

PACS numbers: 64.60.ah, 73.50.Gr, 73.61.At, 73.63.Bd, 78.20.Ci, 78.66.Bz, 81.15.Kk

Вплив підшарів германію на оптичну провідність тонких плівок золота

Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, О. В. Строганов, Д. С. Леонов*

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Університетська, 1,
79000 Львів, Україна*
**Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна*

Експериментально досліджено особливості оптичного поглинання та перколяції у тонких плівках золота різної товщини (2–20 нм) і впливу на них підшарів германію масовою товщиною у 0,5 нм у видимому та близькому інфрачервоному діапазонах довжин хвиль (300–2500 нм). Оптична й електрична перколяції у тонких плівках золота пов'язані з механізмом росту та режимом формування плівки золота на аморфній скляній підкладинці. Показано, що підшари германію, попередньо нанесені на скляну підкладинку, зменшують порогову товщину оптичного перколяційного переходу у плівках золота на $\Delta d = 2,4$ нм і збільшують їхню поглинальну здатність у порівнянні з аналогічними плівками, осадженими на чисту скляну поверхню. Збільшення поглинальної здатності зумовлено більш дрібнокристалічною структурою плівки металу та, відповідно, збільшенням кількості ізольованих металевих острівців на одиниці площі поверхні аморфної підкладинки.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, підшари субатомової товщини, оп-

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

*Ivan Franko National University of Lviv,
1 Universytets'ka Str., UA-79000 Lviv, Ukraine*
**Technical Centre, N.A.S. of Ukraine,
13 Pokrovs'ka Str., UA-04070 Kyiv, Ukraine*

Citation: R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, O. V. Stroganov, and D. S. Leonov, Influence of Sublayers of Germanium on Optical Conductivity of Thin Films of Gold, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 7: 931–953 (2018) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.40.07.0931.

тична й електрична перколяції.

Features of the optical absorption and percolation inside the thin Au films of different thicknesses (2–20 nm) and influence of 0.5 nm thickness Ge sublayers on them in the visible and near infrared regions are experimentally investigated. The structural properties of metal films have main impact on their optical and electrical percolations. As shown, 0.5 nm Ge sublayers shift optical percolation of Au films into the region of lower thicknesses to $\Delta d = 2.4$ nm. Such samples have higher optical absorption, in the contrary to Au films deposited on bare glass substrate, because of more fine polycrystalline structure of Au films and higher concentration of isolated metal islands on the unit surface of glass substrate.

Key words: thin metal films, sublayers of subatomic thickness, optical and electrical percolations.

Експериментально досліджені особливості оптичного поглинання і перколяції в тонких плівках золота різної товщини (2–20 нм) і впливу на них підслоїв германія масовою товщиною 0,5 нм, попередньо нанесених на скляну підложку, в видимому і ближньому інфрачервоному діапазонах довжин волн (300–2500 нм). Оптична і електрична перколяції в тонких плівках золота пов'язані з механізмом росту і режимом формування плівки золота на аморфній скляній підложці. Показано, що підслої германія зменшують порогову товщину оптичного перколяційного переходу в плівках золота на $\Delta d = 2,4$ нм, а також збільшують здатність плівки поглинати світло, що обумовлено більшю кристалічною структурою плівки металу і, відповідно, збільшенням кількості ізольованих металічних островків на одиниці площі поверхні скляної підложки.

Ключевые слова: тонкі металічні плівки, підслої субатомної товщини, оптична і електрична перколяції.

(Отримано 25 травня 2018 р.)

1. ВСТУП

Електричні властивості тонких провідних шарів, а також їхня взаємодія з електромагнетним випроміненням є предметом зацікавлення сучасних галузей мікро- та наноелектроніки [1]. Вплив розмірного ефекту змінює фізичні властивості нанорозмірних плівок металу. Плівки металів товщиною в декілька нанометрів є перспективними в якості омичних провідників з високим коефіцієнтом прозорості як у видимому, так і в інфрачервоному діапазонах довжин хвиль. Оскільки тонкий шар металу може бути як у суцільному стані, так і в несцільному (острівцевому) стані, відкритим залишається питання про особливості переходу з одного стану в інший. Товщина плівки металу, за якої спостерігається перехід від несціль-

ного до суцільного стану, називається критичною товщиною d_c . Відомо, що в області критичного переходу плівка металу проявляє аномальні оптичні й електричні властивості, які можуть бути пояснені в рамках перколяційного моделю [2, 3]. Використання можливості пониження порогової товщини d_c уможливить одержати омічнопровідні плівки металів з високою оптичною прозорістю, товщиною $d < 2-3$ нм [4].

У роботі, з метою встановлення критичної товщини оптичного перколяційного переходу d_c , досліджено спектри пропускання та відбивання у видимому та близькому інфрачервоному діпазонах довжин хвиль (300–2500 нм) тонких шарів золота різної товщини, осаджених на чисту скляну поверхню та поверхню, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм. Детально розглянуто кореляцію між оптичним та електричним перколяційними переходами у досліджуваних плівках.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Плівки золота препарували в умовах статичного надвисокого вакууму (тиск залишкових компонент газу не перевищував за 10^{-7} Па) у відпаяних скляних експериментальних приладах. В цілому, методика експерименту ідентична використаній нами при дослідженні структури плівок золота [4]. Зауважимо, що плівки металу одержували шляхом конденсації пари термічно випаруваного металу на охолоджену до 78 К підкладинку за методикою ‘quench condensed’ з подальшою термостабілізацією за кімнатної температури ($T_{\text{кім}} = 293$ К) протягом однієї доби, що виключало можливість дифузії підшарів германію в об’єм плівки золота. Плівки германію товщиною в декілька атомових шарів наносили на підкладинку безпосередньо перед конденсацією пари досліджуваного металу. Результати дослідження структури плівок золота електронною мікроскопією на просвіт показали, що за швидкості конденсації пари металу та підшарів германію на аморфну підкладинку, меншою за 0,01 нм/с, вдається одержати ізотропні, однорідні плівки металу. Підкреслимо, що дана методика формування плівки металу на підкладинці при температурі $T_{\text{під}} < 0,3T_{\text{топ}}$ [6, 7], де $T_{\text{топ}}$ — температура топлення металу, уможливорює одержувати полікристалічні плівки металів з періодом ґратки, аналогічним кристалічній ґратниці масивного металу, з середніми лінійними розмірами кристалітів D , незалежними від товщини, які становлять $D = 10-12$ нм для плівок золота, осаджених на чисту скляну підкладинку, та $D = 6-7$ нм для плівок золота, осаджених на скляну підкладинку, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм [3]. В [8, 9] підтверджено одержаний висновок за результатами електронно-мікроскопічних досліджень еволюції розмірних залежностей структури плі-

вок низки металів (Au, In, Bi, Pb, Sn, Fe, Co, Ni), термічно осаджених на аморфні підкладинки вуглецю в процесі зміни температури. Оцінку масової товщини плівок здійснювали за зсувом резонансної частоти п'єзокварцового вібратора з чутливістю не гіршою за 0,1 нм та з допомогою прямих АФМ та СТМ досліджень морфології поверхні, результати яких детально висвітлені в [4]. Дослідження спектрів пропускання $T(\lambda)$ та відбивання $R(\lambda)$ плівок золота та срібла здійснено на Shimadzu UV-3600-VIS-NIR у видимій і близькій інфрачервоній областях довжин хвиль у діапазоні $300 \leq \lambda \leq 2500$ нм. Спектри відбивання досліджували при близькому до нормального куті падіння електромагнетного випромінення $\alpha = 8^\circ$. Зауважимо, що в рамках даного дослідження вважається, що підшари германію не впливають на оптичні властивості плівок металу, а лише змінюють умови формування та структуру плівки металу на поверхні діелектричної підкладинки.

3. ОБГОВОРЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Аналіза результатів дослідження спектрів відбивання плівок золота, осаджених на чистій скляній підкладинці та підкладинці попередньо покритій підшаром германію, є подібною до [5].

Зупинімося на основних результатах одержаних нами. Плівки, осаджені на чисту скляну підкладинку, слабше відбивають світло в порівнянні з спектром відбивання чистої підкладинки, що обумовлено відмінною структурою плівки золота на чистій скляній поверхні та явищами коалесценції зародків кристалізації металу на початкових стадіях росту плівки металу. В початковій фазі конденсації пари золота на скляній підкладинці спостерігається явище коалесценції плівки металу, тому плівка металу заповнює поверхню підкладинки нерівномірно як по товщині, так і по ефективності заповненості поверхні підкладинки (не пошаровий ріст). Внаслідок непласкопаралельності зародків конденсації золота значна частина світлової енергії хаотично розсіюється острівцями, тому плівки товщиною у 1–2 нм володіють меншим коефіцієнтом відбивання в порівнянні з коефіцієнтом відбивання підкладинки.

Підшари поверхнево-активних речовин є ефективним інструментом зменшення процесу коалесценції плівки металу. Зауважимо, що підшари германію масовою товщиною 0,5 нм сприяють рівномірному заповненню поверхні підкладинки плівкою металу, що уможлиблює формувати металеві шари з більшим коефіцієнтом відбивання світла в порівнянні з аналогічними зразками, сформованими на чистій скляній підкладинці. Одержані дані підтверджуються результатами дослідження структури плівок золота, осаджених як на чисту аморфну підкладинку, так і на підкладинку, попередньо покриту підшарами германію різної товщини. Виявлено, що

підшари германію зменшують середні лінійні розміри кристалітів D плівки золота та пришвидшують ступінь заповнення p поверхні підкладинки плівкою металу в процесі її нанесення [4].

Аналіза коефіцієнта пропускання $T(\lambda)$ плівок золота уможливила оцінити товщину оптичного перколяційного переходу. Величина d_c плівок золота, осаджених на чистій скляній підкладинці, становить 6,4 нм, в той час як для аналогічних зразків, осаджених на поверхню підшарів германію масовою товщиною 0,5 нм, $d_c = 4$ нм [5]. В [2] встановлено, що в далекій інфрачервоній області довжин хвиль (15000 нм та 25000 нм) критична товщина перколяційного переходу d_c для плівок золота становить 5 нм. Одержаний результат достатньо добре узгоджується з результатами дослідження перколяційного переходу, розрахованого з розмірних залежностей електричного опору плівок золота [10]. В [10] виявлено, що при конденсації пари металу на чисту скляну підкладинку $d_c = 5,6$ нм, і $d_c = 3,6$ нм для зразків, осаджених на поверхню підшару германію масовою товщиною у 1 нм. Зауважимо, що є кореляція між перколяційною товщиною та середніми лінійними розмірами кристалітів в плівці металу [2, 4, 10].

В [5] показано, що в плівках золота, осаджених на поверхні підшарів германію масовою товщиною у 0,5 нм, середні лінійні розміри кристалітів в 1,5–2 рази менші, порівняно з розмірами кристалітів в аналогічних зразках, сформованих на чистій поверхні скляної підкладинки. Це, в свою чергу, уможливило створити на поверхні підкладинки значно більшу концентрацію ізольованих острівців, тому, внаслідок збільшення ступеня заповненості підкладинки [4], спостережуваний ефект досягається при менших масових товщинах плівки металу. Плівки золота, осаджені на поверхню підшарів германію, в околі товщини у 4 нм володіють більшою поглинальною здатністю, ніж аналогічні зразки, сформовані на чистій поверхні скляної підкладинки [5].

При розрахунку оптичних констант досліджуваних плівок золота використано Френелів підхід до аналізу поведінки електромагнетного випромінення на межі двох середовищ [13].

Нехай плівка металу осаджена на поверхню скляної слабкопоглинальної підкладинки ($k_2 = 0$), товщина якої d_{sub} набагато більша за геометричну товщину плівки металу ($d_{\text{sub}} \gg d_{\text{film}}$). Необхідно врахувати багатократне відбивання світлового променя між межами контакту середовищ. Всі контактувальні поверхні є пласкопаралельними, а світловий промінь спрямований по нормалі до поверхні плівки (випадок нормального падіння променя світла).

Розв'язок Френелевих рівнянь для кожної з поверхонь уможливає одержати робочі вирази у формі, зручній для розрахунку. Вважаємо, що поверхня плівки металу, яка контактує з повітрям, є однорідною. Плівка металу є поглинаючою, а тому коефіцієнти відби-

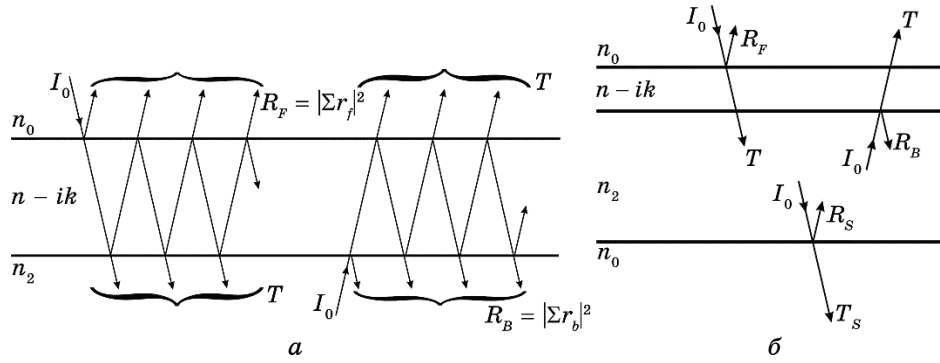


Рис. 1. *a* — амплітуди хвиль внаслідок багаторазового відбивання всередині плівки; *б* — Амплітуди хвиль внаслідок багатократного відбивання хвиль всередині підкладки.

Fig. 1. *a*—summation of amplitudes of waves undergoing multiple reflections within the thin film; *б*—summation of intensities of waves undergoing multiple reflections within the substrate.

вання від різних контактувальних поверхонь всередині плівки металу будуть різними (рис. 1) [14].

Сума амплітуд відбитих хвиль всередині плівки, згідно з рис. 1, *a*, уможливило оцінити коефіцієнти відбивання R_F та прозорості T плівки металу [14]:

$$\begin{aligned}
 R_F &= R_{FNUM} / DEN, \quad R_B = R_{BNUM} / DEN, \quad T = T_{NUM} / DEN, \\
 T_{NUM} &= 16n_0n_2(n^2 + k^2), \\
 R_{FNUM} &= a_1e^{2kqd} + b_1e^{-2kqd} + 2c_1 \cos(2nqd) - 4kd_1 \sin(2nqd), \\
 DEN &= a_2e^{2kqd} + b_2e^{-2kqd} + 2c_2 \cos(2nqd) - 4kd_2 \sin(2nqd), \\
 R_{BNUM} &= a_3e^{2kqd} + b_3e^{-2kqd} + 2c_3 \cos(2nqd) - 4kd_3 \sin(2nqd), \\
 a_1 &= [(n_0 - n)^2 + k^2][(n + n_2)^2 + k^2], \\
 a_2 &= [(n_0 + n)^2 + k^2][(n + n_2)^2 + k^2], \\
 b_1 &= [(n_0 + n)^2 + k^2][(n - n_2)^2 + k^2], \\
 b_2 &= [(n_0 - n)^2 + k^2][(n - n_2)^2 + k^2], \\
 c_1 &= (n_0^2 - n^2 - k^2)(n^2 - n_2^2 + k^2) - 4n_0n_2k^2, \\
 c_2 &= (n_0^2 - n^2 - k^2)(n^2 - n_2^2 + k^2) + 4n_0n_2k^2, \\
 d_1 &= (n^2 + n_0n_2 + k^2)(n_0 - n_2), \quad d_2 = (n^2 - n_0n_2 + k^2)(n_0 + n_2), \\
 a_3 &= [(n_2 - n)^2 + k^2][(n + n_0)^2 + k^2],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_3 &= [(n_2 + n)^2 + k^2][(n - n_0)^2 + k^2], \\
 c_3 &= (n_2^2 - n^2 - k^2)(n^2 - n_0^2 + k^2) - 4n_2n_0k^2, \\
 d_3 &= (n^2 + n_2n_0 + k^2)(n_2 - n_0);
 \end{aligned}$$

тут $q = 2\pi/\lambda$, де λ — довжина хвилі падаючого світла у повітрі, d — товщина плівки металу.

Оцінка повних коефіцієнтів відбивання R_{calc} та пропускання T_{calc} системи «плівка + підкладинка» може бути здійснена, якщо врахувати відбивання R_{sub} та пропускання T_{sub} чистої скляної підкладинки і підсумувати багаторазове відбивання хвиль всередині скляної підкладинки. Згідно з рис. 1, б, одержимо:

$$R_{\text{calc}} = R_F + \frac{T^2 R_{\text{sub}}}{1 - R_B R_{\text{sub}}}, \quad T_{\text{calc}} = \frac{TT_{\text{sub}}}{1 - R_B R_{\text{sub}}}. \quad (1)$$

Рівняння (1) уможливають розрахувати показник заломлення n та коефіцієнт екстинкції k плівки золота, осадженої на скляну прозору підкладинку ($k_2 = 0$) з показником заломлення $n_2 = 1,43$. Алгоритм розрахунку параметрів n та k базується на методиці Ньютона. В якості початкових наближень були використані значення n_{bulk} та k_{bulk} масивного зразка. Варто зауважити, що розв'язок системи рівнянь (1) не є єдиним і залежить від багатьох умов, які впливають на умови збіжності розв'язку. При пошуку розв'язку подібних систем рівнянь, зазвичай, використовують алгоритм одночасної мінімізації функцій $|T_{\text{calc}}(n, k) - T_{\text{exp}}|$ та $|R_{\text{calc}}(n, k) - R_{\text{exp}}|$. З метою поліпшення збіжності Ньютонової методи під час пошуку розв'язку рівнянь (1) було використано Томлінову методику [14, 15], згідно з якою проводять оптимізацію модифікованих виразів $|[(1 \pm R_{\text{calc}}) / T_{\text{calc}}] - [(1 \pm R) / T]|$, що, внаслідок їхньої універсальності в деяких випадках, покращує умови збіжності рівнянь (1).

Результати розрахунку спектральних залежностей оптичних коефіцієнтів плівок золота різної товщини ($d = 2, 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на чистій скляній підкладинці та підкладинці, попередньо покритій підшарами германію товщиною $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм, наведено на рис. 2 та 3 відповідно. При розрахунку оптичних констант підшари германію не бралися до уваги, оскільки вважалось, що вплив підшару Ge на інтерференційні ефекти нехтовно малий. Проте вплив підшару германію на структуру плівок золота суттєво змінив оптичні властивості, зокрема призвів до зменшення перколяційної товщини з $d_c = 6,4$ нм до $d_c = 4$ нм [5].

Аналіза спектральних залежностей коефіцієнтів екстинкції k вказує на принципову відмінність ходу залежностей $k(\lambda)$ у до- та післяперколяційній ділянках товщин плівок золота. З рисунку 2, б

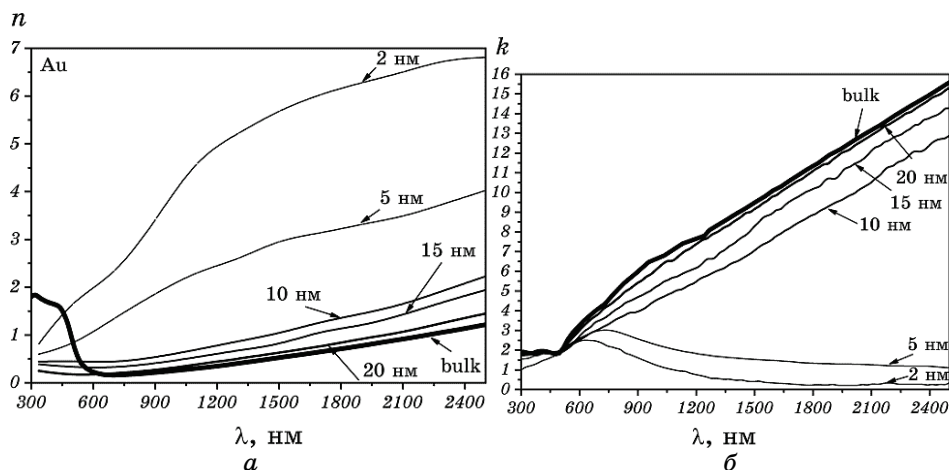


Рис. 2. Спектральні залежності оптичного показника заломлення n (а) та коефіцієнта екстинкції k (б) плівок золота товщиною ($d = 2, 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на чисту скляну підкладку.

Fig. 2. Spectral dependences of the optical refractive index n (a) and the coefficient of extinction k (б) of gold films with thickness ($d = 2, 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on a bare surface of glass substrate.

видно, що значення k плівок товщиною у 2 нм та 5 нм із зростанням довжини хвилі λ спадає, в той час як для плівок більших товщин спостерігається тенденція до зростання коефіцієнта екстинкції k . На рисунку 3, б спостерігається аналогічна поведінка плівок товщиною у 2 нм та 5 нм. Варто також зауважити, що швидкості зростання та спадання k є тим меншими, чим ближче до околу порогу перколяції d_c знаходиться значення товщини плівки металу.

Електронні явища перенесення заряду в металах описуються комплексною діелектричною постійною $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ [16, 17]. Компоненти комплексної діелектричної функції пов'язані з комплексним показником заломлення $\tilde{n} = n + ik$ виразом $\tilde{\epsilon} = \tilde{n}^2$; відповідно, $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ та $\epsilon_2 = 2nk$. Згідно з моделлю вільних електронів Друде, $\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 - [\omega_p^2 / \omega(\omega + i\omega_\tau)]$, де $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / \epsilon_L m_0$, ω_p — плазмонна частота, n_e — концентрація електронів провідності, m_0 — ефективна оптична маса електронів провідності, $\tau = 1/\omega_\tau$ — час релаксації електронів провідності. Відповідно дійсній й уявній компоненти комплексної діелектричної постійної можна представити у вигляді:

$$\epsilon_1 = \epsilon_L - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_\tau}{\omega} \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \omega_\tau^2)}, \quad (2)$$

де власна поляризація кристалічної ґратниці описується дійсною,

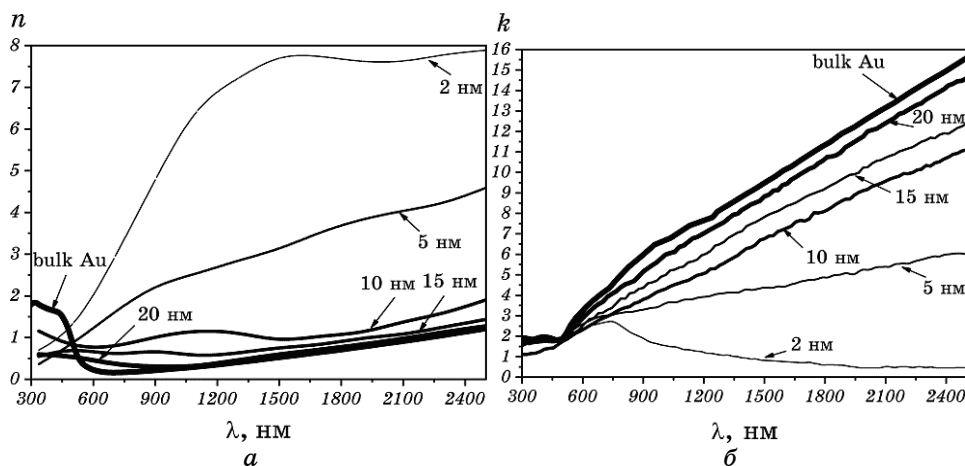


Рис. 3. Спектральні залежності оптичного показника заломлення n (а) та коефіцієнта екстинкції k (б) плівок золота товщиною ($d = 2, 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на скляну підкладку, попередньо покрити підшаром германію $d_{Ge} = 0,5$ нм.

Fig. 3. Spectral dependences of the optical refractive index n (a) and the coefficient of extinction k (b) of gold films with thickness ($d = 2, 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on glass substrate pre-coated with germanium $d_{Ge} = 0.5$ nm.

незалежно від частоти сприйнятливості χ_L , що є характеристикою внеску валентних електронів, а $\varepsilon_L = 1 + \chi_L$. Для масивних зразків металу власна поляризація ε_L близька до одиниці, але в плівках металів, внаслідок впливу розмірного ефекту, ситуація дещо інша.

Розв'язок рівнянь (2) уможливило розрахувати спектральні залежності кінетичних коефіцієнтів Друде:

$$\omega_\tau = \omega\varepsilon_2 / (\varepsilon_L - \varepsilon_1) \text{ та } \omega_p^2 = (\varepsilon_L - \varepsilon_1)(\omega^2 + \omega_\tau^2). \quad (3)$$

Результати розрахунку, згідно з виразами (3), наведено на рис. 4, 5. Згідно з моделю вільних електронів, концентрація носіїв струму в масивному золоті становить $n_e = 5,9 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ при температурі $T = 293 \text{ К}$. Тоді $\rho_0 = 2,214 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ і, відповідно, питома провідність при постійному струмі $\sigma_0 = 1/\rho_0 = 4,516 \cdot 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Тому

$$\begin{aligned} \omega_\tau &= \frac{1}{\tau} = \frac{e^2 N_e^{Au}}{\sigma_0 m_e} = \frac{1}{2,72 \cdot 10^{-14} [\text{с}]} = 3,67 \cdot 10^{13} [\text{с}^{-1}] = \frac{3,67 \cdot 10^{13} [\text{с}^{-1}]}{2\pi \text{с} [\text{см} \cdot \text{с}^{-1}]} = \\ &= \frac{3,67 \cdot 10^{13} [\text{с}^{-1}]}{1,885 \cdot 10^{11} [\text{см} \cdot \text{с}^{-1}]} = 195 [\text{см}^{-1}] \end{aligned}$$

та

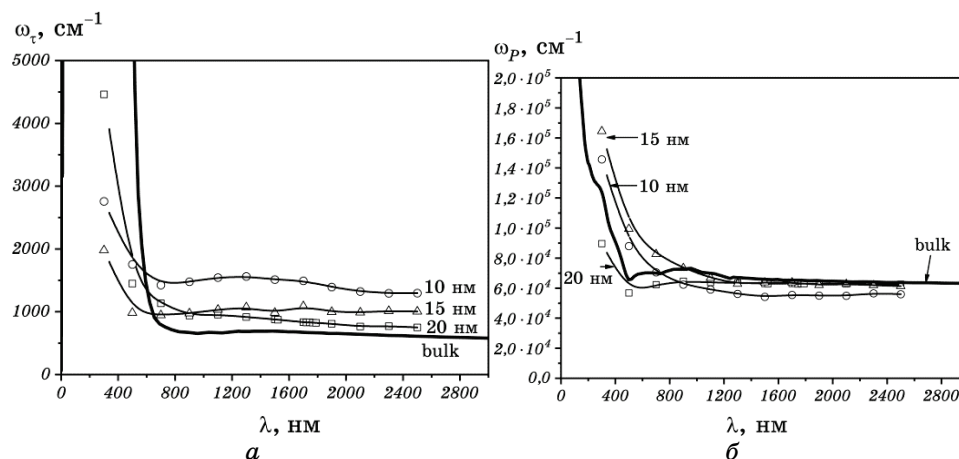


Рис. 4. Спектральні залежності частоти зіткнень ω_τ (а) і плазмової частоти ω_p (б) плівок золота, осаджених на поверхню чистої скляної підкладки.

Fig. 4. Spectral dependences of the collision frequency ω_τ (a) and plasma frequency ω_p (б) of gold films deposited on the bare surface of glass substrate.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e^{\text{Au}} e^2}{\epsilon_L m_e}} = 1,44 \cdot 10^{11} [\text{с}^{-1}] = 0,766 [\text{см}^{-1}] [17].$$

Кінетичні коефіцієнти Друде також можна оцінити безпосередньо з оптичних констант досліджуваних плівок металів. Представимо рівняння (2) у вигляді:

$$\frac{1}{\epsilon_L - \epsilon_1} = \frac{\omega^2 + \omega_\tau^2}{\omega_p^2},$$

звідки

$$\frac{1}{\omega^2 (\epsilon_L - \epsilon_1)} = \frac{\omega_\tau^2}{\omega_p^2} \frac{1}{\omega^2} + \frac{1}{\omega_p^2}. \quad (4)$$

Останнє співвідношення показує, що залежність $\frac{1}{\omega^2} \frac{1}{(\epsilon_L - \epsilon_1)}$ від

$1/\omega^2$ є лінійною функцією, як цього вимагає теорія вільних електронів. Параметри моделю Друде досліджуваних плівок золота розраховано з кута нахилу прямої та положення точки перетину її з віссю ординат. Для зручності перейдемо в шкалу довжин хвиль. Розглянемо співвідношення (2) в близькій інфрачервоній області, де $\omega \gg \omega_\tau$. Тоді вирази (2) набудуть вигляду:

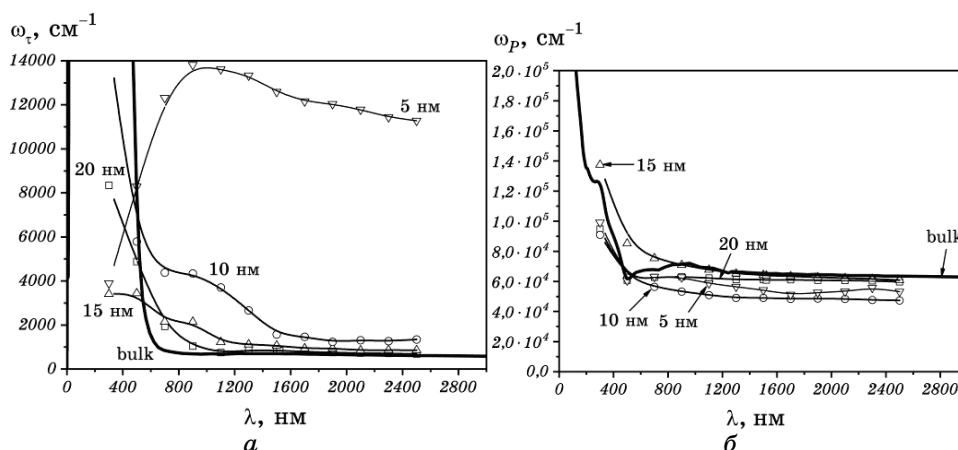


Рис. 5. Спектральні залежності частоти зіткнень ω_τ (а) та плазмової частоти ω_p (б) плівок золота, осаджених на поверхню скляної підкладки, попередньо покритої підшаром германію 0,5 нм.

Fig. 5. Spectral dependences of the collision frequency of ω_τ (a) and plasma time ω_p (б) of gold films deposited on the bare surface of glass substrate pre-coated with germanium underlayer of 0.5 nm.

$$\epsilon_1 \approx \epsilon_L - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \epsilon_L - \left(\frac{1}{\lambda_p} \right)^2 \lambda^2,$$

де ϵ_L — дає внесок кристалічної ґратниці.

У результаті побудови графіка залежності ϵ_1 від λ^2 [см²] або ж $(n^2 - k^2)$ від λ^2 в інфрачервоній області можна розрахувати плазмонну частоту ω_p без інформації про механізми розсіяння. Оскільки ω [см⁻¹] = $1/2\pi c\tau$, а ω_p [см⁻¹] = $2\pi c/\lambda_p$, маємо ω_p^2 [см⁻¹] = $1/\lambda_p^2$ [см²]. Результати відповідних обчислень наведено на рис. 6, а чисельні дані — в табл. 1.

Зауважимо, що коефіцієнти діелектричної функції при перколяційному переході змінюють свій знак та досягають мінімального значення, що свідчить про зміну фізичних властивостей металеві системи у біляперколяційній області товщин.

Побудуємо спектральні залежності комплексної складової діелектричної функції (рис. 7). Оскільки в близькій інфрачервоній області

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_\tau}{\omega} \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \omega_\tau^2)}, \text{ то, відповідно, } \epsilon_2 \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^3} \omega_\tau = \frac{\lambda^3 [\text{см}^3]}{\lambda_p^2 [\text{см}^3]} \omega_\tau \text{ або}$$

$$\frac{\epsilon_2}{\lambda [\text{см}]} = \frac{\omega_\tau}{\lambda_p^2 [\text{см}^2]} \lambda^2 [\text{см}^2] = \omega_\tau \omega_p^2 [\text{см}^{-1}] \lambda^2 [\text{см}^2]. \text{ Тобто представлення}$$

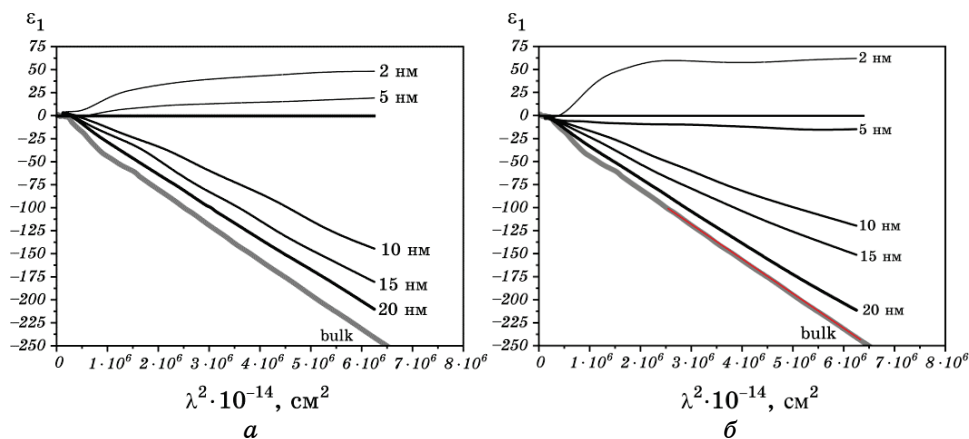


Рис. 6. Спектральні залежності дійсної частини діелектричної функції ε_1 плівок золота товщиною ($d = 2, 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на поверхню чистої скляної підкладки (*a*) та на поверхню скляної підкладки, попередньо покритої підшаром германію $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм (*б*).

Fig. 6. Spectral dependences of the real part of the dielectric function ε_1 of gold films with thickness ($d = 2, 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on the bare surface of glass substrate (*a*) and on the glass surface pre-coated with germanium underlayers of 0.5 nm (*б*).

$\varepsilon_2/\lambda = f(\lambda^2)$ уможливить за кутом нахилу оцінити добуток $\omega_p^2 \omega_\tau$, а отже, і частоту зіткнень ω_τ .

Результати розрахунку комплексної складової діелектричної функції, представлених на рис. 7, подано в табл. 2. Аналіза чисельних даних табл. 2 вказує на той факт, що частота зіткнень ω_τ у плівці металу в міру зменшення товщини плівки золота зростає, така тенденція проявляється як у плівках золота, осаджених на чисту поверхню скла, так і на поверхню скла, попередньо покритую підшаром германію. Тому довжина вільного пробігу носіїв струму l у плівках золота у інфрачервоній області довжин хвиль зменшується, що зумовлено впливом розмірного ефекту.

Порівняльна аналіза чисельних значень параметрів Друде для чистих зразків металів з [17] показала, що для плівок золота $\omega_p = 6,69 \cdot 10^4$ [см⁻¹], а $\omega_\tau = 2,92 \cdot 10^2$ [см⁻¹]. В [21] показано, що для плівок золота $\omega_p = 7,28 \cdot 10^4$ [см⁻¹], $\omega_\tau = 2,15 \cdot 10^2$ [см⁻¹]. Одержані нами результати розрахунку вказують на той факт, що ω_τ в міру зменшення товщини плівки металу зростає, що може бути пояснене впливом внутрішнього розмірного ефекту. При зменшенні товщини плівки металу є тенденція до зменшення середніх лінійних розмірів кристалітів, а відтак збільшення внеску зерномежового розсіяння у сумарний час релаксації носіїв струму.

ТАБЛИЦЯ 1. Параметри Друде плівок золота, осаджених на чисту поверхню скла та поверхню скла, попередньо покриту підшарами германію масовою товщиною у 0,5 нм.

TABLE 1. Parameters of Drude films of gold deposited on a clean surface of glass and a glass surface pre-coated with substrates of germanium with a mass thickness of 0.5 nm.

Зразки	Чиста скляна підкладка: $\omega_p \cdot 10^{-4}, \text{см}^{-1}$	Скляна підкладка, покрита підшаром германію у 0,5 нм: $\omega_p \cdot 10^{-4}, \text{см}^{-1}$
Модель вільних електронів	$7,66 \cdot 10^{-5}$ [17]	$7,66 \cdot 10^{-5}$ [17]
Масивне золото	6,12 [17]	6,12 [17]
20 нм	6,03	5,76
15 нм	5,71	4,71
10 нм	5,35	4,3
5 нм	–	1,34

4. ОПТИЧНА ПРОВІДНІСТЬ ПЛІВОК ЗОЛОТА

Для електромагнетних полів у середовищі справедливі Максвеллові матеріальні рівняння. Вважаємо, що досліджуване середовище є однорідним та ізотропним, а тому ми нехтуємо тензорними властивостями параметрів ϵ , μ та σ . Також вважаємо, що середовище немагнетне ($\mu \approx 1$), а також відсутні об'ємні заряди. З Максвеллових диференціальних рівнянь одержимо зв'язок між величинами ϵ та σ_{opt} , які задаються наступними виразами:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = \epsilon_1 + i\sigma_{\text{opt}}(\lambda) / (\epsilon_0\omega), \quad \tilde{n} = n + ik, \quad (5)$$

$$\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}}, \quad (6)$$

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad (7)$$

$$\epsilon_2 = 2nk. \quad (8)$$

Тут $\sigma_{\text{opt}}(\lambda)$ — оптична провідність металу:

$$\sigma_{\text{opt}}(\lambda) = \epsilon_0\omega\epsilon_2 = 2kn\epsilon_0\omega = 4\pi\epsilon_0c \left(\frac{kn}{\lambda_0} \right) = \frac{10^7 nk}{c\lambda_0} = 3,33 \left(\frac{kn}{l[\text{нм}]} \right) \cdot 10^7. \quad (9)$$

З виразу (9) випливає, що для оцінки оптичної провідності (динамічної провідності) плівок металів необхідно знати спектральний розподіл їхніх оптичних констант (показника заломлення $n(\lambda)$ та коефіцієнта екстинкції $k(\lambda)$). Згідно з [17], оптична провідність σ_{opt}

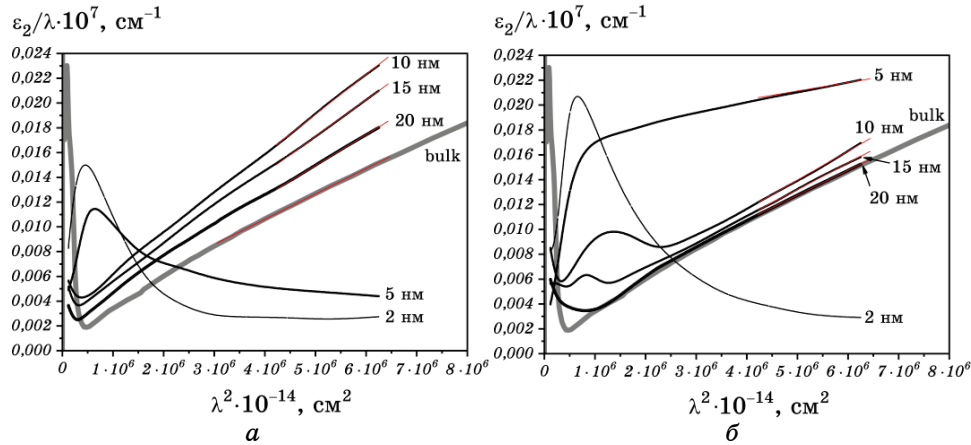


Рис. 7. Спектральні залежності уявної частини діелектричної функції ε_2 плівок золота товщиною ($d = 2, 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на чисту скляну підкладку (*a*) та скляну підкладку, попередньо покриту підшаром германію $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм (*б*).

Fig. 7. Spectral dependences of the imaginary part of the dielectric function ε_2 of gold films in thickness ($d = 2, 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on bare glass substrate (*a*) and glass substrate pre-coated with germanium underlayers with 0.5 nm (*б*).

пов'язана з плазмовою частотою ω_p та частотою зіткнень ω_τ наступним співвідношенням:

$$\sigma_{\text{opt}} [\Omega \cdot \text{м}]^{-1} = \frac{1}{\rho [\Omega \cdot \text{м}]} = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 [\text{см}^{-2}]}{\omega_\tau [\text{см}^{-1}]},$$

$$\sigma_{\text{opt}} [\text{см}^{-1}] = \frac{\omega_p^2 [\text{см}^{-2}]}{2\pi\omega_\tau [\text{см}^{-1}]} = \frac{9 \cdot 10^{13}}{2\pi c (\rho_{\text{opt}} [\Omega \cdot \text{м}])}. \quad (10)$$

Підстановкою ω_p і ω_τ в рівняння (10) можна оцінити оптичний питомий опір матеріалу ρ_{opt} , величину якого можна порівняти з питомим опором плівки при постійному струмі. Спектральні залежності ρ_{opt} досліджуваних плівок золота наведено на рис. 8 на основі даних рис. 4, 5.

Аналіза спектральних залежностей ρ_{opt} плівок золота вказує на те, що зменшення товщини плівки металу призводить до зростання оптичного питомого опору плівок металу. Така поведінка питомого опору може бути викликана внутрішнім розмірним ефектом.

На рисунку 9 подано розмірні залежності середніх лінійних розмірів кристалітів D плівок золота, осаджених на чисту аморфну підкладку (1), та підкладку, попередньо покриту підшаром гер-

ТАБЛИЦЯ 2. Параметри Друде комплексної складової діелектричної функції ε_2 для плівок золота.**TABLE 2.** Parameters of Drude complex component of the dielectric function ε_2 for gold films.

Зразки	Чиста скляна підкладина ε_2/λ	Чиста скляна підкладина $\omega_\tau \cdot 10^{-2}, \text{см}^{-1}$	Скляна підкладина, покрита підшаром германію у 0,5 нм: ε_2/λ	Скляна підкладина, покрита підшаром германію у 0,5 нм: $\omega_\tau \cdot 10^{-2}, \text{см}^{-1}$
Модель вільних електронів	–	1,95 [17]	–	1,95 [17]
Масивне золото	$2 \cdot 10^7 \lambda^2$	3,27	$2 \cdot 10^7 \lambda^2$	3,27
20 нм	$2,6 \cdot 10^7 \lambda^2$	4,13	$2 \cdot 10^7 \lambda^2$	3,47
15 нм	$3,1 \cdot 10^7 \lambda^2$	5,42	$2,13 \cdot 10^7 \lambda^2$	4,52
10 нм	$3,35 \cdot 10^7 \lambda^2$	6,26	$2,33 \cdot 10^7 \lambda^2$	5,42
5 нм	–	–	$0,684 \cdot 10^7 \lambda^2$	5,10

манію 0,5 нм, одержаних з результатів обробки електроннографічних та електронно-мікроскопічних досліджень на просвіт плівок золота різної товщини. У досліджуваному діапазоні товщин ($d = 2\text{--}20$ нм) середні лінійні розміри кристалітів D плівок золота не проявляють сильної розмірної залежності і визначаються умовами зародження і росту на поверхні підкладинки. Зокрема, для плівок золота, осаджених на чистій скляній підкладинці, $D \approx 12$ нм, а для плівок золота, осаджених на підкладинку, попередньо покриту підшарами германію, $D \approx 8$ нм.

Згідно з [20], структура тонкої плівки металу, зокрема розміри частинок полікристалічного зразка в наближенні вільних електронів, впливає на умови перенесення заряду:

$$\omega_\tau^{\text{film}} = \omega_\tau^{\text{bulk}} + v_F / D, \quad (11)$$

де D — ефективний середній лінійний розмір частинок чи кристалітів, v_F — швидкість електрона на поверхні Фермі (для золота $v_F = 1,4 \cdot 10^6$ м/с [18]), $\omega_\tau^{\text{bulk}}$ — частота зіткнень електронів провідності в плівці металу, $\omega_\tau^{\text{film}}$ — частота зіткнень електронів провідності в масивному зразку золота. В рамках даного підходу D можна вважати ефективним розміром кристалітів полікристалічного зразка золота. Якщо вважати, що розсіяння на міжзеренних межах не є ефе-

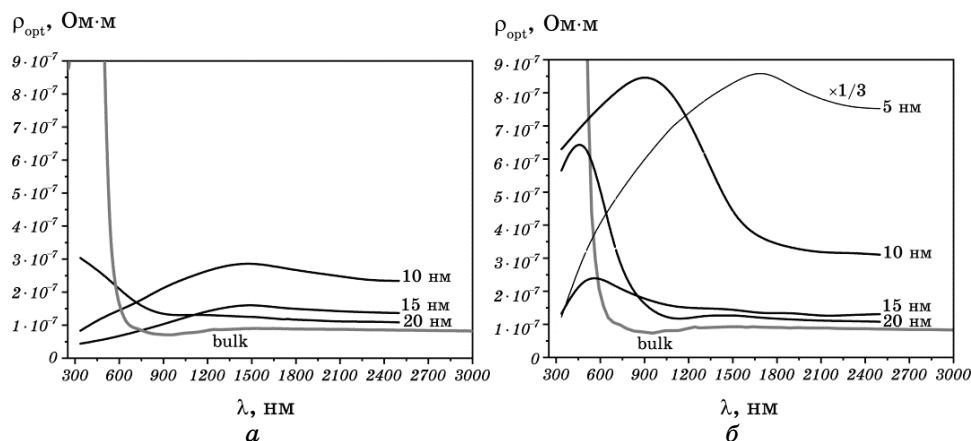


Рис. 8. Спектральні залежності оптичного питомого опору $\rho_{\text{opt}}(\lambda)$ плівок золота товщиною ($d = 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на чисту скляну підкладку (*a*) та скляну підкладку, попередньо покриту підшаром германію $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм (*б*).

Fig. 8. Spectral dependences of the optical resistivity $\rho_{\text{opt}}(\lambda)$ of gold films with thickness ($d = 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on a bare glass substrate (*a*) and glass substrate pre-coated with germanium underlayers $d_{\text{Ge}} 0.5$ nm (*б*).

ктивним на 100%, тоді розрахункове значення величини D буде більшим за фактичне, одержане з аналізу мікроскопічних досліджень структури плівки. У випадку, коли кристаліти володіють внутрішніми дефектами, величина D буде заниженою.

Час релаксації τ_0 є макроскопічною характеристикою матеріалу. Згідно з моделлю вільних електронів, час релаксації τ_0 пропорційній питомій провідності системи σ_0 при постійному струмі:

$$\tau_0 = \sigma_0 m / (n_e e^2), \quad (12)$$

тут m — ефективна маса електрона, n_e — густина електронів провідності, e — заряд електрона. Згідно з [21], співвідношення для спектральної залежності часу релаксації $\tau(\omega)$ можна записати через діелектричну проникність $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_r(\omega) + i\varepsilon_i(\omega)$:

$$\tau(\omega) = \frac{1 - \varepsilon_r(\omega)}{\varepsilon_i(\omega)\omega}. \quad (13)$$

Явища перенесення заряду у монокристалічних зразках відрізняються від кінетичних явищ у полікристалічних зразках. З експерименту відомо, що питомий опір полікристалічного зразка металу є більшим за аналогічну характеристику монокристалічного зразка. Однією з причин є наявність додаткового розсіяння на міжзе-

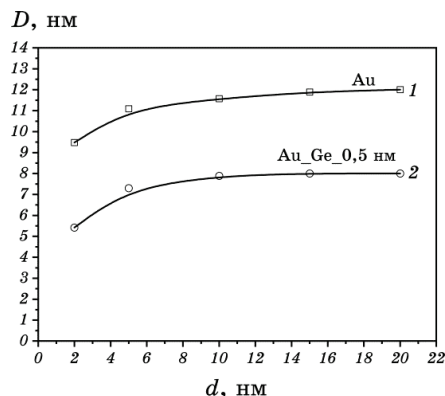


Рис. 9. Розмірні залежності середніх лінійних розмірів кристалітів D плівок золота, осаджених на чистій вуглецевій підкладинці (1) та підкладинці, попередньо покритій підшаром германію (2).

Fig. 9. Dimensional dependencies of the average linear sizes of crystallites D of gold films deposited on a bare carbon substrate (1) and a substrate of pre-coated with germanium underlayer average linear crystallites D sites (2).

ренних межах. У 1970-х роках було розвинуто модель Маядаса–Шацкеса [22, 23], який описує явища перенесення заряду в полікристалічній, моноблочній за товщиною плівці металу. Згідно з даним підходом, є зв’язок між кінетичними параметрами плівки металу і монокристалічного зразка:

$$\frac{\tau_{\infty}}{\tau_0} = \frac{\sigma_{\infty}}{\sigma_0} = \frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} = f(a) = 1 - 1,5a + a^2 - a^3 \ln\left(1 + \frac{1}{a}\right), \quad (14)$$

$$a = 2\tau A = \frac{v_F \tau_0}{D} \frac{r}{1-r} = \frac{l_0}{D} \frac{r}{1-r}, \quad (15)$$

де $f(a)$ — зерномежова функція Маядаса–Шацкеса, τ_{∞} , σ_{∞} , ρ_{∞} — відповідно час релаксації, питома провідність та питомий опір плівки металу безмежної товщини з моноблочною структурою по товщині, τ_0 , σ_0 , ρ_0 — відповідно час релаксації, питома провідність та питомий опір монокристалічного зразка, v_F — швидкість на поверхні Фермі, D — середні лінійні розміри кристалітів в плівці металу, l_0 — довжина вільного пробігу в монокристалічному зразку, r — коефіцієнт міжзеренного розсіяння. Подальшим розвитком модельних підходів щодо опису внутрішнього розмірного ефекту є цикл робіт Тельє, Тосе і Пішар [24–33]. Для полікристалічних плівок Тельє, Тосе і Пішар [26–28] одержали наближений вираз:

$$\rho_{\infty} / \rho_0 \cong 1 + 3(\lambda_0 / D)(1 - t) / (1 + t), \quad (16)$$

де t — ймовірність міжзеренного тунелювання. Також, згідно з [31], між кінетичними параметрами t і r існує такий зв'язок: $r/(1-r) = 2(1-t)/(1+t)$. Зауважимо, що чисельні значення параметрів t і r , розраховані на основі підходів Маядаса–Шацкеса та Тельє–Тосе–Пішар для постійного струму, дуже добре корелюють.

Розрахуємо значення довжини вільного пробігу в металевих зразках згідно з виразом $l = v_F \tau = v_F / \omega_\tau$ та значення v_F для масивного золота ($1,4 \cdot 10^6$ м/с [18]). На рисунку 7 представлено спектральні залежності довжини вільного пробігу електрона в електричносуцільних плівках золота різної товщини ($d = 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на поверхню чистої скляної підкладки (*a*) та підкладку, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною $0,5$ нм, розраховані згідно з даними рис. 4, *a* та рис. 5, *a*.

Спектральні залежності l в ІЧ-області довжин хвиль λ є монотонними, а величина l є меншою за відповідні значення довжини вільного пробігу у масивному зразку (рис. 10, *a* (bulk)). Аналогічна поведінка спостерігається для плівок золота, осаджених на поверхню підшарів германію.

Зауважимо, що для електрично суцільної плівки товщиною у 5 нм на поверхні підшару германію середнє значення l становить $\approx 0,5$

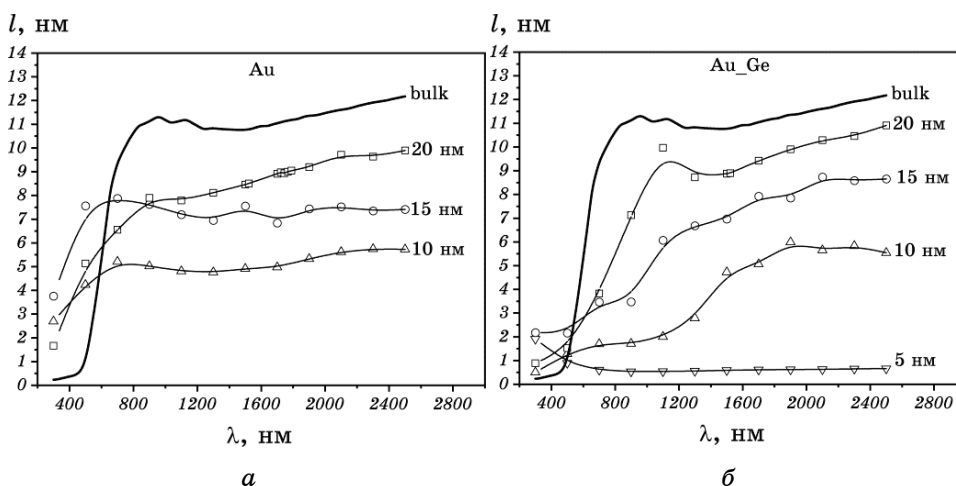


Рис. 10. Спектральні залежності довжини вільного пробігу електрона $l(\lambda)$ плівок золота товщиною ($d = 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на поверхню чистої скляної підкладки (*a*) та на скляній підкладці, попередньо покритій підшаром германію $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм (*б*).

Fig. 10. Spectral dependences of the free path of an electron $l(\lambda)$ of gold films with thickness ($d = 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on the bare surface glass substrate (*a*) and on a glass substrate pre-coated with germanium underlayers of 0.5 nm (*б*).

нм.

Згідно з виразом (16) та даних, наведених на рис. 8–10, були розраховані значення коефіцієнтів міжзеренного тунелювання та розсіяння у досліджуваних плівках золота. Ці результати показано на рис. 11.

Порівняльна аналіза спектральних залежностей коефіцієнтів t та

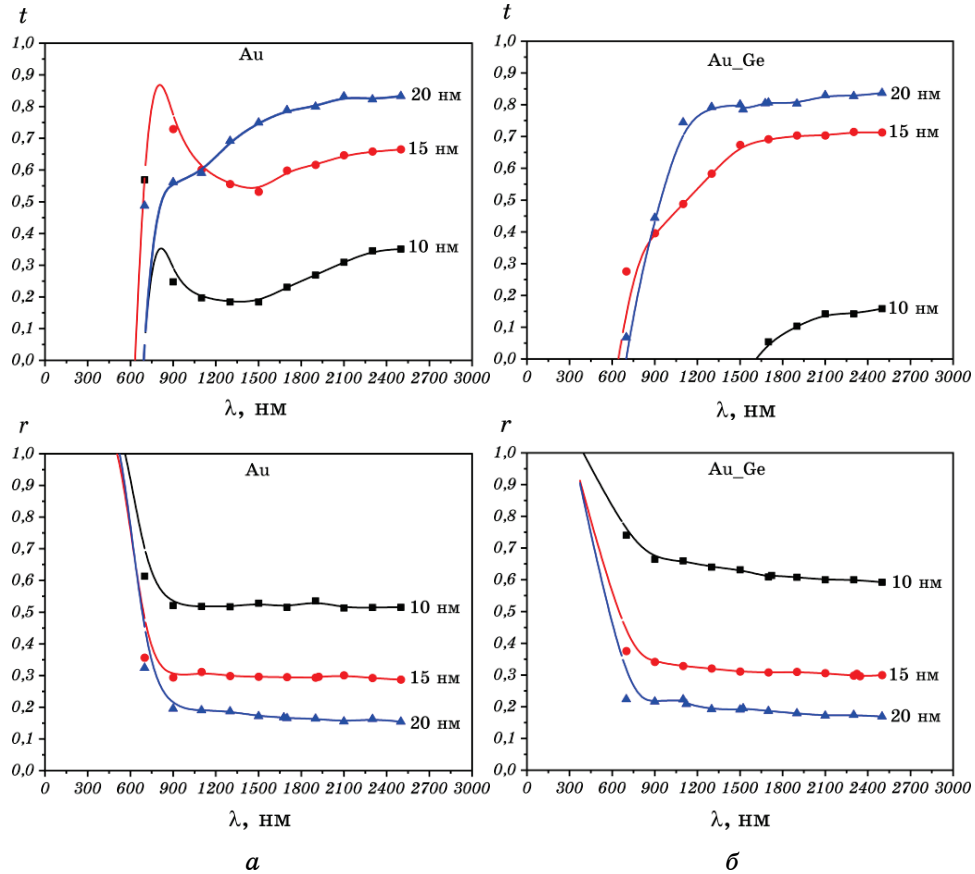


Рис. 11. Спектральні залежності коефіцієнта міжзеренного тунелювання t та коефіцієнта міжзеренного розсіяння r плівок золота товщиною ($d = 5, 10, 15$ та 20 нм), осаджених на поверхню чистої скляної підкладки (*a*) та поверхню скляної підкладки, попередньо покритої підшаром германію $d_{\text{Ge}} = 0,5$ нм (*б*).

Fig. 11. Spectral dependences of the coefficient of intergranular tunnelling t and the coefficient of intergranular dispersion r of gold films in thickness ($d = 5, 10, 15$ and 20 nm) deposited on the surface of bare glass substrate (*a*) and the surface of the glass substrate pre-coated with germanium underlayers $d_{\text{Ge}} = 0.5$ nm (*b*).

r в плівках золота, осаджених на чисту скляну поверхню і поверхню скла, покриту підшарами германію, вказує на те, що коефіцієнти міжзеренного тунелювання в плівках на чистій скляній поверхні є дещо більшими за аналогічні величини, одержані для плівок на поверхні підшарів германію. Спектральні залежності для плівок товщиною більшою за 20 нм в ІЧ-області близькі до відповідних значень, одержаних у випадку постійного струму. Для товщин плівок, менших за 10 нм, значення параметрів міжзеренного переносу радикально змінюються, що може бути причиною впливу структури плівки на умови перенесення заряду.

Варто відзначити, що у плівках золота, осаджених на поверхню підшарів германію, спостерігається тенденція до збільшення коефіцієнта міжзеренного розсіяння r та зменшення ймовірності міжзеренного тунелювання t , що може бути наслідком зменшенням середніх лінійних розмірів кристалітів та зміною умов перенесення заряду на міжзеренних межах внаслідок появи на поверхні кристалітів металу домішкових атомів германію.

5. ВИСНОВКИ

1. Показано, що величина товщини плівки d_c , яка характеризує оптичний перколяційний перехід, добре узгоджується з аналогічною величиною, що характеризує перколяційний перехід при пропусканні через плівку постійного струму.

2. Підшари германію зменшують товщину плівки d_c металу, яка відповідає оптичному перколяційному переходу, та зсуває її в область менших товщин.

3. Виявлено, що поглинальна здатність плівок золота, сформованих на поверхні підшару германію, більша за аналогічну характеристику плівок тієї ж товщини, сформованих на чистій поверхні скляної підкладки. Це зумовлено більш дрібнокристалічною структурою плівок золота, сформованих на поверхні підшару германію в порівнянні з плівками, сформованими на чистій поверхні скла, а, відповідно, більшою концентрацією ізольованих острівців металу.

4. Розраховано оптичну провідність плівок золота різної товщини та здійснено оцінку вільного пробігу носіїв струму і параметрів їхнього міжзеренного розсіяння та тунелювання. Показано, що на відміну від аналогічних параметрів, розрахованих при протіканні постійного струму, згадані параметри проявляють залежність як від розмірів кристалітів, так і від частоти світла.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. A. Axelevitch, B. Gorenstein, and G. Golan, *Physics Procedia*, **32**: 1 (2012).

2. P. Smilauer, *Contemporary Physics*, **32**, No. 2: 89 (1991).
3. S. Ding, X. Wang, D. J. Chen, and Q. Q. Wang, *Optics Express*, **14**, No. 4: 1541 (2006).
4. Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, О. В. Строганов, В. М. Гаврилюх, Д. С. Леонов, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **13**, вип. 3: 459 (2015).
5. Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, О. В. Строганов, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **39**, № 6: 743 (2017).
6. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Problems Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
7. N. Kaiser, *Appl. Optics*, **41**, No. 16: 3053 (2002).
8. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Физика металлов и металловедение*, **78**, № 3: 87 (1994).
9. С. І. Петрушенко, С. В. Дукаров, В. Н. Сухов, І. Г. Чурилов, *Журнал нанота електронної фізики*, **7**, № 2: 02033(6) (2015).
10. Р. І. Бігун, В. М. Гаврилюх, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 3: 317 (2015).
11. M. Cesaria, A. P. Caricato, and M. Martino, *J. Opt.*, **14**: 105701 (2012).
12. X. Sun, R. Hong, H. Hon, Zh. Fan, and J. Shao, *Thin Solid Films*, **515**: 6962 (2007).
13. N. A. Hegab and H. M. El-Mallah, *Acta Physica Polonica A*, **118**, No. 4: 637 (2010).
14. R. T. Phillips, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **16**: 489 (1983).
15. R. E. Denton, R. D. Campbell, and S. G. Tomlin, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**: 852 (1972).
16. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B*, **6**, No. 12: 4370 (1972).
17. N. El-Kadry, *Acta Physica Polonica A*, **86**: 375 (1994).
18. *CRC Handbook of Chemistry and Physics: A Ready-Reference of Chemical and Physical Data. 85th Ed.* (Ed. D. R. Line) (Boca Raton, FL: CRC Press LLC: 2004), *J. Am. Chem. Soc.*, **127**, No. 12: 4542 (2005).
19. M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, *Applied Optics*, **24**, No. 24: 4493 (1985).
20. A. I. Maarouf and G. B. Smith, *Thin Solid Films*, **485**: 198 (2005).
21. Y. Jiang, S. Pillai, and M. A. Green, *J. Appl. Phys.*, **120**: 233109 (2016).
22. A. F. Mayadas, M. Shatzkes, and J. F. Janak, *Appl. Phys. Lett.*, **14**, Iss. 11: 345 (1969).
23. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B: Solid State*, **B4**: 1382 (1970).
24. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **33**: L19 (1976).
25. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **44**: 141 (1977).
26. C. R. Tellier, A. J. Tosser, and C. Boutrit, *Thin Solid Films*, **44**: 201 (1977).
27. C. R. Tellier, *Thin Solid Films*, **51**, No. 3: 311 (1978).
28. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Size Effects in Thin Solid Films* (Amsterdam: Elsevier: 1982).
29. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **62**, No. 2: 189 (1979).
30. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tosser, *J. Phys. F: Metal. Phys.*, **10**: L101 (1980).
31. M. Bedda, C. R. Pichard, and A. J. Tosser, *J. Mat. Sci.*, **21**: 1405 (1986).
32. H. Tijani, S. Messaadi, C. R. Pichard, and A. J. Tosser. *J. Mat. Sci.*, **23**, No. 1: 293 (1988).

33. A. J. Tossier, C. R. Pichard, M. Lahrichi, and M. Bedda, *J. Mat. Sci. Lett.*, **4**, No. 5: 585 (1985).

REFERENCES

1. A. Axelevitch, B. Gorenstein, and G. Golan, *Physics Procedia*, **32**: 1 (2012).
2. P. Smilauer, *Contemporary Physics*, **32**, No. 2: 89 (1991).
3. S. Ding, X. Wang, D. J. Chen, and Q. Q. Wang, *Optics Express*, **14**, No. 4: 1541 (2006).
4. R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, O. V. Stroganov, V. M. Gavrylyukh, and D. S. Leonov, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **13**, No. 3: 459 (2015) (in Ukrainian).
5. R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, O. V. Stroganov, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **39**, No. 6: 743 (2017) (in Ukrainian).
6. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Problems Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
7. N. Kaiser, *Appl. Optics*, **41**, No. 16: 3053 (2002).
8. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Fizika Metallov i Metallovedenie*, **78**, No. 3: 87 (1994).
9. S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **7**, No. 2: 02033(6) (2015) (in Russian).
10. R. I. Bigun, V. M. Gavrylyukh, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 3: 317 (2015) (in Ukrainian).
11. M. Cesaria, A. P. Caricato, and M. Martino, *J. Opt.*, **14**: 105701 (2012).
12. X. Sun, R. Hong, H. Hon, Zh. Fan, and J. Shao, *Thin Solid Films*, **515**: 6962 (2007).
13. N. A. Hegab and H. M. El-Mallah, *Acta Physica Polonica A*, **118**, No. 4: 637 (2010).
14. R. T. Phillips, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **16**: 489 (1983).
15. R. E. Denton, R. D. Campbell, and S. G. Tomlin, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**: 852 (1972).
16. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B*, **6**, No. 12: 4370 (1972).
17. N. El-Kadry, *Acta Physica Polonica A*, **86**: 375 (1994).
18. *CRC Handbook of Chemistry and Physics: A Ready-Reference of Chemical and Physical Data. 85th Ed.* (Ed. D. R. Line) (Boca Raton, FL: CRC Press LLC: 2004), *J. Am. Chem. Soc.*, **127**, No. 12: 4542 (2005).
19. M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, *Applied Optics*, **24**, No. 24: 4493 (1985).
20. A. I. Maarooof and G. B. Smith, *Thin Solid Films*, **485**: 198 (2005).
21. Y. Jiang, S. Pillai, and M. A. Green, *J. Appl. Phys.*, **120**: 233109 (2016).
22. A. F. Mayadas, M. Shatzkes, and J. F. Janak, *Appl. Phys. Lett.*, **14**, Iss. 11: 345 (1969).
23. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B: Solid State*, **B4**: 1382 (1970).
24. C. R. Tellier and A. J. Tossier, *Thin Solid Films*, **33**: L19 (1976).
25. C. R. Tellier and A. J. Tossier, *Thin Solid Films*, **44**: 141 (1977).
26. C. R. Tellier, A. J. Tossier, and C. Boutrrit, *Thin Solid Films*, **44**: 201 (1977).
27. C. R. Tellier, *Thin Solid Films*, **51**, No. 3: 311 (1978).
28. C. R. Tellier and A. J. Tossier, *Size Effects in Thin Solid Films* (Amsterdam:

- Elsevier: 1982).
29. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tossier, *Thin Solid Films*, **62**, No. 2: 189 (1979).
 30. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tossier, *J. Phys. F: Metal. Phys.*, **10**: L101 (1980).
 31. M. Bedda, C. R. Pichard, and A. J. Tossier, *J. Mat. Sci.*, **21**: 1405 (1986).
 32. H. Tijani, S. Messaadi, C. R. Pichard, and A. J. Tossier. *J. Mat. Sci.*, **23**, No. 1: 293 (1988).
 33. A. J. Tossier, C. R. Pichard, M. Lahrichi, and M. Bedda, *J. Mat. Sci. Lett.*, **4**, No. 5: 585 (1985).