

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛЁНКИ

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

Ефект тензочутливості у тонких металевих полікристалічних плівках

Л. В. Дехтярук, Є. О. Забіла, С. І. Проценко, А. М. Чорноус

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

У рамках моделі Маядаса–Шацкеса отримано точні та асимптотичні співвідношення для коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості полікристалічних плівок. Проведено детальний числовий розрахунок коефіцієнта поздовжньої тензочутливості при довільних значеннях параметрів, які описують об'ємну та поверхневу релаксації носіїв заряду. Здійснено апробацію отриманих асимптотичних співвідношень для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості плівок міді, хрому та скандію.

В рамках модели Маядаса–Шацкеса получены точные и асимптотические соотношения для коэффициентов продольной и поперечной тензочувствительности поликристаллических пленок. Проведен численный расчет коэффициента продольной тензочувствительности при произвольных значениях параметров, которые описывают объемную и поверхностную релаксацию носителей заряда. Апробация полученных теоретических соотношений была проведена для коэффициента продольной тензочувствительности пленок меди, хрома и скандия.

The longitudinal and transverse gage factors of polycrystalline films are derived within the framework of Mayadas–Shatzkes model. Numerical computations of longitudinal gage factor under arbitrary values of parameters, which describe the bulk and surface relaxation of charge carriers, are realized. Approbation of derived theoretical relations for longitudinal gage factor of copper, chromium, and scandium films is also carried out.

Ключові слова: полікристалічна плівка, модель Маядаса–Шацкеса, тензорезистивний ефект, коефіцієнт поздовжньої та поперечної тензочутливості, апробація моделі.

(Отримано 2 березня 2004 р.)

1. ВСТУП

Коректний розрахунок числових значень коефіцієнтів поздовжньої або поперечної тензочутливості для металевих плівок потрібен для прогнозування тензорезистивних властивостей тензодатчиків на основі одно- та багат шарових плівкових зразків [1].

Вперше тензорезистивний ефект для монокристалічних плівок було проаналізовано у роботі [2] в рамках моделі Фукса-Зондгеймера. Подальший розвиток теоретичних уявлень про тензочутливість у полікристалічних одношарових плівках пов'язується з роботами Варкуша [3] та Тельє, Тоссе і Пішар (див., наприклад, [4]), в теоретичних моделях яких враховувався не тільки зовнішній, а і внутрішній розмірний ефект. Особливістю отриманих в [3, 4] результатів було те, що згідно з моделлю [3], як і [2], коефіцієнт поздовжньої тензочутливості монотонно збільшується при збільшенні товщини плівки, виходячи на асимптотичне значення для масивних зразків. Такий же характер розмірної залежності має місце у випадку лінеаризованої і тривимірної моделі [4]. Поряд з цим, у рамках моделі ефективної середньої довжини вільного пробігу електронів [4] було показано, що висновки про характер розмірної залежності неоднозначні, оскільки, в залежності від співвідношення між поверхневим (відповідає за характер залежності) і зерномежовим (відповідає за абсолютну величину коефіцієнта тензочутливості (КТ)) розсіянням електронів, може спостерігатися протилежна тенденція розмірної залежності. Якщо звернутися до експериментальних результатів [5–8], то у випадку плівок Cr і Cu [5], інвару [6], Pd і Au [7] та Sc, Cr і Cu [8] спостерігається зменшення коефіцієнта поздовжньої тензочутливості до асимптотичного значення для масивних зразків при збільшенні товщини, тобто має місце узгодження з моделлю ефективної довжини вільного пробігу [4]. Лише для плівок Co [5] та Cu [7] можна говорити про якісне узгодження експериментальних результатів з теоретичною моделлю [3] (хоча автори роботи [5] не виключають можливості часткового окислення плівок Co, а у випадку [7] можна говорити лише про тенденцію розмірного ефекту, оскільки експериментальні результати для плівок Pd і Cu подано у вигляді залежності коефіцієнта тензочутливості від R_{\square}).

У зв'язку з вказаною невідповідністю теоретичних моделей і експериментальних результатів метою даної роботи стала розробка нової напівкласичної теоретичної моделі тензочутливості одношарових полікристалічних плівок в умовах прояву зовнішнього і внутрішнього розмірних ефектів та отримання в її рамках точних і асимптотичних співвідношень (для товстих та тонких, у порівнянні з об'ємною довжиною вільного пробігу (λ) зразків), які б давали краще якісне і кількісне узгодження з експериментальними результатами.

2. ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Зміна опору R металевого зразка (рис. 1)

$$R = \frac{a_1}{a_2 d \sigma_0 \Phi} \quad (1)$$

за наявності поздовжньої або поперечної деформації кількісно можна охарактеризувати коефіцієнтами поздовжньої $\gamma^{(1)}$ та поперечної $\gamma^{(2)}$ тензочутливості, які можна визначити наступним чином [2]:

$$\gamma^{(i)} = \frac{d \ln R}{d \ln a_i}, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

У формулах (1) і (2) a_1 та a_2 — довжина та ширина плівки, d — її товщина, σ_0 — коефіцієнт питомої провідності масивного металевого зразка із монокристалічною структурою. Якщо верхній індекс $i = 1$, то формула (2) визначає коефіцієнт поздовжньої тензочутливості, а коли $i = 2$ — поперечної.

Розмірну функцію Φ , яка визначає провідність тонкої полікристалічної плівки, границі якої з однаковою ймовірністю p розсіюють носії заряду, було розраховано Маядасом і Шацкесом [9, 10] за допомогою кінетичного рівняння Больцмана у припущенні, що закон дисперсії для носіїв заряду квадратичний та ізотропний. Використовуючи підхід Лукаса [11], автори роботи [12] результат Маядаса та Шацкеса [9, 10] узагальнили на випадок, коли межі плівки різним чином розсіюють електрони. Для провідності тонкого полікристалічного зразка було отримано наступну формулу:

$$\Phi = \frac{\sigma}{\sigma_0} = f(\alpha) - \langle G \rangle, \quad (3)$$

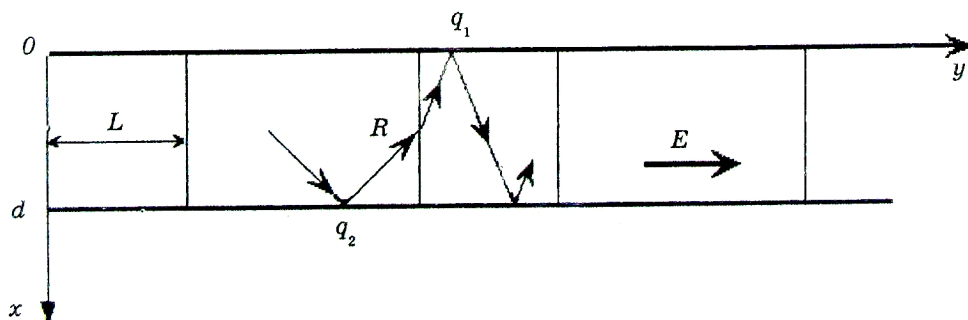


Рис. 1. Модель полікристалічної плівки у відповідності з моделлю Маядаса і Шацкеса. Ламаною лінією схематично показано можливу траєкторію руху електрона.

$$G = \frac{2 - p_1 - p_2 + (p_1 + p_2 - 2p_1p_2)E}{1 - p_1p_2E^2}, \quad (4)$$

$$E = \exp\left\{-\frac{kH}{x}\right\}, \quad k = \frac{d}{\lambda}, \quad H = 1 + \frac{\alpha}{\cos\varphi\sqrt{1-x^2}}, \quad (5)$$

де p_i ($i = 1, 2$) (параметр дзеркальності Фукса [13]) — по суті ймовірність розсіяння електрона i -ю поверхнею зразка зі збереженням енергії та тангенціальної по відношенню до поверхні компоненти квазіімпульсу,

$$\alpha = \lambda R/L(1 - R)$$

— параметр зерномежового розсіяння, L — середня ширина кристалітів у площині плівки, R — ймовірність розсіяння електронів на межах зерен. Кутовими дужками позначено інтегрування по змінних φ і x :

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{\pi k} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x - x^3)(1 - E)}{H^2} \left\{ \dots \right\}. \quad (6)$$

Функція $f(\alpha)$ у формулі (3) описує провідність полікристалічного зразка за умови $d \rightarrow \infty$ і в теорії Маядаса і Шацкеса (МШ) має наступний вигляд [8, 9]:

$$f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2, & \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} - \frac{3}{5\alpha^2}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (7)$$

Значення параметра $\alpha \ll 1$ відповідає ситуації, коли металева плівка має крупнозернисту структуру ($L \gg 1$) або ймовірність розсіяння носіїв заряду на міжкристалічній межі мала ($R \ll 1$). Якщо ж $\alpha \gg 1$, то плівка має дрібнозернисту структуру ($L \ll 1$) або електрони з великою долею ймовірності розсіюються на межах зерен ($1 - R \ll 1$).

Підставляючи формулу (3) у співвідношення (1), а отриманий результат у формулу (2), отримуємо загальну аналітичну формулу для коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості:

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \left\{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} \frac{d \ln \Phi}{d \ln k} - \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)} - \frac{\eta_R^{(i)}}{1 - R} \right\} \frac{d \ln \Phi}{d \ln \alpha} + p \eta_p^{(i)} \frac{d \ln \Phi}{d \ln p}. \quad (8)$$

Тут

$$\eta_d^{(i)} = -\frac{d \ln d}{d \ln a_i}, \quad \eta_\lambda^{(i)} = -\frac{d \ln \lambda}{d \ln a_i}, \quad \eta_L^{(i)} = -\frac{d \ln L}{d \ln a_i}, \quad \eta_R^{(i)} = -\frac{d \ln R}{d \ln a_i}, \quad \eta_p^{(i)} = -\frac{d \ln p}{d \ln a_i}$$

— феноменологічні параметри, які визначають зміну товщини плівки d , довжини вільного пробігу електронів λ , середньої ширини кристалітів L , ймовірності розсіяння носіїв заряду на межі кристалітів R і на зовнішній поверхні плівки p при наявності подовжньої або поперечної деформації відповідно.

Коефіцієнт тензочутливості нескінченного зразка з монокристалічною структурою дорівнює [2]:

$$\gamma_0^{(i)} = (-1)^{i+1} (1 + \eta_{a_j}^{(i)}) + \eta_d^{(i)} + \eta_{\sigma_0}^{(i)}, \quad i \neq j = 1, 2, \quad (9)$$

де параметр $\eta_{a_j}^{(i)} = -d(\ln a_j)/d(\ln a_i)$, як і параметр $\eta_d^{(i)}$, визначає зміну геометричних розмірів пластини з деформацією. Числове значення $\eta_{a_j}^{(i)}$ та $\eta_d^{(i)}$ можна виразити через коефіцієнти Пуассона матеріалу зразка μ і підкладки μ_s , на яку напиляється тонка плівка [2, 14]:

$$\eta_d^{(1)} = \eta_d^{(2)} = \mu(1 - \mu_s)/(1 - \mu), \quad (10)$$

$$\eta_{a_2}^{(1)} = \eta_{a_1}^{(2)} = \mu_s. \quad (11)$$

Якщо коефіцієнти Пуассона матеріалів підкладки і плівки співпадають, то $\eta_d^{(1)} = \eta_d^{(2)} = \eta_{a_2}^{(1)} = \eta_{a_1}^{(2)} = \mu$.

Оскільки розміри у площині зразка нескінченні, то $\eta_d^{(i)} = \eta_{a_j}^{(i)}$, а зміну об'ємної провідності з деформацією

$$\eta_{\sigma_0}^{(i)} = -d(\ln \sigma_0)/d(\ln a_i)$$

можна визначити як [15]

$$-d(\ln \sigma_0)/d(\ln a_i) = 1 + \eta_\lambda^{(i)}, \quad (12)$$

то КТ безмежного зразка з монокристалічною структурою можна записати наступним чином:

$$\gamma_0^{(i)} = \eta_\lambda^{(i)} + 2(2 - i)(1 + \eta_d^{(i)}). \quad (13)$$

Якщо ж масивний зразок має полікристалічну структуру, то у рамках моделі МШ коефіцієнт тензочутливості дорівнює

$$\gamma_x^{(i)} = \gamma_0^{(i)} + (\eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)}) \frac{f^*(\alpha)}{f(\alpha)} \cong \begin{cases} \gamma_0^{(i)} + \frac{3}{2} \alpha \left(1 - \frac{5}{2} \alpha\right) \{\eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)}\}, & \alpha \ll 1, \\ \gamma_0^{(i)} + \left\{1 - \frac{4}{5} \alpha\right\} \{\eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)}\}, & \alpha \gg 1, \end{cases} \quad (14)$$

де величина $\gamma_0^{(i)}$ визначається формулою (13), а функція $f^*(\alpha)$ визначена співвідношенням

$$f^*(\alpha) = \frac{3}{2}\alpha - \frac{3\alpha^2(2+3\alpha)}{1+\alpha} + 9\alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \cong \begin{cases} \frac{3}{2}\alpha - 6\alpha^2, & \alpha \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha} - \frac{6}{5\alpha^2}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (15)$$

Обчислюючи логарифмічні похідні у формулі (8) і нехтуючи деформаційною залежністю параметрів R і p , отримаємо точний вираз для КТ полікристалічної плівки при довільному співвідношенні між товщиною плівки d і довжиною вільного пробігу електронів λ при довільному характері взаємодії носіїв заряду із зовнішніми межами зразка:

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \left\{ (\eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)})J_d + (\eta_\lambda^{(i)} - \eta_L^{(i)})J_\alpha \right\} / \Phi, \quad (16)$$

$$J_d = \left\langle G - \frac{kEH}{x} \left\{ G(1-E)^{-1} - \Theta \right\} \right\rangle, \quad (17)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) + \left\langle \frac{kE}{x} (H-1) \left\{ G(1-E)^{-1} - \Theta - \frac{x}{kEH} 2G \right\} \right\rangle, \quad (18)$$

$$\Theta = \frac{2p_1p_2(2-p_1-p_2)E + (p_1+p_2-2p_1p_2)(1+p_1p_2E^2)}{(1-p_1p_2E^2)^2}. \quad (19)$$

Функція G , E , H і кутові дужки визначаються формулами (4)–(6) відповідно.

Якщо розмір кристалітів значно більший товщини шару металу d і довжини вільного пробігу носіїв заряду λ , то розсіянням електронів на міжкристалічних межах можна знехтувати і зразок можна розглядати як монокристалічний. Поклавши $\alpha = 0$ у формулі (16), для коефіцієнта тензочутливості отримаємо наступні точну та асимптотичні формули для товстих ($k \gg 1$) і тонких ($k \ll 1$) монокристалічних плівок

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - (\eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)}) \frac{J}{\Phi} \cong \begin{cases} \gamma_0^{(i)} - (\eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)}) \frac{3(2-p_1-p_2)}{16k}, & k \gg 1, \\ \gamma_0^{(i)} - (\eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)}) \left(1 - \frac{1}{\ln(1/k)} \right), & k \ll 1, \end{cases} \quad (20)$$

$$J = \left\langle \left\langle G - \frac{kE^*}{x} \left\{ G(1-E^*)^{-1} - \Theta \right\} \right\rangle \right\rangle, \quad \Phi = 1 - \langle \langle G \rangle \rangle, \quad (21)$$

$$\langle \langle \dots \rangle \rangle = \frac{3}{4k} \int_0^1 dx (x-x^3)(1-E^*) \{ \dots \}. \quad (22)$$

Функції G і Θ визначаються формулами (4) і (19) відповідно, в яких необхідно зробити заміну

$$E \rightarrow E^* = \exp\left\{-\frac{k}{x}\right\}.$$

Точний вираз для величини $\gamma^{(i)}$ (16) можна спростити для товстих ($k \gg 1$) і тонких ($k \ll 1$) полікристалічних шарів металу. Якщо плівка товста ($d \gg \lambda$), то для довільних значень параметрів α і p_i коефіцієнт тензоцутливості знову визначається формулою (16), в якій величини Φ [16], J_d і J_α дорівнюють

$$\Phi = f(\alpha) - \frac{3(2 - p_1 - p_2)}{16k} \left\{ 1 - \frac{32\alpha}{3\pi} + 12\alpha^2 + \frac{16}{\pi} (5 - (4 - 5\alpha^2)I) \alpha^3 - 40\alpha^4 \right\}, \quad (23)$$

$$J_d = \frac{3(2 - p_1 - p_2)}{16k} \left\{ 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha + 12\alpha^2 + \frac{16}{\pi} (5 - (4 - 5\alpha^2)I) \alpha^3 - 40\alpha^4 \right\}, \quad (24)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) - \frac{2(2 - p_1 - p_2)}{\pi k} \left\{ 1 - \frac{9\pi\alpha}{4} - 6 \left(5 - (3 - 5\alpha^2)I - \frac{1 - \alpha^2 I}{4(1 - \alpha^2)} \right) \alpha^2 + 15\pi\alpha^3 \right\}, \quad (25)$$

$$I_i = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha^2}}{\alpha}, & \alpha \leq 1, \\ \frac{\arccos(1/\alpha)}{\sqrt{\alpha^2 - 1}}, & \alpha > 1. \end{cases} \quad (26)$$

Отримане асимптотичне значення для величини $\gamma^{(i)}$ при довільних значеннях параметра α все рівно є досить громіздким і його можна спростити для граничних значень параметра α , тобто для полікристалічної плівки з крупнозернистою ($\alpha \ll 1$) або дрібнозернистою ($\alpha \gg 1$) структурами:

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \frac{3(2 - p_1 - p_2)}{16k} \left\{ 1 - \frac{6}{\pi} \alpha \right\} \{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \} + \frac{3}{2} \alpha \left\{ 1 - \frac{5}{2} \alpha - \frac{3(2 - p_1 - p_2)}{4\pi k} \left(1 - \frac{13}{2} \alpha \right) \right\} \{ \eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)} \}, \quad \alpha \ll 1, \quad (27)$$

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \frac{2 - p_1 - p_2}{8k\alpha} \left\{ 1 - \frac{3}{4\alpha} \right\} \{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \} +$$

$$+ \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha} - \frac{2 - p_1 - p_2}{8k\alpha} \left\{ 1 - \frac{3}{2\alpha} \right\} \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)} \right\} \right\}, \quad \alpha \gg 1. \quad (28)$$

Якщо ж полікристалічний шар металу тонкий ($k \ll 1$), то для коефіцієнта тензочутливості можна отримати наступні наближені формули:

$$\gamma^{(i)} \cong \begin{cases} \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \frac{1}{\ln(1/k)} \right\} \left\{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\}, & \alpha \leq k, \\ \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \frac{1}{\ln(1/k) - 4\alpha/\pi} \right\} \left\{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} + \frac{4}{\pi} \frac{\alpha \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_\lambda^{(i)} \right\}}{\ln(1/k) - 4\alpha/\pi}, & k < \alpha \ll 1, \\ \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \frac{1}{\ln(1/k\alpha)} \right\} \left\{ \eta_\lambda^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\}, & 1 < \alpha \ll 1/k. \end{cases} \quad (29)$$

Як витікає із формули (29), при виконанні нерівності $\alpha \leq k$ основним механізмом релаксації носіїв заряду є їх розсіяння на зовнішніх межах і розсіянням електронів на міжкристалічних межах можна знехтувати.

3. ЧИСЛОВІ РОЗРАХУНКИ

Для проведення числового розрахунку точну формулу (16) для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості зручно записати у наступному вигляді:

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_0^{(1)}} = 1 - \frac{1}{\gamma_0^{(1)} \Phi} \left\{ \left(\eta_\lambda^{(1)} - \eta_d^{(1)} \right) \mathcal{J}_d + \left(\eta_\lambda^{(1)} - \eta_L^{(1)} \right) \mathcal{J}_\alpha \right\}. \quad (30)$$

Наведені на рис. 2 криві отримано числовим розрахунком за точною формулою (30).

Вони ілюструють залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості при різних значеннях параметрів, що характеризують полікристалічну плівку, та показують, що характер поведінки коефіцієнта поздовжньої тензочутливості зі зміною товщини плівки визначається знаком нерівності між феноменологічними параметрами $\eta_\lambda^{(1)}$ і $\eta_d^{(1)}, \eta_L^{(1)}$. Якщо виконується нерівність $\eta_\lambda^{(1)} = \eta_d^{(1)} = \eta_L^{(1)}$, то величина $\gamma^{(1)}$ зі зменшенням товщини плівки зростає (рис. 2, а, б, криві 4, 5), як і в роботах [5–8]. У разі виконання протилежної нерівності $\eta_\lambda^{(1)} > \eta_d^{(1)}, \eta_L^{(1)}$ спостерігається зворотна тенденція: коефіцієнт поздовжньої тензочутливості монотонно зменшується зі зменшенням параметра k або, навпаки, монотонно зростає зі зростанням товщини плівки і асимптотично прямує до свого об'ємного значення, як у випадку теоретичних моделей [3, 4].

Структура зразка, яка у рамках моделі МШ визначається пара-

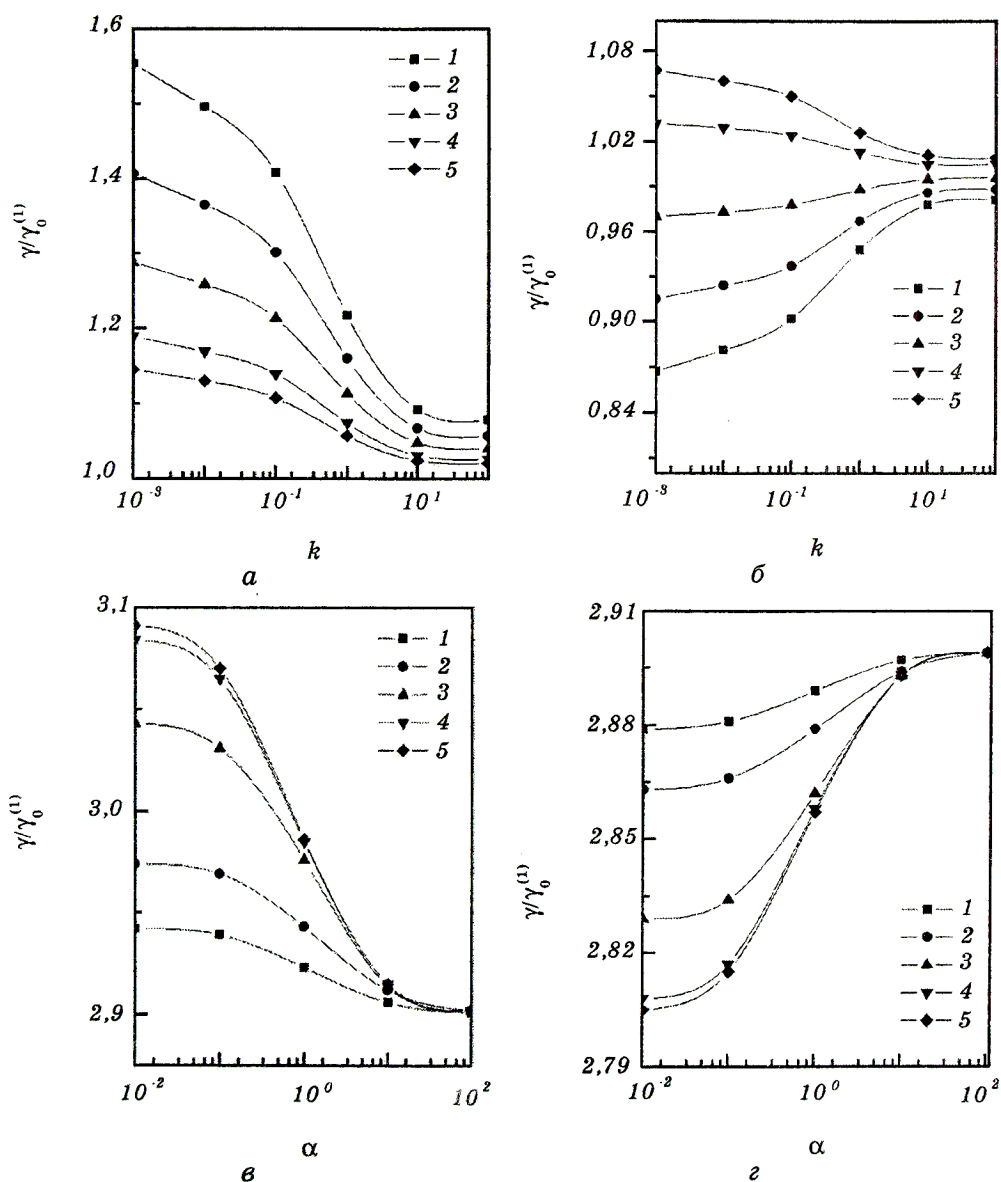


Рис. 2. Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості $\gamma^{(1)}$ від нормованої на довжину вільного пробігу носіїв заряду товщини зразка k (а, б) та параметра α (в, г). а) $\eta_d = 0,3; \eta_L = 0,3; p_i = 0; \alpha = 5$. 1 — $\eta_\lambda = -0,8$; 2 — $\eta_\lambda = -0,6$; 3 — $\eta_\lambda = -0,4$; 4 — $\eta_\lambda = -0,2$; 5 — $\eta_\lambda = -0,1$. б) $\eta_d = 0,3; \eta_L = 0,3; p_i = 0,1; \alpha = 0,1$; 1 — $\eta_\lambda = 0,8$; 2 — $\eta_\lambda = -0,6$; 3 — $\eta_\lambda = -0,4$; 4 — $\eta_\lambda = -0,2$; 5 — $\eta_\lambda = -0,1$. в) $\eta_d = 0,3; \eta_L = 0,3; \eta_\lambda = 0,5; p_1 = 0,1; p_2 = 0,2$; 1 — $k = 0,01$; 2 — $k = 0,1$; 3 — $k = 1$; 4 — $k = 5$; 5 — $k = 10$. г) $\eta_d = 0,3; \eta_L = 0,3; \eta_\lambda = 0,2; p_1 = 0,1, p_2 = 0,2$; 1 — $k = 0,001$; 2 — $k = 0,1$; 3 — $k = 1$; 4 — $k = 5$; 5 — $k = 10$.

метром α , не змінює характеру поведінки $\gamma^{(1)}(k)$, а впливає лише на числове значення коефіцієнта поздовжньої тензочутливості (рис. 2, в, г). Цей висновок якісно співпадає з висновком [4].

4. АПРОБАЦІЯ ТЕОРЕТИЧНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ

Експериментальну перевірку здійснювали на основі співвідношень (27), що описують тензорезистивний ефект у зразках, для яких нормована на довжину вільного пробігу електронів товщина плівки $k \sim 1$, на прикладі плівкових зразків Cu, Cr і Sc.

Плівки отримували методом термічного випаровування на підкладки, виготовлені із тефлону та нікелевої фольги, покритої SiO. Методику формування контактів на підкладках докладно описано у роботах [1, 17]. Товщину плівок вимірювали інтерференційним методом. Фазовий склад зразків контролювали методом електронографії. Згідно з електронографічними даними фазовий склад плівок Cu, Cr і Sc є таким же, як і для відповідних масивних зразків.

Для деформації зразків безпосередньо у вакуумній камері використовували спеціально сконструйований пристрій [1, 17], що давав можливість розтягувати підкладку з плівкою до 2% із кроком деформації $\delta\epsilon^{(1)} = 0,05\%$. Коефіцієнти поздовжньої тензочутливості розраховували за тангенсом кута нахилу залежності $\Delta R_f / R_{f_n}$ від деформації $\epsilon^{(1)} = \Delta a_1 / a_{1n}$ (індекс «n» позначає початкові значення опору та довжини). Отримані деформаційні залежності мають лінійний характер, а їх аналіз показує, що усі релаксаційні процеси у плівках (поворот зерен, утворення дефектів, мікропластична деформація та ін.) закінчуються після першого деформаційного циклу, оскільки, починаючи з другого деформаційного циклу, величина $\gamma^{(1)}$ фактично не змінюється.

Розрахунок $\gamma^{(1)}$ на основі співвідношення (27) потребує даних про величину параметрів p , λ і α та деформаційних коефіцієнтів $\gamma_0^{(1)}$, $\eta_\lambda^{(1)}$, $\eta_d^{(1)}$ і $\eta_L^{(1)}$. Зведені коефіцієнти Пуассона $\eta_d^{(1)} = \eta_L^{(1)}$ розраховували за формулою (10) з урахуванням пружних властивостей підкладки та табличних [18] даних для масивних Cu, Cr і Sc.

Визначення параметрів p , λ та α проводили шляхом обробки експериментальних даних з розмірної залежності температурного коефіцієнта опору на основі лінеаризованої та ізотропної моделей Тельє, Тоссе і Пішар (більш докладно описано в роботі [1]) за умови, що величини коефіцієнтів дзеркальності для меж поділу плівка-підкладка та плівка-вакуум збігаються, тобто ($p_1 = p_2 = p$). Значення p , λ і α для Cu, Cr і Sc [1] наведено у таблиці.

Виключно важливе значення для апробації приведених співвідношень має коректне визначення величин $\gamma_0^{(1)}$ та $\eta_\lambda^{(1)}$, які дають найбільшу похибку у розрахунках. Для плівок Cu, Cr і Sc використовували дані (таблиця), наведені у роботах [1, 19]. Для розрахунку

Параметри електроперенесення для плівок Cu, Cr, Sc.

Плівки	ρ	λ , нм	α	$\gamma_0^{(1)}$	$\eta_\lambda^{(1)}$	$\gamma_\infty^{(1)}$	$\eta_{\lambda\infty}^{(1)}$
Cr	0,105	62,7	0,034	2,60 [19]	-3,04	0,8	-1,8
Cu	0,186	119,5	0,760	2,98 [1]	0,28	1,8	-0,9
Sc	0,144	161,4	0,594	-1,44 [1]	-4,04	0,3	-2,3

КТ замість $\gamma_0^{(1)}$ та $\eta_\lambda^{(1)}$ також використовували значення $\gamma_\infty^{(1)}$ та $\eta_{\lambda\infty}^{(1)}$. Для визначення $\gamma_{f\infty}^{(1)}$ будували залежності $\gamma^{(1)}(1/d)$ і графічно знаходили $\gamma_\infty^{(1)} = \lim_{d \rightarrow \infty} \gamma^{(1)}$ (розглядали плівкові зразки товщиною $d > 70$ нм). За даними про $\gamma_{f\infty}^{(1)}$ далі визначали $\gamma_{\rho\infty}^{(1)} = \gamma_\infty^{(1)} - 2\mu - 1$, а потім $\eta_{\lambda\infty}^{(1)} = \gamma_{\rho\infty}^{(1)} - 1$. Результати цих розрахунків ілюструє таблиця.

Рис. 2-4 ілюструють експериментальні та розраховані залежності коефіцієнта поздовжньої тензочутливості від товщини. Видно, що краща узгодженість між експериментальними та теоретичними даними має місце при відносно великих товщинах. Для плівок Sc запропонована модель задовільно описує експериментальні результати у випадку, коли задається $\gamma_\infty^{(1)}$, а деформаційний коефіцієнт є підгоночним параметром.

У роботі [5] обговорюється питання про розмірну залежність деформаційного коефіцієнта середньої довжини вільного пробігу. Якщо підійти з цієї точки зору до апробації запропонованих співвідношень, то у кожному конкретному випадку можна досягти співпадання експериментальних та розрахованих результатів.

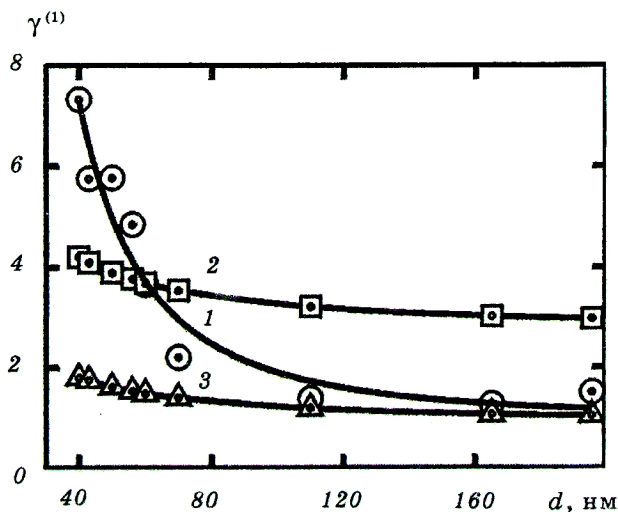


Рис. 3. Експериментальна (1) та розраховані (2, 3) залежності коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості для плівок Cr: 2 — $\gamma_0^{(1)} = 2,6$, $\eta_\lambda^{(1)} = -3,04$; 3 — $\gamma_\infty^{(1)} = 0,8$, $\eta_{\lambda\infty}^{(1)} = -1,8$.

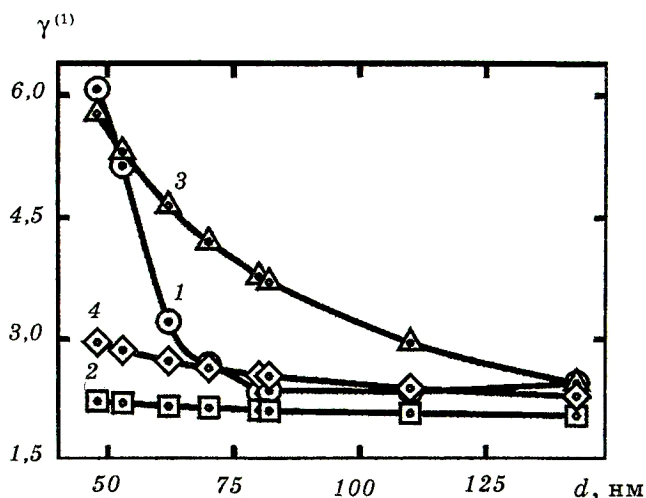


Рис. 4. Експериментальна (1) та розраховані (2-4) залежності коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості для плівок Cu: 2 — $\gamma_0^{(1)} = 2,98$, $\eta_{\lambda}^{(1)} = 0,28$; 3 — $\gamma_{\infty}^{(1)} = 1,8$, $\eta_{\lambda\infty}^{(1)} = -0,9$; 4 — $\gamma_{\infty}^{(1)} = 2,98$, $\eta_{\lambda}^{(1)} = 0,10$.

Наприклад, для плівок Sc така відповідність у інтервалі товщин 30–250 нм має місце, якщо $\eta_{\lambda\infty}^{(1)}$ змінюється від $-0,23$ до $-0,91$ при ($\gamma_{\infty}^{(1)} = 0,3$). Для плівкових зразків Cr при $\gamma_0^{(1)} = 2,6$ при зміні товщини від 40 до 195 нм величина деформаційного коефіцієнта середньої довжини вільного пробігу зростає від $-9,7$ до $+13$.

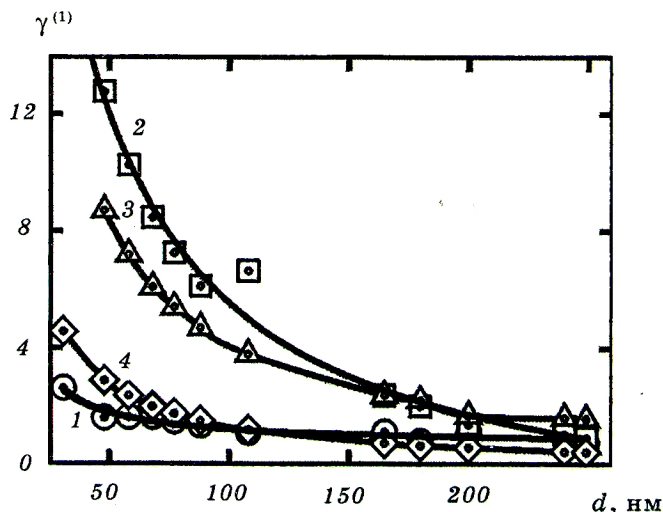


Рис. 5. Експериментальна (1) та розраховані (2-4) залежності коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості для плівок Sc: 2 — $\gamma_0^{(1)} = -1,44$, $\eta_{\lambda}^{(1)} = -4,04$; 3 — $\gamma_{\infty}^{(1)} = 0,3$, $\eta_{\lambda\infty}^{(1)} = -2,3$; 4 — $\gamma_0^{(1)} = 0,3$, $\eta_{\lambda}^{(1)} = -0,6$.

4. ВИСНОВКИ

Запропонована напівкласична модель відповідає експериментальним даним як у якісному (правильно описує, на відміну від [3, 4], розмірну залежність), так і в кількісному відношенні при додатковому припущенні [5] про розмірну залежність деформаційного коефіцієнта середньої довжини вільного пробігу.

Подальший розвиток моделі можна здійснити, враховуючи деформаційну залежність коефіцієнтів R і p ; ця ідея виявилася продуктивною в напівфеноменологічній моделі [1] для тензочутливості багатосферних плівок. Важливим результатом буде перенесення запропонованої моделі на випадок дво- чи тришарових плівкових систем.

Автори виражають подяку проф. І. Ю. Проценку за обговорення результатів роботи та цінні зауваження.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **25**, № 5: 587 (2003).
2. З. Г. Мейксин, *Физика тонких пленок* (Москва: Мир: 1978).
3. F. Warkusz, *Prog. Surf. Sci.*, **10**, No. 3: 287 (1982).
4. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Size Effects in Thin Films* (A.-O.-N.Y.: ESPS: 1982).
5. A. M. Chornous, N. M. Opanasyuk, A. D. Pogrebnyak, and I. Yu. Protsenko, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, No. 12 B: L1320 (2000).
6. K. Rajanna and M. M. Nayak, *Mater. Sci. Eng. B*, **77**: 288 (2000).
7. S. U. Jen, C. C. Yu, C.H. Liu, and G. Y. Lee, *Thin Solid Films*, No. 434: 322 (2003).
8. Є. О. Забіла, Л. В. Однорець, С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Вісник Сумського держ. ун-ту. Серія: фіз., мат., мех.*, № 8 (54): 71 (2003).
9. A. F. Mayadas, M. Shatzkes, and J. F. Janak, *Appl. Phys. Lett.*, **14**, No. 11: 345 (1969).
10. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B: Condens. Matter.*, **1**, No. 4: 1382 (1970).
11. M. S. P. Lucas, *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 5: 1632 (1965).
12. A. M. Ghodgaonkar and K. Ramani, *Phys. Status Solidi A*, **73**, No. 1: K21 (1982).
13. K. Fuchs, *Proc. Camb. Philos. Soc. A*, **34**, No. 1: 100 (1938).
14. Z. H. Meiksin, *Thin Films*, **1**, No. 3: 205 (1969).
15. G. C. Kuczynski, *Phys. Rev.*, **94**, No. 1: 61 (1954).
16. О. А. Білоус, Л. В. Дехтярук, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **23**, № 1: 43 (2001).
17. О. Б. Ласюченко, І. Ю. Проценко, В. А. Хворост, А. М. Черноус, *Сб. докл. 12-го Междунар. симп. «Тонкие пленки в оптике и электронике»* (Харьков: ННЦ ХФТИ: 2001).
18. *Физико-химические свойства элементов: Справочник* (Ред. В. Г. Самсонов) (Киев: Наук. думка: 1965).
19. О. В. Lasyuchenko, I. Yu. Protsenko, and A. M. Chornous, *Functional Materials*, **6**, No. 5: 880 (1999).