрі нікелю.

ВИСНОВКИ

Отримані результати можна сформулювати в узагальнюючій формі таким чином:

1. Здійснена апробація запропонованої раніше напівкласичної моделі на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса для ТКО на прикладі двошарових плівок Cu/Cr, Sc/Cu, Cr/Co і Ni/Co; отримано, що відповідність розрахункових і експериментальних результатів складає від 0,9% (система Cr/Co) до 38,4% (Cr/Cu), що говорить про досить високу ефективність напівкласичної моделі.

2. Здійснена розробка аналогічної напівкласичної моделі для коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості:

- отримані аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів;
- отримані асимптотичні вирази для розмірної функції;
- запропоновані у загальному вигляді та асимптотичні співвідношення для КТ двошарових плівок;
- здійснено чисельний розрахунок відносної величини КТ від співвідношення між товщинами окремих шарів.

3. Проведені експериментальні дослідження електрофізичних властивостей двошарових плівок із різним структурно-фазовим станом: сплав у вигляді т.р. (Cu, Co) з елементами гранульованого стану; т.р. (Ni, Ti) з інтерметалевими фазами, який стабілізується в двошарових плівках Ni/Ti, в яких зберігається індивідуальність окремих шарів, та неупорядковані т.р. (Ti, Cu).

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Електрофізичні властивості тонких полікристалічних плівок Cr, Cu, Ni та Ti/ І.Ю. Проценко, О.В. Шовкопляс, Ю.М. Овчаренко та ін.// ЖФД.- 1998.- Т.2, № 1.- С. 105-108.
2. Experimental test of a three- dimensional model for electrophysical properties of metal films/ A.M. Chornous, N.M. Oranasyuk, A.D. Pogrebnyak et al.// Jpn. J. Appl. Phys.- 2000.- V.39, № 12 B.- P. L1320-L1323.
3. Ефект тензочутливості у тонких полікристалічних плівках/ Л.В. Дехтярук, Є.О. Забіла, С.І. Проценко та ін.// Металлофиз. новейшие технол.- 2004.- Т.26, № 10.- С. 1333-1345.
4. Protsenko I. Yu., Odnodvoret's' L.V., Chornous A.M. Electroconductivity and tensosensibility of multilayer films// Met. Phys. Adv. Tech.-1999.-V.18.-P. 47-59.
5. Проценко С.І., Черноус А.М. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc// Металлофиз. новейшие технол.- 2003.- Т.25, № 5.- С. 587-601.
6. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багат шарових плівок на основі Cr, Cu і Sc (Co): Автореф. дис. ... к.ф.-м. наук: 01.04.07/ Харківський національний університет.- Харків, 2004.- 21с.
7. Conductivity and temperature coefficient of resistance of two- layer polycrystalline films/ L. Dekhtyaryuk, S. Protsenko, A. Chornous et al.// Ukr. J. Phys.- 2004.- V.49, № 6.- P. 587-597.
8. Chornous A., Protsenko I., Shpetnyi I. Electrophysical properties of double- layer Ni-base and V-base film within the intermediate temperature rage// Cryst. Res. Technol.- 2004.- V.39, № 7.- P. 602-610.
9. Бібик В.В., Гричановська Т.М., Проценко І.Ю. Електрофізичні властивості плівкових систем на основі Ni і Fe// Металлофиз. новейшие технол.- 2005.- Т.27, № 6.- С. 1001-1010.

10. Фазоутворення та структурні зміни в двошарових плівкових системах Ti/Co і Ni/(Ti, V, Co, Cr) у процесі ізохронного відпалу/ І.Ю. Проценко, В.В. Токмань, А.М. Черноус та ін.// *Металлофиз. новейшие технол.*- 2003.- Т.25, № 3.- С. 319-331.
11. Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. Структурнофазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr// *Тонкие пленки в оптике и электронике.*- Харьков: ННЦ «ХФТИ», 2003.- С. 205-208.
12. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворський Я. Явище ГМО в багатошарових плівкових системах (огляд)// *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.*- 2004.- № 10.- С. 65-81.
13. Conductivity and temperature coefficient of resistance of multilayer polycrystalline films/ L. Dekhtyaryk, I. Protsenko, A. Chornous et al.// *Cryst. Res. Technol.*- 2006.- V.41, № 4.- P. 388-399.
14. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю. Коефіцієнт поздовжньої та поперечної тензочутливості двошарових металевих плівок// *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.*- 2006.- № 6.- С. 85-93.
15. Проводимость двухслойных моно- и поликристаллических слоев металлов в условиях взаимной диффузии/ Л.В. Дехтярук, И.М. Пазуха, С.И. Проценко и др.// *ФТТ.*- Т.48, № 10.- С. 1729-1739.
16. Dimmich R. Electrical conductance and TCR of double-layer films // *Thin Solid Films.* – 1988. – V. 158, №1. – P. 13 – 24.
17. Rajanna K., Nayak M.M. Strain sensitivity and temperature behavior in invar alloy films // *Mat. Scien. and Engin.* – 2000. – V.B77. – P.288-292.
18. Piezoresistance and electrical resistivity of Pd, Au and Cu films / Jen S.U., Yu C.C., Liu C.H. et all. // *Thin Solid Films.* – 2003. – V.434, №1. – P.316-322.
19. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. – Москва: Наука, 1971. – 450 с.
20. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. – Москва: Наука, 1971. – 243 с.

21. Conductivity and temperature coefficient of resistance of two-layer polycrystalline films / L.Dekhtyaruk, S.Protsenko, A.Chornous, I.Shpetnyi // Ukr. J. Phys. – 2004. – V.49, №6. – P. 587 – 597.
22. Chornous A., Protsenko I., Shpetnyi I. Electrophysical properties of double-layer nickel-base and vanadium-base films within the intermediate temperature range // Cryst. Res. Technol. – 2004. – V. 39, №7. – P. 602 – 610.
23. Клокова Н.П. Тензометрия. – Москва: Машиностроение, 1990. – 222 с.
24. Мейксин З.Г. Несплошные и керметные пленки / Фізика тонких пленок. Т. VIII. – М.: Мир, 1978. – С.106 – 179.
25. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). – Суми: СумДУ. – 2002. – 187 с.
26. Проценко І.Ю., Шумакова Н.І. Датчики неелектричних величин. – Суми: СумДУ. – 2003. – 87 с.
27. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Транспортні розмірні ефекти у двошарових полікристалічних плівках // Успехи физ. мет. – 2007. – Т. 8. – С. 21 -64.