

## СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

PACS numbers: 72.10.Fk, 73.23.Ad, 73.25.+i, 73.50.Bk, 73.61.At, 73.63.Bd, 81.15.Kk

### Перенесення заряду в полікристалічних плівках Pd нанометрової товщини

Р. І. Бігун, В. М. Гаврилюх, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов\*

*Львівський національний університет ім. Івана Франка,  
вул. Драгоманова, 50,  
79005 Львів, Україна  
\*Технічний центр НАН України,  
вул. Покровська, 13,  
04070 Київ, Україна*

Експериментальні залежності «питома електропровідність–товщина шару» «заморожено конденсованих» ультратонких плівок паладію кількісно описано на основі теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів. Тонкі плівки паладію було препаративно та досліджено в умовах надвисокого вакууму. Плівки наносили на поверхню скляних підкладинок та скляних підкладинок, попередньо покритих підшаром германію масовою товщиною у 0,5 нм. Експериментальні дані добре узгоджуються з результатами теоретичних розрахунків, які враховують особливості структури плівок і морфології їхньої поверхні. Розраховано параметри перенесення заряду в досліджуваних зразках.

**Ключові слова:** тонкі металеві плівки, поверхнєве та зерномежеве розсіяння, напівпровідникові підшари субатомової товщини.

Экспериментальные зависимости «удельная электропроводность–толщина слоя» «замороженно конденсированных» ультратонких плёнок палладия количественно описаны в рамках теорий квазиклассического и кван-

Corresponding authors: Roman Ivanovych Bigun  
E-mail: bihun28@ukr.net

*Ivan Franko National University of Lviv, 50 Drahomanov Str., 79005 Lviv, Ukraine  
\*Technical Centre, N.A.S. of Ukraine, 13 Pokrovska Str., 04070 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: R. I. Bigun, V. M. Gavrylyukh, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, Charge Transport in Polycrystalline Films of a Palladium of Nanometre Thickness, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 3: 329–340 (2016) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.38.03.0329.

тового размерных эффектов. Тонкие плёнки палладия были приготовлены и исследованы в условиях сверхвысокого вакуума. Плёнки сформированы на поверхностях стеклянных подложек и стеклянных подложек, предварительно покрытых подслоем германия массовой толщиной 0,5 нм. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами теоретических расчётов, учитывающих особенности структуры плёнок и поверхностной морфологии плёнок. Рассчитаны параметры переноса заряда в плёнках.

**Ключевые слова:** тонкие металлические плёнки, поверхностное и зернограничное рассеяния, полупроводниковые подслои субатомной толщины.

Conductivity–thickness dependences in quench-condensed palladium ultrathin films are quantitatively described within the scope of the semiclassical and quantum size effect theories. The palladium thin films are prepared and investigated under ultrahigh vacuum conditions. The films are deposited on glass substrate or on glass substrate preliminary covered by germanium sublayers with mass thicknesses of 0.5 nm. The experimental data has a good agreement with the theoretical calculations, which take into account the peculiarities of the metal-films' structure and the films' surface morphology. Charge-transport parameters of thin films are calculated.

**Key words:** metal thin films, surface and grain boundary scatterings, semiconductor sublayers of subatomic thickness.

*(Отримано 2 лютого 2016 р.)*

## 1. ВСТУП

Вирішення проблеми мініатюризації пристроїв сучасної мікро- та наноелектроніки забезпечується як завдяки розвитку технології створення цих пристроїв, так і завдяки пошуку нових матеріалів придатних для використання в цих системах. Важливо створити методики препарування плівкових об'єктів з передбачуваними структурою та електричними властивостями. В роботах останніх років показано, що при виготовленні тонких шарів металів перспективними є використання методики замороженої конденсації пари металу на поверхню ультратонких підшарів слабопровідних поверхневоактивних речовин, які запобігають коалесценції зародків металевій фазі. Це дозволяє зменшити мінімальну масову товщину металевій плівці, при якій має місце перехід до чисто металевого характеру перенесення заряду в плівці ('percolation threshold'). Термодинаміка подібного впливу таких підшарів на структуру достатньо детально описана в [1, 2], а у [3–5] показано, що зміною масової товщини підшару германію, кремнію чи сурми можна впливати на середні лінійні розміри кристалітів в металевій плівці і таким чином забезпечувати формування металевих плівок з бажаними середніми лінійними розмірами кристалітів у площині паралеле-

льній підкладинці. Іншою проблемою, пов'язаною з препаруванням шарів з бажаною будовою є створення теоретичних моделей, які дозволили б надійно кількісно описати явища перенесення заряду в плівках і таким чином встановити взаємозв'язок між кінетичними коефіцієнтами отриманих плівок і особливостями будови цих плівок. Такий опис електричних властивостей плівок різних товщин можна здійснити на основі поєднання сучасних теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів. Покажемо це на основі результатів дослідження структури і електропровідності ультратонких плівок паладію, нанесених на поверхню скла та поверхню скла, попередньо покриту підшаром германію приблизно моноатомної товщини.

## 2. ЕЛЕМЕНТИ МЕТОДИКИ ЕКСПЕРИМЕНТУ, ДОСЛІДЖУВАНІ ОБ'ЄКТИ

Експеримент реалізовано у скляних експериментальних приладах в умовах статичного надвисокого вакууму при сумарному тиску залишкових газів не вищому за  $10^{-7}$  Па (тиск активних складових залишкових газів менший за  $10^{-9}$  Па) з використанням методик детально описаних у наших попередніх роботах [3, 4 та ін.]. У якості підкладинки для формування плівок використано пластинки з оплавленого полірованого скла, на краї поверхні якого нанесено срібні контакти. Протягом отримання високого вакууму скляні підкладинки знегажували прогрівом усього приладу в печі за температури 400–450°C. Тривалість прогріву 40–45 годин. Паладій та германій наносили на поверхню підкладинки шляхом конденсації пари термічно випаруваних матеріалів. Масову товщину плівок вимірювали з чутливістю біля 0,1 нм по зсуву резонансної частоти п'езокварцового вібратора, розміщеного в потоці пари випаруваної речовини. Структуру плівок паладію термостабілізованих за  $T = 300$  К вивчали за допомогою просвічувальної електронної мікроскопії.

Для приготування плівкових зразків використовувалась методика «замороженої конденсації» ('quench condensed'), що полягає у нанесенні матеріалу на охолоджену до 78 К підкладинку. Швидкість конденсації пари матеріалів не перевищувала 0,01 нм/с. Процеси конденсації пари та термостабілізації отриманої плівки задовольняють вимогам режиму 'quench condensed', за якого температура підкладинки при всіх процесах не перевищує  $(0,1-0,3)T_{пл}$  — температури плавлення конденсованого матеріалу. Проведені раніше дослідження [6, 7] показали, що при дотриманні згаданих умов препарування плівок, термостабілізація не призводить до зміни розмірів кристалітів в отриманих плівках.

Вимірювання опору плівок проведено за двозондовою методикою

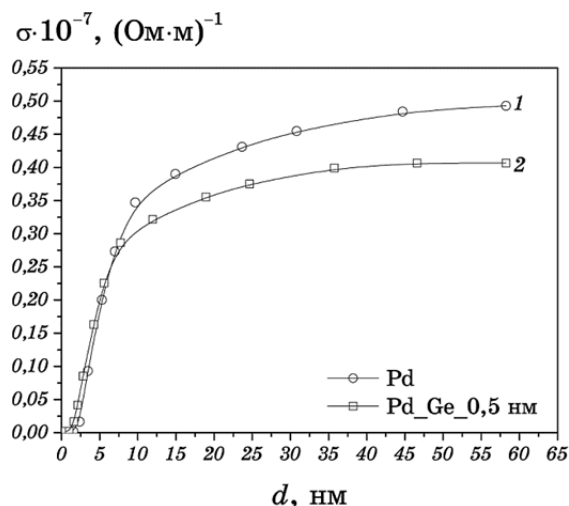
з використанням приладу В7-34А, спряженого з комп'ютером, та комутатора для здійснення почергового вимірювання опору декількох плівок, що наносились одночасно. Використання комутатора забезпечувало короткотривале вимірювання опору і тим самим зменшувало вплив відпалу плівок при протіканні через плівку вимірювального струму.

Для структурних досліджень плівки наносили на аморфні підшари графіту. Електроннографічні дослідження показали, що всі отримані плівки мають кристалічну ґратницю відповідну масивному паладію. За результатами електронно-мікроскопічних досліджень встановлено, що у плівках паладію, нанесених на поверхню аморфної плівки графіту, лінійні розміри кристалітів у площині паралельній підкладці не залежать від товщини плівки, їхня середня величина  $D = 8-10$  нм. При нанесенні паладію на підшари германію має місце зменшення середніх лінійних розмірів кристалітів завдяки утворенню ковалентних зв'язків атомів металу з атомами германію, що послаблює процес коалесценції зародків металевої фази [9]. Зміною масової товщини підшару германію можна керувати лінійними розмірами кристалітів у плівці металу [3]. Зокрема, при нанесенні паладію на підшар германію масовою товщиною 0,5 нм, середні лінійні розміри кристалітів у плівці металу становлять  $D = 5-6$  нм.

### 3. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПЛІВОК ПАЛАДІЮ

Розмірні залежності питомої електропровідності  $\sigma$  плівок паладію свіжнанесених на охолоджену до 78 К скляну підкладку (крива 1) та скляну підкладку, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм (крива 2), наведено на рис. 1. У початковій стадії росту плівки електропровідність виникає раніше на поверхні підшару германію, а пізніше у плівці нанесеній на чисту поверхню скла. При подальшому збільшенні товщини  $d$  питома провідність плівок, нанесених на чисту поверхню скла є більшою, ніж у плівках, сформованих на поверхні підшарів германію, і нарешті при  $d \rightarrow \infty$  питома провідність плівок на поверхні скла значно більша за провідність плівок на поверхні сурфактантного підшару германію. Відомо, що подібна відмінність ходу залежностей  $\sigma(d)$  спостерігалась і при дослідженні плівок інших металів, сформованих на поверхні скла та на поверхні підшарів поверхневоактивних речовин (Ge, Si, Sb та ін.) [3], що обумовлено впливом внутрішнього розмірного ефекту.

Кількісний опис залежностей питомої провідності плівок металів від їхньої товщини за допомогою сучасних квантових і квазикласичних теорій можливий лише для електричносуцільних плівок. Найменша товщина  $d_c$ , при якій виникає перший канал провідності



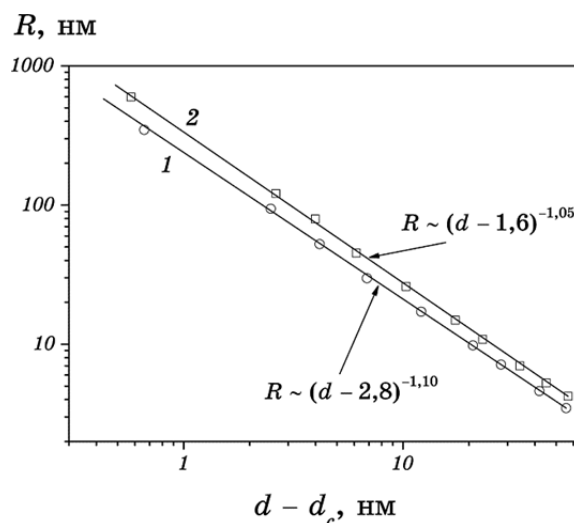
**Рис. 1.** Розмірні залежності питомої провідності плівок паладію при 78 К. Крива 1 — чиста поверхня скла; 2 — поверхня скла, покрита підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм.

**Fig. 1.** The size dependences of palladium films conductivity at 78 K. Curve 1 — pure glass surface; 2 — glass surface covered by germanium sublayer with mass thickness of 0.5 nm.

металевого характеру у плівці при переході від острівцевої структури до однорідного суцільного шару, може бути визначений в рамках перколяційного підходу. Поріг протікання  $d_c$  (percolation threshold) оцінюють за лінійним у подвійному логарифмічному масштабі графіком залежності опору плівки  $R$  від товщини  $d$ , оскільки  $R = R(d)$  має вигляд  $R \propto (d - d_c)^{-\gamma}$  (рис. 2). У випадку пошарового росту плівки ( $2D$  — перколяції) величина показника степеня  $\gamma$  задовольняє нерівність  $1 \leq \gamma \leq 1,3$ . Детальніше процедура подібного аналізу для плівок металів описана в [5, 8].

У випадку плівок паладію, свіжонанесених на скляну підкладинку, величина  $d_c = 2,8$  нм, а для аналогічних зразків, осаджених на підшар германію масовою товщиною 0,5 нм,  $d_c = 1,6$  нм. Величини  $\gamma$  рівні відповідно 1,10 та 1,05 підтверджують пошаровий режим росту плівки. Перехід до переважаючого металевого характеру провідності, з позитивним температурним коефіцієнтом опору ( $\beta > 0$ ), у плівках металів зазвичай завершується за товщин  $d_\Omega \geq (1,5-2,0)d_c$ , що підтверджується результатами вимірювань розмірних залежностей температурного коефіцієнту опору досліджуваних плівок паладію (рис. 3).

Для плівок паладію, свіжонанесених на скляну підкладинку,  $d_\Omega = 4,1$  нм, а для аналогічних зразків, осаджених на підшар герма-



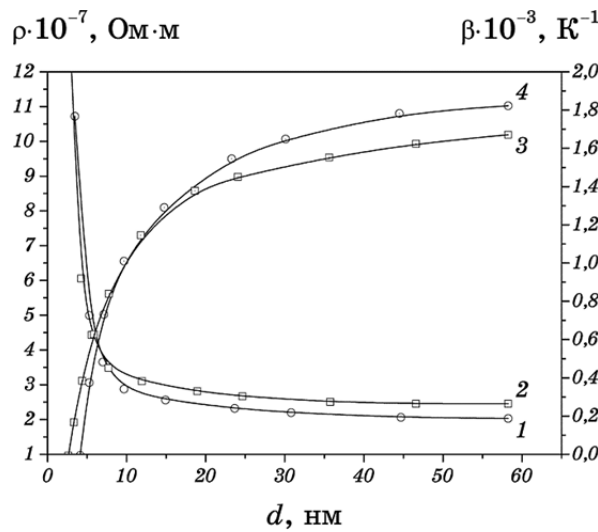
**Рис. 2.** Залежності  $R \propto (d - d_c)^{-\gamma}$ . Крива 1 — чиста поверхня скла; 2 — поверхня скла, покрита підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм.

**Fig. 2.** Dependences  $R \propto (d - d_c)^{-\gamma}$ . Curve 1—clean the glass surface; 2—glass surface covered by germanium sublayer with mass thickness of 0.5 nm.

нію масовою товщиною 0,5 нм,  $d_\Omega = 2,6$  нм. Тому, кількісне узгодження експериментальних даних з величинами, розрахованими на основі теорій, може спостерігатись за товщин плівки більших за  $d_\Omega$ . Зауважимо, що використання підшарів германію з більшими масовими товщинами (аж до 4 нм) дозволяє надалі зменшувати  $d_c$ , однак це зменшення суттєво сповільнюється в міру зростання товщини підшару германію.

Проаналізуємо можливі використання теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів для надійного кількісного опису розмірних залежностей, подібних до поданих на рис. 3. У діапазоні великих товщин  $d \geq 0,2\lambda$ , тут  $\lambda$  — середня довжина вільного пробігу електрона провідності, електропровідність суцільних плівок можна описати на основі квазикласичних підходів. Найбільш загальним підходом до опису розмірних явищ у відносно товстих плівках є модель полікристалічного шару неоднорідної товщини [9, 10]. У цій теорії адитивно враховано внески всіх додаткових до фононного та домішкового розсіяння механізмів релаксації носіїв струму. Зокрема, такими механізмами є розсіювання неоднорідностями поверхні атомного масштабу (модель Фукса — класичний розмірний ефект), зерномежове розсіювання (модель Тельє-Тосе-Пішара — внутрішній розмірний ефект) та розсіювання, обумовлене існуванням макроскопічних поверхневих неоднорідностей (модель Намба).

Оскільки середні лінійні розміри кристалітів  $D$  у плівках не за-



**Рис. 3.** Розмірні залежності питомого опору  $\rho$  (1, 2) та температурного коефіцієнта опору  $\beta$  (3, 4) плівок паладію, свіжонанесених ( $T = 78$  К) на поверхню скла (1, 4) та поверхню підшару германію масовою товщиною 0,5 нм (2, 3). Величина  $\beta$  розрахована для температурного діапазону 78–90 К.

**Fig. 3.** The size dependences of resistivity  $\rho$  (1, 2) and temperature coefficient of resistance  $\beta$  (3, 4) of palladium films freshly deposited ( $T = 78$  K) on glass surface (1, 4) and glass surface covered by germanium sublayer with mass thickness of 0.5 nm (2, 3). The value of  $\beta$  designed for a temperature range of 78–90 K.

лежали від товщини плівки  $d$ , то співставлення експериментальних даних, наведених на рис. 1, з розмірними залежностями, розрахованими на основі виразів вищеназваних теорій [10], зручно проводити графічно шляхом побудови залежностей типу  $\rho(d)d = f(d)$ , які згідно з моделлю однорідного плоскопаралельного шару повинні бути лінійними [10]. Отримані експериментальні залежності можна апроксимувати теоретичними залежностями Намба [10], які враховують вплив макроскопічних поверхневих неоднорідностей, шляхом використання таких величин:  $\rho_{\infty}$  — питомий опір плівки безмежної товщини (тангенс кута нахилу лінійної ділянки кривої),  $\lambda$  — ефективна середня довжина вільного пробігу носіїв струму в плівці даного ступеня досконалості (вважаємо, що поверхнєве розсіювання носіїв струму в дрібнокристалічній плівці повністю дифузне),  $h$  — середня амплітуда поверхневих неоднорідностей [10].

Внесок розсіювання носіїв струму межами зерен у величину  $\rho_{\infty}$  характеризують параметром  $t$ , чисельно рівним ймовірності міжзеренного тунелювання, який згідно з моделлю Тель–Тосе–Пішар [10] можна розрахувати за допомогою модифікованого співвідно-

шення:

$$\frac{\rho_{\infty} - \rho_0}{\rho_{\infty}} = 3 \frac{\lambda}{D} \left( \frac{1-t}{1+t} \right), \quad (1)$$

у якому  $\rho_0$  — питомий опір масивного металу. Результати розрахунку кінетичних коефіцієнтів для плівок паладію наведено у табл. 1.

З наведених у таблиці даних і з викладених вище результатів структурних досліджень та вимірювань електричних параметрів видно, що підшар германію сприяє змінам у формуванні плівки подібно як і у випадку проведеного раніше вивчення структури і електропровідності плівок золота та міді сформованих на поверхні Ge, Si та Sb [3]. Однак зменшення лінійних розмірів кристалітів у порівнянні з плівками, нанесеними на чисту поверхню скла, у випадку плівок паладію значно слабше, ніж спостерігалось при дослідженні плівок міді і золота, що обумовлено вищою температурою плавлення паладію у порівнянні з температурою плавлення плівок міді та золота.

Величини, наведені у табл. 1, використано при розрахунках за допомогою виразів теорій квантового розмірного ефекту в плівках паладію. Методика співставлення експериментальних даних з теоретичними залежностями аналогічна методиці, використаній в [11]. Зауважимо, що теоретичні моделі Тесановіча [13, 14], Триведі–Ашкрофта [15], Фішмана–Цалецького [16, 17] базуються на припущенні про існування в тонкій плівці чистого балістичного перенесення заряду. Таким чином вважається, що релаксація носіїв струму відбувається виключно при розсіюванні носіїв струму поверхнею. Як результат, проаналізовані теоретичні підходи є непридатними для пояснення ходу розмірних залежностей провідності плівок металів при переході до квазикласичного перенесення заряду.

Теорія [18], на основі Больцманівського підходу, розглядає вплив флуктуацій товщини плівки на енергетичний спектр електронів і, відповідно, на умови розсіювання носіїв струму в режимі квантового перенесення заряду. На відміну від попередніх квантово-механічних підходів у [18, 19] вважається, що поверхневі неоднорідності впливають на енергетичний спектр не тільки у приповерхневій області плівки, але і на енергію електронів в об'ємі плівки

ТАБЛИЦЯ 1. Кінетичні коефіцієнти для плівок паладію.

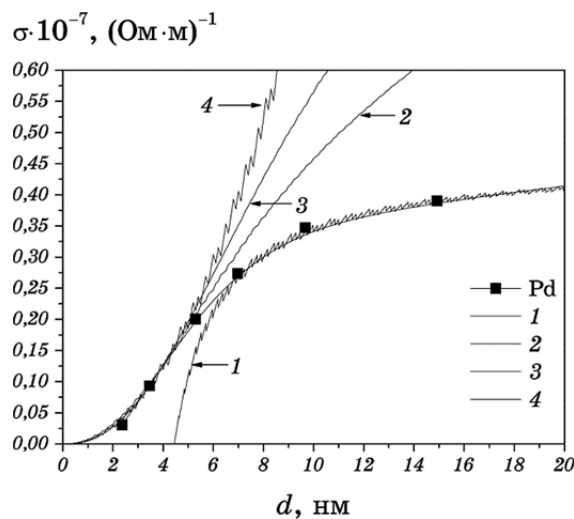
TABLE 1. Kinetic coefficients of the palladium films.

Підкладинка	$\rho_{\infty} \cdot 10^{-7}$ , Ом·м	$\lambda$ , нм	$h$ , нм	$D$ , нм	$t$
Чисте скло	1,88	14	2,8	10	0,86
Скло, покрите підшаром германію	2,21	12	1,6	8	0,81



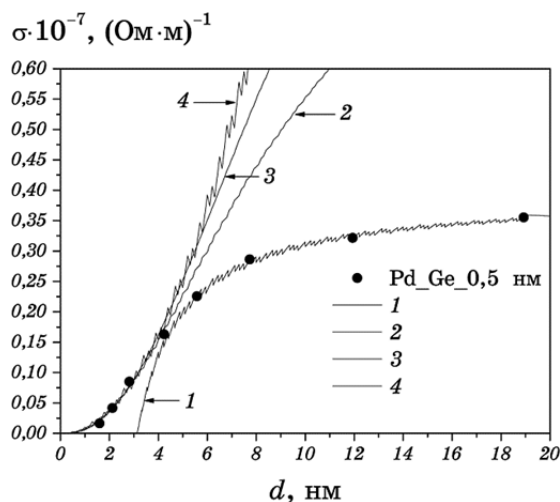
металу. Даний теоретичний підхід дозволяє достатньо добре пояснити особливості переходу від квантового до квазикласичного режиму перенесення заряду у всьому діапазоні товщин.

На рисунках 4 і 5 наведено результати співставлення експериментальних розмірних залежностей питомої провідності плівок паладію з відповідними теоретичними апроксимаціями, виконаними на основі згаданих вище теоретичних моделей. З рисунків видно, що для плівок, які можуть вважатися суцільними (очевидно, що це  $d > 3$  нм) теорії [13–17] дають достатньо добре узгодження з експериментальними даними у вузькому діапазоні малих товщин. Розраховані параметри поверхневих неоднорідностей виявились по величині суттєво меншими за середню амплітуду поверхневих неоднорідностей  $h$ , оцінену на основі моделі Намба, та за відповідну величину отриману в результаті прямого СТМ дослідження поверхні плівок. Розрахована залежність  $\sigma(d)$  на основі теорій [18–19] добре узгоджується з результатами експерименту в широкому діапазоні товщин, а параметр  $\Delta h$  — середнє відхилення локальної товщини плівки від  $d$ , добре узгоджується з результатами СТМ досліджень та розрахунку на основі моделі Намба.



**Рис. 4.** Розмірні залежності питомої провідності плівок Pd, свіжонанесених на чисту скляну підкладку при 78 К. Точки — експериментальні дані, суцільні криві — апроксимаційні вирази в рамках теоретичних підходів: 1 — [18], 2 — [13, 14], 3 — [16], 4 — [17, 18].

**Fig. 4.** The size dependences of conductivity of Pd-films freshly deposited on clean glass substrate at 78 K. Dots—experimental data, solid curves—approximation expressions within the scope of the theoretical approaches: 1—[18], 2—[13, 14], 3—[16], 4—[17, 18].



**Рис. 5.** Розмірні залежності питомої провідності плівок Pd, свіжонанесених на скляну підкладку, попередньо покриту при 78 К підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм. Точки — експериментальні дані, суцільні криві — апроксимаційні вирази в рамках теоретичних підходів: 1 — [18], 2 — [13, 14], 3 — [16], 4 — [17, 18].

**Fig. 5.** The size dependences of conductivity of Pd-films freshly deposited at 78 K on glass substrate previously covered by germanium sublayer with mass thickness of 0.5 nm. Dots—experimental data, solid curves—approximation expressions within the scope of the theoretical approaches: 1—[18], 2—[13, 14], 3—[16], 4—[17, 18].

Таким чином, розрахункові криві теорії [18] виявились достатньо надійними для кількісного опису розмірних залежностей питомої провідності свіжонанесених ('quench condensed') плівок паладію в широкому діапазоні товщин від квантового до квазикласичного режимів перенесення заряду.

#### 4. ВИСНОВКИ

1. Встановлено, що експериментальні розмірні залежності питомої електропровідності плівок паладію можуть бути кількісно описані з допомогою виразів теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів.

2. Розмірні залежності електропровідності електрично суцільних плівок у широкому діапазоні товщин можна кількісно описати з допомогою сумісного використання розрахунків на основі моделі полікристалічного шару неоднорідної товщини [9, 10] та квантової моделі [18, 19].

3. Показано, що в умовах квантового перенесення заряду в плівках

металів надійний кількісний опис розмірної залежності питомої електропровідності плівок паладію може бути здійснений на основі моделі [18], яка враховує особливості структури та морфології реальної поверхні плівок.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Н. Т. Гладких, С. В. Дукаров, А. П. Крышталь, В. И. Ларин, В. Н. Сухов, С. И. Богатыренко, *Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках* (Ред. Н. Т. Гладких) (Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина: 2004).
2. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Probl. Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
3. А. П. Шпак, Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, Ю. А. Куницький, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **8**, вип. 2: 339 (2010).
4. Р. І. Бігун, О. Є. Кравченко, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 4: 469 (2012).
5. Z. V. Stasyuk, M. Kozak, B. Penyukh, and R. Bihun, *J. Phys. Stud.*, **7**, No. 2: 207 (2003).
6. C. R. Grovenor, H. T. Hentzell, and D. A. Smith, *Acta Metall.*, **32**, No. 5: 773 (1984).
7. K. L. Ekinci and J. M. Valles, *Acta Metall.*, **46**, No. 13: 4549 (1998).
8. М. Д. Бучковська, Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, №12: 1659 (2013).
9. Z. Stasyuk, *J. Phys. Stud.*, **3**, No. 1: 102 (1999).
10. З. В. Стасюк, А. І. Лопатинський, *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**, № 4: 521 (2001).
11. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, В. М. Гаврилюх, Я. А. Пастирський, З. В. Стасюк, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **13**, вип. 1: 75 (2015).
12. Р. І. Бігун, В. М. Гаврилюх, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 3: 317 (2015).
13. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).
14. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987).
15. N. Trivedi and N. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 17: 12298 (1988).
16. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989).
17. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
18. Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 6: 723 (2014).
19. R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, and O. A. Balitskii, *Physica B*, **487**: 73 (2016).

## REFERENCES

1. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, A. P. Kryshthal', V. I. Larin, V. N. Sukhov, S. I. Bogatyrenko, *Poverkhnostnye Yavleniya i Fazovye Prevrashcheniya v Kondensirovannykh Plenkakh* (Ed. N. T. Gladkikh) (Khar'kov: KhNU im. V. N. Karazina: 2004) (in Russian).

2. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Probl. Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
3. A. P. Shpak, R. I. Bigun, Z. V. Stasyuk, and Yu. A. Kunitsky, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **8**, Iss. 2: 339 (2010) (in Ukrainian).
4. R. I. Bigun, O. Ye. Kravchenko, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, № 4: 469 (2012) (in Ukrainian).
5. Z. V. Stasyuk, M. Kozak, B. Penyukh, and R. Bihun, *J. Phys. Stud.*, **7**, No. 2: 207 (2003).
6. C. R. Grovenor, H. T. Hentzell, and D. A. Smith, *Acta Metall.*, **32**, No. 5: 773 (1984).
7. K. L. Ekinci and J. M. Valles, *Acta Metall.*, **46**, No. 13: 4549 (1998).
8. M. D. Buchkovska, R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 12: 1659 (2013) (in Ukrainian).
9. Z. Stasyuk, *J. Phys. Stud.*, **3**, No. 1: 102 (1999).
10. Z. V. Stasiuk and A. I. Lopatynskiy, *Fizyka i Khimiia Tverdoho Tila*, **2**, No. 4: 521 (2001) (in Ukrainian).
11. R. I. Bigun, M. D. Buchkovs'ka, V. M. Gavrylyukh, Ya. A. Pastyrs'kyy, and Z. V. Stasyuk, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **13**, Iss. 1: 75 (2015) (in Ukrainian).
12. R. I. Bigun, V. M. Gavrylyukh, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 3: 317 (2015) (in Ukrainian).
13. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).
14. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987).
15. N. Trivedi and N. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 17: 12298 (1988).
16. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989).
17. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
18. R. I. Bihun and Z. V. Stasyuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 6: 723 (2014) (in Ukrainian).
19. R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, and O. A. Balitskii, *Physica B*, **487**: 73 (2016).