

ВПЛИВ СТАТИЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ НА ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ У МЕТАЛЕВИХ ПЛІВКАХ

О.Б.Ласюченко, І.Ю.Проценко, В.А.Хворост, А.М.Чорноус
Сумський державний університет, м. Суми

Проаналізовано фізичні процеси, які відбуваються в металевій плівці при статичній деформації на розтяг. Проведена оцінка адитивного внеску у величину коефіцієнта повздовжньої тензочутливості: зміни середньої довжини вільного пробігу електрона, геометричних розмірів плівки, а також коефіцієнтів дзеркальності поверхні плівки і проходження межі зерна електрона.

ВСТУП

Широке застосування плівкових тензодатчиків [1,2], тому числі і металевих, стимулює як фізико-технологічні, так і фундаментальні дослідження процесів, які зумовлюють тензоефект, а також дають можливість підвищити ефективність датчиків. Із літературних даних відомо (див., наприклад, [2]), що напівпровідникові плівкові датчики мають значні переваги перед металевими: великий коефіцієнт тензочутливості, лінійність деформаційної залежності, низький температурний коефіцієнт опору (ТКО), стійкість до магнітних полів і радіаційного випромінювання та ін. Поряд з цим вони мають певні недоліки, які пов'язані із їх хрупкістю, низькою температурною стабільністю, хімічною активністю, підвищеними вимогами до матеріалу контактів та методів їх формування. З цієї точки зору в окремих випадках металеві плівкові тензодатчики можуть виявитися більш ефективними у порівнянні із напівпровідниковими.

У роботі [3] було враховано внесок у величину γ_i деформаційних коефіцієнтів η_p , η_r та у випадку багатошарових плівкових систем η_Q , де p^* , g і Q – коефіцієнти розсіювання електронів на зовнішніх поверхнях плівки, межх зерен та межі поділу шарів відповідно. Однак мікроскопічна теорія тензоефекту [3] не була апробована, хоча якісне узгодження її з експериментальними результатами було відмічено.

Виходячи із сказаного, мету даної роботи можна сформулювати таким чином: вивчення електронних процесів розсіювання в металевій плівці як робочому елементу тензодатчика та експериментальна перевірка мікроскопічної теорії тензочутливості на прикладі плівок міді.

1. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Оскільки питомий опір плівок дуже низький, то особливою проблемою виступає методика підготовки плівкових контактів. Суть її полягає в наступному. На підкладці із фторопласту Ф4 формуються струмопровідні доріжки на основі двошарової плівкової системи Cu/Cr , де плівка хрому товщиною $d \approx 20$ нм має високу адгезію до підкладки, а верхній шар міді із змінною товщиною (збільшується за принципом східців до 2 мкм у напрямку електричного контакту) забезпечує надійний низькоомічний контакт із зразком. Шар

міді має складну будову і формується таким чином. На підшар хрому спочатку конденсується плівка міді такої ж товщини. Ця двошарова система несущільна, оскільки плівковий зразок (інтервал товщин складає величину $d = 25 \dots 150$ нм) знаходиться у центрі підкладки із дзеркальною поверхнею. Ширина та довжина плівки фіксується оптичним мікроскопом МИР-2. На відстані 1 мм від внутрішнього краю контактної доріжки наноситься мідне покриття методом електрохімічного осадження.

Як електроліт використовувався водний розчин мідного купоросу середньої концентрації. Процес нанесення покриття при напрузі 40 В та струмі 30 мА здійснювався протягом 3 хвилин. Потім при струмі 40 мА процес продовжувався ще 7...8 хвилин, а при 50 мА - 5 хвилин.

Зміною глибини занурювання підкладки в електроліт, формуються сходинки для запобігання різкого переходу контакт-плівка, що може спричинити руйнування зразка. Застосована методика осадження дозволяє отримувати контактні доріжки з великою адгезією до підкладки та малим опором (0,02 Ом).

Для дослідження явища тензоефекту та температурної залежності опору застосовується пристрій для дослідження електрофізичних властивостей плівкових зразків [6]. Величина γ_i знаходиться за кутовим коефіцієнтом залежності $\Delta R/R_n$ від ϵ_1 (R – опір плівки, R_n – початковий опір) за III – IV деформаційним циклом.

Для розрахунку величин деформаційних коефіцієнтів η_p та η_r і похідних $\frac{dk}{dp}$ та $\frac{dk}{dr}$ використовувались експериментальні залежності ТКО від товщини плівки, які були отримані на двох ідентичних серіях зразків при деформації $\epsilon_1=0$ (перша серія) і $\epsilon_2=0,01$ (друга серія). Опір зразків вимірювався за допомогою універсальних вольтметрів В7-23 і В7-27 за чотириточковою схемою.

2. МІКРОСКОПІЧНА ТЕОРІЯ ТЕНЗОЕФЕКТУ ДЛЯ ОДНОШАРОВИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

Для побудови теорії тензоефекту скористаємося означенням коефіцієнта повздовжньої тензочутливості у вигляді

$$\gamma_1 = \left(\frac{d \ln R}{d \ln l} \right)_T \quad (1)$$

де $R = \rho \frac{a \cdot d}{l}$ - опір півки (l, a, d - довжина, ширина, товщина півки, відповідно); T - температура; $\rho^{-1} = \sigma_0 \cdot F(k, D)$ - питомий опір півки з товщиною d (σ_0 - питома провідність масивної півки, тобто при $d \rightarrow \infty$); $F(k, D)$ - функція Фукса, $k = \frac{d}{\lambda_0}$, $D = \frac{L}{\lambda_0}$ - приведені товщина і середній розмір кристалітів, λ_0 - середня довжина вільного пробігу електрона в об'ємі масивної півки).

Оскільки $d \ln l$ дорівнює $d \epsilon_1$, то співвідношення для γ_1 можна записати так:

$$\gamma_1 = \left(\frac{d \ln R}{d \ln l} \right)_T = \frac{d}{d \ln l} (-\ln a + \ln l - \ln d - \ln \sigma_0 - \ln F(k, D)) = \mu_s + 1 + \mu^* + (1 + \eta_{oi}) - \frac{d \ln F(k, D)}{d \ln l} \quad (2)$$

де $\mu^* = \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f}$ - приведений коефіцієнт Пуассона (μ_s, μ_f - коефіцієнти Пуассона для матеріалу підкладки і півки); $\eta_{oi} = -\left(\frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma_0}{\partial \epsilon_1} + 1 \right)$ - деформаційний коефіцієнт середньої довжини вільного пробігу електрона у масивній півці, який пов'язаний із γ_{oi} співвідношенням $\gamma_{oi} = 1 + \eta_{oi}$ (крім цього η_{oi} можна представити так $\eta_{oi} = -\frac{1}{\lambda_0} \frac{\partial \lambda_0}{\partial \epsilon_1}$); γ_{oi} - асимптотичне значення γ_{oi} при $d \rightarrow \infty$.

Враховуючи, що функція Фукса залежить в явному виді від k і D і неявному виді від ефективного коефіцієнта розсіювання електрона на зовнішніх поверхнях півки (ρ^*) та межі зерен (r), похідну $\frac{d \ln F}{d \ln l}$ можна записати таким чином:

$$\frac{d \ln F(k, D)}{d \ln l} = \frac{d \ln F}{d \ln k} \frac{d \ln k}{d \ln l} + \frac{d \ln F}{d \ln D} \frac{d \ln D}{d \ln l} + \frac{d \ln F}{d \ln \rho^*} \frac{d \ln \rho^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F}{d \ln r} \frac{d \ln r}{d \ln l}$$

Легко показати, що $\frac{d \ln F}{d \ln k} = \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right)$, де β і β_0 -

ТКО півки і масивних полікристалів із максимально великим розміром L , а $\frac{d \ln k}{d \ln l} = \eta_{oi} - \mu^*$ приблизно до-

рівнює $\frac{d \ln D}{d \ln l} = \eta_{oi} + 1$. Крім того, якщо врахувати,

що множники $\frac{d \ln k}{d \ln \rho^*} \frac{d \ln \rho^*}{d \ln l}$ і $\frac{d \ln k}{d \ln r} \frac{d \ln r}{d \ln l}$ перетворюються до виду

$\frac{d \ln k}{d \ln \rho^*} \frac{d \ln \rho^*}{d \ln l} = -\frac{\rho^*}{k} \frac{d k}{d \rho^*} \cdot \eta_{\rho^*}$, і $\frac{d \ln k}{d \ln r} \frac{d \ln r}{d \ln l} = -\frac{r}{k} \frac{d k}{d r} \cdot \eta_{r}$, то співвідношення (2) в кінцевому вигляді можна записати так

$$\gamma_1 = \gamma_{oi} + 1 + \mu_s + \mu^* - \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right) \times \left[(2\gamma_{oi} - 1 - \mu^*) - \eta_{\rho^*} \cdot \frac{\rho^*}{k} \frac{d k}{d \rho^*} - \eta_{r} \cdot \frac{r}{k} \frac{d k}{d r} \right] \quad (3)$$

Визначимо, що аналогічне співвідношення нами було отримано [3] для багатопшарової півкової системи $Me_1/Me_2/\dots/\Pi$ (Me - метал, Π - підкладка), де було також враховано вплив повздовжньої деформації на коефіцієнт проходження (Q) електроном межі поділу шарів.

3. АПРОБАЦІЯ ТЕОРЕТИЧНОЇ МОДЕЛІ

Згідно описаній у першому розділі методики були одержані розмірні залежності ТКО β і КТ γ_1 від товщини півок Су. ТКО розраховувався із кривою охолодження другого циклу термостабілізації за схемою "нагрівання - охолодження", а КТ - із деформаційної кривої третього або четвертого циклу "навантаження - зняття навантаження" при збільшенні деформації, оскільки при подальшому збільшенні кількості циклів величина γ_{oi} не змінюється. Приклади таких залежностей представлені на рис.1.

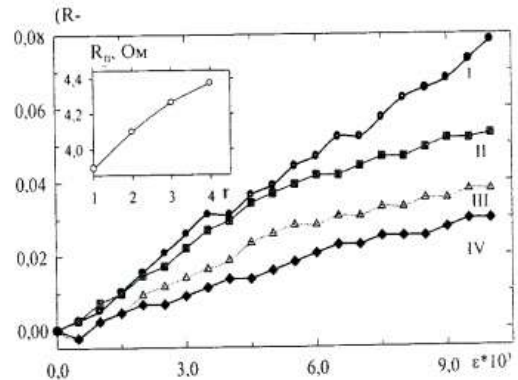


Рис.1. Деформаційна залежність для півок міді. На вставці - залежність початкового опору R_n від номера деформаційного циклу. I-IV - номери деформаційного циклу. Товщина 80 нм

Необхідно визначити, що зменшення опору при першому нагріванні пов'язано із залікуванням дефектів кристалічної будови.

Розмірні залежності для ТКО недеформованих та деформованих півок у координатах β - d , βd - d та $\beta^{-1} d$ - d представлені на рис.2. Ці дані у сукупності із експериментальною залежністю середнього розміру кристалітів L від товщини d дозволяють провести розрахунок усіх необхідних параметрів для апробації

співвідношення (3). Зокрема, лінеаризовані залежності можна обробити в рамках відповідної моделі Тельє, Тоссе і Пішара (більш детально див., наприклад, [5]), що дозволить одержати величину середньої довжини вільного пробігу електронів у масивних зразках з таким же типом і концентрацією дефектів як у плівках ($\lambda_0(1-p^*)$), ту ж величину, але лімітовану межами зерен ($\lambda_g(1-p^*) = \lambda_0(1-p^*)f(\alpha)$, де $f(\alpha)$ – функція зерномежевого розсіювання, $\alpha = \frac{\lambda R}{L(1-R)}$ – параметр зерномежевого розсіювання і R – коефіцієнт цього розсіювання), і ТКО при $d \rightarrow \infty$ (β_g). Оскільки $f(\alpha) = \frac{\beta_g}{\beta_0}$,

то, знаючи експериментальну величину $\lambda_0(1-p^*)$, можна обчислити ($\lambda_g(1-p^*)$). Скориставшись цими даними і моделлю ізотропного розсіювання Тельє, Тоссе і Пішара, із лінеаризованих залежностей, представлених на рис.2 були одержані параметри p^* і R (останній пов'язаний із коефіцієнтом r відомим (див. [5])

співвідношенням $\frac{R}{1-R} = 0,97 \ln\left(\frac{1}{r}\right)$). Оскільки роз-

рахунки проведені для двох серій зразків, то це дозволяє визначити деформаційні коефіцієнти

$$\eta_{p^*1} = \frac{1}{p^*(0)} \cdot \frac{p^*(\epsilon_2) - p^*(0)}{\epsilon_2} \quad \text{та} \quad \eta_{r1} = \frac{1}{r(0)} \cdot \frac{r(\epsilon_2) - r(0)}{\epsilon_2} \quad \text{і}$$

$$\text{похідні} \quad \frac{dk}{dp^*} = \frac{\frac{d}{\lambda_0}(\epsilon_2) - \frac{d}{\lambda_0}(0)}{p^*(\epsilon_2) - p^*(0)} \quad \text{та} \quad \frac{dk}{dr} = \frac{\frac{d}{\lambda_0}(\epsilon_2) - \frac{d}{\lambda_0}(0)}{r(\epsilon_2) - r(0)}$$

Особливо підкреслимо, що за аналогією можна визначити і η_{01} згідно співвідношення

$$\eta_{01} = -\frac{1}{\lambda_0(0)} \cdot \frac{\lambda_0(\epsilon_2) - \lambda_0(0)}{\epsilon_2}, \quad \text{але із великою похибкою}$$

($\eta_{01} = 1,25 \pm 0,95$) і тому ми скористалися величиною $\eta_{01} = \gamma_{01} - 1$.

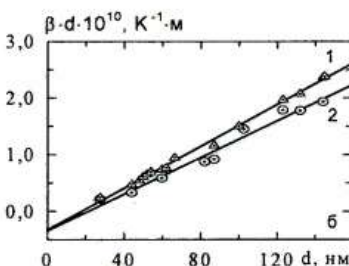
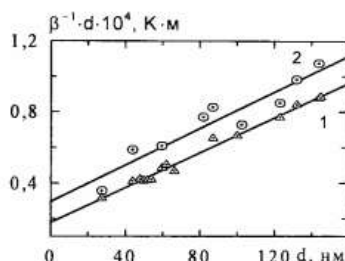
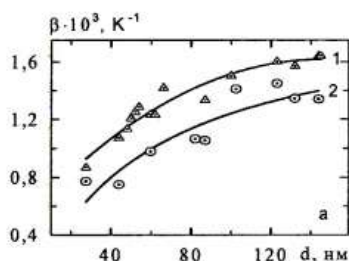


Рис.2. Залежність термічного коефіцієнта опору від товщини у різних координатах для недеформованих (1) і деформованих (2) плівок

Результати розрахунків представлені в таблиці. Виходячи із цих даних, була проведена апробація теоретичного співвідношення (3). Ступінь відповідності експериментальних і розрахункових даних ілюструє рис.3. Як видно із рис.3 в області товщини $d < 70$ нм має місце розходження експериментальних і розрахункових даних. Визначимо, що автори роботи [6] спостерігали подібне розходження розрахункових даних, одержаних у рамках тривимірної моделі Тельє, Тоссе і Пішара, і експериментальних також і у випадку плівок Cu та Co .

Згідно [6] відповідність результатів буде мати місце при умові, що деформаційний коефіцієнт η_{01} збільшується при зменшенні товщини. Але в даному конкретному випадку плівок Cu такий ефект можливо має місце для плівок із $d \approx 53$ і 62 нм, а при $d \approx 46$ і 53 нм, скоріше за все, коефіцієнт η_1 збільшується в результаті утворення мікротріщин в об'ємі зразка.

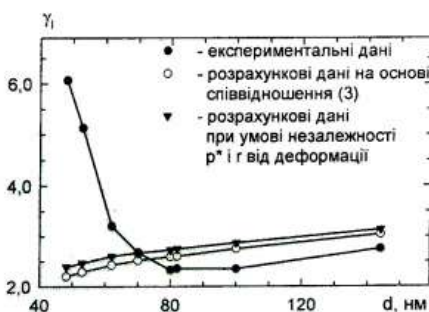


Рис.3. Розмірна залежність коефіцієнта повздовжньої тензочутливості

Параметри електропереносу плівок міді

d, нм	Недеформовані плівки ($\epsilon_1=0$)			Деформовані плівки ($\epsilon_2=0,01$)			γ_{01}^{-1}	η_{p^*}	η_r	$\frac{d \ln k}{d \ln p^*}$	$\frac{d \ln k}{d \ln r}$
	p^*	r	R	p^*	r	R					
48	0,186	0,47	0,42	0,061	0,44	0,44	1,20	67,03	6,6	-0,003	-0,04
53		0,46	0,42		0,42	0,45					
62		0,43	0,45		0,40	0,47					
70		0,42	0,46		0,38	0,48					
80		0,40	0,47		0,37	0,49					
100		0,39	0,48		0,36	0,50					
145		0,37	0,49		0,34	0,51					
		$\lambda_0(1-p^*)=97,3 \text{ нм};$ $\beta_g=2,04 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$			$\lambda_0(1-p^*)=111,9 \text{ нм};$ $\beta_g=1,95 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$						

4. ВИСНОВКИ

Аналіз експериментальних і розрахункових даних дозволяє описати фізичні процеси, які протікають у металевому тензодатчику. Як витікає із співвідношення (3), величина тензочутливості визначається факторами:

- зміною середньої довжини вільного пробігу електронів при деформації (доданок

$$\gamma_{11}^- = \gamma_{01} - 2 \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right) \cdot (\gamma_{01} - 1);$$

- зміною геометричних розмірів плівки (доданок

$$\gamma_{11}^- = 1 + \mu_s + \mu^* - \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right) \cdot (1 - \mu^*);$$

зміною параметрів p^* і r при деформації (доданок

$$\gamma_{11}^- = \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right) \cdot \left(\eta_{p^*} \cdot \frac{p^*}{k} \frac{dk}{dp^*} + \eta_{rr} \cdot \frac{r}{k} \frac{dk}{dr} \right).$$

Якщо провести розрахунок величин γ_{11}^+ , γ_{11}^- , γ_{11}^{\pm} , то виявляється, що найбільший внесок у величину $\gamma_{11}^{\text{роз}}$

дають у такій послідовності γ_{11}^+ , γ_{11}^- та γ_{11}^{\pm} , оскільки $\frac{\gamma_{11}^+}{\gamma_{11}^{\text{роз}}} = (0,53-0,55)$, $\frac{\gamma_{11}^-}{\gamma_{11}^{\text{роз}}} = (0,49-0,56)$ та $\frac{\gamma_{11}^{\pm}}{\gamma_{11}^{\text{роз}}} = -(0,04-0,09)$.

На закінчення підкреслимо, що величини γ_{11}^+ , γ_{11}^- та γ_{11}^{\pm} є адитивними внесками у загальну величину γ_{01} . Необхідно також підкреслити, що згідно даних, представлених на рис.3, зміна коефіцієнтів p^* і r при деформації обумовлює помітний внесок у величину γ_{11} (до 10%).

ЛІТЕРАТУРА

1. Сопряжение датчиков и устройств ввода данных с компьютерами IBM PC / Под ред. У. Томпкинса и Дж. Узбстера. М.: «Мир», 1992, с.364-369.
2. Г.В. Ханова. Розробка фізико-технологічних основ одержання плівок сульфідів самарію для тензорезисторів і дослідження їх параметрів // Авт. на здобуття...к.ф.-м.н. Київ, 2000, -15 с.
3. О.Б. Ласюченко, Л.В. Однодворець, І.Ю. Проценко. Мікроскопічна теорія тензочутливості багаточастикових полікристалічних плівок // ВАНТ. Серія: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. 1999, вып.1(9), с.73-75.
4. О.Б. Ласюченко, І.Ю. Проценко, В.А. Хворост. Пристрій для вивчення електрофізичних властивостей металевих плівок в умовах статичної деформації // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. 2000, - №17, с.65-68.
5. И.Е. Проценко. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Изв. вузов. Физика. 1988, №6, с.42-47.
6. А.М. Chornous, N.M. Opanasyuk, A.D. Pogrebnyak, I.Yu. Protsenko. Experimental test of a three-dimensional model for electrophysical properties of metal films // Jpn. J. Appl. Phys. 2000, v.39, part 2, № 123, p. L1320-L1323.

STATICAL DEFORMATION INFLUENCE ON THE PHYSICAL PROCESSES IN METAL FILMS

E.B.Lasyuchenko, S.I.Procenco, V.A.Khvorost, A.M.Chornous
Sumy State University, Ukraine