ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 2, № 1 (1998) с. 105–108

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 2, No 1 (1998) p. 105–108

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТОНКИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК Cr, Cu, Ni ТА Ti

І. Ю. Проценко, О. В. Шовкопляс, Ю. М. Овчаренко, Н. М. Опанасюк
Сумський державний університет, вул. Римського–Корсакова, 2, Суми, UA–244007, Україна
(Отримано 20 грудня 1996)

Проведено дослідження розмірного ефекту у термічного коефіцієнта опору і коефіцієнта тензочутливости плівок Cr, Cu, Ni та Ti. Розраховані параметри електропереносу $\lambda_g, R, r, p, \eta_l$. Одержано, що зміна ТКО в плівках з покриттям пов'язана з частковою зміною коефіцієнта дзеркальности та коефіцієнта проходження електронами межі зерна, що зумовлене міжзеренною дифузією атомів покриття.

Ключові слова: електропровідність, тензочутливість, тонка плівка, розмірний ефект, межі кристалітів, поверхня плівки.

PACS number(s): 73.61.At, 73.90.+f

I. ВСТУП

Відомо, що провідність тонких полікристалічних плівок значно менша від провідности масивних зразків. Це зумовлює зменшення термічного коефіцієнта опору (ТКО) та збільшення коефіцієнта тензочутливости (КТ) плівок порівняно з масивними матеріялами. Зміни електрофізичних властивостей пояснюють внутрішнім (розсіювання носіїв електричного струму на межах кристалітів) та зовнішнім (розсіювання на зовнішніх поверхнях плівки) розмірними ефектами [1–3]. Залежно від дисперсности зразків роль внутрішнього розмірного ефекту може бути вирішальною, що зумовить певні особливості в кінетичних явищах.

У роботі аналізуємо коло цих питань на підставі даних з електрофізичних властивостей металевих плівок з різними типами кристалічних ґраток (Cr, Cu, Ni та Ti).

II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Плівки одержували методом термічного та електронно–променевого випаровування на скляні (вимірювання ТКО) та текстолітові (вимірювання КТ) підкладки при $T_п = 300$ K у вакуумі $\sim (10^{-3} \div 10^{-4})$ Па. Фазовий та елементний склад вивчали способом вторинно–йонної мас–спектрометрії. КТ розраховували за кутовим коефіцієнтом залежности $\Delta R/R$ від ε_l (R — опір, ε_l — поздовжня деформація), одержаної під час деформації плівки з підкладкою методом розтягу за допомогою мікроґвинта ($\varepsilon_{\max} = 2 \cdot 10^{-2}$). Плівки з метою стабілізації їхніх електричних властивостей відпалювали у вакуумі за схемою "нагрівання↔охолодження" зі швидкістю 3 K/хв від $T_п$ до 500 K (підкладка з текстоліту) або 700 K (скляна підкладка), що в першому випадку дещо нижче від температури рекристалізації ($T_р \leq 0,3T_{пл}$, де $T_{пл}$ — температура плавлення плівкового зразка), і в другому випадку дещо вище від $T_р$. Це дає підстави стверджувати, що вибраний режим відпалювання дає змогу вивчати електрофізичні властивості у повністю рекристалізованих, а тензочутливість — у частково рекристалізованих плівках. Після декількох циклів відпалювання електричні властивості зразків повністю стабілізувалися і середній розмір кристалів більше не змінювався.

Аналіз мас–спектрів свідчить про те, що поверхні зразків збоку підкладки та вакууму забруднені окисами MeO_x (рис. 1), хоча в об'ємі плівки їх нема. Згідно з електронографічними даними, параметр ґратки плівок Cr (ОЦК), Cu та Ni (ГЦК) та Ti (ГЩУ) дуже близький до величини, яку спостерігаємо у масивних зразках. Це є якісним підтвердженням того факту, що в об'ємі зразка домішкові атоми майже відсутні. Методом електронографічних досліджень плівок Ge/Ni, Ge/Cr та Ge/C (товщина покриття Ge $d_{покр} \sim 1$ нм) було виявлено, що плівки Ge після конденсації перебували в аморфному стані, але під час відпалювання (не менше трьох термоциклів) кристалізувались у ґратку типу алмаза з параметрами, що відповідають масивному ґерманію.

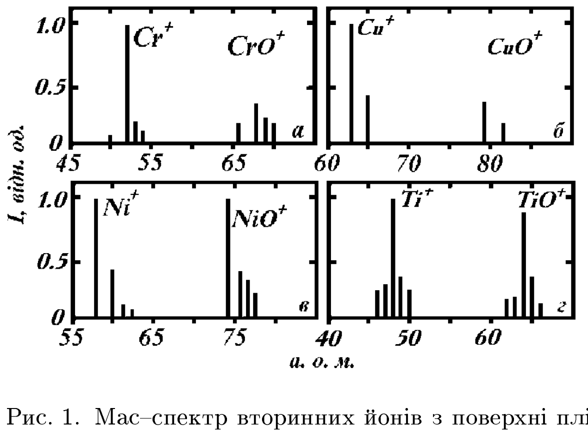

Рис. 1. Мас–спектр вторинних йонів з поверхні плівки збоку вакууму. Інтенсивність ліній, що відповідають MeO_x, збільшена в 5 разів.

III. РЕЗУЛЬТАТИ, ЇХНЯ ОБРОБКА ТА ОБГОВОРЕННЯ

A. Розмірний ефект у термічному коефіцієнті опору

Результати з розмірного ефекту в ТКО обробляли в рамках лінеаризованого співвідношення моделі Маядаса–Шатцкеса, запропонованого в [4], і в рамках моделі ізотропного розсіювання носіїв електричного струму [1]. У першому випадку використане таке робоче співвідношення:

$$\beta d = \beta_g d - \beta_g \lambda_0 \left(1 - p\right) H\left(\alpha\right), \tag{3.1}$$

у другому — основні співвідношення моделі ізотропного розсіювання:

$$\beta^{-1} d = \beta_g^{-1} d + 3/8 \beta_0^{-1} \lambda_0 \ln\left(1/p\right), \tag{3.2}$$

$$\beta_g \beta_0^{-1} = f\left(\alpha\right) = \left[1 + 1.45 L^{-1} \lambda_0 \ln\left(1/r\right)\right]^{-1}, \tag{3.3}$$

$$R/\left(1 - R\right) = 0.97 \ln\left(1/r\right), \tag{3.4}$$

де d — товщина; β, β_0 та β_g — ТКО плівки, масивного зразка та масивного конденсата (тобто при $d \to \infty$) відповідно; λ_0 — середня довжина вільного пробігу (СДВП) електронів у масивному зразку (між λ_0 і λ_g, що лімітується межами зерен, є зв'язок $\lambda_g = \lambda_0 f\left(\alpha\right)$, де $f\left(\alpha\right)$ — функція розсіювання на межі зерна); p — коефіцієнт дзеркальности поверхні плівки; R та r — коефіцієнти розсіювання та проходження меж зерен; $H\left(\alpha\right)$ — відома функція.

Як випливає з (3.1) та (3.2), залежності βd від d та $\beta^{-1} d$ від d являють собою прямі лінії (рис. 2), за кутовими коефіцієнтами яких та відрізками, що відтинаються на осі ординат, можна розрахувати параметри електропереносу. У табл. 1 подані результати розрахунків та аналогічні дані інших авторів, які в цілому (за винятком плівок Ti) узгоджуються з нашими. Відмінність у результатах для плівок Ti пов'язана, насамперед, з різними вакуумними умовами конденсації, а також із використанням різних теоретичних моделей, згідно з якими обробляли експериментальні результати (у [5] — ефективна модель СДВП, у [6] — модель Фукса–Зондґеймера і в нашому випадку — модель ізотропного розсіювання).

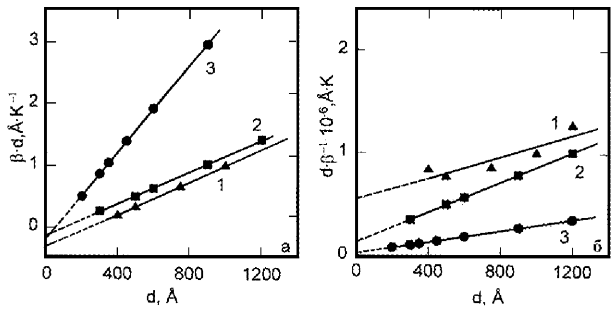

Рис. 2. Залежність $\beta d\left(d\right)$ та $\beta^{-1} d\left(d\right)$ для плівок Cr (1), Cu (2) та Ni (3).

Плівка (d, нм)	T, K	$\beta_g \cdot 10^3$, K^{-1}	СДВП, нм		p	R	r	Примітки
			$\lambda_0\left(1-p\right)$	$\lambda_g\left(1-p\right)$				
Cr								
(30÷90)	320	1.52	129.1	78.7	0	0.02÷0.04	0.93÷0.95	
(50÷100)	320	1.52	131÷127	63.5÷65.5	—	0.09÷0.24	—	P$\sim 10^{-6}$Па [7]
(20÷90)	290	1.52	130	79	0.17	0.14	0.85	P$\sim 10^{-6}$Па [8]
Cu								
(30÷120)	320	1.90	38.7	17.8	0	0.44	0.45	
(30÷120)	470	1.32	35.4	23.3	0	0.50	0.37	
Ni								
(25÷90)	373	4.06	29.0	20.3	0.10	0.19÷0.35	0.78÷0.57	
(30÷110)	293	4.78÷4.17	30÷36	26.1÷27.3	0	0.10÷0.40	—	P$\sim 10^{-6}$Па [9]
(3÷40)	300	—	18	—	0÷0.05	0.30÷45	0.75÷0.63	P$\sim 10^{-8}$Па [10]
	300	—	23	—	—	0.3	—	[11]
Ti								
(50÷100)	293	—	168	—	0	0.20÷0.08	0.77÷0.92	P$\sim 10^{-5}$Па [5]
(20÷75)	320	0.47	96.7	10.6	0	0.40	0.50	
	363	—	22.2	—	—	0.45	—	[6]
	423	—	19.7	—	—	—	—	[6]
(20÷75)	570	0.43	27.2	7.3	0	0.50	0.50	

$\beta_0^{Cr}\left(290 \div 320K\right) = 2.50 \cdot 10^{-3} K^{-1}$; $\beta_0^{Cu}\left(320K\right) = 4.12 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, $\beta_0^{Cu}\left(470K\right) = 2.07 \cdot 10^{-3} K^{-1}$; $\beta_0^{Ni}\left(293 \div 373K\right) = 5.50 \cdot 10^{-3} K^{-1}$; $\beta_0^{Ti}\left(293 \div 320K\right) = 3.58 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, $\beta_0^{Ti}\left(363K\right) = 3.00 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, $\beta_0^{Ti}\left(423K\right) = 2.86 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, $\beta_0^{Ti}\left(570K\right) = 1.63 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ [12].

Таблиця 1. Параметри електропереносу в плівках Cr, Cu, Ni та Ti.

B. Плівки з ґерманієвим покриттям

Відомо [8,9], що металеві плівки з діелектричним, напівпровідниковим чи металевим покриттям змінюють свої електрофізичні властивості і $\Delta\rho = \rho\,(\mathrm{Me}) - \rho\,(\text{покр/Me})$ може мати додатне або від'ємне значення. Ця відмінність може бути пов'язана з такими явищами: зміною коефіцієнта дзеркальности поверхні плівки після осадження покриття [13]; формуванням проміжної фази на межі поділу плівка—покриття; утворенням екситонів Ван'є–Мотта або типу куперівської пари [14]; зміною коефіцієнта розсіювання або проходження межі зерна внаслідок дифузії атомів покриття межами зерен.

Ми дослідили розмірну залежність ТКО від товщини для плівок Ni, Cr, Ge/Ni та Ge/Cr ($d_{\text{покр}} \ll d_{Ni}$). Одержані результати обробили, як і в попередньому випадку, у рамках співвідношень (3.1)÷(3.4), припускаючи, що ґерманієве покриття не змінює значення середньої довжини вільного пробігу. У табл. 2 наведені результати розрахунку параметрів електропереносу для системи Ge/Ni (для плівок Ge/Cr результати якісно такі ж, але зміна параметрів R та r значно менша).

d, нм	$\lambda_0\,(1-p)$, нм	R	r	p
25	29	0.17	0.81	0.14
45	29	0.27	0.68	0.14
55	29	0.31	0.63	0.14

Таблиця 2. Параметри електропереносу для плівок Ge/Ni.

Порівняння даних, наведених у табл. 1 і 2, свідчить, що під час осадження покриття по-різному можуть змінюватися всі три коефіцієнти — дзеркальности, розсіювання та проходження межі зерна. Це можна пояснити дифузією атомів Ge міжзеренними межами, яка фіксується [15] методом вторинно–йонної мас-спектрометрії. Отже, додатне значення $\Delta\rho$, яке спостерігається в плівкових системах Ge/Cr та Ge/Ni, можна пояснити без використання гіпотези про екситонний механізм провідности.

C. Розмірний ефект у тензочутливості

Дослідження розмірного ефекту в КТ дало змогу виявити такі особливості.

У плівках Cu КТ монотонно зменшується від $\gamma_l = 8$ ($d = 50$нм), виходячи на асимптотичне значення $\gamma_{gl} = 2.1$. Аналогічну залежність спостерігали раніше [16] у плівках Cr, Ni, Co/Cr, Co/Ni. Проте в плівках Ti, як і в Co, Cr/Co та Ni/Co [16], наявна інверсія розмірної залежности, причиною якої є різний внесок у величину γ_l поверхневого розсіювання та розсіювання на межі зерен носіїв електричного струму. Однак, крім цього фактора, може виявитись, що певну роль відіграє забруднення зразків залишковими газами. Принциповою відмінністю деформаційної залежности $\Delta R/R$ від ε_l для плівок Ti, порівняно з плівками Cu, є наявність двох лінійних ділянок (рис. 3) з різними кутовими коефіцієнтами (γ_{l1} та γ_{l2}). В інтервалі малих деформацій $\Delta\varepsilon_{l1} \approx (0 \div 8)\cdot 10^{-3}\gamma_l$ змінюється залежно від товщини в межах 5÷20, а в інтервалі великих деформацій $\Delta\varepsilon_{l2} \approx (8 \div 20)\cdot 10^{-3}$ — від 1 до 20. На підставі даних з тензочутливости розраховано параметри електропереносу (табл. 3), які дещо відрізняються від аналогічних, одержаних за результатами вимірювань ТКО (див.табл. 1).

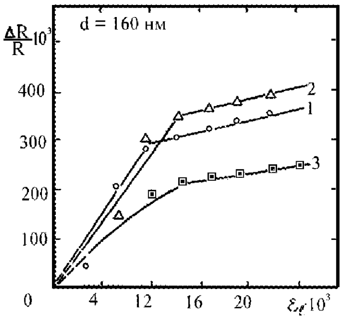

Рис. 3. Залежність $\Delta R/R$ від ε_l для плівки Ti товщиною $d = 160$нм. $1 \div 3$ — номери деформаційних циклів.

Плівка	T, K	$\beta_g \cdot 10^l, K^{-1}$	λ_g, нм	η_l	R	r
Cu	470	1.32	23.3	2.1	0.60	0.40
Ti	320	0.47	10.6	33	0.50	0.37

Таблиця 3. Середні значення параметрів електропереносу.

Використовуючи значення λ_g і $\eta_l = -\frac{1}{\lambda_0}\cdot\frac{d\lambda_0}{d\varepsilon_l}$, можна оцінити зміну $\Delta\lambda_g$ під час деформації. У випадку плівок Cu воно має величину меншу від 1 нм, а в плівках Ti сумірне з λ_g. Отже, в останньому випадку зміна опору $\Delta R/R$ зумовлена не тільки зміною середньої довжини вільного пробігу, а, очевидно, й процесами пластичної мікродеформації, яка виявляється помітніше в сильнодисперсних плівках Ti.

[1] A. J. Tosser, C. R. Tellier, C. R. Pichard, J. Mater. Sci. **16**, 944 (1981).
[2] Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, В. И. Однокозов, Физ. тверд. тела. **26**, 3274 (1984).
[3] И. Е. Проценко, Изв. вузов, Физика **6**, 42 (1988).
[4] C. R. Tellier, A. J. Tosser, Thin Solid Films **33**, 19

(1976).
[5] В. Б. Лобода, И. Е. Проценко, М. Д. Смолин и др., Укр. физ. журн. **30**, 435 (1985).
[6] A. Gabr Abd–El–Moneim, M. I. El–Agrab, M. M. El-Nahass et all, Fizika **16**, 233 (1984).
[7] В. Б. Лобода, И. Е. Проценко, В. Г. Шамоня, Укр. физ. журн. **27**, 1343 (1982).
[8] М. М. Козак, Б. Л. Мельничук, З. В. Стасюк и др., Физ. электрон. **41**, 100 (1990).
[9] В. Б. Лобода, И. Е. Проценко, М. Д. Смолин, Металлофизика **5**, 69 (1983).
[10] И. М. Дума, К. И. Лах, Б. Л. Мельничук, З. В. Стасюк, Металлофизика **15**, 60 (1993).
[11] E. I. Tochitskii, N. M. Belyavskii, Phys. Status Solidi A **61**, K21 (1980).
[12] В. Г. Самсонов, *Физико–химические свойства элементов: Справочник* (Наукова думка, Київ, 1965).
[13] К. Л. Чопра, *Электрические явления в тонких пленках* (Мир, Москва, 1972).
[14] R. Shoder, L. Wolch, J. Vac. Technol. A **9**, 557 (1991).
[15] І. Ю. Проценко, Л. В. Однодворець, В. Г. Шамоня, Вісн. Сум. ун—ту **1**, 25 (1994).
[16] И. Е. Проценко, А. Н. Чорноус, Металлофиз. нов. технол. **16**, 18 (1994).

THE ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF THIN POLYCRYSTALLINE Cr, Cu, Ni AND Ti FILMS

I. Yu. Protsenko, O. V. Shovkoplyas, Yu. M. Ovcharenko, N. M. Opanasyuk
Sumy State University, 2 Rymskyi–Korsakov Str., Sumy, UA–244007, Ukraine

A study of size effect in temperature resistance coefficient and tension sensitivity coefficient of Cr, Cu, Ni, and Ti has been undertaken. The electrical transport parameters $\lambda_g, R, r, p, \eta_l$, were calculated. The change of TCR in films with the overlayer is connected with a partial change of specularity reflection parameter of surface film and specular transmission coefficient of grain boundary which is connected with the codiffusion of the overlayer atoms.