

УДК 621.316.8

ТЕНЗОЧУТЛИВІСТЬ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК : ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ, ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ, ЗАСТОСУВАННЯ (ОГЛЯД)

**Д.В. Великодний, Т.М. Гричановська, Л.В. Однорорець,
І.Ю. Проценко, С.І. Проценко**

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

e-mail: protsenko@aph.sumdu.edu.ua

В огляді здійснено аналіз відомих літературних даних про явище тензоефекту в тонких і товстих плівках металів, сплавів або композиційних матеріалів з металевою основою. Розглянуті відомі напівкласичні та феноменологічні моделі для одно- і багатошарових плівкових систем, наведені результати їх апробації і зазначений ступінь відповідності розрахункових і експериментальних результатів. Зроблено висновок про значну роль т.зв. деформаційних ефектів, врахування яких дає гарне узгодження із експериментальними даними. Проаналізовано найменш вивчені питання фізики тонких плівок про температурну залежність коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості. Наведені чисельні експериментальні результати, які підтверджують теоретичні висновки. Проаналізовані різні аспекти практичного застосування плівкових матеріалів як чутливих елементів тензодатчиків.

ВСТУП

Електрофізичні властивості (ЕФВ) плівкових матеріалів (питомий опір, термічний коефіцієнт опору, коефіцієнти тензочутливості) суттєво відрізняються від аналогічних для масивних зразків (дроти, пластини, масивні конденсати), що пов'язано із їх товщиною, кристалічною будовою, елементним складом, концентрацією і типом дефектів та ін. ЕФВ дуже чутливі до зміни товщини плівки і розміру кристалітів, концентрації домішкових атомів і дефектів кристалічної будови, дії зовнішніх полів (деформація, напруженість магнітного поля, температура та ін.). Як відомо (див., наприклад, [1-3]), вплив зазначених факторів обумовлюють ряд структурних, розмірних фазових і концентраційних ефектів. Оскільки наша увага буде сконцентрована на розмірних ефектах (РЕ) в тензочутливості одно- і багатошарових плівок, то відмітимо, що вони додатково класифікуються на зовнішній (розсіювання носіїв електричного струму на зовнішніх поверхнях плівки та інтерфейсах) і внутрішній РЕ (розсіювання носіїв на межах зерен). Ефект тензочутливості виникає при стисненні чи розтягу масивного або плівкового провідника [4, 5]. Суть фізичних процесів при тензоефекті зводиться до змін на мікроскопічному рівні (зменшення або збільшення параметра ґратки) або макроскопічному і мікроскопічному рівні на межі зерен або інтерфейсу (поворот і зміна розмірів зерен, поява локалізованих енергетичних рівнів, зміна концентрації і типу дефектів, залежність від деформації [6] коефіцієнтів дзеркальності, розсіювання (проходження) межі зерен та проходження інтерфейсу).

Не дивлячись на те, що тензочутливість була відкрита У. Томсоном (Кельвіном) ще в 1856 році (перевідкрита у 1881 році О.Д. Хвольсоном), систематичні дослідження цього явища почалися в 1930-х рр. Одним із стимулів цього було виготовлення перших зразків дротяних тензодатчиків американськими вченими С.Сіммонсом і Л. Руже (1938 р.). Значний внесок у вивчення тензочутливості масивних і плівкових матеріалів у 1950 – 70-х рр. зробили Г. Кузинські (1950-і рр.), А. Колумбані (1960 р.), П. Туре (1961 р.), Р. Паркер і А. Кринські (1963 р.), З. Мейксін і Р. Худзинські (1967 р.), Дж. Вітт і Т. Коутс (1970-і рр.), Б. Верма (1970-і рр.) та ін. Усі ці дослідження, за винятком робіт З. Мейксіна та ін. мали експериментальний характер і, в основному, практичну направленість. Кінець 1970-х і 1980-х років ознаменувалися інтенсивними теоретичними дослідженнями РЕ в тензочутливості одношарових металевих плівок Ф. Варкуша [7] і К. Тельє, К. Пішар і А. Тоссе (узагальнення великої кількості їх публікацій див. в монографії [8]), початком аналогічних досліджень на прикладі двошарових плівок у роботах Ф. Катера і М. Ель-Гіті [9-11]. Апробація цих теоретичних моделей була здійснена в наших роботах (див., наприклад, [12, 13]). Крім того, розроблення більш досконалих експериментальних методів вимірювання коефіцієнтів тензочутливості [14 - 16] сприяло отриманню більш коректних результатів для одно- і двошарових плівкових систем.

Перехід від двошарових плівкових систем до багатошарових і мультишарів з експериментальної точки зору не несе якихось затруднень методичного характеру, але з точки зору побудови теоретичних напівкласичних моделей, аналогічних запропонованим в [7-9], цей перехід обумовлює певні затруднення, які по суті не вирішені і на цей час.

Починаючи з кінця 1980-х рр., інтенсивно ведуться експериментальні дослідження ЕФВ багатошарових плівкових систем загального типу (власне, їх ми і будемо називати багатошаровими плівковими системами) або періодичного типу (до них слід відносити т.зв. надрешітки і мультишари). У зв'язку із відсутністю напівкласичних моделей для РЕ в тензочутливості, як більш коректних і послідовних, нами було запропоновано ряд макроскопічних [17 - 19] і напівфеноменологічних моделей [6, 19] для інтерпретації експериментальних результатів. Останні наші роботи [18 - 20], в яких запропоновані напівкласичні моделі для термічного коефіцієнту опору та коефіцієнту тензочутливості багатошарових плівок і мультишарів, відкриває перспективу для створення більш коректної теоретичної моделі стосовно тензочутливості мультишарів.

Мета нашого огляду полягає в узагальненні відомих на даних момент експериментальних і теоретичних результатів про тензочутливість плівкових матеріалів, акцентуванні уваги на невирішених проблемах та освітленні питання застосування плівкових тензодатчиків. Частина експериментальних результатів, отриманих нами на прикладі плівок на основі Cu і Cr та Ni, Cu і V, публікуються вперше.

1 ЗОВНІШНІЙ РЕ В ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ ОДНОШАРОВИХ ПЛІВОК

1.1 Теоретичні моделі

Систематичні дослідження РЕ в тензочутливості плівкових матеріалів розпочалися в 1960-х рр. і тому робота З. Мейксіна і Р. Худзинські [21] (див. також [4]) є спробою узгодити відомі на той час експериментальні результати про коефіцієнт повздовжньої тензочутливості γ_l з теоретичними уявленнями. Їх теоретична модель базувалася на відомій теорії РЕ в електропровідності монокристалічних пластин Фукса-

Зондгеймера (див., наприклад, [2]). Автори [21] проаналізували п'ять різних інтервалів товщин та структурного стану плівок:

- а – товсті плівки (товщина $d > 600$ нм);
- б – однорідні суцільні плівки ($20 \text{ нм} < d < 600 \text{ нм}$);
- в – тонкі плівки з ниткоподібною структурою ($10 \text{ нм} < d < 20 \text{ нм}$);
- г – плівки з острівцями, які контактують ($d = 10$ нм);
- д – несучільні тунельно-зв'язані острівцеві плівки ($d < 10$ нм).

Відмітимо, що для нас найбільший інтерес мають перші два випадки, оскільки інші три (в-д) мають відношення до несучільних або острівцевих плівок, які майже не розглядаються в нашій роботі, хоча висновки відносно співвідношення між величинами коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості γ_l (для плівок) і γ_{0l} (для масивних зразків) будуть аналізуватися у всіх п'яти випадках.

У випадку (а) ми маємо справу фактично з масивними зразками і тому співвідношення для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості γ_l отримується на основі таких формул:

$$R = \rho \frac{l}{ad}, \quad \ln R = \ln \rho + \ln l - \ln a - \ln d,$$

$$\gamma_l = \frac{d \ln R}{d \varepsilon_l} = \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} + 1 + 2\mu, \quad (1.1)$$

де R , ρ – опір і питомий опір;

l , a – довжина і ширина зразка;

$d \varepsilon_l = d \ln l \cong \frac{dl}{l}$ – поздовжня деформація;

$\frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} = \gamma_l^\rho$ – коефіцієнт поздовжньої тензочутливості, виражений

через питомий опір;

$\mu = -\frac{d \ln a}{d \ln l} \cong -\frac{d \ln d}{d \ln l}$ – коефіцієнт Пуассона.

Оскільки, γ_l^ρ можна подати у вигляді

$$\frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} \cong -\frac{d \ln \lambda_0}{d \varepsilon_l} - \frac{d \ln n}{d \varepsilon_l} = \eta_{\lambda_{0l}} + \eta_{n_l}, \quad (1.2)$$

де λ_0, n – середня довжина вільного пробігу (СДВП) і концентрація електронів;

$\eta_{\lambda_{0l}}, \eta_{n_{0l}}$ – деформаційні коефіцієнти для СДВП і концентрації електронів.

Згідно з [22] фермійовське хвильове число k' для електрона при відносно малих деформаціях може бути подано у вигляді

$$k' \cong (1 - \beta \varepsilon_l) \quad \text{або} \quad \ln k' \cong -\beta \varepsilon_l,$$

де β – коефіцієнт у лінійному розкладенні k' по ε_l .

Таким чином, враховуючи, що $n = 2\pi k'$, співвідношення для γ_l^ρ можна подати у вигляді

$$\gamma_l^p \cong -\frac{d \ln \lambda_0}{d \varepsilon_l} + \beta, \quad (1.3)$$

де згідно з [23]

$$\beta \cong \begin{cases} -1, \text{ якщо при деформації } dn > 0 \text{ (стиснення зразка або збільшення числа} \\ \text{зіткнень електронів при його розтязі),} \\ +1, \text{ якщо при деформації } dn < 0 \text{ (розтяг зразка або зменшення числа} \\ \text{зіткнень при його стисненні),} \end{cases}$$

а $\eta_{\lambda_{0l}} < 0$, коли при деформації збільшується СДВП ($d\lambda_0 > 0$ - електрон прискорюється) і $\eta_{\lambda_{0l}} > 0$, коли, навпаки СДВП зменшується ($d\lambda_0 < 0$).

Останні зауваження [23] мають важливе значення, оскільки дозволяють внести деяку ясність у питання про теоретичну розмірну залежність (від товщини плівки) величини γ_l . Суть проблеми в тому, що, якщо у випадку (а), проаналізованого авторами [21], більш-менш зрозуміла ситуація із знаком γ_l . (γ_l буде менше 0 лише у випадку, коли при від'ємному значенні γ_l^p його модуль буде більший за 1,5 – 1,7, оскільки для металів величина $\mu = 0,25 - 0,35$ [22]), то у випадку (б) має місце багатоваріантність.

Дійсно, згідно з [21] для однорідних суцільних монокристалічних плівок (наше зауваження про монокристалічність зразків вигікає безпосередньо із моделі ФЗ, хоча автори [21] не акцентують на цьому уваги) розмірне співвідношення має такий вигляд:

$$\gamma_l = \gamma_{0ll} - \frac{Y(k)}{Z(k)} (\eta_{\lambda_{0l}} - \mu), \quad (1.4)$$

де $Y(k) = \frac{3}{8} [k^{-1} + 2k(1 - \frac{1}{4}k^2)B(k) + (\frac{1}{2}k^2 - \frac{1}{2}k - 1 - k^{-1})e^{-k}]$;

$$Z(k) = \frac{\rho}{\rho_0} = [1 + \frac{3}{4}k(1 - \frac{1}{12}k^2)B(k) - \frac{3}{8}k^{-1}(1 - e^{-k}) -$$

$$- (\frac{5}{8} + \frac{1}{16}k - \frac{1}{16}k^2)e^{-k}] - \text{функція Фукса};$$

$$k = \frac{d}{\lambda_0} - \text{зведена товщина};$$

$$B(k) = \int_K^\infty \left(\frac{e^{-g}}{g}\right) dg - \text{інтегральна експонента (g - змінна величина)}.$$

Оскільки відношення $\frac{Y(k)}{Z(k)}$ завжди більше нуля, то співвідношення між γ_l і γ_{l0} повністю визначається знаком ($\eta_{\lambda_{0l}} - \mu$): якщо ця різниця більше нуля, то γ_l буде завжди менше γ_{l0} і навпаки. Залежно від цього і крива $\gamma_l(d)$ буде при зростанні товщини монотонно наближатися знизу чи зверху до асимптотичного значення γ_{l0} . Скориставшись даними [22] про γ_l^p для масивних дротів, автори [21] роблять висновок, що $\eta_{\lambda_{0l}}$ завжди

більше μ , і тому γ_l також завжди менше γ_{l0} (при цьому було проігноровано той факт, що згідно з [22] у дротах Ni з різною передісторією і способами термообробки $\gamma_l^p = - (2,92 - 12,62)$; дротах сплаву (Cu-Ni) з концентрацією $C_{Ni} > 72$ ат.% $\gamma_l^p = - (0,19 - 13,62)$; дротах Ві $\gamma_l^p = - (11,16 - 11,36)$). Зазначені величини γ_l^p не забезпечують від'ємного значення ($\eta_{\lambda_{0l}} - \mu$), оскільки, згідно з співвідношенням (1.3), $\eta_{\lambda_{0l}} \cong \gamma_l^p - \beta = \gamma_l^p \pm 1$. У роботі [6] наводяться розрахункові дані $\eta_{\lambda_{0l}}$ для плівок Cr (від -3,04 до -9,17), Sc (від -3,02 до -4,04) та Cu (0,28). Таким чином, у плівках Cr і Sc $\gamma_l > \gamma_{l0}$, а у випадку плівок Cu ця нерівність буде мати місце при $\beta < 0$.

У випадках (в і г) автори [21] отримали такі співвідношення:

$$\gamma_l = \gamma_{0l} - \frac{P(k)}{Q(k)}(\eta_{\lambda_{0l}} - \mu) - \text{випадок (в)},$$

$$\text{де } P(k) = 1 - \frac{3}{4}(0,56 + \ln k^{-1})k - \frac{6}{15}k^2; \quad Q(k) = 1 - \frac{3}{8}(1,06 + \ln k^{-1})k - \frac{2}{15}k^2;$$

$$k = \frac{D}{\lambda_0} \quad (D - \text{діаметр нитки})$$

або

$$\gamma_l = \gamma_{0l} - (\eta_{\lambda_{0l}} - \mu) - \text{граничний випадок (в) при } P(k) \text{ і } Q(k) \rightarrow 1,$$

$$\gamma_l = \gamma_{0l} - (1 + \eta_{\lambda_{0l}}) - \text{випадок (г)}.$$

Із тих самих міркувань, що і в попередньому випадку (а), автори [21] приходять до висновку, що $\gamma_l < \gamma_{0l}$. Лише в острівцевих плівках, де має місце тунельний механізм провідності $\gamma_l \gg \gamma_{0l}$. Відмітимо, що автори [21] не мали можливості порівняти свої теоретичні співвідношення із експериментальними залежностями $\gamma_l(d)$ через їх відсутність. У цьому можна легко переконатися із огляду [4], в якому узагальнена більшість експериментальних даних 1960-х рр. (із них витікає, що тоді основна увага була спрямована на вивчення стабільності тензоефекту та встановлення кореляції між γ_l і питомим поверхневим опором R). Хоча, навіть у цьому випадку, враховуючи, що $R = \frac{\rho}{d}$, можна якісно проаналізувати залежність $\gamma_l(d)$ (більш точно це можна було б зробити при наявності ще і залежності $\rho(d)$). Виявляється, що у випадку плівок Au, β -Ta, Au-SiO, Cr-SiO та ін. чітко проявляє себе тенденція до монотонного зменшення γ_l при збільшенні товщини плівки (у випадку плівок Au із слабо вираженим мінімумом) із виходом на асимптотичну величину (її, при певних зауваженнях, слід вважати значенням γ_{0l}) $\gamma_{\infty l} = 4(\text{Au}); 1(\text{Au-SiO}); 3(\text{Cr-SiO})$ та $2(\beta\text{-Ta})$. Ці результати можна порівняти із даними робіт [8, 21], в яких $\gamma_{0l} \cong 4,8$ (Au) та 2,8 (Ta). На жаль, автори [21] не скористалися можливістю такого порівняння, що

утримало б їх від категоричного висновку про те, що γ_l завжди менше γ_{l0} .

З фізичної точки зору висновок про те, що $\gamma_l < \gamma_{l0}$ означає, що дифузійне розсіювання електронів на зовнішніх поверхнях плівки впливає лише на величину опору (R) і не впливає або взагалі зменшує чутливість плівки ($dR/d\varepsilon_l$) до деформації. Нагадаємо, що ці величини входять у формулу для γ_l у такій комбінації:

$$\gamma_l = \frac{d \ln R}{d\varepsilon_l} = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{d\varepsilon_l}.$$

Ці висновки визвали сумнів у багатьох дослідників, і тому, із паралельним накопиченням експериментальних результатів, постійно вівся пошук більш коректних теоретичних моделей для тензочутливості одношарових плівок.

Великий внесок у вирішення цієї проблеми зробила група французьких вчених К.Тельє, А.Тоссе і К.Пішар (ТТП) (більш детально див. [2]). У серії їх робіт, поряд з ефектом ФЗ, вперше було враховано т.зв. внутрішній розмірний ефект А.Маядаса і М.Шатцкеса (МШ) [24].

Запропоновані ними модель ефективної СДВП, лінеарізоване співвідношення і тривимірна модель у своїй сукупності дозволяють не тільки якісно проаналізувати основні закономірності зовнішнього і внутрішнього РЕ, але і здійснити розрахунок основних параметрів електропровідності і тензочутливості. Наведемо основні співвідношення, запропоновані ТТП.

У випадку полікристалічних плівок модель ефективної СДВП не накладає певних обмежень на співвідношення між λ_0 і середнім розміром кристалітів (L), але не лінеарізується і, як наслідок цього, не дозволяє вести розрахунок параметрів тензочутливості. Виходячи із співвідношення МШ для питомої провідності (σ)

$$\sigma = \sigma_0 [f(\alpha) - A(k, p, \alpha)] \quad (1.5)$$

де $f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + \alpha^{-1})$ – функція зерномежевого розсіювання електронів ($\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \frac{R}{1-R}$, R – коефіцієнт розсіювання електрона на межі зерна);

p – коефіцієнт дзеркальності зовнішніх поверхонь плівки;

$$A(k, p, \alpha) = \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{2\pi} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]},$$

$$H(t, \Phi) = 1 + 2(\cos \Phi)^{-1} (1-t^{-2})^{\frac{1}{2}},$$

$$t = \frac{1}{\cos \Theta} \quad (\Theta - \text{кут між напрямом руху електрона і віссю } z),$$

ТТП отримали [8] співвідношення для γ_l у наближенні ефективної СДВП.

Для цього необхідно взяти логарифмічний диференціал від (1.5) та провести таке диференціювання за деформацією:

$$\begin{aligned} \gamma_l = \gamma_{0l}^p + [f(\alpha) - A(k, p, \alpha)]^{-1} \{ (\eta_{\lambda_{0l}} + \beta) X - \{ 1 + \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f} \} Y' \} + \\ + 1 + \mu_s + \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

де $\mu_s, \mu_{f,l}$ – коефіцієнти Пуассона для підкладки і плівки; індекс “t” – поперечний напрям деформації;

$$\begin{aligned} X &= \alpha \frac{df(\alpha)}{d\alpha} + E; \\ E &= \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \left(1 - \frac{2}{H(t, \Phi)} + \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]} \right) + \\ &+ \frac{6}{\pi} (1-p)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^2} - \frac{1}{t^4} \right) \left(\frac{\exp[-ktH(t, \Phi)]}{(1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)])^2} \right); \\ Y' &= \frac{6}{\pi} (1-p)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^2} - \frac{1}{t^4} \right) \frac{\exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]} - \\ &- \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]}. \end{aligned}$$

Підкреслимо, що співвідношення для γ_l має аналогічну математичну структуру.

Наведемо деякі граничні випадки формули (1.6), які дозволяють провести якісний аналіз РЕ в тензочутливості.

При повній відсутності дифузійного розсіювання електронів ($p=1$) формула (1.6) спрощується до вигляду:

$$\gamma_l|_{p=1} \cong 1 + \mu_s + \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f} + (1 + \eta_{\lambda_{0l}}) \left[1 + \frac{\alpha \frac{df(\alpha)}{d\alpha}}{f(\alpha)} \right], \quad (1.6')$$

де множник $1 + \frac{\alpha \frac{df(\alpha)}{d\alpha}}{f(\alpha)} \cong f(\alpha)$.

При $\mu_f = \mu_s$ і $d \rightarrow \infty$ із (1.6') можна отримати співвідношення для γ_{gl} , де індекс «g» означає зерномежеве розсіювання:

$$\gamma_{gl} \approx 1 + 2\mu_f + (1 + \eta_{\lambda_{0l}}) f(\alpha), \quad (1.6'')$$

а при L і $d \rightarrow \infty$ (монокристалічні зразки)

$$\gamma_l \approx \eta_{\lambda_{0l}} + 2(1 + \mu_f),$$

тобто ми приходимо до співвідношення (1.1).

Від γ_{gl} легко перейти до співвідношення для γ_l^p і γ_{gl}^p . Серія розрахункових графіків на основі співвідношень (1.6)–(1.6'') подана на рис.1.1.

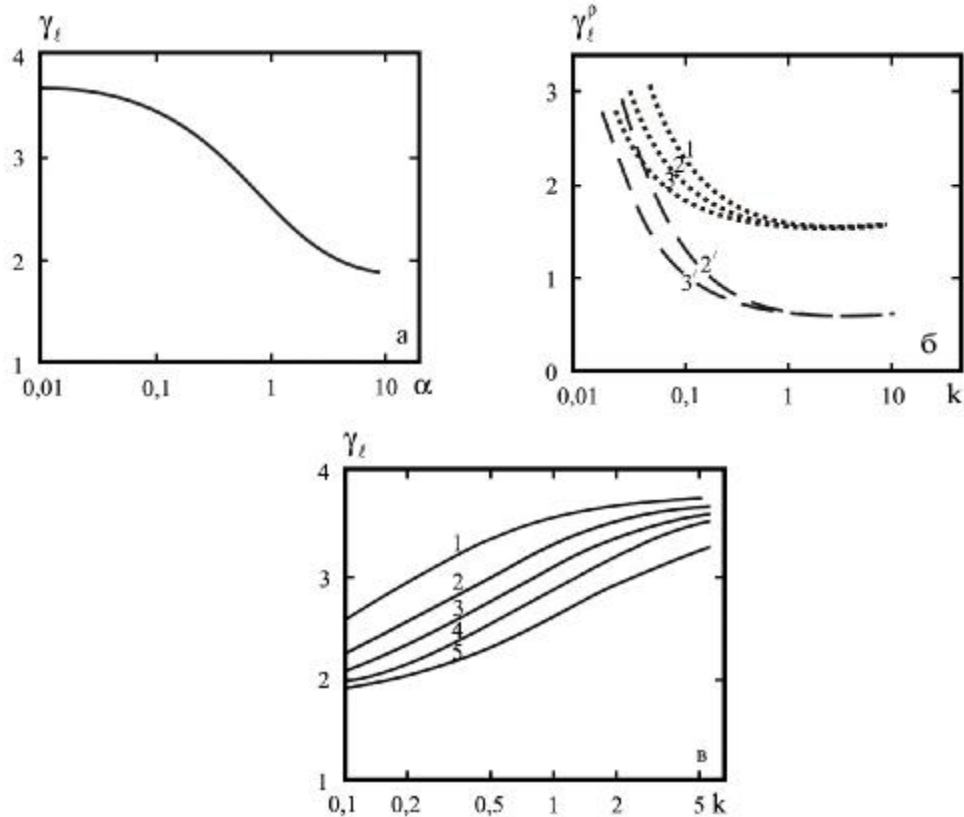


Рисунок 1.1 – Залежність γ_l від параметра зерномежового розсіювання α (а), зведеної товщини (б, в) для полікристалічних (а, б) та плівок, які задовольняють умову монокристалічності (в):

а - $p = 1$; $\mu_s = 0,25$; $\mu_f = 0,40$;

б - $\eta_{\lambda_0} = 1,15$; $\mu_s = 0,40$; $\mu_f = 0,38$; 1 - $p = 0$, $\alpha = 0,25$; 2 - $p = 0,25$, $\alpha = 0,25$; 3 - $p = 0,50$, $\alpha = 0,25$; 2' - $p = 0,25$, $\alpha = 2$; 3' - $p = 0,50$, $\alpha = 2$;

в - $g(\alpha) = 2,70$; $\mu_s = 0,25$; $\mu_f = 0,40$; $R = 0,1$ (крива 1); 0,2 (2); 0,3 (3); 0,4 (4) і 0,5 (5).

Розрахункові залежності взяті із роботи [8]

Фізичний зміст залежностей б і в, досить зрозумілий, оскільки мова іде про РЕ в тензочутливості полі- чи монокристалевих плівок. Залежність же γ_l від α до великої міри не має фізичного змісту через невизначеність самого параметру α , який одночасно дуже складно залежить від L і R . Будь-які спроби фіксувати одну із цих величин (наприклад, R) і змінювати іншу не дають якогось обнадійливого

результату з точки зору розуміння проблеми РЕ. Ми особливо підкреслимо, що у випадку (б) на відміну від (а) характер залежності прямо протилежний висновкам роботи [21], в той час як у випадку (в) - він збігається. Таким чином, ми знову приходимо до думки, що результати роботи [21] відповідають лише монокристаливими плівкам, оскільки були отримані на основі моделі ФЗ. Не дивлячись, здавалося б, на очевидні висновки, проблема РЕ в тензочутливості з теоретичної точки зору залишається неоднозначною. Справа в тому, що об'єктивний аналіз потребує згадки про роботу [7], в якій автор, в принципі, користуючись підходом [8] за деякими відмінностями, отримав співвідношення для γ_i у вигляді:

$$\begin{aligned} \gamma_i = & \left[\gamma_{0i}^{\rho} + 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu_f) - \frac{\nu}{W} \frac{\partial W}{\partial \nu} (\eta_{\lambda_{0i}} + 1) \right] - \\ & - \left[\gamma_{0i}^{\rho} - 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu_f) - \frac{\nu}{W} \frac{\partial W}{\partial \nu} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu_f) \right] \mu_S - \\ & - \left[\gamma_{0i}^{\rho} - 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{0i}} + 1) - \frac{\nu}{W} \frac{\partial W}{\partial \nu} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu_f) \right] \mu', \end{aligned} \quad (1.7)$$

де $W(\mu, \nu) = \frac{\rho_0}{\rho(\mu, \nu)}$ - аналог функції Фукса;

$$W(\mu, \nu) = F(\mu) \cdot F(\nu), \quad F(\mu) = \frac{\rho_0}{\rho(\mu)} = \frac{3}{2} \mu \left[\mu - \frac{1}{2} + (1 - \mu^2) \ln(1 + \mu^{-1}) \right] - \text{функція}$$

Котті;

$$\mu = \frac{d}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{p} \right)^{-1} \quad \text{і} \quad \nu = \frac{L}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1} - \text{параметри поверхневого та}$$

зерномежевого розсівання електронів;

$$\mu' = \mu_f \frac{1 - \mu_S}{1 - \mu_f} \cong \mu_f - \text{зведений коефіцієнт Пуассона.}$$

Відзначимо, що, як і у випадку ТТП, співвідношення для γ_i має аналогічний вигляд. Аналіз співвідношення (1.7) вказує на те, що γ_i завжди менше γ_{0i} (рис.1.2), а у випадку поперечної тензочутливості взагалі $\gamma_i < 0$.

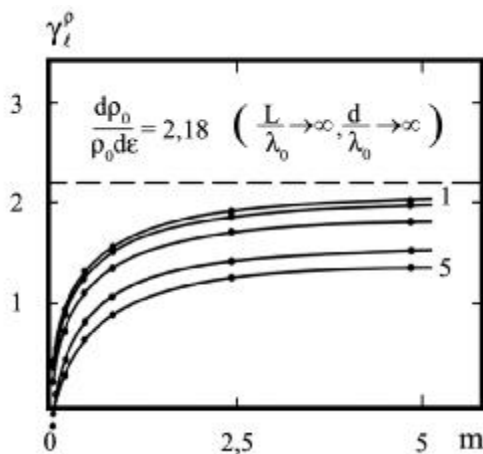


Рисунок 1.2 - Залежність γ_i^{ρ} від $m = \frac{L}{\lambda_0}$ для плівок Si при різних значеннях k : 20 (крива 1); 2(2); 0,2 (3); 0,02 (4) і 0,002 (5). Із роботи [7]

Дані, протилежні результатам Ф.Варкуша, отримані в роботі [8] в рамках т.зв. тривимірної моделі, яка враховує внутрішній і зовнішній РЕ. Для коефіцієнта повздовжньої тензочутливості ТТП отримали таке співвідношення:

$$\gamma_l = (\eta_{\lambda_0 l} + 1) - \frac{F'(v_x)(\eta_{\lambda_0 l} - 1) + G'(v_x)(\eta_{\lambda_0 l} + \mu_s) + G'(v_z)(\eta_{\lambda_0 l} + \mu')}{M(v_x, v_y, v_z')} + 1 + 2\mu_f, \quad (1.8)$$

де були застосовані такі позначення:

$$M(v_x, v_y, \lambda'_z) = F^{-1}(v_x) + G^{-1}(v_y) + G^{-1}(v'_z) - 2 \equiv \frac{\rho_g}{\rho_0} = f^{-1}(\alpha);$$

$$F'(v_x) = v_x \frac{dF(v_x)}{dv_x} F^{-1}(v_x), \quad G'(v_y) = v_y \frac{dG(v_y)}{dv_y} G^{-1}(v_y) \text{ та}$$

$$G'(v'_z) = v'_z \frac{dG(v'_z)}{dv'_z} G^{-2}(v'_z) - \text{відомі функції};$$

$$F(v_x) = 3v_x \left[\frac{1}{2} - v_x + v_x^2 \ln(1 + v_x^{-1}) \right];$$

$$G(v_{y,z}) = \frac{3}{2} v_{x,y} \left[v_{y,z} - \frac{1}{2} + (1 - v_{y,z}^2) \ln(1 + v_{y,z}^{-1}) \right] - \text{функція Котті};$$

$$v_x = \frac{L_x}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1} \quad (r - \text{коефіцієнт проходження межі}$$

$$\text{зерна}); v_{y,z} = \frac{L_{y,z}}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1};$$

$$v'_z = \mu^{-1} + v_z^{-1}; \quad \mu = \frac{d}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{p} \right)^{-1} \quad (\text{як і в роботі [7]}).$$

Результати розрахунків нормованого на γ_{gl}^p коефіцієнта тензочутливості за співвідношенням (1.8) подані на рис.1.3.

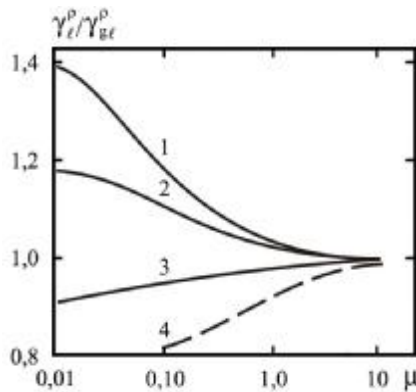


Рисунок 1.3 – Розрахункові залежності за співвідношенням (1.8): $v = 0,4$ (крива 1); 1 (2); 4 (3) і ∞ (4). $\gamma_{gl}^p = \gamma_l^p$ при $p = 1$

Акцентуємо відразу той факт, що залежно від величини параметра зерномежового розсіювання (v) коефіцієнт тензочутливості може як

збільшуватися (фуксівська залежність), так і зменшуватися (будемо називати цей випадок маядасівською залежністю) при зростанні параметра μ (а, фактично, товщини, оскільки при розрахунках λ_0 і p фіксуються). Зміна характеру РЕ відбувається десь при значенні $\nu \leq 4$ (крива 3), коли вже зерномежове розсіювання електронів не відіграє ролі (відмічаємо, що для чисто фуксівського розсіювання залежність (4) збігається із рис. 1.1,в і 1.2). Ще один висновок витікає із сказаного вище: залежно від співвідношення між поверхневим і зерномежовим розсіюванням електронів γ_l може бути більшим або меншим γ_{0l} (в останньому випадку ми маємо справу із плівками, які задовольняють умову монокристалічності, та їх тензорезистивні властивості описуються моделями [7, 21] і граничними випадками [8]). Не дивлячись на те, що тривимірна модель дає гарні якісні результати, мають місце значні кількісні розходження з експериментальними даними. У зв'язку з цим у роботі [13] нами була висунута додаткова гіпотеза про залежність від товщини плівки (оскільки, СДВП є слабкозалежним параметром) деформаційного параметра $\eta_{\lambda_{0l}}$. Тільки при такому підході можна досягнути узгодження експериментальних результатів і тривимірної моделі.

Певним етапом у розвитку уявлень про РЕ в тензочутливості є модель, яка отримала назву лінеаризованого співвідношення ТТП:

$$\gamma_l = (\eta_{\lambda_{0l}} + 1)f(\alpha) - \lambda_0(1-p) \left[(\eta_{\lambda_{0l}} + 1)f(\alpha)H(\alpha) - (1-\mu')U(\alpha) \right] d^{-1}, \quad (1.9)$$

де $H(\alpha)$ і $U(\alpha)$ - відомі і протабульовані функції.

Оскільки залежність (1.9) має вигляд $y = a - \frac{b}{x}$, то при $\eta_{\lambda_{0l}} > 0$ перший доданок $(\eta_{\lambda_{0l}} + 1)f(\alpha)$ є асимптотикою для фуксівської (подібної до кривої (4) на рис. 1.3) залежності. При виконанні нерівності $\eta_{\lambda_{0l}} < 0$ співвідношення (1.9) буде мати характер маядасівської залежності з тією ж асимптотикою $(\eta_{\lambda_{0l}} + 1)f(\alpha)$.

Зараз ми спробуємо проаналізувати відомі експериментальні результати і вияснити, в якому випадку вони підтверджують теоретичні моделі.

1.2 Експериментальні результати

Ми вже згадували про більш ранні роботи [4, 4a], в яких відмічається, що в 1960-х р. були досліджені тензорезистивні властивості плівок Au, Pd, Pt, Co, Al, Ni, Sb, Te, константана, β -Ta, Au-SiO₂ та Cr-SiO₂. Не дивлячись на те, що в цих роботах встановлювалася кореляція між γ_l і R , отримані результати (рис.1.4) з точки зору РЕ мають маядасівський характер, що відмічалось нами у підрозділі 1.1. Коректність даних, поданих на рис.1.4, до деякої міри підтверджують результати для плівок Pd, Au, Cu і пермалою більш сучасних робіт [25, 26] (рис.1.5). Зазначимо, що аналогічні дані автори [25] отримали і для плівок пермалою.

Вивчення маядасівського РЕ в тензочутливості було здійснено нами на прикладі плівок Cr, Mo, W і Nb [27, 28]; Ni і Co [29]; Cu, Co і Cr [13]; Cr, Sc і Cu [30] (деякі залежності із цих робіт наведені на рис. 1.6).

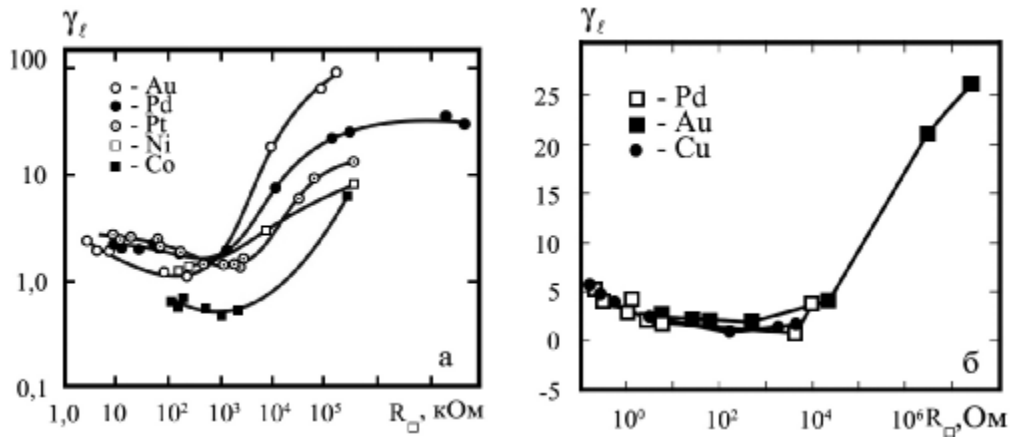


Рисунок 1.4 – Залежність γ_l від R : а – плівки різних металів [4а]; б – плівки β -Ta [4]

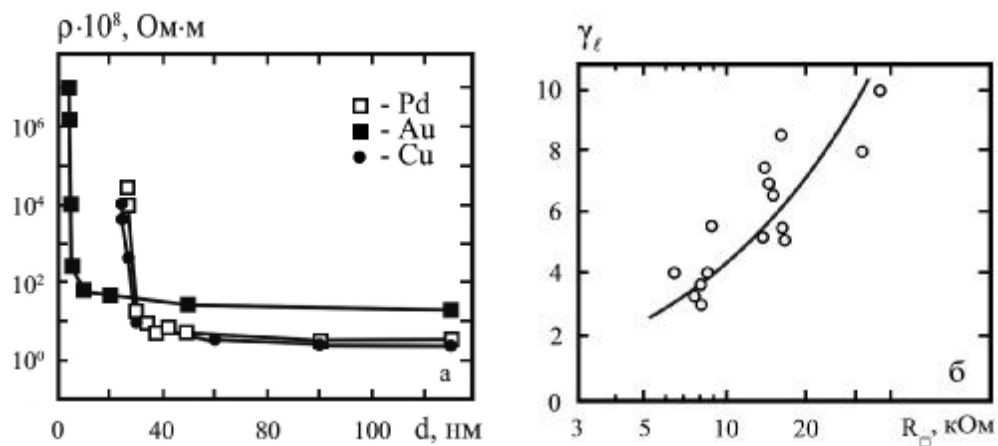


Рисунок 1.5 – Залежність ρ від d (а) і γ_l від R (б). Із роботи [26]

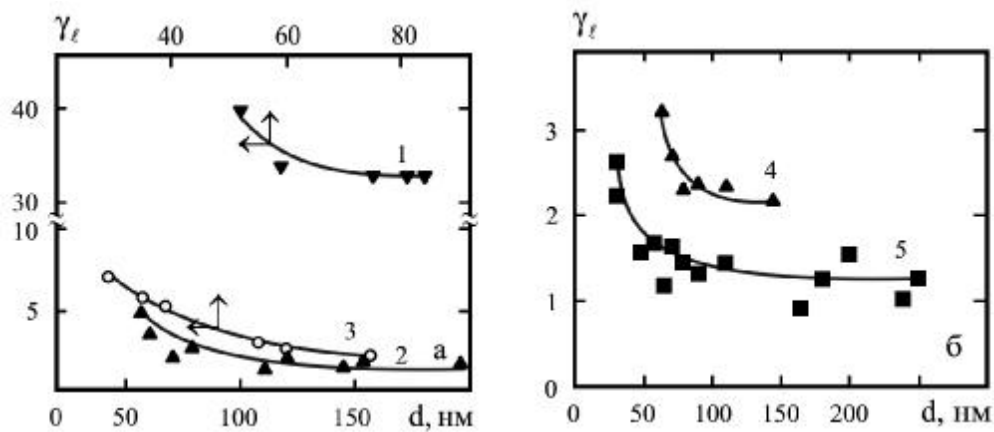


Рисунок 1.6 – Розмірна залежність γ_l для плівок W(1), Cr(2,3), Cu(4) і Sc(5). Із робіт [28, 29]

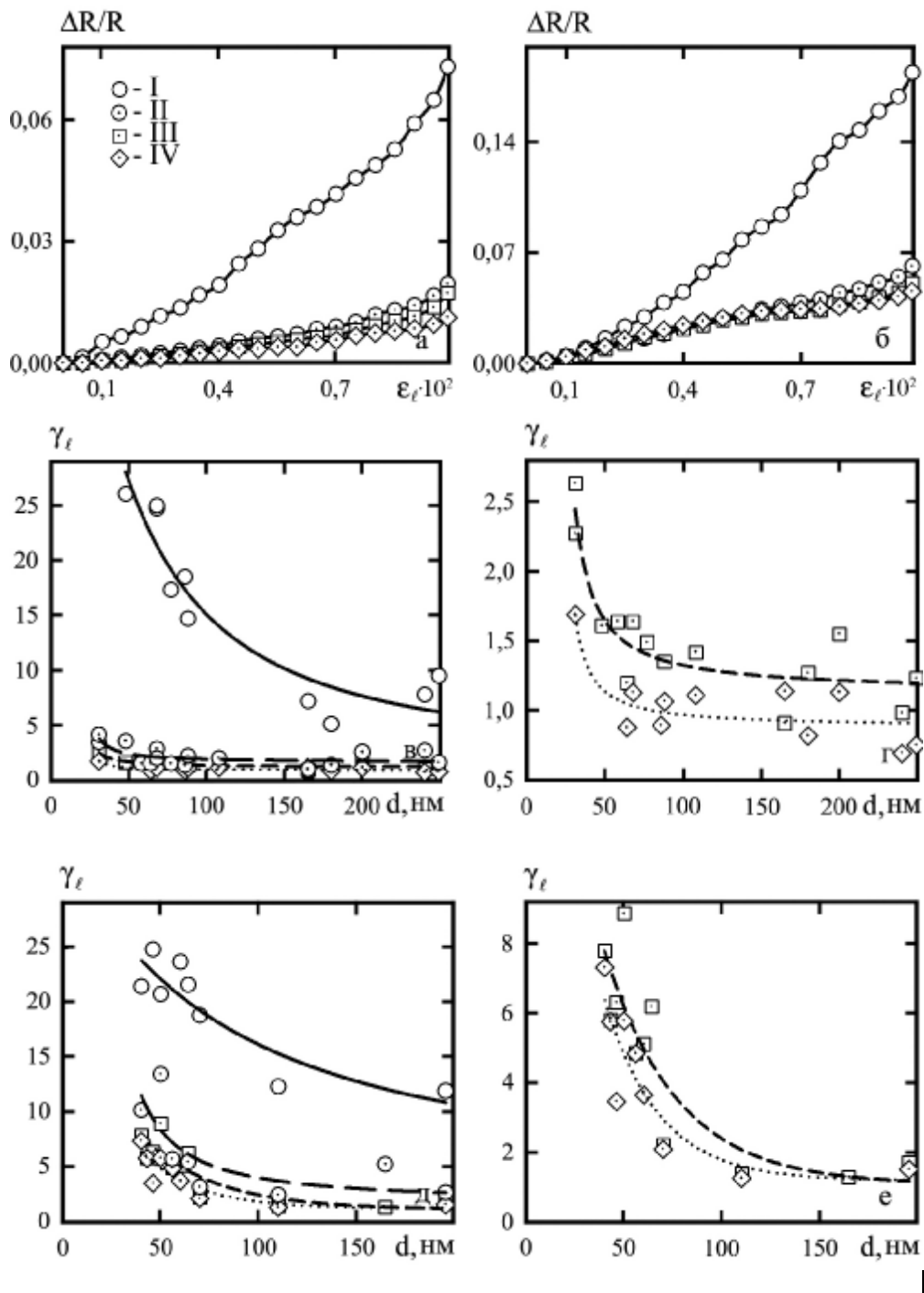


Рисунок 1.7 – Залежності відношення зміни опору (ΔR) до його початкового значення (R) від деформації ϵ_ϵ для плівок Sc (а) і Cr (б) та розмірні залежності γ_ϵ для плівок Sc (в,г) і Cr (д,е). Із робіт [29, 30]

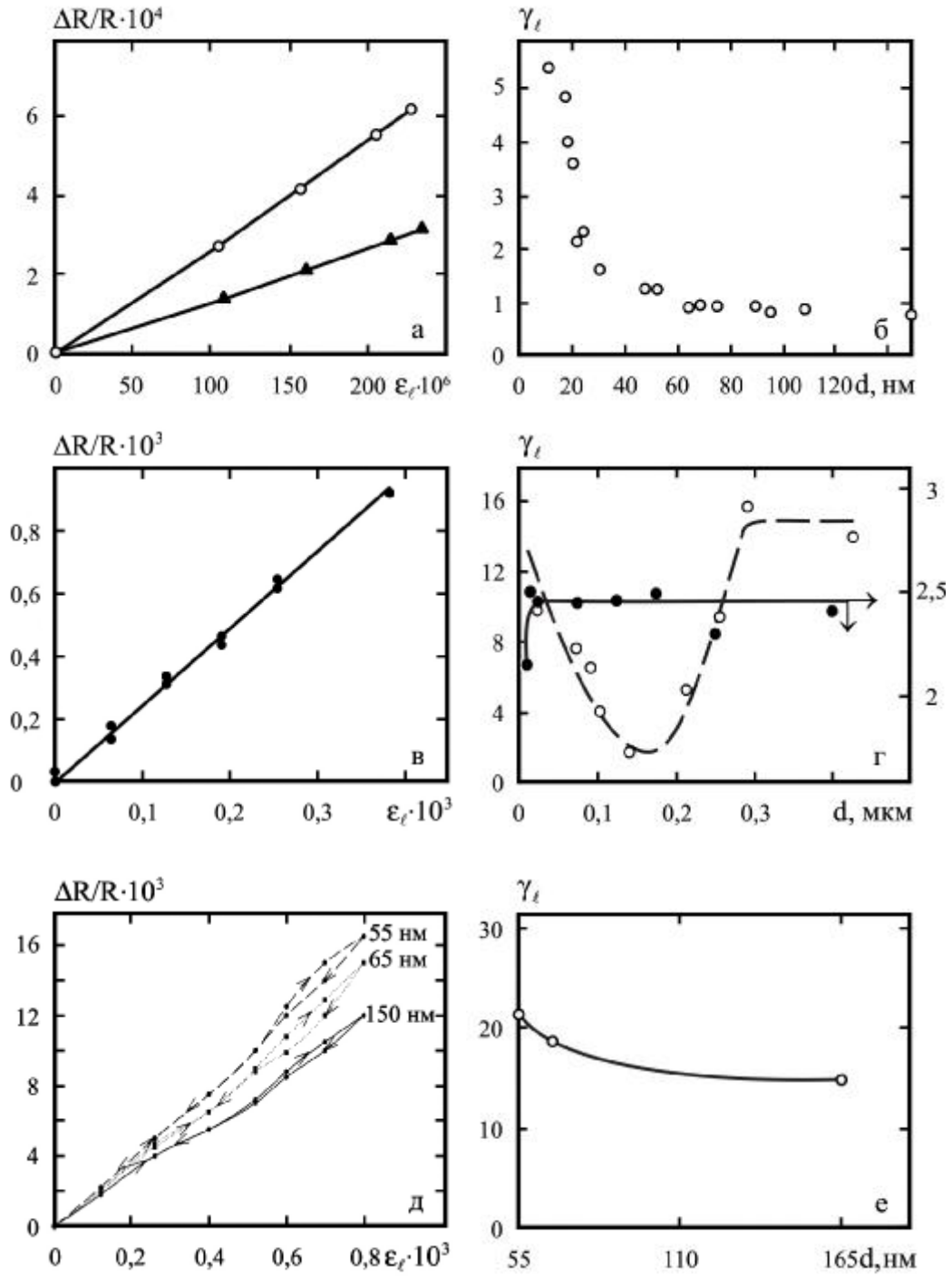


Рисунок 1.8 – Деформаційні (а, в, д) і розмірні залежності γ_e (б, г, е) для плівкових сплавів інвару (а,б), ніхрому (в,г) та напівпровідника In_2Te_3 (д, е).
Із робіт [32- 34]

Рис. 1.7 ілюструє залежність γ_l від числа деформаційних циклів (як бачимо із рисунка десь після 3-4 циклу релаксаційні процеси стабілізуються і величина γ_l набуває сталого значення). Відзначимо, що на цьому рисунку і далі на аналогічних під величиною $\Delta R/R$ розуміється відношення зміни опору при деформації до його початкового значення R при $\varepsilon_l = 0\%$. Залежності, подібні поданим на рис. 1.7 а, б, мають місце в плівкових сплавах [32-34] та напівпровідниках [35](рис.1.8). Результати, аналогічні [32,34], отримані також і нами на прикладі плівкових сплавів (Ni-Co) [36]. Відмітимо, що в [36] було сформульоване емпіричне правило, згідно з яким

$$\gamma_l(\text{Ni-Co}) = c\gamma_l(\text{Ni}) + (1-c)\gamma_l(\text{Co}),$$

де c – концентрація Ni в мас. %.

Результати, які наведені на рис. 1.8, г і належать одним і тим самим авторам [33, 34], вступають у протиріччя, яке так і не змогли вони пояснити, оскільки теза про вплив методу випаровування і режиму термообробки є малопереконливою. Скоріше за все це протиріччя пов'язано із таким технологічним фактором, як макронапруження термічного походження, які в інтервалі товщин 80 – 210 нм спричиняють утворення мікротріщин. Це спричиняє зростання опору плівки і, як наслідок, - зменшення γ_l .

Не дивлячись на те, що вивченню зовнішнього та внутрішнього РЕ в тензочутливості завжди приділялася велика увага, в полі зору наших досліджень завжди було питання про фізичні процеси в тензорезисторі (див., наприклад, [6,18,19,37]). Проведений в [37] аналіз дозволяє отримати своєрідне правило адитивності для величини γ_l :

$$\gamma_l = \gamma_{0l} \frac{\rho_0}{\rho} + \gamma_{gbl} \frac{\rho_{gb}}{\rho} + \gamma_{dl} \frac{\rho_d}{\rho},$$

де $\frac{\rho_0}{\rho}$, $\frac{\rho_{gb}}{\rho}$ і $\frac{\rho_d}{\rho}$ - статистична вага доданків, які пов'язані із внеском в тензочутливість об'ємного (γ_{0l}), зерномежевого (γ_{gbl}) та поверхневого (γ_{dl}) розсіювання електронів;

$$\gamma_{gbl} = \frac{(\gamma_{gl}\rho_g - \gamma_{0l}\rho_0)}{\rho_{gb}}; \quad \rho_g = \rho_0 + \rho_{gb} - \text{питомий опір, який пов'язаний із}$$

об'ємним і зерномежевим розсіюванням;

$$\gamma_{dl} = \frac{(\gamma_l\rho - \gamma_{gl}\rho_g)}{\rho d}.$$

Результати розрахунків [37] деяких величин, розглянутих вище, подані у таблицях 1.1 і 1.2.

У роботі [6] показано, що поряд з зазначеними трьома внесками у величину γ_l велику роль також відіграють т.зв. деформаційні ефекти, суть яких полягає в тому, що не тільки СДВП, але і коефіцієнти p і r (а в багат шарових плівкових системах і Q – коефіцієнт проходження межі поділу шарів (інтерфейсу)) залежать від деформації. Кількісними характеристиками цих ефектів є деформаційні коефіцієнти:

$$\eta_{\lambda_0 l} = -\frac{d \ln \lambda_0}{d \varepsilon_l}, \quad \eta_{p l} = -\frac{d \ln p}{d \varepsilon_l}, \quad \eta_{r l} = -\frac{d \ln r}{d \varepsilon_l} \text{ та } \eta_{Q l} = -\frac{d \ln Q}{d \varepsilon_l}$$

та похідні

$$(1.10)$$

$$\frac{d \ln k}{d \ln p} = \frac{p}{k} \frac{dk}{dp}, \quad \frac{d \ln m}{d \ln r} = \frac{r}{m} \frac{dm}{dr} \text{ та } \frac{d \ln k}{d \ln Q} = \frac{Q}{k} \frac{dk}{dQ}$$

Таблиця 1.1 – Статистична вага різних внесків у величину коефіцієнта позовжньої тензочутливості

Плівка	d, нм	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{\rho_{gb}}{\rho}$	$\frac{\rho_d}{\rho}$	Плівка	d, нм	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{\rho_{gb}}{\rho}$	$\frac{\rho_d}{\rho}$
Cr	36	0,23	0,22	0,54	Co	45	0,07	0,35	0,47
	60	0,32	0,30	0,36		60	0,09	0,44	0,33
	76	0,35	0,33	0,31		110	0,09	0,47	0,28
	100	0,37	0,35	0,26	Cu	55	0,38	0,05	0,62
	200	0,42	0,40	0,14		75	0,42	0,05	0,56
					130	0,48	0,06	0,48	

Таблиця 1.2 – Результати розрахунків γ_{dl} і γ_{gbl}

Плівка	d, нм	$\rho \cdot 10^8$, Ом·м	$\rho_d \cdot 10^8$, Ом·м	γ_l	$\gamma_l - 1 - 2\mu_f$	γ_{dl}	γ_{gbl}	$\left \frac{\gamma_{gbl}}{\gamma_{dl}} \right $
Cr	36	56,7	30,7	3,80	2,20	2,37	3,10	1,34
	60	40,8	14,8	2,25	0,65	-1,72		1,84
	76	37,5	11,5	2,10	0,50	-2,89		1,10
	100	35,0	9,0	2,05	0,45	-4,03		0,79
	200	30,8	4,3	2,05	0,45	-8,87		0,36
Co	45	94,0	44,0	6,0	4,38	5,49	4,19	0,70
	60	74,8	24,8	6,0	4,38	7,16		0,58
	110	69,6	19,6	5,7	4,08	6,84		0,61
Ni	37	11,4	1,4	27,5	25,9	197,00	8,03	0,04
	83	10,7	0,7	10,0	8,36	100,65		0,08
	130	3,1	1,5	2,4	0,70	-0,90		6,55

Закінчуючи огляд літературних даних, відзначимо, що автор [38] на прикладі моно- і полікристалічних плівок In до деякої міри підтвердив

висновки роботи [7]. Зокрема, при $T=300\text{K}$ при збільшенні товщини γ_l зростає від 2,10 до 2,25 (монокристалічні плівки) та від 1,7 до 1,8 (полікристалічні плівки), хоча ці зміни знаходяться в межах точності вимірювання γ_l .

Не дивлячись на те, що про ряд аспектів, пов'язаних із тензочутливістю одношарових плівок, будуть розглянуті в розділі 3, ми зараз акцентуємо увагу на деяких із них.

По-перше, останніми роками сформувався новий напрям дослідження тензочутливості в магнітному полі, який можна достатньо точно охарактеризувати як магніто-деформаційний ефект. Скоріше за все, деформація металевих зразків в магнітному полі не спричинить суттєвої зміни величини γ_l , але у випадку [39] полі-діамантових плівок $\gamma_l(0)=1,2\cdot 10^3$, а $\gamma_l(H=3\text{ Тл})=0,94\cdot 10^3$, що є досить переконливим результатом (але, взагалі, згідно з [40] γ_l для полідіамантових плівок залежно від структурного стану, може мати величину від 8-100 до $500-3,2\cdot 10^3$ або $4\cdot 10^3$ одиниць).

По-друге, обмежившись оглядом явища тензочутливості лише в металевих плівках, ми констатуємо той факт, що напівпровідникові плівкові тензорезистори мають значно більшу величину γ_l , хоча меншу термічну стабільність. Вражаючи результати щодо величини γ_l віскерсів Ge_xSi_{1-x} наведені в роботі [41]. Так при $x = 0,01$ і $T = 4,2\text{ К}$ має місце «гігантський» тензоефект, оскільки γ_l досягає величини $3,4\cdot 10^4$ одиниць. Залежно від конкретної задачі тензометрії краще можуть підходити тензорезистори із металів, сплавів чи напівпровідників. У зв'язку з цим ведеться постійний пошук нових матеріалів із унікальними тензорезистивними властивостями. Прикладом такого пошуку є вивчення [42] тензочутливості в металевих, квазіметалевих та напівпровідникових вуглецевих нанотрубках. Якщо в металевих нанотрубках тензоефект проявляється слабо ($\gamma_l > 0$), то в інших двох випадках $\gamma_l = 600 - 1000$ одиниць.

2 ТЕНЗОЧУТЛИВІСТЬ ДВО- І БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ ТА МУЛЬТИШАРІВ

2.1 Теоретичні моделі

Систематичні теоретичні дослідження РЕ в електрофізичних властивостях двошарових плівкових систем були започатковані у роботах Ф.Варкуша, Р.Дімміха, Ф.Катера і М.Ель-Гіті та ін. Щодо тензочутливості це питання вперше було проаналізовано в роботах [9-11] на прикладі двошарових монокристалічних плівок. Було отримано результат аналогічний для монокристалічних одношарових плівок, тобто із збільшенням k_1 (при фіксованому значенні k_2) γ_l асимптотично наближається до γ_{01l} і навпаки. Подалі автори [12] виходили із того, що двошарову плівку можна моделювати паралельним з'єднанням провідників із точковими контактами (той факт, що всі теоретичні моделі як для коефіцієнта тензочутливості, так і для термічного коефіцієнта опору (див., наприклад, [20, 43]), дають добре узгодження з експериментальними результатами, говорить про відповідність реального плівкового зразка умові паралельного з'єднання).

Таким чином, згідно з [9-11, 2, 12, 44] можна записати:

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} [\sigma_{01} F_1(d_1, \lambda_{01}, p_1^*, r_1) d_1 + \sigma_{02} F_2(d_2, \lambda_{02}, p_2^*, r_2) d_2], \quad (2.1)$$

де F_i – функція Фукса; p_i^* – ефективний коефіцієнт дзеркальності

($p_1^* = \frac{p_{1r} + p_{12}}{2}$, $p_2^* = \frac{p_{20} + p_{12}}{2}$, де p_{1r} , p_{12} і p_{20} – параметри дзеркальності на межі плівка/підкладка, двох плівок (інтерфейс) та плівка/вакуум відповідно).

Взявши логарифмічний диференціал від лівої і правої частин співвідношення (2.1), отримуємо:

$$\frac{dR}{R} = -(d \ln d_1 + d \ln \sigma_{01} + d \ln F_1) A_1 - (d \ln d_2 + d \ln \sigma_{01} + d \ln F_2) A_2 - (\ln a - d \ln l),$$

$$\text{де } A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2} = \frac{d_i \sigma_i}{d_1 \sigma_1 + d_2 \sigma_2}.$$

Враховуючи, що $d \ln l = d \varepsilon_l$, $\mu_f = -\frac{d \ln a}{d \ln l}$, $\mu' = -\frac{d \ln d}{d \ln l} = \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f}$, $\gamma_l = \frac{d \ln R}{d \ln l}$, та, припускаючи, як і в [7-11], але на відміну від [6, 18, 19, 44, 45], що p_i^* і r_i не залежать від деформації, співвідношення (2.1) можна перетворити до вигляду

$$\gamma_l = A_1 \left(1 + \eta_{\lambda_{01}l} + \mu_1' - \frac{d \ln F_1}{d \ln l} \right) + A_2 \left(1 + \eta_{\lambda_{02}l} + \mu_2' - \frac{d \ln F_2}{d \ln l} \right) + 1 + \mu_s,$$

де враховано, що $-\frac{d \ln \sigma_0}{d \ln l} = 1 + \eta_{\lambda_0 l}$.

Оскільки $\frac{d \ln F_i}{d \ln l} = \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}l} - \mu_i')$ + $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}l} - \mu_i') \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k}$, то після підстановки у попереднє співвідношення із врахуванням, що

$$\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}, \quad \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}} (\beta - \text{ТКО}; i, k = 1, 2 \text{ та } i \neq k),$$

отримуємо кінцеву формулу:

$$\begin{aligned} \gamma_l = & A_1 \left\{ (\gamma_{01l} + \mu_1') + \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[(1 - \gamma_{01l}^p + \mu_1') + (1 - \gamma_{02l}^p + \mu_2') \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\ & + A_2 \left\{ (\gamma_{02l} + \mu_2') + \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[(1 - \gamma_{02l}^p + \mu_2') + (1 - \gamma_{01l}^p + \mu_1') \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \right] \right\} + 1 + \mu_s. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Не дивлячись на те, що (2.2) зовні аналогічне [9], суть адаптації його на випадок полікристалічних плівок полягала у використанні маядасівського співвідношення для питомої провідності σ_i у множниках для A_1 і A_2 . Однак ця процедура виявилася малоефективною [44], оскільки відповідність (2.2) і експериментальних результатів була незадовільною [12, 44]. Очевидно, що ситуація була б більш

привабливою, якби автори [12] поряд із похідними $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i}$ розглянули також множники $\frac{d \ln F_i}{d \ln m_i}$, де $m_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$ – зведена величина середнього

розміру кристалітів. Крім того, вже автору [44] було зрозуміло, що від деформації повинні залежати не тільки СДВП, а і коефіцієнти розсіювання і проходження межі зерен та межі поділу шарів (див. формули (1.10)). Після накопичення значного експериментального матеріалу (його узагальнення здійснено в роботі [46]) стала можливою побудова напівфеноменологічної моделі [45], яка врахувала недоліки адаптованої моделі [12]. У цьому випадку функція Фукса залежить не тільки від k , p^* і r , а від m і Q . У розгорнутому вигляді похідну $\frac{d \ln F(k, m)}{d \ln l}$, наприклад для F_1 , можна [45] подати таким чином:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln F_1(k_1, m_1, p_1^*, r_1)}{d \ln l} &= \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln l} \right) + \\ &+ \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln k_2}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln m_2} \frac{d \ln m_2}{d \ln l} \right) + \\ &+ \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1^*} \frac{d \ln p_1^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right) + \\ &+ \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2^*} \frac{d \ln p_2^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right). \end{aligned}$$

Виходячи із цього виразу, автори [6] отримали співвідношення для γ_l плівкової системи із довільною кількістю шарів, яке більш коректно враховує поверхневе і зерномежеве розсівання електронів. У випадку, коли електричні властивості i -го шару обумовлюються електронами самого i -го та сусідніх ($i \pm 1$) шарів, що можливо при виконанні умов: $\lambda_{01} \cong d_1 + d_2$, $\lambda_{02} \cong d_2 + \frac{d_1 + d_3}{2}$ та $\lambda_{03} \cong d_3 + d_2$ (тобто допускаються лише переходи $3 - 3\Gamma'$, які показані схематично на рис. 2.1, що до великої міри, можуть бути обґрунтовані результатами робіт [48, 49]), співвідношення для γ_l тришарової плівки можна записати у такому вигляді:

$$\begin{aligned}
\gamma_l = & A_1 \left\{ \left(\gamma_{01}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[\left(2\gamma_{01}^\rho - 1 - \mu_1' - \eta_{p1l} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1} - \eta_{Q1l} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q_1} - \eta_{r1l} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\
& + A_2 \left\{ \left(\gamma_{02l}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
& + A_2 \left\{ \left(\gamma_{02l}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\gamma_{03l}^\rho - 1 - \mu_3' - \eta_{p3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3l} \frac{d \ln m_3}{d \ln r_3} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{03}} \right] \right\} + \quad (2.3) \\
& + A_3 \left\{ \left(\gamma_{03l}^\rho + \mu_3' \right) - \left(1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \left[\left(2\gamma_{03l}^\rho - 1 - \mu_3' - \eta_{p3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3l} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_3} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \right] \right\} + 1 + \mu_s,
\end{aligned}$$

де вважається, що $Q_1=Q_{12}=Q_{21}$, $Q_2=Q_{21}=Q_{23}$ і $Q_3=Q_{32}=Q_{23}$; $Q_{13} = \frac{Q_{12} + Q_{23}}{2}$ і $Q_{31} = \frac{Q_{12} + Q_{23}}{2}$.

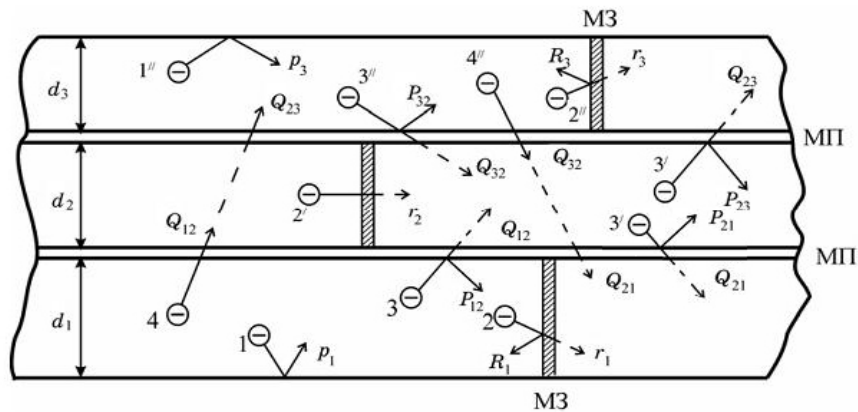


Рисунок 2.1 – Схема розсіювання і міжшарових переходів електронів: 1, 1r-поверхнєве розсіювання; 2, 2', 2'' -зерномежове (МЗ) розсіювання (у загальному випадку $r_1 \neq r_2 \neq r_3$); 3, 3', 3''- розсіювання і проходження межі поділу(МП)

Зауважимо, що доданки із індексом i враховують електричні властивості даного шару, а із індексами $i \neq 1$ – вплив сусідніх шарів на ці властивості. У тому випадку, коли мають місце нерівності

$\lambda_{01} \geq d_1 + \frac{d_2 + d_3}{2}$ і $\lambda_{03} \geq d_3 + \frac{d_2 + d_1}{2}$, у співвідношенні (2.3) виникають

відповідні доданки із множниками $\frac{\beta_{01}}{\beta_{03}}$ та $\frac{\beta_{01}}{\beta_{03}}$. Звертаємо увагу, що не

дивлячись на складність співвідношення (2.3), його відносно легко порівняти із експериментальними даними (див. підрозділ 2.2), оскільки в праву частину належать величини і параметри, які можна розрахувати, виходячи із експериментальних результатів для одношарових плівок. Але при цьому залишається складним теоретичним питанням про ефективність міжшарових переходів, тобто про долю електронів із сусідніх шарів, які впливають на електричні властивості даного шару. Іншими словами, питання полягає в тому, на який поправковий коефіцієнт необхідно домножати множники $\frac{\beta_{01}}{\beta_{02}}$, $\frac{\beta_{02}}{\beta_{01}}$, $\frac{\beta_{02}}{\beta_{03}}$ і $\frac{\beta_{03}}{\beta_{01}}$.

Оскільки проста відповідь відсутня, то автори [6], як і [47], вважали, що у міжшарових переходах (рис. 2.1) можуть брати участь усі електрони сусідніх шарів.

Як буде показано в підрозділі 2.2 розглянута напівфеноменологічна модель добре узгоджується із експериментальними даними. Вона має деяку перевагу перед запропонованою нами раніше [20а] напівкласичною моделлю, яка, як і для одношарових плівок [14], розроблена на основі моделі МШ (не дивлячись на те, що модель [20а] з фізичної точки зору більш коректна, порівнювати її з експериментом, як і [14], можливо тільки у випадку асимптотичних співвідношень при $k_i \gg 1$ або $k_i \ll 1$, в той час як у випадку моделі (2.3) не обмежуються значення d_i) і допускає можливість комп'ютерного моделювання і прогнозу тензорезистивних властивостей [6, 18]. Поряд з цим, як було показано в [17, 19, 46], досить зручною для прогнозу розмірної залежності коефіцієнта тензочутливості є запропонована нами макроскопічна модель, основне співвідношення якої можна подати в двох таких варіантах (більш детально див. [2]):

$$\gamma_l^\rho = \sum_{i=1}^n \gamma_{il}^\rho - \frac{\sum_{i=1}^n \mu_{fi} d_i}{\sum_{i=1}^n d_i} - \frac{\sum_{i,k,\dots=1}^n d_i (\gamma_{ki}^\rho + \gamma_{mi}^\rho + \dots - \mu_{fi}) \rho_k \rho_m \dots}{\sum_{i,k,\dots=1}^n d_i \rho_k \rho_m \dots} \quad (2.4)$$

$(i \neq k \neq m \neq \dots),$

або для γ_l :

$$\gamma_l = \gamma_l^\rho + 1 + 2\tilde{\mu}_f, \quad (2.4')$$

де $\tilde{\mu}_f$ - середній коефіцієнт Пуассона для багатошарової плівкової системи.

Тут враховано, що співвідношення для опору і питомого опору багатошарової плівкової системи можна подати таким чином:

$$R = \rho \frac{l}{a(d_1 + d_2 + \dots)} \quad \text{і} \quad \rho = \frac{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_n (d_1 + d_2 + \dots + d_n)}{d_1 \rho_2 \rho_3 \dots \rho_n + \dots + d_n \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}}$$

2.2 Експериментальні результати

З метою апробації своєї моделі автори [9] змоделивали двошарову плівкову систему Au/Ag, для якої здійснили розрахунок залежності

$\frac{\gamma_l}{\gamma_{ol}^p}$ від параметра k_1 при фіксованих значеннях k_2 , використовуючи дані

різних авторів для плівкових чи масивних Au і Ag. Зокрема, мова іде про величини γ_{ol}^p , n_{λ_01} , μ_1 , μ_2 та наближені значення γ_{02l}^p , $p_{1i} \cong 1$,

$p_{20} \cong 0$ та $\frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}}$. Розрахункові залежності підтвердили якісні висновки про

те, що відношення $\frac{\gamma_l}{\gamma_{ol}^p}$ для монокристалічних зразків (зауважимо ще раз,

що у авторів [9] це не реальні, а штучно сконструйовані зразки) монотонно зростає при збільшенні k_1 , виходячи на асимптотичне значення, яке дорівнює одиниці. Цей результат визиває сумнів, оскільки

для масивних зразків $\gamma_l = \gamma_{ol}^p + 1 + 2\mu_f$, що не забезпечує єдиничну асимптотику; але не виключено, що у авторів [9] вкралася похибка і

фактично вони розраховували залежність $\frac{\gamma_l}{\gamma_{ol}}$, що було б більш

природним і логічним. Але навіть така якісна апробація дозволила авторам [9] прийти до таких висновків:

- нанесення плівки Au на нижній шар Ag призводить до зменшення γ_l , причому величина цього зменшення залежить від товщини плівки Au;

- при $k_1 > 10$ РЕ незначний, а $\frac{\gamma_l}{\gamma_{ol}}$ не залежить від величини

параметра при його значеннях $k_1 < 0,5$ і, навпаки, суттєво залежить при $k_1 > 0,5$.

Як відмічалось раніше, модель [9] була адаптована нами [12] на випадок полікристалічних двошарових систем. Апробація цієї моделі [12, 44] дала лише якісне узгодження із експериментальними результатами, що застало автора [44] зробити висновок про необхідність урахування т.зв.деформаційних ефектів для коефіцієнтів розсіювання електронів. Ця ідея повною мірою реалізована в роботах [6, 18, 19, 45] і була концептуально також перенесена [18, 19, 47] на випадок термічного коефіцієнту опору.

У роботі [6] представлені результати апробації напівфеноменологічної моделі на прикладі тришарових плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc, для яких є характерним обмежена об'ємна і, до великої міри, зерномежова [48] дифузія атомів та, як результат цього, - збереження індивідуальності окремих шарів, що дуже важливо для концепції напівфеноменологічної моделі.

Оскільки, у співвідношення (2.3) належать ряд параметрів, зокрема – деформаційні коефіцієнти, які можна розрахувати лише на основі експериментальних даних, то з цією метою для усіх одношарових плівок необхідно отримати розмірні залежності термічного коефіцієнта опору (при двох статичних деформаціях, наприклад, $\varepsilon_{11} = 0$ і $\varepsilon_{12} = 1,0\%$) і середнього розміру кристалітів. Ці дані у сукупності дозволяють розрахувати за допомогою лінеаризованого співвідношення та моделі

ізотропного розсіювання ТТП (див., наприклад, [2]) такі параметри, як $p, r, \lambda_0, \eta_{\lambda_0}, \eta_{pl}, \eta_{rl}, \frac{d \ln k}{d \ln p}$ і $\frac{d \ln r}{d \ln m}$. Приклади цих розмірних залежностей в різних координатах для одношарових плівок і результатів розрахунків наведені на рис. 2.2, 2.3 та в таблиці 2.1 і на рис. 2.4.

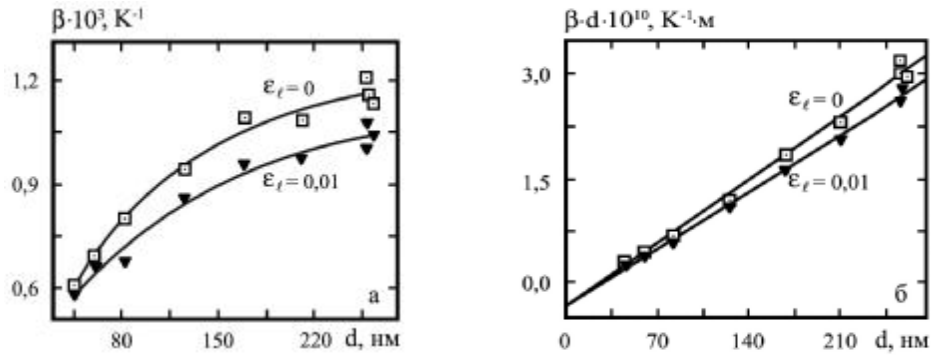


Рисунок 2.2 – Залежність β від d у різних координатах для недеформованих і деформованих плівок Sc. Із роботи [6]

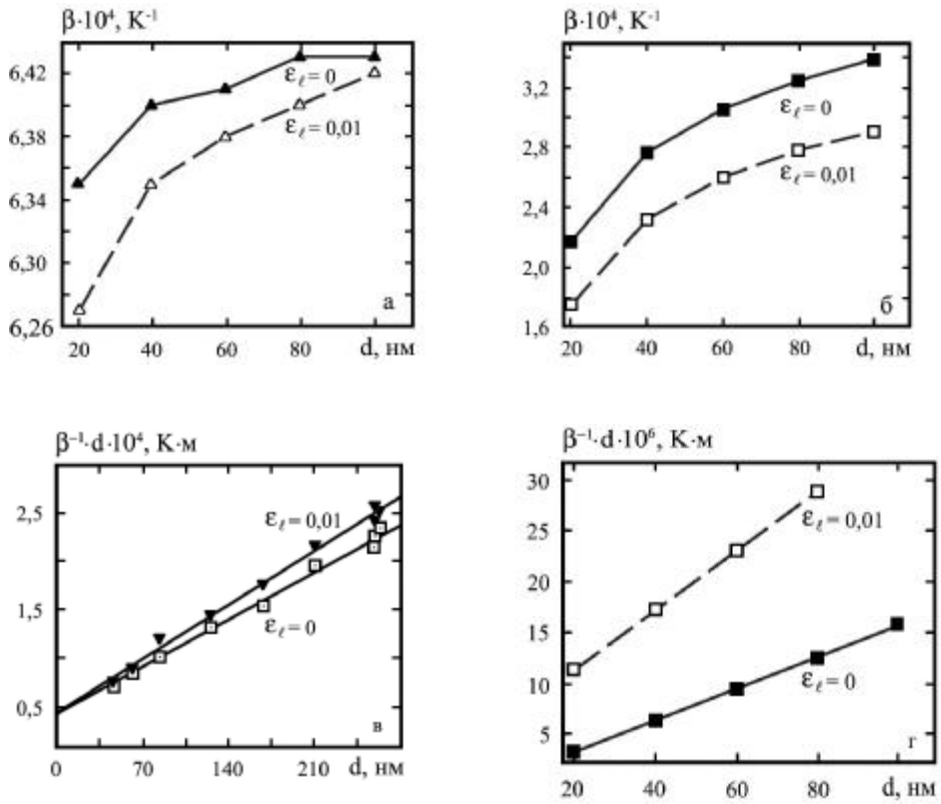


Рисунок 2.3 – Залежність β від d у різних координатах для недеформованих і деформованих плівок V (а, в) і Ni (б, г)

Таблиця 2.1 – Деякі параметри електроперенесення і тензорезистивні характеристики

Параметри електроперенесення (300 К)		Тензорезистивні характеристики (300 К)		
$\varepsilon_l = 0\%$	$\varepsilon_l = 1\%$	$\eta_{\lambda_0 l}$	η_{pl}	$\frac{d \ln k}{d \ln p}$
Хром				
$p = 0,105$ $\lambda_0(1-p) = 56,1$ нм $\lambda_0 = 62,7$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,95$	$p = 0,056$ $\lambda_0(1-p) = 64,6$ нм $\lambda_0 = 68,4$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,90$	-9,17	46,55	0,048
Скандій				
$p = 0,144$ $\lambda_0(1-p) = 138,1$ нм $\lambda_0 = 161,3$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,34$	$p = 0,181$ $\lambda_0(1-p) = 156,9$ нм $\lambda_0 = 166,2$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,30$	-3,02	-25,52	-0,174
Мідь				
$p = 0,193$ $\lambda_0(1-p) = 33$ нм $\lambda_0 = 40,9$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,78$	$p = 0,125$ $\lambda_0(1-p) = 34,5$ нм $\lambda_0 = 39,4$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,70$	12,20	3,67	-0,382
Нікель				
$p = 0,155$ $\lambda_0(1-p) = 34$ нм $\lambda_0 = 40,2$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,55$	$p = 0,024$ $\lambda_0(1-p) = 42$ нм $\lambda_0 = 43$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,45$	-6,96	84,52	0,095
Ванадій				
$p = 0,074$ $\lambda_0(1-p) = 3,5$ нм $\lambda_0 = 3,8$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,95$	$p = 0,057$ $\lambda_0(1-p) = 6,0$ нм $\lambda_0 = 6,4$ нм $\frac{\beta_g}{\beta_0(\varepsilon=0)} = 0,84$	-68,42	23,00	1,770

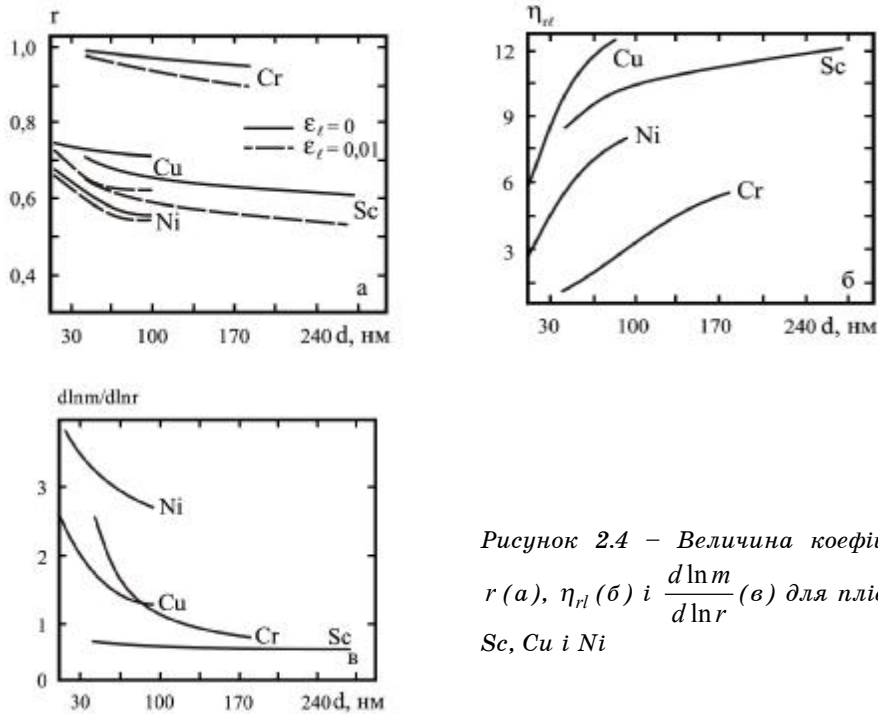


Рисунок 2.4 – Величина коефіцієнта r (а), η_{rl} (б) і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ (в) для плівок Cr, Sc, Cu і Ni

Відмітимо, що залежності, подібні тим, що на рис. 2.3, для плівок Cr і Cu, а також для плівок Ni, були раніше представлені нами в роботі [50]. Деяка відмінність результатів пояснюється сильною залежністю електрофізичних властивостей від умов отримання зразків; цим самим можна пояснити і деяку невідповідність величини параметрів електроперенесення в таблиці 2.1 і в роботі [50]. Це типова ситуація в технології і фізиці плівкових матеріалів, коли практично неможливо досягти задовільної повторюваності результатів (одна із наших робіт [51], в якій основною метою якраз і було досягнення зазначеної повторюваності, є, скоріше за все, винятком, а не типовою ситуацією).

Необхідно підкреслити, що в таблиці 2.1 похідна $\frac{d \ln k}{d \ln p}$ не залежить від товщини, оскільки зведена товщина визначається не через СДВП у плівковому зразку ($\lambda_g \equiv \lambda_0 f(\alpha)$), а через λ_0 для масивного зразка. У випадку величини $\frac{d \ln k}{d \ln p}$ це не принципово, але при розгляді величин r ,

η_{rl} і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ необхідно враховувати, що середній розмір кристалітів

L залежить від товщини (не дивлячись на принципове положення теоретичної моделі про те, що $L = \text{const}$ незалежно від товщини, реалізувати його в конкретній експериментальній ситуації практично неможливо), а r , в свою чергу, залежить від L (якісний аналіз цього питання наведено в [52]). Це і обумовило необхідність розраховувати розмірну залежність цих величин від товщини плівки (рис. 2.4), хоча це диктується лише міркуваннями зручності, оскільки безпосередньо фізичний зміст мають залежності r , η_{rl} і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ від L . Для апробації теоретичних моделей (2.3) і (2.4) нами були проведені обширні

дослідження тензоефекту в одно- і багат шарових плівкових системах на основі такої групи металів : Cr, V, Co, Ni, Cu, Sc і Ti. При цьому дослідження одношарових зразків є необхідною умовою, оскільки у співвідношеннях (2.3) і (2.4) містяться доданки γ_{0il}^p або γ_{il}^p , які можна розрахувати на основі лінеаризованого співвідношення ТТП.

Приклади деформаційних і розмірних залежностей для плівок Cr, Cu і Sc наведені у нашій більш ранній роботі [14], а для плівок V і Ni на рис. 2.5. Аналогічні результати для багат шарових плівкових систем, які отримані для інтервалу деформації ϵ_l до 1% (це область пружної деформації), подані на рис. 2.6.

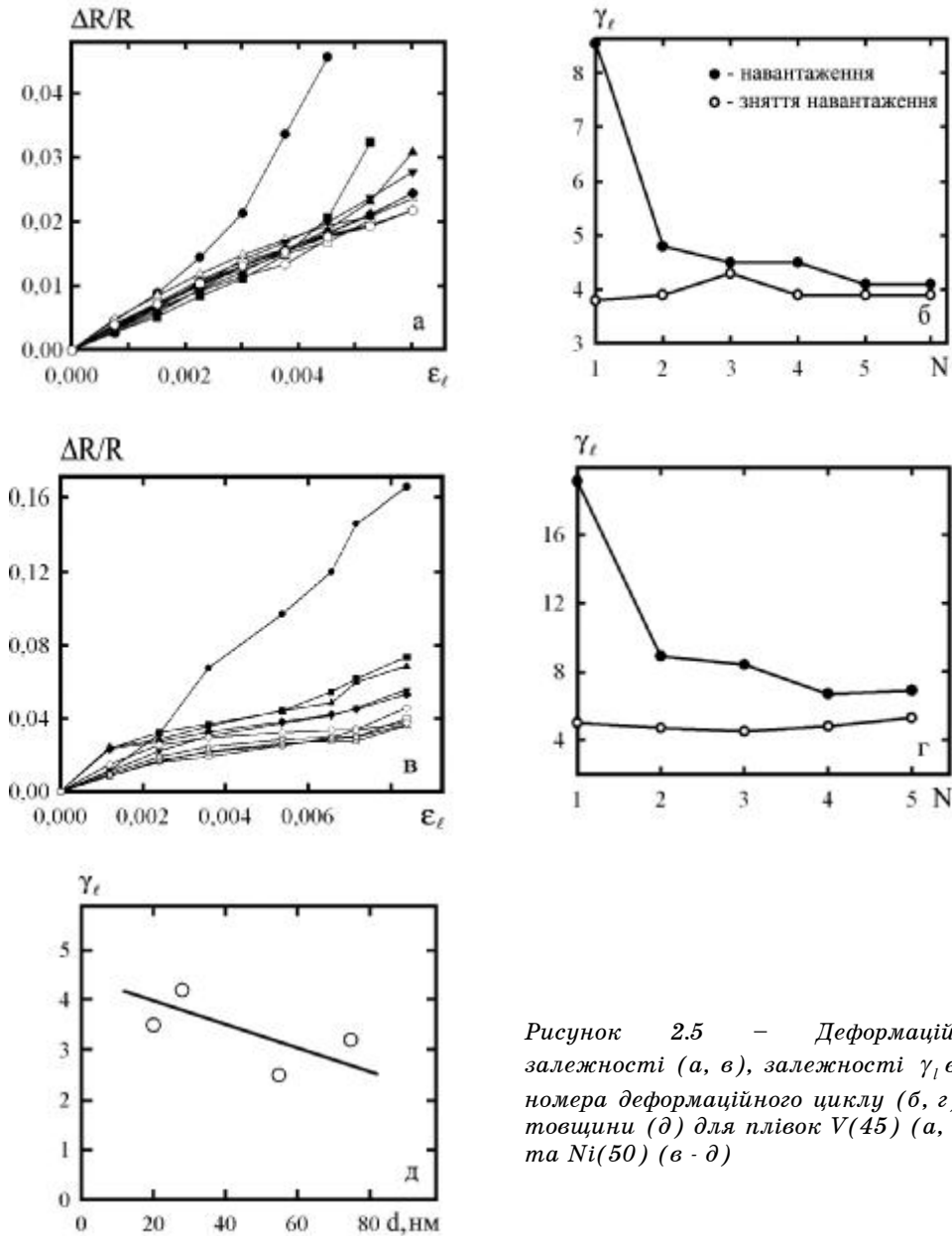


Рисунок 2.5 – Деформаційні залежності (а, в), залежності γ_l від номера деформаційного циклу (б, г) і товщини (д) для плівок V(45) (а, б) та Ni(50) (в - д)

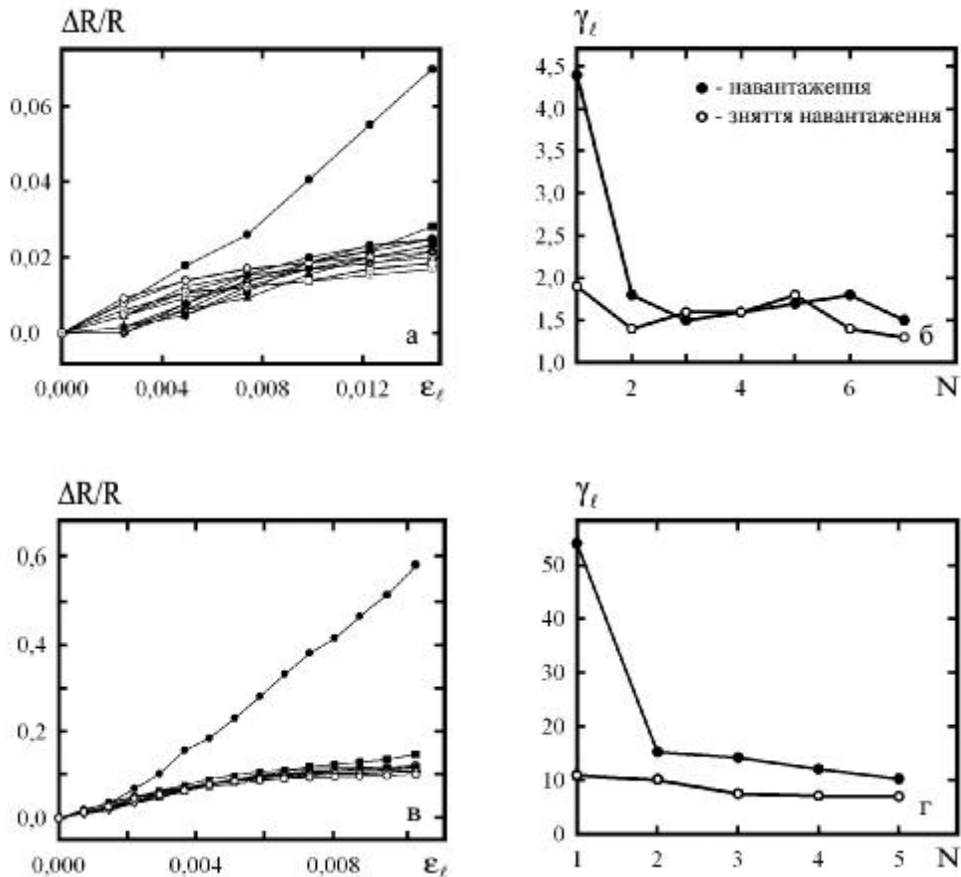


Рисунок 2.6 – Деформаційні залежності (а, в) і залежності γ , від номера деформаційного циклу (б, г) для плівкових систем Ni(40)/V(80)/Pi (а, б) та Ni(25)/V(25)/Ni(25)/V(25)/Pi (в, г)

Результати апробації співвідношення (2.3) із урахуванням або без урахування деформаційних ефектів подані на прикладі дво- і тришарових плівок у таблиці 2.2. Ці дані дають можливість стверджувати, що в напівфеноменологічній моделі (2.3) урахування деформаційних дефектів здійснено коректно, і це послужило методичною основою для прогнозування [6] тензорезистивних властивостей плівкових систем методом комп'ютерного моделювання. Але поряд з цим необхідно зазначити, що відповідність експериментальних і розрахункових результатів у випадку двошарових плівок на основі Ni і V має лише якісний характер (з точністю 40-47%).

У випадку тришарової системи Cu/Cr/Cu також має місце недостатня відповідність (25-27%). Ці факти мають характер проблеми, суть якої полягає в наступному. Співвідношення (2.3) отримано для випадку дифузійної нейтральності сусідніх шарів (іншими словами – за умови збереження індивідуальності окремих шарів). Такі плівкові системи практично неможливо реалізувати, навіть, за відсутності об'ємної дифузії або її обмеженості (така ситуація має місце у зразках на основі Cr, Cu і Sc та Cu і V) оскільки значна зерномежова дифузія спричиняє перемішування елементів (див., наприклад, [14, 48]) і, як наслідок цього,

зміну величин r , η_{rl} , Q та $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ (залежно від типу дифузійних пар інорідні атоми на межах зерен можуть спричинити як збільшення, так і зменшення зазначених величин, оскільки $R(c) = R(0) \pm \gamma c$, де R - коефіцієнт розсіювання електронів межею зерна; c - концентрація інорідних атомів; γ - коефіцієнт). Спроба врахувати дифузійні процеси [49] приваблює з точки зору розвитку фундаментальних уявлень про вплив взаємної дифузії атомів на провідність двошарових полікристалічних плівок, але складна для експериментальної перевірки. Сказане про обмежене збереження індивідуальності окремих шарів, або про розмиття дифузійних профілів проілюстровано на прикладі дво- і тришарової плівкових систем на рис. 2.7. Але виявляється, що ситуація дещо простіша, як це показано в роботі [48]. Згідно з даними цієї роботи конденсаційно-стимульована і термодифузія має більш обмежений характер у нанорозмірних плівкових системах, якщо провести дослідження методом оже-електронної спектроскопії (ОЕС), тобто неруйнівним на відміну від ВІМС методом. Таким чином, первинні іони у вторинно-іонному мас-спектрометрі стимулюють дифузійні процеси, що призводить до більшої величини ефективних коефіцієнтів дифузії (D_k і D_g) і дифузійних пробігів атомів (l_k і l_g) атомів у порівнянні з методом ОЕС (таблиця 2.3).

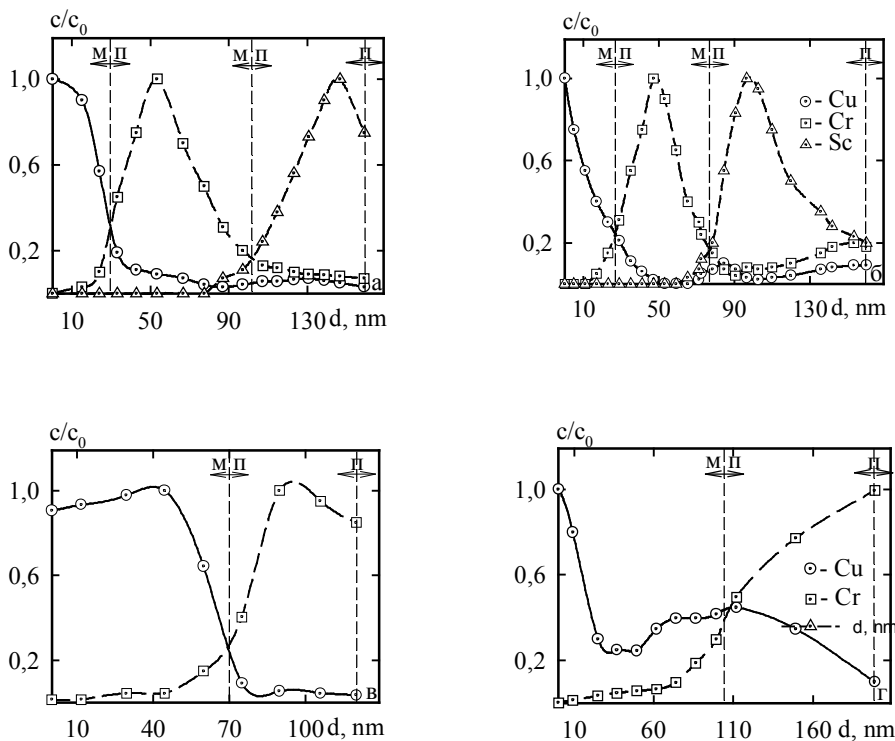


Рисунок 2.7 – Приклади дифузійних профілів, отриманих методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС), для невідпалених (а, в) та відпалених до 520 К (б) і 650 К (з) плівкових систем Cu(70)/Cr(40)/Sc(50)/Pi (а, б) та Cu(80)/Cr(40)/Pi (в) і Cu(100)/Cr(100)/Pi (з)

Таблиця 2.2 – Порівняння експериментальних і розрахункових на основі (2.3) даних для різних плівкових систем

Плівкова система (товщина, нм)	Коефіцієнт тензочутливості, γ_l		
	експеримент	розрахунок з урахуванням деформаційних ефектів	$\frac{\gamma_l^{екс} - \gamma_l^{розн}}{\gamma_l^{екс}}$
Ni(40)/V(20)/П	5,0	3,0	+0,40
Ni(40)/V(80)/П	1,7	2,5	-0,47
Co(40)/V(30)/П	1,7	1,4	+0,20
Co(40)/V(70)/П	1,2	1,4	-0,17
Cr(70)/Cu(45)/Sc(55)/П	17,0	17,6	-0,03
Cr(55)/Cu(120)/Sc(250)/П	7,5	8,3	-0,10
Cu(25)/Cr(80)/Cu(50)/П	9,5	7,1	+0,25
Cu(120)/Sc(70)/Cr(75)/П	7,8	9,3	-0,19
Cu(140)/Cr(65)/Sc(200)/П	8,2	7,1	+0,13
Cu(140)/Cr(80)/Cu(75)/П	7,0	5,1	+0,27

Другий аспект проблеми невідповідності експериментальних і розрахункових даних пов'язаний із тією обставиною, що усі досліджувані системи є по своїй суті не тільки нанорозмірними, але і нанокристалічними зразками. Серія мікрознімків і електронogram на рис. 2.8 ілюструють наноструктуру і фазовий склад деяких одношарових і двошарових плівок. Як бачимо із мікрознімків розміри кристалітів Cr, V і Sc мають величину порядку нанометра і мають погано виражені межі зерен. Як наслідок цього може збільшуватися об'ємна розчинність атомів, неправильно визначатися за мікрознімками величина L та розраховуватися λ_0 , p і r . Таким чином, необхідно зробити висновок, що значне відхилення експериментальних і розрахункових значень γ_l у випадку двошарових систем Ni/V і Cu/V (таблиця 2.2) може бути пов'язане із переліченими вище факторами. Більш загального характеру висновок можна сформулювати так: запропоновані нами напівфеноменологічна і напівкласичні моделі потребують своєї екстраполяції (можливо - принципової переробки) в область нанокристалічних розмірів, коли уявлення про механізми розсіювання електронів, проілюстровані на рис.2.1, будуть мати більш складний характер, оскільки межі зерен, окремі шари і межу поділу між ними неможливо буде моделювати системою паралельних площин. У крайньому разі стає зрозумілим, що такі мікроскопічні параметри, як λ_g і r до великої міри втрачають свій звичайний зміст і потребують переформулювання їх фізичного змісту, або, взагалі, відмови від них і введення нових понять (наприклад, замість межі зерен користуватися терміном «розмитий» внутрішній (або бар'єрний) потенціал; відмовитися від означення $\lambda_g = \lambda_0 f(\alpha)$, а вважати, що $\lambda_g = L$, і т.п.). Усі ці зауваження не мають відношення до великокристалічних плівок Ni, Cu, Sc та ін.

Поряд із сказаним підкреслюємо що прогнозувати тензорезистивні властивості і установити тенденцію розмірного ефекту можна досить ефективно здійснити [17, 46] в рамках співвідношення (2.4). Дані таблиці

2.4 дають уявлення про відповідність експериментальним результатам макроскопічної моделі.

Істинна причина зазначеного узгодження як для тришарових систем, так і мультишарів пояснюється тим, що в праву частину співвідношення (2.4) належать величини, які вимірюються експериментально для одношарових плівок. Таким чином, ці величини повністю відповідають нанорозмірним і нанокристалічним зразкам з параметрами λ_0 , ρ і r , які відповідають реальній експериментальній ситуації.

Таблиця 2.3 – Ефективні коефіцієнти взаємної дифузії і величина дифузійного пробігу атомів із нижнього у верхній шар [48]

Плівкова система (товщина, нм)	Конденсаційно-стимульована дифузія		Термодифузія		Метод ВМС
	l_k , нм	$D_k \cdot 10^{19}$, $\frac{m^2}{c}$	$l_e - l_k$, нм; T_e , К	$D_e \cdot 10^{19}$, $\frac{m^2}{c}$	$\frac{D_k}{D_e}$
Cu(10)/Cr(10)/П	7,0	2,0	3; 566 К	0,072	2,1/0,27 (770 К)
Cr(10)/Cu(10)/ П	3,5	1,0	<6,5; 673 К	<0,017	2,3/0,64 (770 К)
Cr(5)/Fe(10)/ П	$\leq 2,5$	$\leq 0,9$	$\geq 1,0$; 673 К	$\geq 0,002$	-
Fe(10)/Cr(10)/ П	$\leq 3,0$	$\leq 0,5$	$\geq 2,0$; 673 К	$\geq 0,004$	-
Cu(10)/Sc(20)/ П	5,0	2,5	-	-	-
Sc(20)/Cu(10)/ П	4,5	2,0	-	-	-
Sc(20)/Cr(20)/ П	6,0	3,6	-	-	-
Cr(10)/Sc(20)/ П	4,0	1,6	-	-	-
Co(10)/Cu(10)/ П	10,0	$\leq 10,0$	-	-	-

Таблиця 2.4 – Порівняння експериментальних і розрахункових на основі (2.4) даних для різних плівкових систем

Плівкова система (товщина, нм)	Коефіцієнт тензочутливості γ_l		
	експеримент	розрахунок	$\frac{\gamma_l^{екс} - \gamma_l^{розн}}{\gamma_l^{екс}}$
Cr(20)/Co(20)/Ni(20)/П	23,1	24,3	-0,05
Co(50)/Cr(50)/Co(55)/П	21,0	21,2	-0,02
Cr(40)/Co(30)/Cr(40)/П	22,3	28,3	-0,27
[Ni(50)/Cr(10)] ₂ /П	20,7	22,2	-0,07
[Ni(30)/Co(30)/Cr(30)] ₂ /П	50,0	52,5	-0,05
[Ni(50)/Cr(10)] ₄ /П	22,7	22,9	-0,01
[Ni(50)/Cr(10)] ₅ /П	21,7	22,2	-0,02

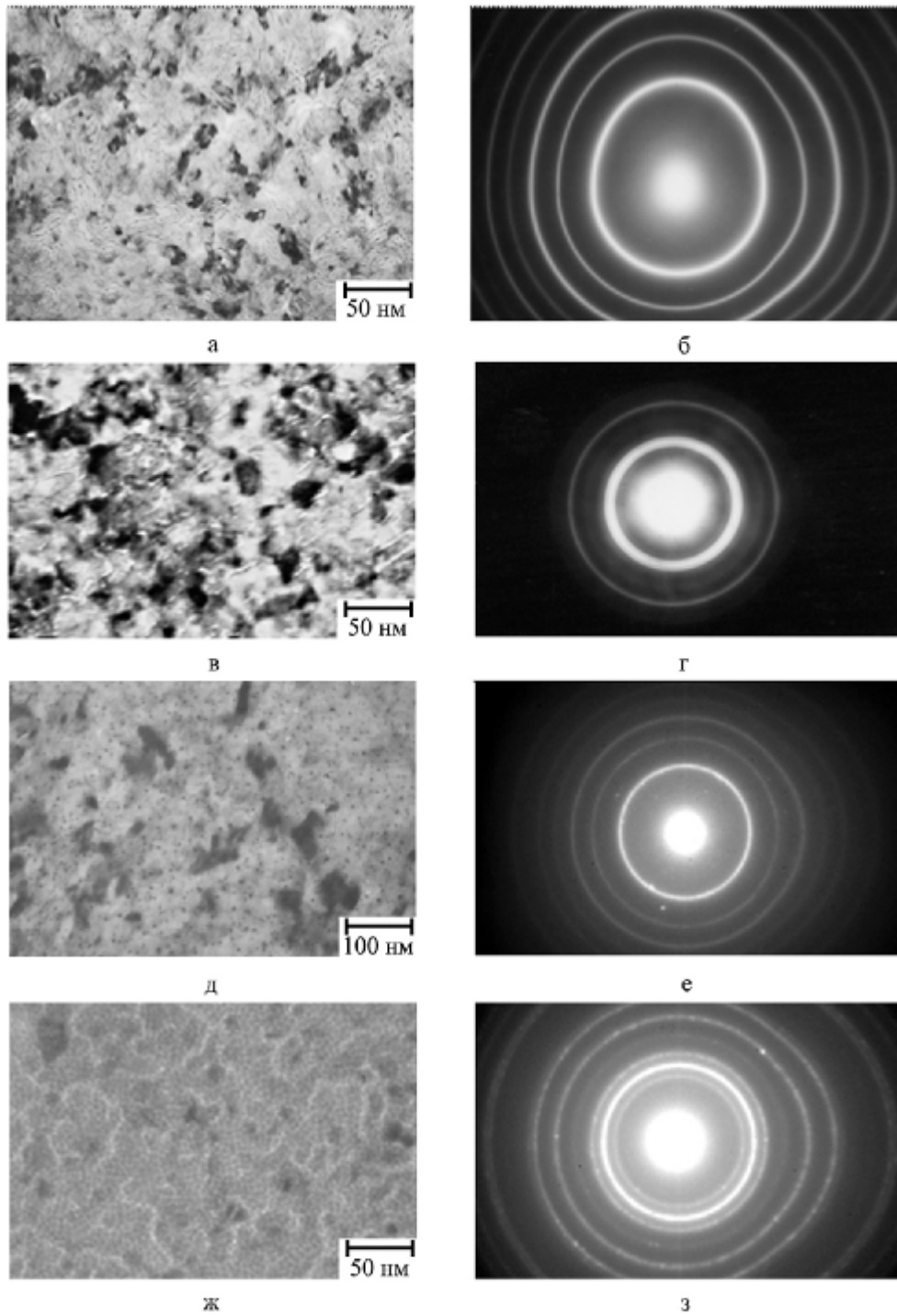


Рисунок 2.8 – Мікроструктура і дифракційні картини від плівок Cr (а, б), Sc (в, г), V (д, е) і Cu(12)/Cr(13)/П (ж, з)

2.3 Тензорезистивні властивості двошарових плівок Cu/Cr/П

У цьому підрозділі подані нові результати, які пов'язані із дослідженням тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cu і Cr за межами пружної деформації ($\varepsilon_l > 1\%$). До певної міри ці дослідження є продовженням початих в роботі [15], але на методично новому рівні, оскільки була застосована методика і оригінальне устаткування, які запропоновані в роботах [16, 53]. Їх актуальність витікає безпосередньо із аналізу літературних джерел останніх років, присвячених різним ефектам пружної і пластичної деформації нанокристалічних матеріалів у вигляді плівки чи фольги: вплив інтерфейсів на пружні модулі [54]; мікроструктурні, зерномежові, поверхневі, геометричні та споріднені ефекти [55]; розмірні ефекти при пружній або пластичній деформації матеріалів [56]; механічні властивості тонких плівок [57 - 59] (див. також літературні джерела, які цитуються в [15]).

Нами були проведені дослідження залежності електричного опору двошарових плівок при сумарній динамічній або статичній деформації до 2%, яка досягалася послідовним навантаженням плівкового зразка на полістироловій підкладці в інтервалах $\Delta\varepsilon_{l1} = 0 - 0,5\%$; $\Delta\varepsilon_{l2} = 0,5 - 1,0\%$; $\Delta\varepsilon_{l3} = 1,0 - 1,5\%$ та $\Delta\varepsilon_{l4} = 1,5 - 2,0\%$. Перші п'ять прямих деформаційних циклів реалізовувалися в статично-деформаційному режимі, коли через кожні $\Delta\varepsilon_l = 0,05\%$ здійснювалася зупинка на 10с; інші деформаційні цикли, як і усі обернені, проводилися лише в динамічному режимі. Така методика деформації дозволяє провести стабілізацію мікропластичних процесів (тут можна говорити про деяку аналогію із термостабілізацією резистивних властивостей).

На основі цих деформаційних залежностей був здійснений розрахунок величини середнього ($\tilde{\gamma}_l$) і миттєвого ($\gamma_{l\text{мит}}$) коефіцієнтів тензочутливості. Були досліджені такі нанорозмірні зразки: Cu(10,7)/Cr(5,3)/П; Cu(11,9)/Cr(13,4)/П; Cu(9,7)/Cr(23,2)/П; Cu(20,2)/Cr(26)/П та Cu(26)/Cr(13,6)/П.

На рисунку 2.9 подані типові результати для двох плівкових систем Cu/Cr/П. Зміна характеру залежностей R і $\frac{\Delta R}{R}$ від ε_l при збільшенні ε_l від 1,5% до 2% може говорити про перехід від квазіупругої до пластичної деформації. При збільшенні загальної товщини плівкової системи гістерезис і нелінійність проявляється значно сильніше (рис. 2.9, в, г), що і фіксується у різних значеннях миттєвого ($\gamma_{l\text{мит}}$) і середнього ($\tilde{\gamma}_l$) коефіцієнтів повздовжньої тензочутливості.

З ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ КОЕФІЦІЄНТА ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ

Аналіз літературних даних, проведений нами, дозволяє констатувати факт, що найбільш малозрозумілим у дослідженнях тензоефекту залишається питання про температурну залежність коефіцієнтів тензочутливості (γ_l і γ_l), хоча воно завжди було актуальним з точки зору тензоетрії [5]. Вперше відповідний теоретичний аналіз і порівняння із експериментальними даними для одношарових плівок здійснили Б.Верма і Г.Юрегче та Дж.Вітт і Т.Коутс (див. [63], а також [4]).

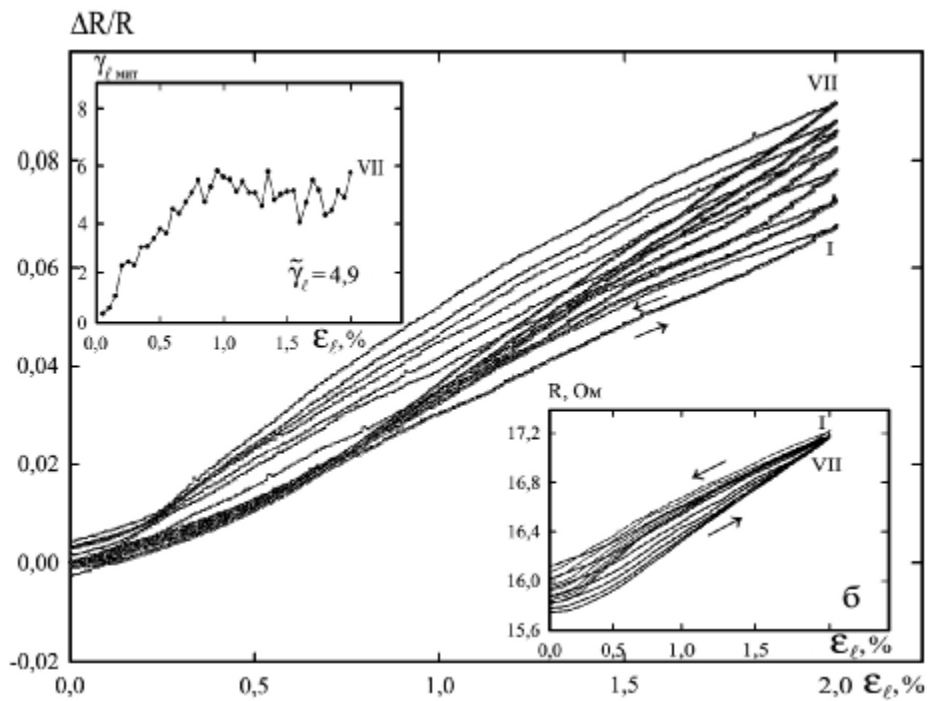
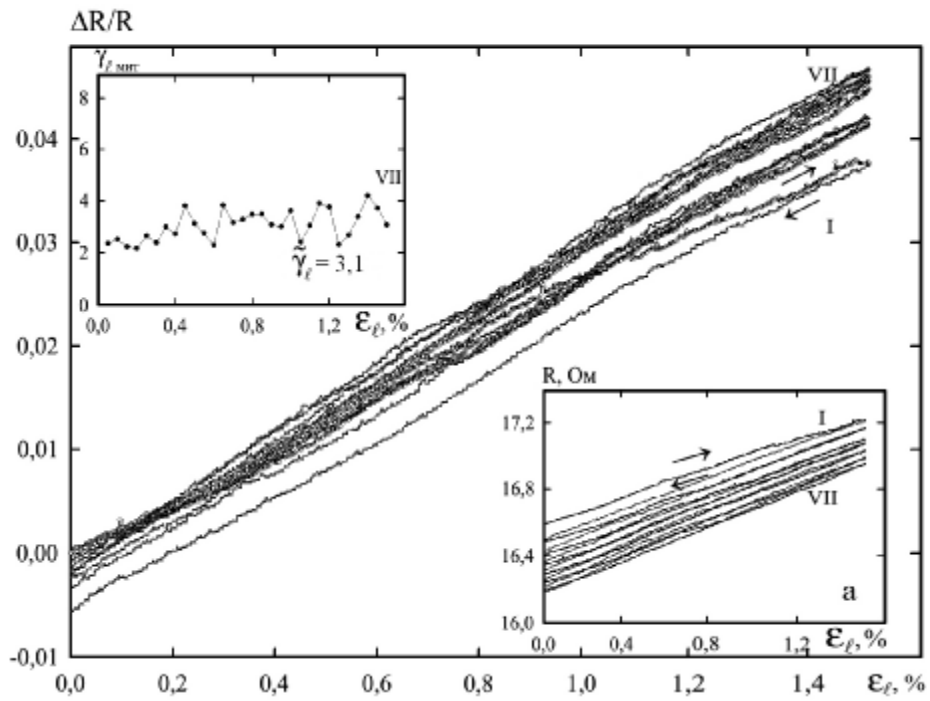


Рисунок 2.9, лист 1 – Деформаційні залежності для різних циклів «розтяг-стиснення» (номери циклів зазначені римськими цифрами):
а, б – система Si (10,7)/Cr(5,3)/ Π

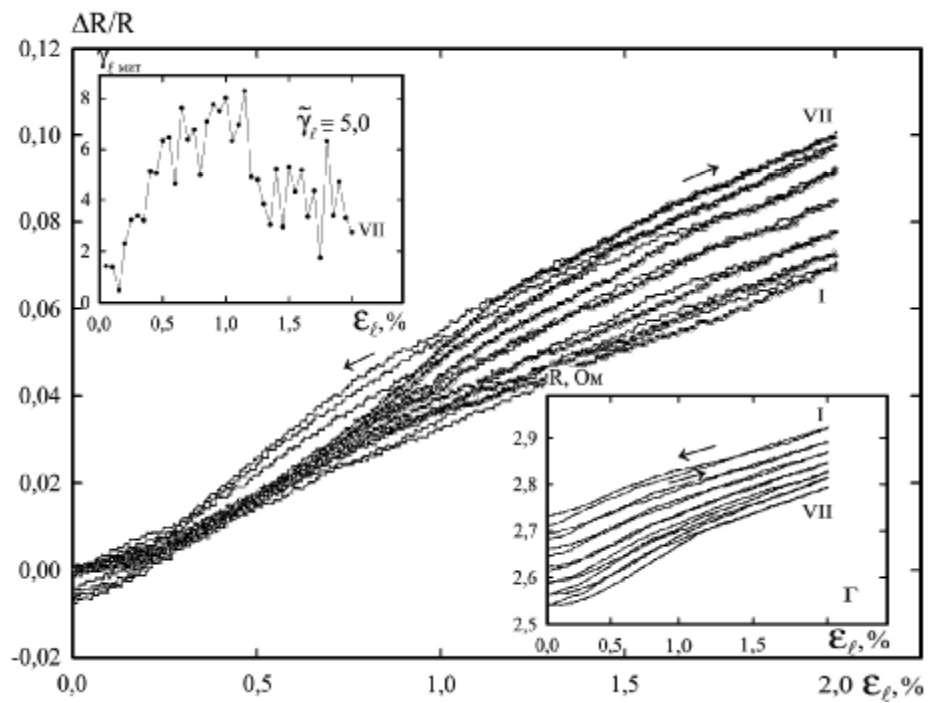
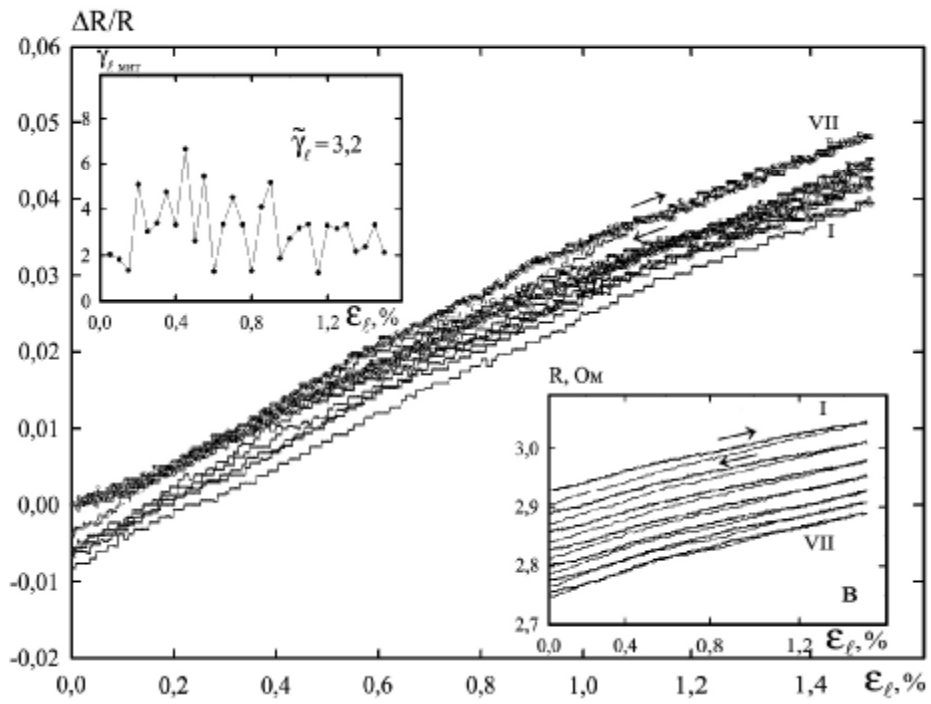


Рисунок 2.9, лист 2 – Деформаційні залежності для різних циклів «розтяг-стиснення» (номери циклів зазначені римськими цифрами):
 в, г – система $\text{Cu}(9,7)/\text{Cr}(23)/\text{П}$. На вставках – залежності R і γ_{MIT} від ε_1

Суть аналізу полягає в отриманні співвідношення для термічного β_{γ_l} (ТК КТ) і подальшому його спрощенні. Названі автори виходили із означення β_{γ_l} у вигляді

$$\beta_{\gamma_l} = \frac{1}{\frac{1}{R} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_l} \right)_T} \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_l} \right)_T \right]_{\varepsilon_l} = -\beta + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_l} \right)_T. \quad (3.1)$$

Виходячи із того, що для плівок Ag і, скоріше за все, для β - Та множник

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_l} \right)_T \approx 0, \text{ було отримано співвідношення}$$

$$\beta_{\gamma_l} \cong -\beta. \quad (3.1')$$

Зроблено висновок, що в металевих плівках, для яких $\beta > 0$, γ_l повинно зменшуватися із зростанням температури. Автори [8, 10, 11] прийшли до аналогічного висновку, причому у випадку [10, 11] мова іде про двошарові плівкові системи. Поряд з цим автори [27, 64], виходячи із означення для β_{γ_l} і співвідношення (1.1), отримали більш точну формулу для ТК КТ:

$$\beta_{\gamma_l} = \frac{\gamma_l - 1 - 2\mu_f}{\gamma_l} \left(-\beta + \frac{1}{\gamma_l - 1 - 2\mu_f} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial T} \right), \quad (3.2)$$

яка за умови $\gamma_l \gg 1$ спрощується до вигляду:

$$\beta_{\gamma_l} = -\beta + \frac{1}{\gamma_l \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial T}, \quad (3.2')$$

який зручний для подальшого аналізу (відмічаємо, що для β_{γ_l} співвідношення має аналогічний вигляд).

У роботі [65] автор звернув увагу, що другий доданок в (3.2г) може бути такого самого порядку як і β (наприклад, при $\gamma_l \sim 1$, $\rho \sim 10^{-6} - 10^{-7}$

Ом·м і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial T} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ Ом·м·К⁻¹), і тому виконання співвідношення

(3.1г) може бути не обов'язковим. Крім того, автор [66] зробив висновок про лінійний характер залежності γ_l від T

$$\gamma_l = C_1 + C_2 T, \quad (3.3)$$

де C_1 і C_2 – сталі величини, в той час, як відомо [2], що $\beta \sim T^{-1}$.

При аналізі (3.2') можна обмежитися двома випадками : полікристалічна плівка із $\beta > 0$ і нанодисперсна чи аморфна плівка із

$\beta < 0$. У першому випадку $\beta_{\gamma_l} > 0$ за умови, що $\beta < \frac{1}{\gamma_l \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial T}$ і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial T} > 0$.

Цей висновок підтверджується на прикладі полікристалічних плівок Cr, V і плівкових сплавів (Co-Ni) та (Ni-Ag) (таблиця 3.1), товстоплівкового

тензорезистора на основі скла і порошка IrO_2 (таблиця 3.2) та волокон $\text{Fe}_{7,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,3}\text{V}_9$ (таблиця 3.3). У другому випадку, коли $\beta < 0$, а

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} > 0 \text{ (можлива і менш жорстка умова : } \left| \frac{1}{\gamma_1 \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} \right| < |\beta| \text{ і } \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} < 0)$$

величина β_{γ_1} буде також більше нуля. Це має місце у випадку нанодисперсних плівок Мо і W (таблиця 3.1). У цьому самому випадку

$$\beta_{\gamma_1} \text{ буде мати від'ємне значення, якщо } \left| \frac{1}{\gamma_1 \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} \right| < |\beta| \text{ при } \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} < 0. \text{ Це,}$$

очевидно, має місце у полі- та монокристалічних плівках In, товстих плівках RuO_2 + скло і $\text{WO}_3 + \text{RuO}_2$ + скло та дротах ніхром (таблиця 3.1).

Ці дані ще раз підтверджують висновок, що співвідношення (3.1') не виконується. Поряд з цим відмітимо, що у випадку плівкових сплавів або композитів мають місце ряд особливостей, які не спостерігається або виражені значно слабкіше в однокомпонентних плівках. Наприклад,

якщо в плівках на основі RuO_2 $\frac{\partial \gamma_1}{\partial T} < 0$, то згідно з даними [69] у товстих

тензорезисторах із RuO_2 , рутенитів ($\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ або $\text{Pb}_2\text{Ru}_2\text{O}_{6,5}$) або їх суміші γ_1 майже не змінюється в інтервалі температур 1020 – 1220 К (зменшується від 17 до 15,5 одиниць), або у випадку рутенитів або їх суміші – спочатку збільшується в інтервалі 1020 – 1120 К (від 9,5 до 11 одиниць), а потім зменшується (до 9 або 2 одиниць).

Таблиця 3.1 – Температурні характеристики тензорезисторів

Тензорезистор	$\beta \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\beta_{\gamma_1} \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_1 \partial T} \cdot 10^9, \text{Om} \cdot \text{m} \cdot \text{K}^{-1}$	Літер. джерело
Полікристалічна плівка Cr	0,65	5,00	4,0	[65]
“-“	0,70	6,00	4,5	[27]
Полікристалічна плівка V	0,23	0,28	7,0	[27]
Полікристалічна плівка (Co-Ni)	-	0,13 – 0,26	-	[36]
Плівкові сплави $\text{Ni}_x\text{Ag}_{x-1}$				[67]
$x = 35\%$	0,84	2,70	17,0	
$x = 45\%$	0,81	3,10	12,5	
$x = 50\%$	0,75	3,30	11,8	
Нанодисперсні плівки Мо	-0,09	9,90	11,4	[27]
Нанодисперсні плівки W	-0,20	4,00	16,0	[38]
Моно- і полікристалічні плівки In	-	-(0,45 – 0,70)	-	[68]
Товсті плівки:				[68]
RuO_2 + скло	-	-0,22		
WO_3 + RuO_2 + скло	-	-0,51		
Дроти ніхром	0,09	-0,02	-	[60]

У роботі [72] отримана кореляція між величинами γ_l і β для нанокompозита TaN-Cu із різним вмістом Cu. Так, при 50 ат.% Cu $\gamma_l = 4,50$ при $\beta = 2,18 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$; при 37,5 ат.% Cu $\gamma_l = 4,33$ при $\beta \cong 0$ і $\gamma_l = 1,83$ при 15 ат.% Cu і $\beta \cong -0,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при близькій концентрації 15 ат.% Cu. Із цих даних витікає, що співвідношення (3.1') у цьому випадку не виконується, і γ_l буде збільшуватися із зростанням температури. Легко показати [65], що залежність $\gamma_l(T)$ можна подати у вигляді експоненти $\gamma_l(T) = \gamma_l(0) e^{\beta_{\gamma_l} T}$, яка екстраполюється прямою лінією, де $\gamma_l(0)$ – асимптотичне значення γ_l при $T \rightarrow 0 \text{ K}$. В той самий час, як вже відмічалось нами, у напівпровідникових тензорезисторах β_{γ_l} має від'ємну величину, що пов'язано як із температурною залежністю питомого опору, так із деформаційною залежністю ширини забороненої зони. Сказане можна проілюструвати на прикладі композитного тензорезистора GaSb - FeGa_{1,3} на основі напівпродникової матриці GaSb: $\beta_{\gamma_l}(\text{GaSb-FeGa}_{1,3}) = -1,9 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ та $\beta_{\gamma_l}(\text{GaSb}) = -3,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [73].

Таблиця 3.2 – Коефіцієнт тензочутливості резистора із різним вмістом IrO₂ [70]

T, K	Концентрація IrO ₂ , ваг. %				
	12	22	30	35	40
1020	8,4	3,3	4,0	4,3	3,3
1130	8,4	7,3	6,9	4,6	3,0
1230	11,9	12,0	12,4	5,8	3,4

Таблиця 3.3 – Залежність γ_l від температури для волокон Fe_{73,5}Cu₁Nb₃Si_{13,3}B₉ [71]

γ_l	520	300	510	520	1250	5000
T, K	620	670	720	795	820	870

Проведений аналіз експериментальних результатів підтверджує висновки роботи [65] відносно різних значень β_{γ_l} і β як для одно-, так і багатокомпонентних плівок.

4 ЗАСТОСУВАННЯ ТЕНЗОРЕЗИСТОРІВ НА ОСНОВІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

У цьому розділі ми проаналізуємо роботи останніх років, в яких розглянуто питання про застосування плівкових матеріалів як чутливих елементів тензодатчиків (стосовно дротяних і фольгових матеріалів такий аналіз здійснений раніше в монографіях [5, 60 - 62]).

Роботу [4а] необхідно розглядати як проблемну і пошукову з точки зору можливого застосування плівкових матеріалів як тензорезисторів. Характерною особливістю цієї роботи є не тільки великий обсяг експериментальних досліджень γ_l від R_{\square} (деякі результати подані на

рис. 1.4), але і узагальнення відомих результатів, отриманих авторами в 1940 – 60-х рр., з акцентом уваги на матеріали з відносно великим γ_I , на інтервал товщин, при яких має місце мінімум на залежності γ_I від R_{\square} та на співвідношення між γ_I і γ_{0I} . Показовою є констатація авторами [4а] ролі туннельного ефекту електронів у великому значенні γ_I острівцевих плівок. У пізніших роботах це підтверджено неодноразово, в чому можна перекоонатися із даних для острівцевих плівок Au ($\gamma_{I\max}=120$ [74], 40[75]) або Cr(5)/Au(50) ($\gamma_{I\max}=5,5$ [76]) (див.також посилання на літературні джерела в [74 - 76]).

Раніше цитована нами робота [63] ідейно споріднена [4а], але в ній вже названі сфери застосування явища тензочутливості. Зокрема, мова іде про датчики тиску і деформації, гідрофони, мікрофони і т.п. із схематичним зображенням можливих варіантів розміщення чутливих плівкових елементів на діафрагмах, стрижнях, циліндричних поверхнях тощо.

Характерною рисою сучасної плівкової сенсорики є використання багатокомпонентних тензорезисторів як, між іншим, і терморезисторів. У роботі [77] на прикладі тензо- і терморезисторів на основі $Pd_{0,87}Cr_{0,13}$ викладена загальна концепція конструювання цих сенсорів (рис. 4.1).

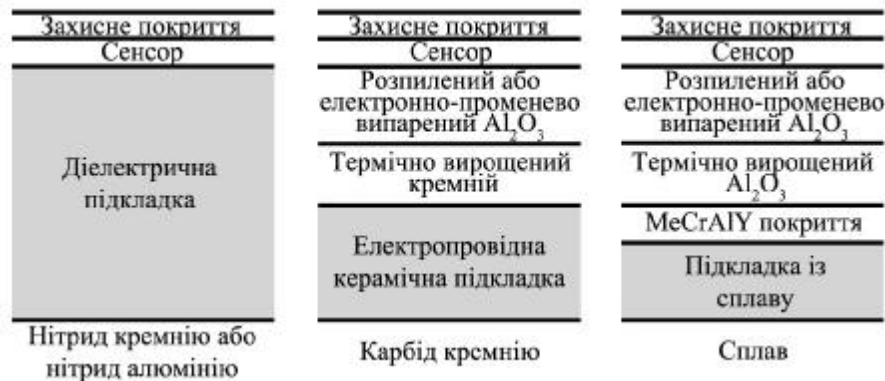


Рисунок 4.1 – Схематичне зображення тонкоплівкових сенсорів на різних підкладках. Me: Fe, Co або Ni. Із роботи [77]

Особливістю концепції виготовлення сенсорів – їх багатofункціональність, яка ілюструється на рис.4.2. Такого виду сенсори успішно використовуються для тензометрії лопаток турбін та інших вигнутих конструкцій. Автори [77] відмічають, що сенсор на основі $Pd_{0,87}Cr_{0,13}$ стабільний і високотемпературний, оскільки в інтервалі температур 300–1320 К γ_I зменшується лише на 22%, тобто $\beta_{\gamma_I} = -2,1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Хоча в роботі [77] значення γ_I не наводиться, відомо (див., наприклад, [67, 78, 79]), що в плівкових сплавах Ni_xAg_{1-x} або ніхрому величина $\gamma_I=1,94 - 2,10$ [67] або від 1,4 – 1,6 [78] до 2 одиниць [79] при $T \cong 300 \text{ K}$. Таким чином, з точки зору величини γ_I металеві плівкові тензорезистори не ефективні, але їх перевагою є термічна стабільність. Перехід до композиційних плівкових матеріалів дозволяє вирішити обидві проблеми – відносно велике значення γ_I і широкий температурний інтервал. Наприклад, в цитованій нами вище роботі [71]

наводяться дані про величину γ_l від 520 до 5000 одиниць у волокнах на основі Fe, Si, B, Nb і Cu. Як кандидати на високотемпературні тензорезистори (до 600 К) розглядаються [80] плівки TiB_2 , $TiSi_2$, $TaSi_2$ та WSi_2 , хоча і з малою величиною γ_l (таблиця 4.1). Принципова схема такого тензодатчика, яка відповідає концепції [77], поданна на рис. 4.3. Ряд авторів застосовують тензорезистори на основі порошків із металевих оксидів, компактованих у різні пасти. Це відмічалось при аналізі результатів роботи [70] стосовно властивостей (таблиця 3.2) товстоплівкових тензорезисторів на основі IrO_2 . Відмітимо, що в цій роботі також застосована концепція [77] на мембрані із Al_2O_3 . У тонкоплівкових тензорезисторах на основі V_2O_5 із різним вмістом BiO_3 (від 40 до 90 мол.%) вдається реалізувати величину γ_l від 4,9 до 17 одиниць [81].

Таблиця 4.1 – Термо- і тензорезистивні властивості плівок на основі Ti і B та Ti, Ta, W і Si [80]

Плівка	d, нм	R_{\square} , Ом	$\rho \cdot 10^6$, Ом·м	$\beta \cdot 10^4$, К ⁻¹	γ_l (П-Si)	γ_l (П-кераміка)
TiB_2	140	4,2	0,6	-0,5	1,4	0,7
$TiSi_2$	170	190,0	32,0	-27,0	1,1	0,7
$TaSi_2$	340	20,0	6,8	-26,0	1,5	-
WSi_2	720	4,0	2,9	-45,0	2,2	2,0

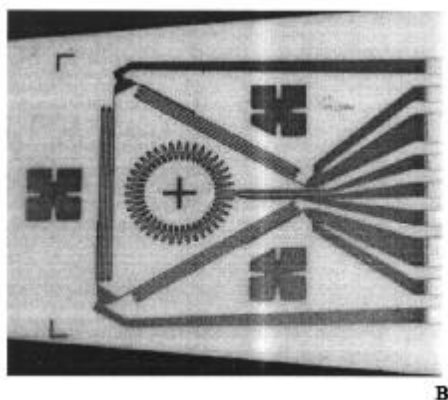
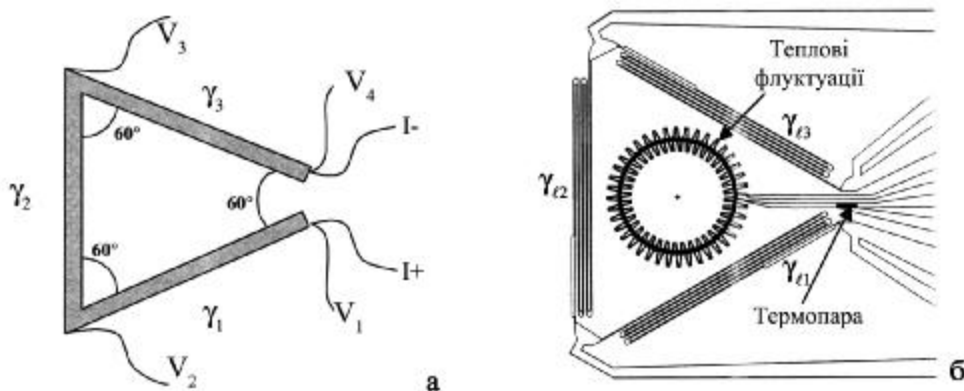


Рисунок 4.2 – Концепція (а), схема (б) і зовнішній вигляд (в) багатофункціонального сенсора. Із роботи [77]

Очевидно, що відносно велике значення γ_l для оксидів ванадію досить типова ситуація, оскільки і у випадку плівок VO [82] $\gamma_l = 80$ одиниць при $d = 205$ нм. У плівках In-Sn-оксид, які пропонуються авторами [83] як активні елементи високо- високотемпературного тензодатчика (до 1720 К), величина γ_l (відповідно і β_{γ_l}) характеризується двома температурними інтервалами. Від 270 до 1070 К γ_l змінюється від -6 до -4 одиниць ($\beta_{\gamma_l} = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), а в інтервалі 1070 – 1370 К різко збільшується від -4 до +15 одиниць ($\beta_{\gamma_l} = 158 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$). Відносно простий метод реактивного розпилення суміші 90 ваг.% In_2O_3 і 10 ваг.% SnO_2 при температурі 370 К відкриває хорошу перспективу використання цього резистора в тензометрії.

Застосування оксидних плівкових матеріалів, зокрема TiO_2 як тензорезисторів є методологічною основою, запропонованого в роботі [84] методу вимірювання коефіцієнта тензочутливості при згинанні підкладки консольного типу. Суть його полягає в тому, що оксидна плівка є з одного боку діелектричним прошарком товстоплівкового металевого конденсатора, а з іншого – як тензорезистор. Виходячи із формули для ємності плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon' S}{h},$$

можна перейти до диференціального співвідношення

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} + \frac{\Delta S}{S} - \frac{\Delta h}{h},$$

де ε' - абсолютна діелектрична проникливість; S - площа обкладинок конденсатора (сенсора); h - товщина плівки TiO_2 ; $\frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta E}{E}$ (E - напруженість електричного поля).

Оскільки деформацію ε_l і ΔE можна пов'язати із зміною геометричних розмірів тензорезистора, то легко перейти до робочої формули для γ_l

$$\gamma_l = \frac{\Delta C}{C} \cdot \varepsilon_l^{-1}. \quad (4.1)$$

Проведені в [84] дослідження ресурсу роботи тензодатчика із TiO_2 протягом 20 деформаційних циклів дали максимальний розкид величини γ_l в 18% при $\tilde{\gamma}_l = 30$ одиниць.

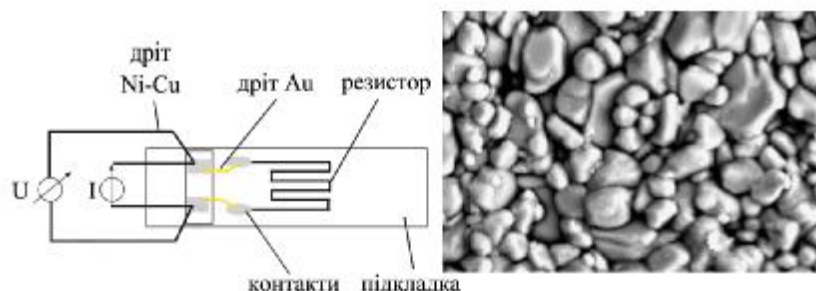


Рисунок 4.3 – Схематична будова тензодатчика на основі плівки TiB_2 . На вставці: РЕМ зображення мікроструктури плівки. Із роботи [80]

Ідеї [84] надалі були реалізовані в роботі [85], але на прикладі вимірювання γ_l металевих плівок NiCr. Оскільки даний тензорезистор не діелектрик, то величина $\frac{\Delta C}{C}$ в (4.1) розраховувалася на основі вимірювання зміни резонансної частоти плівкового LC-контура.

Нова сенсорна концепція запропонована в [86], суть якої полягає в одночасному вимірюванні температури (терморезистор із плівки Pt) і тензочутливості (тензорезистор із ніхрому Ni_{0,8}Cr_{0,2}). В основі вимірювань лежать залежності опору резистора від температури і деформації:

$$R(T)=R_n(1+\beta T), \quad R(\varepsilon)=R_n(1+\gamma_l \cdot \varepsilon_l),$$

де R_n – початковий опір.

При одчасній дії температурних і деформаційних полів дві попередні залежності об'єднуються в одну

$$R(T, \varepsilon_l) = R_T + R_T \beta T + R_T \gamma_l \varepsilon_l. \quad (4.2)$$

У процесі термо- і тензометрії використовуються два резистори, для яких справедливе співвідношення (4.2). Маючи залежності $R(T)$ при $\varepsilon_l = 0$ і $R(\varepsilon_l)$ при $T=T_n$ для двох резисторів, можна на основі залежностей $R_1(T, \varepsilon_l)$ і $R_2(T, \varepsilon_l)$ розрахувати одночасно β і γ_l . У роботі [86] наведені зазначені експериментальні залежності і результати розрахунків, які узгоджуються із відомими в літературі даними для β і γ_l .

Цикл робіт М. Хрвата та ін. [69, 87, 88] містять дані, які дозволяють узагальнити інформацію про товстоплівкові тензорезистори (таблиці 4.2 і 4.3). Для нас найбільший інтерес являють їх термо- і тензорезистивні властивості, хоча у зазначених роботах подані також рентгеноструктурні і РЕМ дослідження.

Ілюстрація впливу термообробки ($T_{обр}$) на ці параметри подана в таблиці 4.3, а залежність γ_l від R_{\square} на рис. 4.4. Роботи 2005 –х р. (наприклад, [89]) вказують на те, що певну перспективу подальшого розвитку тензометрії слід пов'язувати із нанотрубками як тензорезистори. Згідно з [89], γ_l для них має величину від -200 до +200 одиниць, хоча це можна розглядати як проміжний результат.

Таблиця 4.2 – Тензометричні параметри товстоплівкових резисторів [87]

Резистор	Провідна фаза	Головні елементи	Інші елементи	γ_l	$\frac{\gamma_l}{\gamma_l}$
8039	Рутеніт (P)	Si, Pb, Al	Zr	12,5	0,84
8041	RuO ₂	Si, Pb, Al	Zr, Cu	4,0	0,86
2041	RuO ₂ + P	Si, Pb, Al	Mg, Zn, Ca	12,0	0,78
QM-84	RuO ₂ + P	Si, Pb, Al	Cu, Zr	11,0	0,83
QM-94	RuO ₂ + P	Si, Pb, Al	Ca, Mn, Cu	10,0	0,78
3414	P	Si, Pb	Al, K	20,0	0,65
8241	RuO ₂	Si, Pb, Al	Ca	16,0	0,81

Таблиця 4.3 – Температурна залежність β і γ_l для товстоплівкових резисторів [69, 88]

Резистор	$T_{обр}, K$	$\beta \cdot 10^6, K^{-1}$ (від 250 до 300 К)	$\beta \cdot 10^6, K^{-1}$ (від 250 до 300 К)	γ_l
8039	1020	- 5	75	9,5
	1070	- 15	85	11,0
	1120	+ 50	90	11,0
	1170	+ 270	285	10,0
	1220	+ 1730	1685	2,0
8241	1020	20	60	17,0
	1070	20	65	15,5
	1120	20	60	15,5
	1170	5	45	15,5
	1220	5	40	15,2

Закінчуючи огляд, акцентуємо увагу на деякі напрями застосування тензорезисторів. Так, автори [90, 91] за допомогою т.зв. вертикального товстоплівкового тензорезистора на основі $ZrSiO_4$ з домішками Si та Zr проводять вимірювання баричного коефіцієнта опору $\gamma_p = \frac{dR}{Rdp}$ і перпендикулярних деформацій. Тензорезистор на основі плівки манганину автори [92] застосували для вимірювання на основі співвідношення для γ_p всестороннього тиску. Автори [93] використовують тензорезистор на основі плівкового сплаву Pt-W для вимірювання тиску плазми у вакуумній камері. Інверсний магнітострикційний ефект Віларі автори [94] використовують для вимірювання сили, тиску та видовження. Чутливим елементом сенсора є мікротрансформатор, який виготовлений із плівки магнітоеластичного сплаву $Ni_{0,45}Fe_{0,55}$ і має O-подібну форму (рис. 4.5).

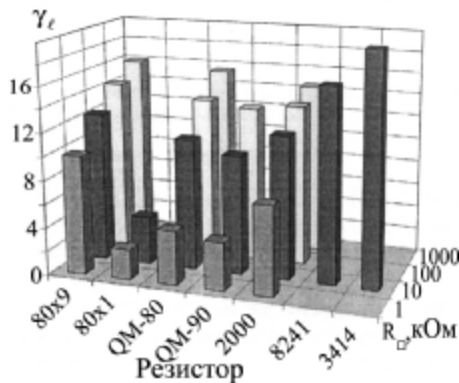


Рисунок 4.4 – Величина γ_l для різних типів тензорезисторів. Із роботи [87]

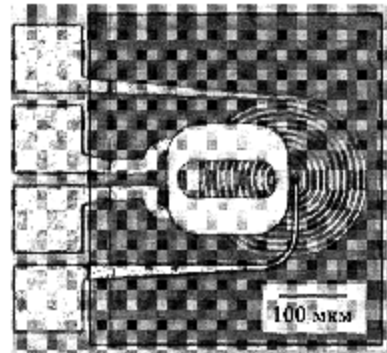


Рисунок 4.5 – Зовнішній вигляд сенсора на основі мікротрансформатора. Із роботи [94]

ВИСНОВКИ

Аналіз сучасних літературних даних дозволяє назвати основні напрями фундаментальних і прикладного характеру досліджень.

Перш за все, ознакою певної завершеності у побудові теоретичних моделей буде розробка напівкласичної моделі тензоефекту для мультишарів із полікристалічною і нанокристалічною структурою окремих шарів. По-друге, дуже важливе значення будуть мати результати дослідження тензорезистивних властивостей таких нових матеріалів електроніки, як нанотрубок, нанодротів та плівок нанодіамантів і фулеренів. Прикладом таких пошуків можуть бути результати робіт [95 - 97], які мають відношення до предмета нашого аналізу лише з причини дослідження тензочутливості. Мова іде про діамантові полікристалічні плівки (полі-С), які можна охарактеризувати як ідеальний матеріал для мікросенсорів. Лише з таких міркувань слід дати коротку характеристику цьому класу тензорезисторів. Якщо в плівки полі-С впровадити атоми В, то їх можна розглядати [95] як високотемпературні (робоча температура може бути більшою 470 К) і як матеріали високого тиску (витримують тиск $p > 10$ МПа), які при кімнатній температурі мають $\gamma_i = 10^3$ одиниць, що в 6 разів більше у порівнянні із Si; при $T \cong 470\text{К}$ γ_i може також мати величину в 700 одиниць. Змінюючи концентрацію атомів В від $3,1018$ до $8,1022 \text{ м}^{-3}$, можна в широких межах регулювати термо- і тензорезистивні властивості. Про це свідчать результати інших авторів. Згідно з [40] в полі-С плівках, отриманих, як і авторами [95], методом хімічного осадження пари (CVD), γ_i може мати величину від 10 до 25 одиниць (середній розмір зерна $L \cong 25$ нм) або від 10 до 65 одиниць ($L \cong 50$ нм). Якщо ж концентрація атомів В досягає величини $7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, то $\gamma_i = 5,1$, що є максимальною величиною при зазначеній концентрації [96]. Пошуковий характер досліджень, проведених в роботі [97], дозволив встановити, що при впровадженні атомів Ni у гідрогеновані аморфні плівки карбону (Ni:a-C:H), вони, маючи відносно малу величину γ_i , дуже чутливі до концентрації атомів Ni. Так, при $c_{Ni} \approx 0$ $\gamma_i = 6$, при $c_{Ni} \approx 90\%$ - $\gamma_i = 1,5 - 2$ одиниці.

Наведені дані говорять про те, що прикладні інтереси проблеми тензочутливості поступово зміщуються в бік неметалевих систем, і тому необхідно здійснювати подальший пошук нових композиційних плівкових матеріалів з широким температурним інтервалом функціонування та високою чутливістю до деформації.

Робота виконана за фінансової підтримки Міністерства освіти і науки України в рамках держбюджетної теми (№ 0106U001942) і Договору про науково-технічне співробітництво між Сумським державним університетом і Інститутом фізики Словацької Академії наук (м.Братислава).

SUMMARY

EFFECT OF STRAIN DEFORMATION OF METAL FILMS: THEORETICAL MODELS, EXPERIMENTAL RESULTS, APPLICATION (REVIEW)

D.Velykodnyi, T.Hrychanovs'ka, L.V.Odnodvoretz, I.Yu.Protsenko, S.I.Protsenko
Sumy State University, R.-Korsakova Str., 2, Sumy, 40007
e-mail: protsenko@aph.sumdu.edu.ua

In the review the analysis of literature results about effect of strain deformation in thin and thick films metals, alloys or composite materials on base a metal is lead. Are considered known

semiclassical and phenomenology models for one- and multilayered film systems, results of their testing are resulted and the degree of conformity of calculate and experimental results is specified. It is drawn a conclusion on significant role of deformation effects which account gives satisfactory conformity with experimental data. A question which has been least studied of physics thin films about temperature dependence of coefficients longitudinal and transverse tensorsensibility was analized. Are resulted numerous experimental results which corresponded theoretical conclusions. Different aspects of practical application of film materials as sensitive elements of strain sensors are analysed.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Иевлев В.М., Бугаков А.В., Трофимов В.И. Рост и субструктура конденсированных пленок. – Воронеж: ВГТУ, 2000. – 386 с.
2. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.
3. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / Под ред. проф. Н.Т.Гладких. – Харьков: ХНУ, 2004. – 276 с.
4. Мейксин З.Г. Несплошные и керметные пленки // Физика тонких пленок. – М.: Мир, 1978. – Т. VIII. – С.106 – 179; 4а. Parker R.L., Krinsky A. Electrical resistance-strain characteristics of thin evaporated metal films // J.Appl. Phys. – 1963. – V.34, №9. – P.2700 – 2708.
5. Клокова Н.П. Тензометрия. – М.: Машиностроение, 1990. – 222 с.
6. Проценко С.І., Черноус А.М. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc // Металлофіз. новітні технології. – 2003. – Т.25, №5. – С.587 – 601.
7. Warkusz F. Electrical and mechanical properties of thin metal films: size effects // Progr. Surface Sci. – 1980. – V.10, №3. – P.287 – 382.
8. Tellier C.R., Tosser A.J. Size effects in thin films. – Amsterdam-Oxford-New York: ESPS, 1982. – 309 p.
9. Khater F., El-Hiti M. Strain coefficients of electrical resistance of double-layer thin metallic films // Phys. stat. sol.(a). – 1988. – V.108, №1. – P.241 - 249.
10. Khater F., El-Hiti M. Temperature coefficient of the strain coefficient of electrical resistivity of double-layer thin metallic films // Phys. stat. sol.(a). – 1988. – V.109, №2. – P.517 – 523.
11. El-Hiti M. Dependence of temperature coefficient of the strain coefficients of resistance of double-layer thin metallic films of thermal strains // Phys. stat. sol.(a).- 1989. – V. 155, №1. – P.185 - 189.
12. Кузьменко А.И., Петренко С.В., Проценко И.Е. Эффект тензочувствительности в двухслойных пленках переходных металлов //ВАНТ. Серия Ядерно-физические исследования. – 1990. – Вып.2. – С. 87 – 89.
13. Experimental test of a three-dimensional model for electrophysical properties of metal films / A.M.Chornous, N.M.Opanasyuk, A.D.Pogrebnyak et al. // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – V.39, №12 B. – P.L1320 – L1323.
14. Проценко І.Е., Черноус А.Н., Хворост В.А. Фазообразование, диффузионные процессы и электрофизические свойства многослойных металлических пленочных структур //Тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2002. – С. 6 – 22.
15. Забіла С.О., Проценко І.Ю. Методика вивчення тензорезистивних властивостей плівок хрому при відносно малих і великих деформаціях //УФЖ. – 2005. – Т.50, №7. – С. 729 – 736.
16. Вплив деформації та термообробки на електрофізичні властивості багатопарових плівкових систем / Д.Великодний, І.Пазуха, С.Проценко та ін.// Міжнародна конференція студентів і молодих науковців ЄВРИКА-2006.– Львів: ЛНУ, 2006. – С. 39.
17. Однодворець Л.В. Кінетичні явища в багатопарових плівкових конденсатах на основі Cr, Co, Ni та Ge: Автореф. дис... кандидата фіз.-мат. наук: 01.04.07 / Сумський державний університет. – Суми, 1996. – 25 с.
18. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багатопарових плівок на основі Cr, Cu і Sc(Co): Автореф. дис... кандидата фіз.-мат. наук: 01.04.07 / Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна.–Харків,2004.–21 с.
19. Черноус А.М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: Автореф. дис... доктора фіз.-мат. наук: 01.04.07 / Сумський державний університет. – Суми, 2006. – 37 с.
20. Conductivity and temperature coefficient of resistance of multilayer polycrystalline films /L.Dekhtyaruk, I.Protsenko, A.Chornous et al. // Cryst. Res. Technol. – 2006. – V.41, №4. – P.388 – 399; 20а. Дехтярук Л.В., Проценко С.І., Черноус А.Н. Эффект тензочувствительности в поликристаллических многослойных структурах общего типа // Тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003. – С. 185 – 188.

21. Meiksin Z.H., Hudzinski R.A. A theoretical study of the effect of elastic strain on the electrical resistance of thin metal films // *J.Appl. Phys.* – 1967. - V.38, №11. – P.4490 – 4494.
22. Kuczynski G.C. Effect of elastic strain on the electrical resistance of metals // *Phys. Rev.* – 1954. – V.94, №1. – P.61-64.
23. Деякі особливості тензорезистивного ефекту в металевих дротах при їх пластичній деформації / І.П.Бурик, Д.В. Великодний, Л.В.Одноворець та ін. // *ФХТТ*. – 2006. – Т.7, №2. – С.241 – 244.
24. Mayadas A.F., Shatzkes M. Electrical resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces // *Phys. Rev. B.* – 1970. – V.1, № 4. – P.1382 – 1389.
25. Jen S.U., Wu T.C., Liu C.H. Piezoresistance characteristics of some magnetic and non-magnetic metal films // *J.Magn. Magnet. Mat.* – 2003. - V.256. – P.54 – 62.
26. Piezoresistance and electrical resistivity of Pd, Au, and Cu films / S.U.Jen, C.C.Yu, C.H.Liu et al. // *Thin Solid Films.* – 2003. - V.434. – P.316 – 322.
27. Петренко С.В., Проценко І.Е., Шамоля В.Г. Эффект тензочувствительности в дисперсных металлических пленках // *Металлы.* – 1989. - №1. – С.180 – 186.
28. Петренко С.В. Электросопротивление и тензочувствительность тонких пленок металлов VA и VIA групп: Автореф. дис... кандидата физ.-мат. наук: 01.04.07 / Институт проблем материаловедения им. И.Н.Францевича. – Киев, 1989. – 24 с.
29. Проценко І.Е., Черноус А.Н. Тензочувствительность одно- и двухслойных пленок на основе Cr, Ni и Co // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 1994. – Т.16, №12. – С.18 – 23.
30. Ефект тензочувливості у тонких металевих металевих полікристалічних плівках /Л.В.Дехтярук, Є.О.Забіла, С.І. Проценко та ін. // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2004. – Т.26, №10. – С. 1333 – 1345.
31. Проценко С.І., Черноус А.Н. Особенности размерного эффекта тензочувствительности в одно- и трехслойных пленках на основе Cr, Cu и Sc // *Тонкие пленки в оптике и электронике.* – Харьков, 2002. – С. 136 – 140.
32. Rajanna K., Nayak M.M. Strain sensitivity and temperature behavior of invar alloy films // *Mat. Sci. Eng. B.* – 2000. – V.B77. – P.288 – 292.
33. The electromechanical behavior of nichrome (80/20 wt.%) film / I.H.Kazi, P.M.Wild, T.N.Moore et al. // *Thin Solid Films.* – 2003. - V.433. – P.337 – 343.
34. Characterization of sputtered nichrome (Ni-Cr 80/20 wt.%) films for strain gauge applications / I.H.Kazi, P.M.Wild, T.N. Moore et al. // *Thin Solid Films.* – 2006 (article in press).
35. Indium sesquiterylluride (In_2Te_3) thin film strain gauge / R.R.Desai, D.Lakshminarayana, P.V. Patel et al. // *Sens. Actuat.A.* – 2005. - V.121. – P.405-409.
36. Structure and electrophysical properties of Ni-Co alloy films within 300 – 1300 K temperature range / V.A.Kravchenko, V.B.Loboda, I.Yu.Protsenko et al. // *Functional Materials.* – 1999. - V.6, №5. – P.892 – 896.
37. Lasyuchenko O.B., Protzenko I.Yu., Chornous A.M. Contribution of the grain-boundary and surface scattering of conductivity electrons to the size effect of tensosensitivity // *Functional Materials.* – 1999. - V.6, №5. – P.880 – 883.
38. Щербина М.Е. Исследование размерных эффектов электрических свойств пленок легкоплавких металлов: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Харьковский политехнический институт. – Харьков, 1981. – 20 с.
39. Study on piezoresistive effect of diamond films under magnetic field / W.L.Wang, K.J.Liao, C.G.Hu et al. // *Sensors Actuat. A.* – 2003. – V. 108. - P.55 – 58.
40. Study of polycrystalline diamond piezoresistive position sensors for application in cochlear implant probe / Yu. Tang, D.M.Aslam, J.Wang et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 2006. – V.15. – P.199 – 202.
41. Druzhinin A., Ostrovskii I., Liakh N. Study of piezoresistance in $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ whiskers for sensor application // *Mater. Sci. Semiconductor Proces.* – 2005. - V.8. – P.193 – 196.
42. Cao J., Wang Q., Dai H. Electromechanical properties of metallic, quasimetallic, and semiconducting carbon nanotubes under stretching // *Phys. Rev. Let.* – 2003. – V.90, №15. – P.157601-1 – 157601-4.
43. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of two-layer polycrystalline films / L.V.Dekhtyaruk, S.I.Protsenko, A.M.Chornous et al. // *Ukr. J.Phys.* – 2004. - V.49, №6. – P.587 - 597.
44. Кузьменко А.І. Структура та електрофізичні властивості двошарових плівок перехідних d-металів: Автореф. дис... кандидата физ.-мат. наук: 01.04.07 / Сумський фізико-технологічний інститут. – Суми, 1993. – 21 с.
45. Lasyuchenko O., Odnovoretz L., Protzenko I. Microscopic theory of tensosensitivity of multilayer polycrystalline films // *Cryst. Res. Technol.* – 2000. - V.35, №3. – P.329 – 332.
46. Protzenko I., Odnovoretz L., Chornous A. Electroconductivity and tensosensitivity of multilayer films // *Металлофиз. новейшие технол.* - 1998. – Т.20, №1. – С. 36 – 44.
47. Проценко С.І., Синашенко О.В., Черноус А.М. Внесок температурних ефектів у термічний коефіцієнт опору багатшарових плівкових систем // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2005. – Т.27, №12. – С.1621 – 1633.
48. Дифузійні процеси в нанокристалічних двошарових плівкових системах на основі металів /В.В.Бібік, Т.М.Гричановська, М.Маршалек та ін. // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2006. – Т.28, №6. – С.707 - 715.

49. Проводимость двухслойных моно- и поликристаллических слоев металла в условиях диффузии / Л.В.Дехтярук, И.М.Пазуха, С.И.Проценко и др. // ФТТ. – 2006. – Т.48. – Вып. 10. – С.1729 – 1739.
50. Електрофізичні властивості тонких полікристалічних плівок Cr, Cu, Ni та Ti /І.Ю.Проценко, О.В.Шовкопляс, Ю.М.Овчаренко та ін. // Журнал фізичних досліджень. – 1998. – Т.2, №1. – С.105 – 108.
51. Дехтярук Л.В., Пазуха І.М., Проценко І.Ю. Методика оцінки внеску інтерфейсного розсіювання на межі поділу шарів у величину питомого опору і термічного коефіцієнта опору плівок // УФЖ. – 2006. – Т.51, №7. – С.729 – 733.
52. Білоус О.А., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Вплив ступеня дисперсності кристалітів на параметри електропереносу металевих матеріалів // ФХТТ. – 2003. – Т.4, №1. – С.48 – 57.
53. Проценко С.І. Автоматизований лабораторний комплекс для вимірювання динамічних і статичних тензорезистивних характеристик плівкових матеріалів (подано до друку).
54. Interface effects on effective of elastic moduli of nanocrystalline materials /G.-F.Wang, X.-Q.Feng, S.-W. Yu et al. // Mater. Sci. Eng. A. – 2003. - V.363. – P.1-8.
55. Janssen P.J.M., de Keijser Th.H., Geers M.g.D. An experimental assessment of grain size effects in the uniaxial straining of thin Al sheet with a few grains across the thickness //Mater. Sci. Eng. A. – 2006. - V.419. – P.238 - 248.
56. Size effects in tensile testing of thin cold rolled and annealed Cu foils / G.Simons, Ch. Weippert, J.Dual et al. // Mater. Sci. Eng. A. – 2006. – V.416. – P. 290 – 299.
57. Son D., Jeong J.-H., Kwon D. Film-thickness consideration in microcutilevel-beam test in measuring mechanical properties of metal thin film // Thin Solid Films . – 2003. – V.437. – P.182 – 187.
58. Evaluation of fatigue strength of LIGA nickel film by microtensile tests / Son D., Kim J.-j, Lim T.W. et al. // Scripta Mater. – 2004. – V.50. – P.1265 – 1269.
59. Jen S.U., Wu T.C. Young's modulus and hardness of Pd thin films // Thin Solid Films. – 2005. – V. 492. – P.166 – 172.
60. Рузга З. Электрические термометры сопротивления. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 336 с.
61. Тензодатчики для экспериментальных исследований / Клокова Н.П., Лукашик В.Ф., Воробьева В.М. и др. – М.: Машиностроение, 1972. – 152 с.
62. Сопряжение датчиков и устройства ввода данных с компьютерами IBM PC / Под ред У. Томпкинса и Дж. Уэбстера. – М.: Мир, 1992. – С. 364 – 369.
63. Witt G.R. The electromechanical properties of thin films and the thin films strain gauge // Thin Solid Films. – 1974. – V.22. – P.133 – 156.
64. Проценко І.Ю. Технологія та фізика тонких металевих плівок. –Суми: СумДУ, 2000. – 148 с.
65. Проценко С.І. Про температурну залежність коефіцієнтів повздовжньої і поперечної тензочутливості металевих плівок // ФХТТ. – 2002. – Т.3, №3. – С. 401 – 403.
66. Tillier C.R. Effect of defect structure on the electrical conduction mechanism in metallic thin films // J.Mater. Sci. – 1985. – V.20, №6. – P. 1901 – 1919.
67. Ni-Ag thin films as strain-sensitive materials for piezoresistive sensors / H.Chiriac, M.Urse, F.Rusu et al. // Sens. Actuat. A. – 1999. – V.76. – P.376 – 380.
68. New thick-film strain gauge / O.Abe, Y.Taketa, M.Haradome et al. // Rev. Sci. Instrum. – 1988. – V.59, №8. – P.1394 – 1398.
69. Hrovat M., Belavic D., Samardzija Z. Characterization of thick resistor series for strain sensors // J.Europ. Ceram. Soc. – 2001. – V.21. – P.2001 – 2004.
70. New thick-film material for piezoresistive sensors / S.Tankiewicz, B.Morten, M.Prudenziati et al. // Sens. Actuat. A. – 2001. – V.95. – P.39 -45.
71. Li D., Lu Z., Zhou S. Giant stress-impedance effect in amorphous and thermally annealed $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ ribbons // Sens.Actuat. A. – 2003. – V.109. – P.68-71.
72. Fu B., Gao L. Tantalum nitride/copper nanocomposite with zero temperature coefficient of resistance // Scripta Mater. – 2006. – V.55. – P. 521 – 524.
73. Strain gauges of GaSb-FeGa_{1.3} eutectic composites / M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly et al. // Appl. Phys. A. – 2004. – V.79.-P.2075 – 2078.
74. Licznarski B.W., Seweryn A. Properties of discontinuous gold thin films deposited on a silicon substrate // Int. J. Electronics. – 1992. – V. 73, №5. – P.919 – 922.
75. Broitman E., Zimmerman R. Ion-plated discontinuous thin strain gauges // Thin Solid Films. - 1998. – V.317. – P.440 – 442.
76. Electrical resistance of island-containing thin metal interconnects on polymer substrates under high strain / D.P.Wang, F.Y.Bigaa, A.Zaslavsky et al. // J.Appl. Phys. – 2005. – V.98. – P.086107-1 – 086107-3.
77. Martin L.S., Wrbanek L.C., Fralick G.C. Thin film sensors for surface measurements //Thin Film Sensors for Surface Measurements. – Cleveland, Ohio, 2001. – P. 1 – 7.
78. Angadi M.A., Whiting R. Longitudinal and transverse strain sensitivity of nichrome films // Mater. Sci. Engin. B. – 1990. – V.7. – P. L1-L4.
79. Kayser P., Godefroy J.C., Leca L. High-temperature thin-film strain gauges // Sens. Actuat. A. – 1993. – V. 37 – 38. – P. 328 – 332.
80. Strain sensitivity of TiB₂, TiSi₂, TaSi₂ and WSi₂ thin films as possible candidates for high temperature strain gauges / G.Schultes, M. Schmitt, D.Goettel et al. // Sens. Actuat. A. – 2006. – V. 126. – P. 287 – 291.

81. Arshak K., Perrem R. Fabrication of a thin-film strain-gauge transducer using $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-V}_2\text{O}_5$ // Sens. Actuat. A. – 1993. – V. 36. – P. 73 - 76.
82. Гричановська Т.М., Соломаха В.А., Черноус А.М. Електропровідність і тензочутливість пліткових оксидів металів / Матеріали І науково-технічної конференції з міжнародною участю «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології». – Кременчук: ІЕНТ, 2004. – С. 46 – 47.
83. An apparent n to p transition in reactively sputtered indium-tin-oxide high temperature strain gages / O.J.Gregory, Q.Luo, J.M.Bienkiewicz et al. // Thin Solid Films. – 2002. – V.405. – P. 263 – 269.
84. Investigation of TiO_2 thick film capacitors for use as strain gauge sensors / A.Arshak, K.Arshak, D.Morris et al.// Sens. Actuat. A. – 2005. – V. 122. – P. 242– 249.
85. Interdigital capacitive strain gauge fabricated by direct-write thermal spray and ultrafast laser micromachining / J.Li, J.P.Longtin, S.Tankiewicz et al. // Sens. Actuat. A. – 2006 (article in press; see: www.sciencedirect.com).
86. Lichtenwalner D.J., Hydrick A.E., Kingon A.I. Flexible thin film temperature and strain sensor array utilizing a novel sensing concept // Sens. Actuat. A. – 2006 (article in press; see: www.sciencedirect.com).
87. A characterisation of thick film resistors for strain gauge applications / M.Hrovat, D.Belavic, Z.Samardzija et al. // J. Mater. Sci. – 2001. – V. 36. – P. 2679 – 2689.
88. The influence of firing temperature on the electrical and microstructural characteristics of thick-film resistors for strain gauge applications / M.Hrovat, A. Bencan, D. Belavic et al. // Sens. Actuat. A. – 2003. – V.103. – P. 341 – 352.
89. Multi-walled carbon nanotubes integrated in microcantilevers for application of tensile strain / S.Dohn, J.Kjelstrup-Hansen, D.N.Madsen et al. // Ultramicroscopy. – 2005. – V.105. – P.209 – 214.
90. Cao G., Chen X., Kysar J.W. Strain sensing of carbon nanotubes: Numerical analysis of the vibrational frequency of deformed single-wall carbon nanotubes // Phys. Rev. B. – 2005. – V.72. – P.195412 – 1 – 195412 – 6.
91. Belavic D., Hrovat M., Pavlin M. Vertical thick-film resistors as load sensors //J.Europ.Cer.Soc.-2001. – V.21. – P.1989 – 1992.
92. Loffler F., Siewert C., Ascher C. Manganin thin film sensor for force sensing // Sur. Coatings Technol. – 2003. – V.174 – 175. – P. 1287 – 1292.
93. Thin-film strain gauge sensors for ion thrust measurement / R.J.Stephen, K.Rajanna, V.Dhar et al. // IEEE Sens. Journal. – 2004. – V.4, №3. – P.373 – 377.
94. Amor A.B., Budde T., Gatzel H.H. A magnetoelastic microtransformer-based microstrain gauge // Sens. Actuat. A. – 2006. – V.129. – P. 41 - 44.
95. Piezoresistive property of CVD diamond films / M.Deguchi, N.Hase, M.Kitabatake et al. //Diamond Relat. Matr. – 1997. – V.6. – P. 367 – 373.
96. Application of highly oriented, planar diamond films of high mechanical strength in sensor technologies / P. Gluche, M. Adamschik, V. Vescan et al. // Diamond Relat. Mater. – 1998. – V.7. – P. 779 – 782.
97. Strain sensitivity of Ni-containing amorphous hydrogenated carbon (Ni:a-C:H) thin films prepared by r.f. sputtering using substrate bias conditions / G.Schultes, P.Frey, D.Gottele et al. // Diamond Relat. Mater. – 2006. – V.15. – P.80-89.

Великодний Д.В., аспірант кафедри прикладної фізики СумДУ;

Гричановська Т.М., пошукач кафедри прикладної фізики СумДУ;

Одноворець Л.В., кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри прикладної фізики СумДУ;

Проценко І.Ю., доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри прикладної фізики СумДУ;

Проценко С.І., кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри прикладної фізики СумДУ

Надійшла до редакції 10 січня 2007 р.