

PACS: 61.43.DQ, 68.60.DV, 71.20.RV

ISSN 1729-4428

М.Д. Бучковська

Вплив підшарів сурми на поріг протікання струму в тонких плівках міді

*Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Драгоманова, 50, Львів, 79005*

Подано результати дослідження електричних властивостей свіжонанесених ультратонких плівок міді. Виявлено, що попередньо нанесений підшар сурми субатомної товщини прискорює металізацію плівок міді. Залежності питомого опору плівок міді від їхньої товщини описано з допомогою теорії класичного перенесення заряду в зразках обмеженої товщини. Появу металевих характеристик провідності в плівках пояснено в рамках перколяційної моделі. Підшар сурми сприяє 2D механізму росту плівки міді, про що свідчить зменшення показника перколяції з 1,3 для плівки нанесеної на чисту підкладку до 1,2 для плівки нанесеної на підшар сурми товщиною 2 нм.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, перколяційна модель, класичний розмірний ефект.

Стаття поступила до редакції 23.08.2012; прийнята до друку 15.09.2012.

Вступ

Розвиток сучасної електроніки неможливий без мікромініатюризації електронних систем з використанням нанотехнологій, зокрема без розробки методик формування стабільних покриттів субатомної товщини. Властивості ультратонких шарів можуть суттєво відрізнятися від властивостей відносно товстих шарів, які у даний час використовуються у мікроелектроніці. Ця відмінність перш за все зумовлена домінуючим впливом явищ на поверхні плівки металу. Тому необхідно з'ясувати режим росту, особливості формування структури плівки металу та вплив поверхні підкладки на умови переходу від острівцевого до електрично суцільного стану [1]. Приготування ультратонких електрично суцільних металевих плівок, з металевим характером перенесення заряду, на поверхні діелектричних підкладок є достатньо складним технологічним завданням внаслідок коагуляції частинок металу при його конденсації. Внаслідок цього існує деяка мінімальна товщина d_c шару металу, при якій виникають омичні канали провідності. Величина d_c визначається технологічними особливостями формування плівки (швидкість конденсації металу, температура підкладки, стан поверхні, режими термообробки плівки після конденсації) та фізичними властивостями матеріалів конденсату, стану поверхні підкладки. Одним з ефективних методів зменшення d_c виявилось попереднє нанесення на діелектричну підкладку підшарів поверхнево активних речовин субатомної товщини,

які перешкоджають коагуляції конденсатів металу. Згідно з перколяційною теорією [2], в околі переходу від не електричносуцільної до електрично суцільної фази плівки металу, опір R плівки металу можна представити деякою універсальною функцією товщини d (якщо припустити, що $(d - d_c) \sim (x - x_c)$):

$$R \sim (d - d_c)^{-\gamma},$$

де γ – показник степеня перколяції, x – ступінь заповнення поверхні підкладки металом, x_c – параметр перколяції, ступінь заповненості поверхні підкладки, при якому кристаліти (острівці) плівки металу сформують перший омичний канал провідності. Перколяційна модель дозволяє представити аналогічною функціональною залежністю статичну провідність σ_0 , динамічну провідність σ_ω , діелектричну постійну ϵ тонкої плівки металу та інші [3,4]. Підшари субатомної товщини поверхнево активної речовини в значній мірі визначають режим росту плівки металу, про який можна судити за величиною показника степеня γ . Вплив підшарів поверхнево активної речовини на структуру та електричні властивості дуже тонких металевих плівок на даний час є недостатньо вивчений для цілеспрямованого вибору матеріалів з метою контрольованого вирощування (формування) електрично суцільних плівок.

I. Методика експерименту

В роботі досліджено появу металевих провідностей в свіжонанесених на поліроване оплавлене скло плівок міді та впливу на неї підшарів сурми товщиною 2 нм. Вибір міді об'єктом дослідження

обумовлений перспективою її використання в якості провідних елементів мікросхем, тому дослідження електричних властивостей плівок міді в області товщини 2-10 нм є необхідним для подальшого розвитку мікро- та нано- електроніки.

Експеримент проведено в умовах надвисокого вакууму (тиск залишкових газів протягом препарування та дослідження плівок нижчий за 10^{-7} Па) у відпаяних скляних приладах. Досліджувались свіжонанесені на охолоджену до $T = 78$ К підкладку плівки. Шари наносили шляхом конденсації пари термічно розігрітого матеріалу. Масову товщину плівок оцінювали по зсуву резонансної частоти п'єзокварцевого вібратора, розміщеного в потоці пари металу. З більш детальним описом особливостей експериментальної методики можна ознайомитись в роботах [1,5]. Вимірювання опору плівок здійснювали електронним омметром типу Ц301-1 з допомогою двозондової методики. Фіксувались опори нижчі за 10^8 Ом. З метою запобігання утворення кристалічних зростків значних розмірів та отримання більш однорідних по товщині зразків, плівки конденсували з швидкістю не вищою за (0,01-0,02) нм/с. Плівки сурми наносили на підкладку безпосередньо перед нанесенням плівки міді. Опір підшару сурми перевищував 10^8 Ом, що свідчить про відсутність омичної провідності плівки Sb.

При дослідженні термостабілізованих плівок нанесення плівок зростаючих товщин досягали шляхом додаткового нанесення металу. Електронно-мікроскопічне та електроннографічне дослідження термостабілізованих плівок міді [1] показало, що отримані плівки міді є полікристалічними однорідними шарами, лінійні розміри кристалітів в площині, паралельній підкладці, не залежать від товщини принаймні до товщини 60 нм. Розміри кристалітів у цих плівках залежить від параметрів підшару сурми [1].

II. Результати експерименту та їх обговорення

Характерною особливістю отриманих у роботі експериментальних даних є те, що провідність у плівках, нанесених на підшар сурми, виникає при товщинах менших за товщини, при яких фіксується провідність у плівках, нанесених на чисту поверхню полірованого скла. Сказане можна проілюструвати даними наведеними на Рис. 1, на якому показані графіки розмірних залежностей опору свіжонанесених плівок міді на поверхню скла та на підшар сурми товщиною 2 нм. Іншою характерною особливістю наведених на Рис. 1 даних є відмінності в опорах плівок однакових геометричних розмірів у ділянці товщин, що перевищують 10-15 нм: опір плівок однакової товщини, нанесених на чисту поверхню скла завжди менший за опір плівок, нанесених на поверхню підшару сурми. Такі особливості спостерігались у всіх проведених в даній

роботі дослідженнях свіжонанесених та термостабілізованих плівок. Цей результат стає зрозумілим з аналізу даних, отриманих в [5], з яких випливає, що структура термостабілізованих при 370 К плівок суттєво залежить від товщини підшару сурми, оскільки підшар сурми перешкоджає коагуляції зародків кристалізації міді. У згаданій роботі показано, що в плівках, препаративаних на основі даної методики, розміри зерна при фіксованій товщині підшару сурми не залежать від товщини плівки міді принаймні до товщини 50-60 нм. Середні лінійні розміри кристалітів D можна змінювати шляхом вибору товщини підшару сурми. Величина D в плівках, нанесених на чисту поверхню скла завжди більша за середні лінійні розміри кристалів в плівках, нанесених на поверхню підшару сурми. Саме тому, вплив зерномежового розсіювання носіїв струму більшою мірою проявляється у збільшенні питомого опору плівок, нанесених на поверхню підшару сурми.

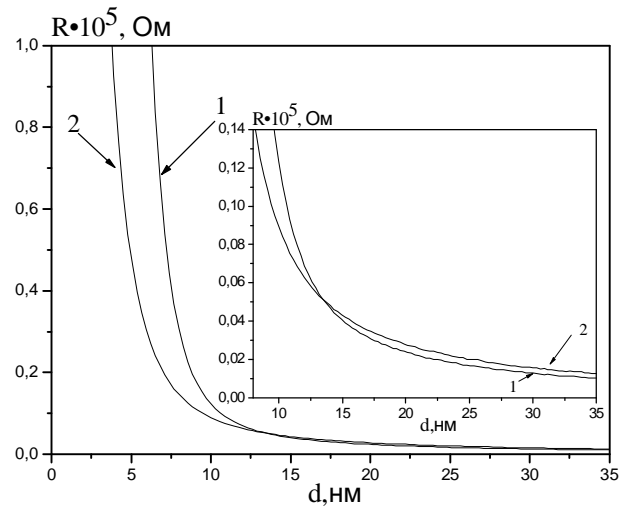


Рис. 1. Залежність опору R свіжонанесених плівок міді при $T = 78$ К. Підкладка 1 – чиста поверхня скла, 2 – поверхня скла покрита підшаром сурми товщиною 2 нм.

Проаналізуємо дані, наведені на Рис. 1, в рамках перколяційної моделі [2,3]. Графік експериментальної розмірної залежності $R = R(d)$ можна лінеаризувати у логарифмічному масштабі у вигляді: $\ln R \sim \gamma \ln(d-d_c)$. З даних Рис. 1, отримуємо відповідні залежності, показані на Рис. 2. Для плівок свіжонанесених на чисту поверхню скла (крива 1) лінеаризацію функції одержують при $d_c = 6,8$ нм, а для плівок, нанесених на поверхню підшару сурми, товщиною 2 нм, $d_c = 3,8$ нм. Величини показників степеня γ відповідно дорівнюють 1,3 та 1,2.

Можна стверджувати, що в свіжонанесених на скло та підшар сурми плівках міді реалізується 2D механізм перколяції, оскільки величини γ близькі до 1,3. Для відпалених при 370 К плівок отримано залежності подібного характеру, однак з іншими числовими параметрами. Зокрема для плівок міді [6], нанесених на чисту поверхню скла, $d_c = 10,5$ нм, а $\gamma = 1,5$, що є свідченням переважаючого впливу об'ємного формування плівки металу (3D – перколяція).

Оцінка величини показника степеня γ перколяційної залежності здійснена з точністю не гіршою $\Delta \gamma = 0,1$, оцінка d_c здійснена з точністю не гіршою за 0,1 нм.

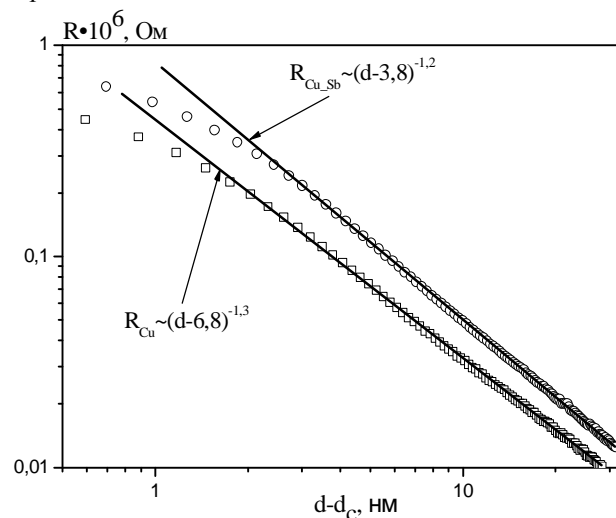


Рис. 2. Залежність $R = R(d-d_c)$ у логарифмічному масштабі для свіжонанесених плівок міді при 78 К. Крива 1 – плівка міді, осаджена на чисту поверхню скла, крива 2 – плівка міді, осаджена на поверхню скла, покриту підшаром сурми товщиною 2 нм. Точки – експериментальні дані.

Зауважимо, що подібні лінійні залежності $R = f(d-d_c)$ для свіжонанесених плівок міді отримано при використанні підшарів сурми різної товщини від 0 до 6 нм. Обговорення цих даних буде проведено після кількісного аналізу розмірних залежностей питомого опору плівок.

Оскільки в цьому діапазоні товщин в розмірних залежностях кінетичних коефіцієнтів досліджуваних плівок проявляється класичний розмірний ефект, тому здійснимо кількісний опис отриманих експериментальних результатів з використанням існуючих теорій розмірного ефекту. В літературі кількісний опис розмірних залежностей питомого опору ρ в після перколяційній ділянці товщин найчастіше здійснюють з допомогою теорій Намба [1] та Віссмана [7].

Наближена розмірна залежність ρ від середньої товщини плівки d в теорії Намба може бути записана:

$$\rho(d) = \rho_\infty (1 + (h/d)^2)^{-1/2} (1 + 3\lambda(1-p)(1 + (h/d)^2)^{-1}/8d) \quad (2)$$

а в теорії Віссмана [7]

$$\rho(d) = \rho_\infty (1 + 3(1-p)\lambda/8d + 3(1-p)\lambda^2/8d^3) \quad (3)$$

В записаних виразах ρ_∞ – питомий опір плівки безмежної товщини ($d \rightarrow \infty$), структура якої ідентична будові плівки товщиною d , λ – середня товщина вільного пробігу носіїв струму в плівці при $d \rightarrow \infty$, p – коефіцієнт дзеркальності поверхневого відбивання носіїв струму (для дрібнокристалічних плівок $p = 0$), h – середня амплітуда макроскопічних поверхневих неоднорідностей. При $d \gg h$ обидва

вирази трансформуються у відомий вираз теорії Фукса – Зондгеймера, з якого випливає що при $d \gg \lambda$ розмірна залежність $\rho(d)d = f(d)$ повинна бути лінійною. Лінійність цієї функції для експериментальних даних зберігається лише в тих випадках, коли структура плівки не залежить від її товщини і для опису властивостей плівки можна використовувати величину ρ_∞ .

На Рис. 3. наведено експериментальні розмірні залежності $\rho(d)d$ плівок міді нанесених на чисте поліроване скло (Рис. 3а) та на скло покрите підшаром сурми масовою товщиною 2 нм (Рис. 3б).

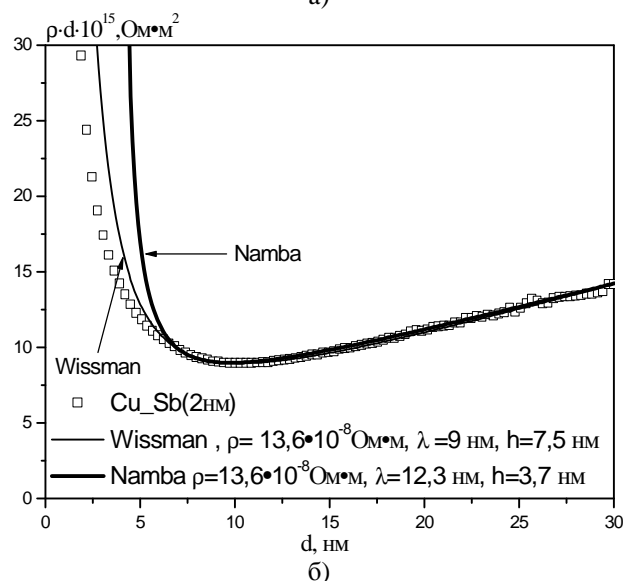
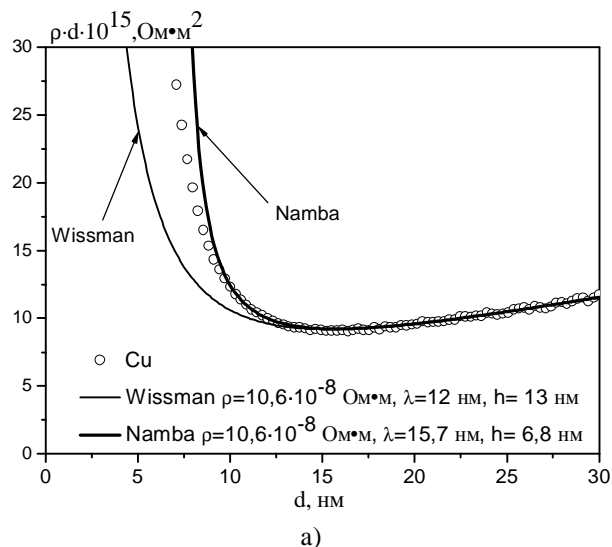


Рис. 3. Розмірні залежності $\rho(d)d$ плівок міді нанесених на чисте поліроване скло (а) та на скло покрите підшаром сурми масовою товщиною 2 нм (б). Точки – експериментальні дані.

На графіках суцільними лініями показані найближчі до експериментальних даних теоретичні криві побудовані на основі виразів (2) і (3) з відповідним підбором параметра h . З графіків видно, що крива побудована на основі теорії Намба достатньо добре описує хід експериментальної залежності $\rho(d)d$ від d в околі мінімуму цієї кривої для плівок міді осаджених на чисту поверхню скла. В той час як, хід кривої побудованої на основі теорії

Віссмана при товщина d менших за d_{min} суттєво відрізняється від експериментальних даних. Тому більш реальними є характеристики плівок розраховані на основі виразу теорії Намба. У випадку плівок міді осаджених на підшар сурми, хід розмірної залежності $\rho(d)d$ від d можна описати моделлю Віссмана, оскільки при цих умовах плівка міді володіє більш дрібнокристалічною структурою в порівнянні з аналогічними зразками осадженими на чисту поверхню скла. Крім того, структура плівки близька до модельної плівки Віссмана, яка відповідає моноблочній системі кристалітів, середні лінійні розміри D яких, співмірні з товщиною плівки металу $D \approx d$. Зауважимо, що значення середньої амплітуди поверхневих неоднорідностей h отримані з моделі Намба добре узгоджуються з результатами прямих СТМ та АСМ досліджень поверхні. Зокрема, величини $h_1 = 6,8$ нм та $h_2 = 3,7$ нм є дещо меншими за величини $h_1 = 13$ нм та $h_2 = 7,5$ нм отримані нами для термічно стабілізованих при 370 К плівок міді [6]. Якщо вважати, що середні лінійні розміри кристалітів D пов'язані з середньою амплітудою поверхневих неоднорідностей h наступним співвідношенням $D \approx 2h$, тоді отримуємо, для відпалених плівок міді де $h_1 = 13$ нм, $D \approx 26$ нм, що відповідає результатам прямих досліджень структури плівки міді. Для свіжонанесених плівок міді $h_1 = 6,8$ нм, $D \approx 13,6$ нм, що в середньому в два рази менше в порівнянні з величинами отриманими для відпалених плівок міді.

Висновки

1. З розмірних залежностей питомого опору свіжонанесених на охолоджену до 78 К скляну

підкладку було встановлено, що попередньо нанесений підшар сурми товщиною 2 нм зменшує поріг протікання струму у плівці металу з 6,8 нм до 3,8 нм.

2. За результатами моделі Намба показано, що підшари сурми товщиною 2 нм зменшують середню амплітуду поверхневих неоднорідностей з 6,8 нм до 3,7 нм, що свідчить про більш дрібнокристалічну структуру плівки металу.

Бучковська М.Д. – інженер II- категорії кафедри фізичної та біомедичної електроніки, факультету, електроніки.

- [1] A.P. Shpak., R.I. Bigun., Z.V. Stasjuk., Ju.A. Kunic'kij. Nanosistemi, nanomateriali ta nanotehnologii 8(2), 1001 (2010).
- [2] J.A. Lourens, S. Aarajs, H.F. Helbig, El-Sayed A. Mehanna, L. Cheriet. Phys. Rev. B 37(10), 5423 (1988).
- [3] Martin Hövel, Martin Alws, Bruno Gompf, Martin Dressel. Materials Science (cond-mat.mtrl-sci), arXiv:0904.4335 v1, 1 (2009).
- [4] A. Kubovy. J.Phys. D: Appl. Phys. 19, 2171 (1986).
- [5] R.I. Bigun, Z.V. Stasjuk. M.Ju. Barabash., Ju.A. Kunic'kij. Himija, fizika ta tehnologija poverhni 1(2), 1 (2010).
- [6] R. I. Bigun, M. D. Buchkovs'ka, N. S. Koltun, Z. V. Stasjuk, D. S. Leonov. Metalofizika ta novitni tehnologii 35(1), 1001 (2013).
- [7] P. Wißmann, H-U. Finzel. Springer Tracts in Modern Physics 223, 128 (2007).

M.D. Boochkovska

The Effect of Stibium Underlayers on Percolation Threshold in Copper Film

The process of metal conductivity formation in thin metal films deposited on glass substrate and glass substrate predeposited with stibium underlayers under ultra high vacuum conditions was investigated. The current flow percolation in as deposited metal film was established. Size dependencies of conductivity were explained in the framework of modern electron transport models in samples of limited dimensions. The correlation between metal film structure and electron transport properties (average linear crystalline size D in the plane parallel to substrate, average amplitude of surface asperities h , percolation threshold d_c and electron transport constants) were established. Stibium underlayers forward 2D growth mechanism in metal film.

Keywords: thin metal film, percolation theory, classical size effect.