

УДК 535.3, 535.51, PACS: 78.20.C, 78.66

М.Л. Дмитрук, Т.А. Михайлик, В.Р. Романюк
Морфологія та оптичні властивості острівцевих металевих плівок на поверхні напівпровідників

*Інститут фізики напівпровідників НАН України, проспект Науки 45, м. Київ, 03028,
E-mail: nicola@dep39.semicond.kiev.ua, тел. +(380 44) 265 64 86*

Описана технологія локально-електрохімічного осадження металевих острівців на поверхню напівпровідника. Морфологія цього покриття досліджена методами просвічуючої електронної мікроскопії та мікроскопії атомних сил. В залежності від тривалості процесу отримуються як ізольовані металеві острівці, так і деякі фрактальні структури. Острівці Au на поверхні GaAs мають форму, близьку до зрізаних сфер із відношенням висоти до діаметра, рівним приблизно 1/3. Оптичні дослідження полягали у вимірюванні спектрів відбивання р-поляризованого світла видимого діапазону і багатокутової монохроматичної еліпсометрії. Ці дані інтерпретуються в рамках наближення ефективного середовища – Максвелла-Гарнетта з врахуванням диполь-дипольної взаємодії наночастинок (при малих покриттях) або симетричного наближення Бругемана (при великих покриттях). За ефективною величиною діелектричної проникності визначено плазмову частоту та частоту міжелектронних зіткнень для золота у нанофазному стані.

Ключові слова: діелектрична проникність, ефективне середовище, кластер, плазмова частота, резонанс Мі, відбивання поляризованого світла, еліпсометрія, атомно-силова мікроскопія.

Стаття поступила до редакції 26.12.2000; прийнята до друку 20.02.2001

В сучасних умовах переходу фізики твердого тіла до дослідження об'єктів з нанорозмірами або так званого нанофазного стану речовини особливо зростає роль взаємодії електромагнітного випромінювання (найчастіше – світлового діапазону) з матерією. Підсилення взаємодії світла з речовиною досягається кількома способами: створенням мікрорезонаторів і так званих фотонних матеріалів, що характеризуються наявністю забороненої зони в спектрі власних електромагнітних частот, а також розупорядкованих (не суцільних) середовищ, коли може мати місце Андерсонівська локалізація світла. Останні (дисперсні) матеріали є особливо привабливі, оскільки вони, крім того,

дозволяють (з використанням нескладних і тому недорогих технологій) "конструювати" середовища з наперед заданими властивостями. Такими є, зокрема, тонкі і, як правило, несучільні металеві плівки, котрі ще називають острівцевими або гранулярними [1]. Такі плівки, наприклад, дуже ефективно використовуються для фототермічного перетворення сонячної енергії як селективні поверхні, спектральним краєм пропускання (відбивання) яких можна легко керувати. Ще ширші перспективи для практичного використання мають острівцеві металеві плівки на поверхні напівпровідників, оскільки вони являють собою перехідний етап до суцільної металізації, тобто створення контакту метал-

напівпровідник з бар'єрними (випрямляючими) чи омичними параметрами. На ранніх стадіях дослідження (див., наприклад, книгу [2]) вони розглядалися як джерело деяких електронних станів, що здатні захоплювати електрони (дірки) та здійснювати процес рекомбінації електронно-діркових пар на поверхні напівпровідника. Такі ж острівцеві плівки (поряд із шорсткою поверхнею суцільних металів) є основним джерелом виникнення так званих ефектів поверхневого підсилення інфрачервоного поглинання адсорбованими молекулами або комбінаційного розсіяння світла (ефекти SEIRA та SERS, в англомовній літературі [3]).

Дана стаття присвячена дослідженню острівцевих плівок золота на поверхні напівпровідника (GaAs), отриманих способом локального (електро)хімічного осадження, коли електрохімічний потенціал металу більш позитивний, ніж напівпровідника. Первинний процес адсорбції йонів металу з розчину на поверхню напівпровідника змінюється

локальним ростом острівців шляхом нейтралізації йонів до адатомів шляхом захоплення валентних та вільних електронів напівпровідника [4]. Такий хімічний (або локально-електрохімічний) ріст острівців супроводжується навколишнім розчиненням напівпровідникової підкладки, тобто – створенням неупорядкованої шорсткої поверхні з плавним мікрорельєфом, що також впливає на процес взаємодії речовини зі світлом [5].

Проте основний внесок у процес взаємодії видимого світла зі структурою "острівцева металева плівка на напівпровідниковій підкладці" вносить збудження локальних (поверхневих) плазмонів на частоті поверхневого дипольного резонансу Мі (див., наприклад, [6]), котра визначається з умови

$$\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m = 0 \quad (1)$$

де ε_m – діелектрична проникність оточення (матриці), а $\varepsilon(\omega)$ – діелектрична проникність металу, котра в наближенні Друде може бути визначена з

$$\varepsilon(\omega) = \left[\varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + B_1 \right] - j \left[\frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} + B_2 \right], \quad (2)$$

де ε_∞ – атомна поляризованість, ω_p – плазмова частота вільних (валентних) електронів, γ – частота міжелектронних зіткнень, B_1 і B_2 – внесок міжзонних переходів.

При цій резонансній частоті, що зветься частотою Фрєоліха, довжина хвилі світла ($\lambda_F=520$ нм у випадку золота) набагато перевищує розмір мікрочастинок золота ($d=1-100$ нм), тому для опису оптичних властивостей таких розупорядкованих систем дуже добре застосовне так зване наближення ефективного середовища [6]. В рамках цього наближення можна врахувати вплив форми і розмірів мікрочастинок, їхню взаємодію та діелектричні властивості оточення.

Нижче нами будуть приведені результати дослідження морфології

металевого покриття методами просвічуючої електронної та атомно-силової мікроскопії (АСМ) і спектроскопії відбивання поляризованого світла (R_p , R_s) та монохроматичної багатокутової еліпсометрії. Отримані експериментальні результати дозволяють визначити оптичні константи металу у нанофазному стані та адекватно описати особливості їх оптичних спектрів.

I. Моделювання оптичних властивостей острівцевих плівок

Оскільки основним джерелом інформації про оптичні властивості золотих острівцевих плівок у нас слугували спектри відбивання поляризованого світла (відбивальна еліпсометрія теж близька до

цього у фізичному сенсі), то ми перш за все проведемо розрахунок цих спектрів в залежності від вмісту золота у поверхневій фазі як композитному середовищі, що містить, крім того, порожнечу (повітря) і GaAs (ефективного (рельєфного) походження та як компоненти його оксидної фази). З цією метою ми використали узагальнене симетричне наближення Бруггемана ефективного середовища [7]

$$\sum_i f_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_i + (D-1)\epsilon_{\text{eff}}} = 0, \quad (3)$$

де ϵ_{eff} та ϵ_i – діелектричні проникності ефективного однорідного (суцільного) середовища та i -ї компоненти поверхневої фази, відповідно, f_i – об'ємний вміст i -ї фази у композиті, D – розмірність простору поверхневої фази ($D=2$ або 3), що пов'язана з формою і розташуванням частинок через їхній деполяризуючий фактор. Для розрахунку спектрів відбивання R_p (як більш інформативних, ніж R_s) за класичними формулами Френеля необхідно ще задати ефективну товщину плівки поверхневої фази d_{eff} та оптичні константи GaAs, які ми взяли з довідника [8].

На рис.1 наведено розраховані спектри відбивання R_p у видимій області спектра для

набору типових параметрів досліджуваної системи, а саме: а) плоска поверхня GaAs, а об'ємний вміст золота f змінюється в реально доступних межах від 0 до максимально можливого при заповненні простору кулями постійного розміру $f=0.74$; б) помірно рельєфна поверхня і той же широкий діапазон зміни заповнення золотом; в) дуже рельєфна поверхня GaAs, що описується методом еквівалентної плівки, а величина f змінюється від 0 до 0.5. Параметр розмірності простору D вибирався рівним 3, оскільки нижче наведені дані морфологічних досліджень вказують на це, а вплив D на спектри R_p порівняно слабкий. При моделюванні ефективну товщину плівки d_{eff} ми вибрали рівною 20 нм, бо на це вказують теж нижче наведені експериментальні результати, як типові для використовуваного тут способу осадження острівцевої металевої плівки на напівпровідник. Зі спектрів R_p видно, що вони мають максимум в околі $\lambda=430$ нм, котрий пов'язаний з особливостями зонної структури GaAs (точка E_1) та мінімум в околі 500 нм, що з'являється при значному вмісті золота в поверхневій фазі. Збільшення вмісту золота f спочатку призводить до зменшення відбивання, а

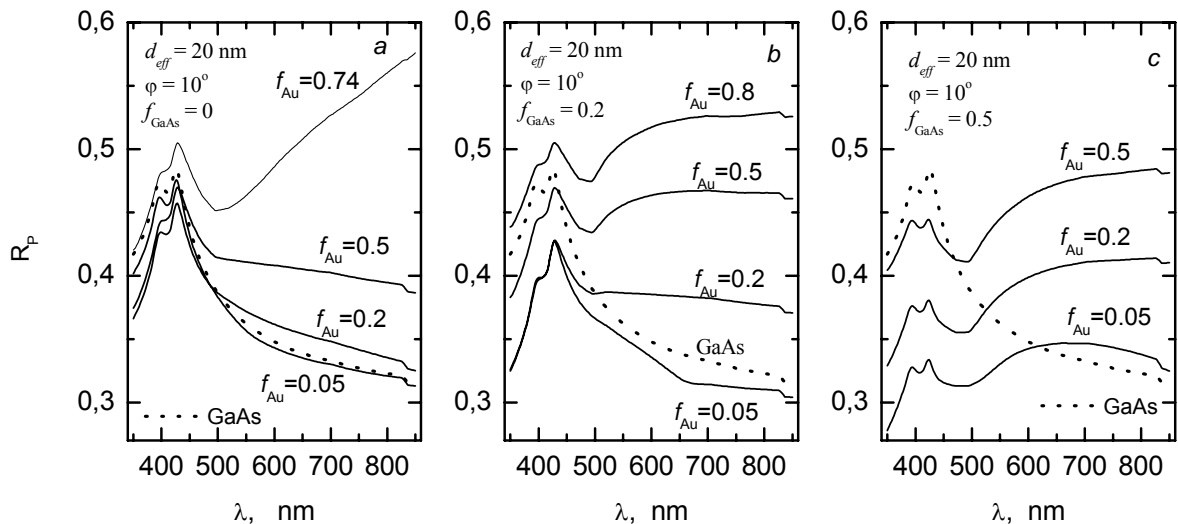


Рис. 1. Розраховані спектри відбивання p -поляризованого світла R_p гетеросистемою Au/GaAs різного складу на плоскій ($f_{\text{GaAs}}=0$) - (a), помірно ($f_{\text{GaAs}}=0.2$) - (b) та сильно рельєфній поверхні GaAs ($f_{\text{GaAs}}=0.5$) - (c) при куті падіння світла 10° та товщині ефективної плівки $d_{\text{eff}}=20$ нм.

потім до поступового зростання його у видимій ділянці спектра $\lambda=550-700$ нм. При збільшенні кута падіння коефіцієнт відбивання R_p зменшується у всьому актуальному діапазоні довжин хвиль, згідно з формулами Френеля для світла р-поляризації.

Мікрорельєф поверхні напівпровідникової підкладки призводить до поступового зниження R_p зі зменшенням довжини хвилі, очевидно, що слідує з відомої формули [9]

$$R = R_0 \exp \left[- \frac{4\pi^2 h^2 \cos^2 \varphi}{\lambda^2} \right], \quad (4)$$

де R , R_0 – коефіцієнт відбивання плоскої і рельєфної поверхонь, відповідно, h – середньо-квадратична висота шорсткостей, φ – кут падіння світла на плоску поверхню.

II. Техніка експерименту

Острівцеві плівки Au на поверхні монокристалічного легованого GaAs вирощувались способом занурення підкладки у водний розчин $AuCl_3$ з концентрацією йонів Au^{3+} $C=10^{-5}-10^{-4}$ г йон/л. Ріст здійснювався при освітленості порядку 10^3 лк та рН=1-2 при кімнатній температурі. Механізм хімічного (точніше локально-електрохімічного) росту більш електропозитивного металу відносно підкладки передбачає наявність доброго електричного контакту між підкладкою та затравкою металу і більш сильний зв'язок частинок матеріалу острівця, ніж їхній зв'язок з атомами підкладки. Тому морфологія і структура острівцевої плівки сильно залежить від стану поверхні напівпровідника і значно слабше від його легування і кристалографічної орієнтації. Ступенем покриття поверхні металом f можна керувати, змінюючи час експозиції зразка в розчині, освітленість зразка та концентрацію розчину.

Морфологія покриття вивчалась з допомогою просвічуючого електронного мікроскопа з роздільною здатністю біля 1 нм з використанням екстрагованих вуглецевих або платинових реплік з відтіненням. Це дозволило визначити планарні розміри та розподіл за розмірами

металевих острівців, а також оцінити їхню форму.

Для визначення мікрорельєфу поверхні та форми острівців у площині, паралельній до підкладки, зручно застосувати також мікроскоп атомних сил, що працює при кімнатних умовах. Нами використовувався мікроскоп типу Dimension TM3000 (наноскоп) фірми Digital Instruments з радіусом закруглення вістря 5-10 нм. Наноскоп працює як в режимі вимірювання висоти рельєфу, так і в режимі запису фази сигналу. Комп'ютерне обладнання дозволяє отримувати аксонометричне зображення поверхні і проводити його статистичний аналіз: секційний аналіз у різних напрямках у вертикальній площині, розподіл шорсткостей за просторовими гармоніками, розподіл висот рельєфу, розрахунок автокореляційних функцій і т.п. Досліджувались ділянки розмірами 5×5 та 1×1 мкм² у різних точках на поверхні зразка.

Оптичні вимірювання спектрів р-поляризованого світла проведені на спектрометрі ИКС-12 з відбивальною приставкою ИПО-12 в діапазоні довжин хвиль 400-900 нм та кутів падіння 10-70°. Точність визначення коефіцієнта відбивання не гірше 0.01. Монохроматичні багатокутові вимірювання поляризаційних кутів Ψ , Δ проводились на лазерному еліпсометрі ЛЭФ-3М ($\lambda=633$ нм) при кімнатних умовах, діапазон зміни кута падіння $\varphi=45-85^\circ$.

III. Морфологія острівцевого покриття

Як видно з АСМ-зображення (рис. 2), покриття поверхні напівпровідника малими острівцями золота є майже однорідним, хоча існують дуже великі острівці ($d=100$ нм), але їхня концентрація мала. Під час осадження золота на поверхню GaAs збільшується як кількість Au, так і ефективна товщина d_{eff} металізованого шару.

Хоча стан поверхні (її чистота) сильно впливає на металеве покриття, легування та орієнтація підкладки GaAs слабо впливають на морфологію. Наприклад, середня концентрація острівців зменшується лише приблизно у 7 разів при зменшенні концентрації електронів у підкладці з

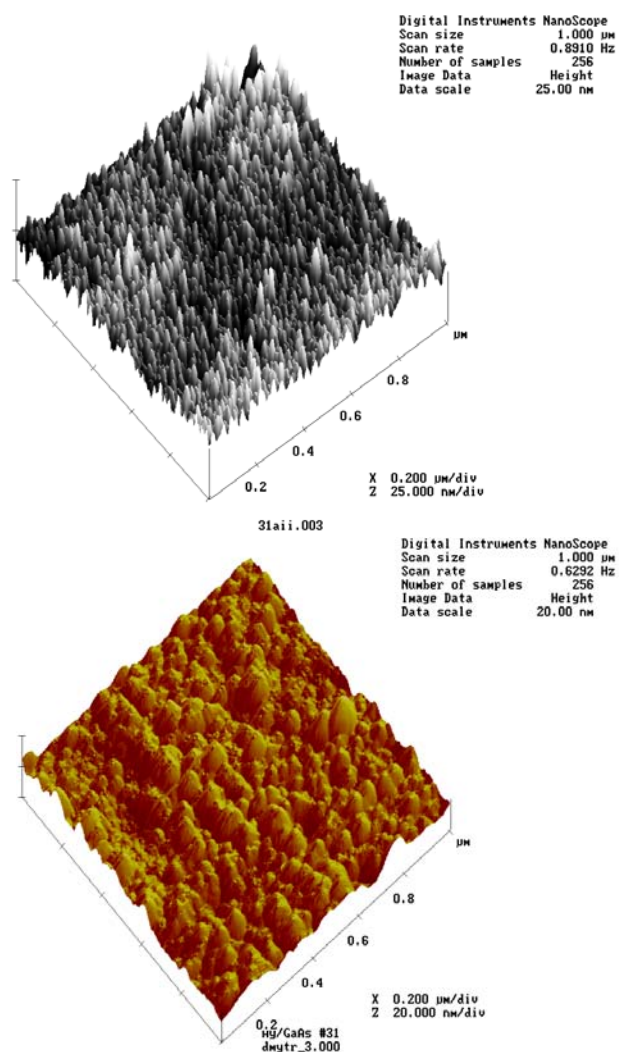


Рис. 2. АСМ-зображення поверхні двох гетеросистем Au/GaAs(111) $C=1.6 \times 10^{-5}$ г йон/л (a) та $C=1.6 \times 10^{-4}$ г йон/л (b), час експозиції $t=1$ хв.

2×10^{17} до 2×10^{14} см^{-3} , без суттєвої зміни розмірів острівців (кластерів).

Аналіз світлин з електронного мікроскопа (із затіненням) показує, що острівці металу мають форму зрізаних сфер (сегментів), розділених між собою областями вільної поверхні GaAs, котра має форму ям (атолів навколо острівців). Викиди (піки), котрі присутні на АСМ-зображеннях, є досліджуваними острівцями, їхні планарні розміри 5-50 нм. Також з аналізу АСМ-зображень можна зробити висновок, що острівці золота ростуть, в основному, за 3D механізмом. Збільшення експозиції Ct призводить до пропорційного збільшення діаметра та зменшення

концентрації острівців. Це, ймовірно, свідчить про те, що має місце коалесценція острівців. Гістограма розподілу острівців за розмірами має приблизно форму нормального розподілу. Більш того, при збільшенні часу експозиції підкладки в розчині концентрація острівців зменшується з 10^{12} см^{-2} до 5×10^{10} см^{-2} , а середній діаметр збільшується при цьому з $d_{av} \approx 5$ нм до $d_{av} \approx 50$ нм.

Поверхневий коефіцієнт заповнення підкладки металевими кластерами f_s розраховується при допомозі детального статистичного аналізу електронно-мікроскопічних світлин (без відтінення) та статистичною обробкою фазових АСМ-зображень. Оскільки оптичні властивості ефективної плівки визначаються об'ємним вмістом металу f_v у деякому поверхневому ефективному шарі товщиною d_{eff} , ми розраховали співвідношення між f_s та f_v , припускаючи моношарове покриття поверхні зрізаними сферами:

$$\frac{f_v}{f_s} = \frac{1(3-x)}{3(2-x)}, \quad (5)$$

де $x=h/R$, h та R – висота сегмента та радіус зрізаної сфери. Це означає, що при зміні висоти h в межах $0 \leq h \leq R$ відношення f_v/f_s змінюватиметься від 1/2 до 2/3.

Статистичним параметром, що описує розупорядкування (мікрорельєф) поверхні є середньо-квадратичне відхилення δ та автокореляційна довжина σ , котрі можуть бути визначені з аналізу перерізів аксонометричних АСМ-зображень поверхні. Проведений нами аналіз показує, що початкова шорсткість поверхні GaAs-підкладки становить $\delta=1-2$ нм, а після електрохімічного осадження золота вона збільшується до $\delta=3-6$ нм. Автокореляційна довжина $\sigma=100-200$ нм в обох випадках. Це свідчить, що острівці золота мають дуже сплюснуту форму в напрямі, нормальному до площини підкладки, так що $h/d_{av} \approx 1/3$, а тому з формули (5) $f_v/f_s=7/12$. Ця величина є важливою для інтерпретації оптичних результатів. Зазначимо, що подібні результати щодо форми золотих острівців були отримані теоретично в [10] при розгляді термодинаміки малих систем та

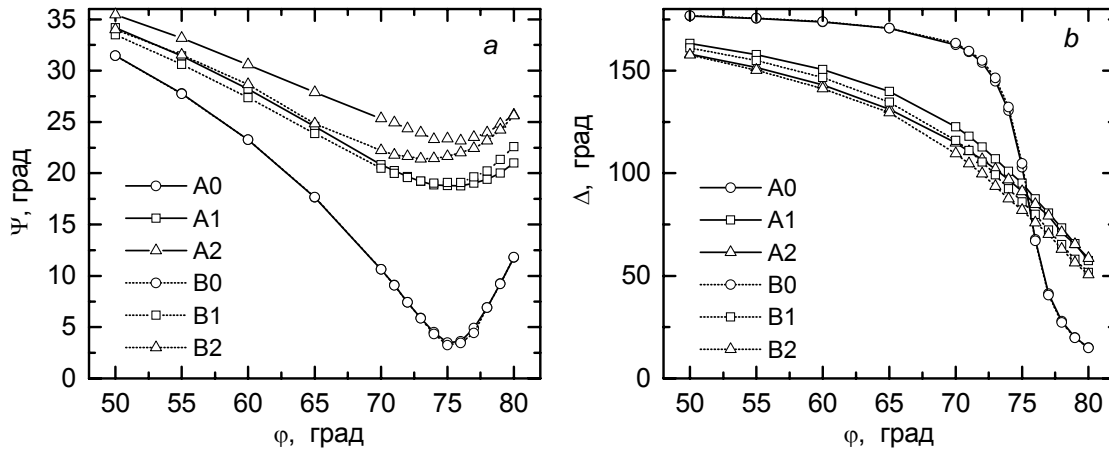


Рис. 3. Експериментальні залежності еліпсометричних кутів Ψ (a) та Δ (b) від кута падіння ϕ для структур Au/GaAs ($f_{Au}=0.02$) на підготовчій (A0, B0), першій (A1, B1) та другій (A2, B2) стадіях обробки.

експериментально методами електронної мікроскопії у роботі [11].

IV. Результати оптичних вимірів та їх обговорення

Вимірювання оптичних властивостей проводилось методами еліпсометрії та спектроскопії відбивання поляризованого світла. В результаті розв'язування оберненої задачі еліпсометрії (спектроскопії) отримано ефективні оптичні параметри плівки ϵ_{eff} та її товщину d_{eff} . На рис.3 показані залежності поляризаційних кутів $\Psi(\phi)$, $\Delta(\phi)$ для трьох стадій обробки пластин GaAs: 1) механічне (A0) або хімічне (B0) полірування; 2) осадження золота з розчину протягом 60 с (A1, B1), 3) осадження протягом 120 с (A2, B2). Видно, що внаслідок осадження золота величина Ψ значно збільшується, особливо в районі кута псевдо-Брюстера, а крива $\Delta(\phi)$ «розмивається», тобто стає більш похилою. Ці залежності (особливо $\Psi(\phi)$) є дуже чутливим критерієм наявності частинок Au на поверхні GaAs.

На рис. 4 показані експериментальні спектри відбивання R_p в діапазоні $\lambda=400-900$ нм при двох істотно відмінних покриттях поверхні золотом: $f_v=0.02-0.03$ та $f_v=0.3-0.4$. Якщо при малому покритті f_v (на

початкових стадіях осадження Au) острівці були малі, а їхня концентрація велика $N \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$, то на завершальній стадії осадження їхня концентрація зменшилась до $N \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а розміри збільшились приблизно на порядок величини внаслідок коалесценції. Відповідних змін зазнали і спектри $R_p(\lambda)$: зі збільшенням заповнення f_v мінімум відбивання зсувається у короткохвильову область до $\lambda \approx 500$ нм, тобто до величин, характерних для частоти Фрьюліха поверхневого плазмового резонансу [12]. Крім того, при детальному узгодженні експериментальних та розрахункових спектрів відбивання необхідно врахувати вплив шорсткості поверхні підкладки. Оскільки згідно з даними атомно-силової мікроскопії рельєф має згладжений характер, то його вплив на відбивання можна описати методом еквівалентної плівки [13] з використанням рівняння (4).

При значному заповненні f_v , коли концентрація острівців Au мала, а їхні розміри великі, нам вдалось добре описати спектри $R_p(\lambda)$ в моделі ефективного середовища Бругемана (3). З параметрів золотого покриття, отриманих з прилаштування спектрів методом мінімізації функції середньо-квадратичного відхилення,

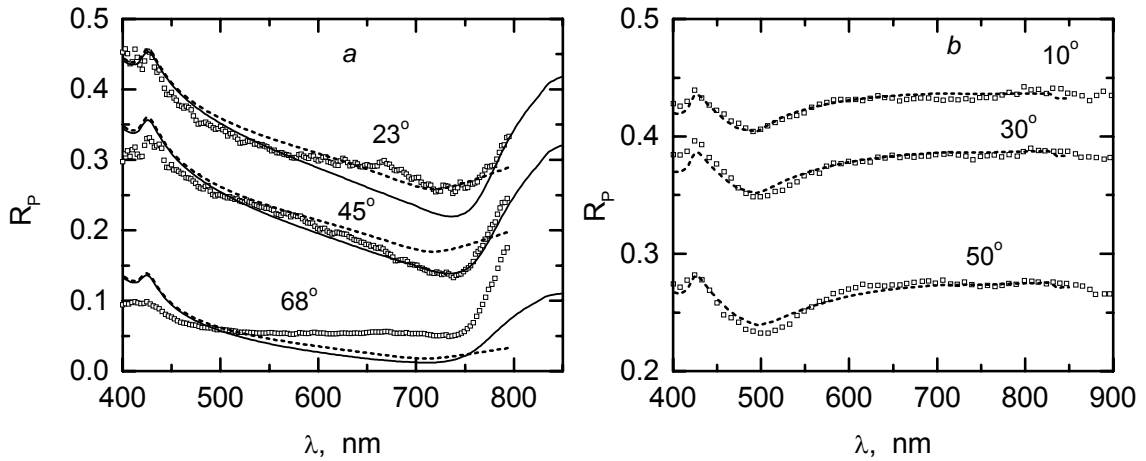


Рис. 4. Експериментальні (точки) та розрахункові спектри відбивання $R_p(\lambda)$ системи Au/GaAs при $f_{Au}=0.02$, $f_{GaAs}=0.98$, $d_{eff}=58$ нм (а), та $f_{Au}=0.35$, $f_{GaAs}=0.37$, $d_{eff}=18.3$ нм (б) при кількох кутах падіння світла на зразок. Розрахунок проведено за моделлю Бруггемана (4) (пунктирна лінія) та за модифікованою моделлю Максвелла-Гарнетта (6) (суцільна лінія).

виявилось, що це покриття є досить поруватим, із вмістом порожнин до 20-50 %.

Проте, при малих заповненнях краще узгодження експерименту з розрахунком отримано при врахуванні взаємодії острівців між собою, особливо при великій їх концентрації на початковій стадії

осадження. Згідно теорії [14] врахування диполь-дипольної взаємодії між острівцями в 3D матричній системі призводить до такої зміни відомого виразу Максвелла-Гарнетта для ефективної діелектричної проникності ϵ_{eff} :

$$\frac{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_m}{\epsilon_{eff} - \epsilon_m} = \left[1 - \frac{2}{3} f \frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \ln \frac{3\epsilon + 5\epsilon_m}{2\epsilon + 6\epsilon_m} \right] \left(f \frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Комп'ютерний аналіз цього виразу показує, що вплив диполь-дипольної взаємодії на характер поглинання світла наночастинками металу призводить до істотних відхилень від наближення Максвелла-Гарнетта для матричних дисперсних систем. Це дозволяє описати (не лише якісно) принципові особливості спектра відбивання (поява мінімуму в околі $\lambda=750$ нм, зміна спаду R при зростанні довжини хвилі від 500 до 700 нм на його ріст при переході від великої до малої концентрації острівців металу). Ніяким іншим механізмом нам не вдалося описати спостережувані особливості відбивання р-поляризованого світла при порівняно невеликих ступенях покриття f.

В той же час, при значній металізації поверхні напівпровідника ($f_s \geq 0.2$) опис спектрів $R_p(\lambda)$ та кутових залежностей монохроматичної еліпсометрії $\Psi(\varphi)$, $\Delta(\varphi)$ при $\lambda=633$ нм дозволяє у першому наближенні визначити заповнення f_v , ефективну товщину поверхневої фази (Au+порожнини+окисли GaAs) d_{eff} та її ефективну діелектричну функцію $\epsilon_{eff} = \text{Re } \epsilon_{eff} + i \text{Im } \epsilon_{eff}$. Величина f_v задовільно узгоджується з отриманими значеннями f_s зі знімків електронної та атомно-силової мікроскопії з використанням формули (5). Знаючи ж функцію $\epsilon_{eff}(\lambda)$, можна за формулою (3) при $D=3$ визначити

діелектричну функцію золота в острівцевій (нанорозмірній) фазі, яка в першому наближенні бралась як для масивного Au [15]. На рис.5 приведено залежності $\text{Re } \epsilon_{\text{Au}}(\lambda^2)$ та $\text{Im } \epsilon_{\text{Au}}(\lambda^3)$, які, згідно з формулами (2), мають бути лінійними у довгохвильовій області спектра, де переважає внесок

вільних (валентних) електронів.

Дійсно, згідно з (2) при $\omega_p/\gamma \gg 1$ (тобто, добре означених об'ємних плазмонах як квазічастинках) маємо

$$\text{Re}\epsilon(\lambda) = (\epsilon_\infty + B_1) - \left(\frac{\lambda}{\lambda_p}\right)^2, \quad \text{Im}\epsilon(\lambda) = B_2 + \frac{\gamma}{2\pi c \lambda_p^2} \lambda^3. \quad (7)$$

Це дозволяє за нахилом лінійних залежностей (7) від λ^2 та λ^3 , відповідно, визначити плазмову довжину хвилі λ_p та довжину міжелектронних зіткнень $\lambda_\gamma = 2\pi c/\gamma$, а за величиною відрізків на осі ординат при $\lambda \rightarrow 0$ внески міжзонних переходів $(\epsilon_\infty + B_1)$ та B_2 , відповідно (в припущенні слабкої частотної залежності їх). На рис. 5 наведено такі залежності для одного з типових зразків Au/GaAs та об'ємного (суцільного) золота [15]. Щоправда, останні величини визначаються таким способом дуже неточно, оскільки для цього необхідно знати $\epsilon(\lambda)$ в дуже широкому спектральному діапазоні, особливо при великих довжинах хвиль, де можна знехтувати внеском

міжзонних переходів або хоча б їхньою частотною залежністю. В результаті отримано для нанофазного стану золота $\lambda_p = 89$ нм, $\lambda_\gamma = 830$ нм, $\lambda_\gamma/\lambda_p = 9.9$, тоді як для об'ємного золота $\lambda_p = 139$ нм, $\lambda_\gamma = 14770$ нм, $\lambda_\gamma/\lambda_p = 106$. Величина λ_γ/λ_p свідчить про сильніше загасання плазмонів у нанокристалах золота, що зумовлено не лише міжелектронними зіткненнями, але й розсіянням електронів на границях зерен та внутрішніх дефектах і локальних фононах. Такі дослідження в наступному дозволять вивчати розмірні залежності цих явищ та характеризуючих параметрів.

Дана робота була частково підтримана ДФФД України (грант 2.4/729).

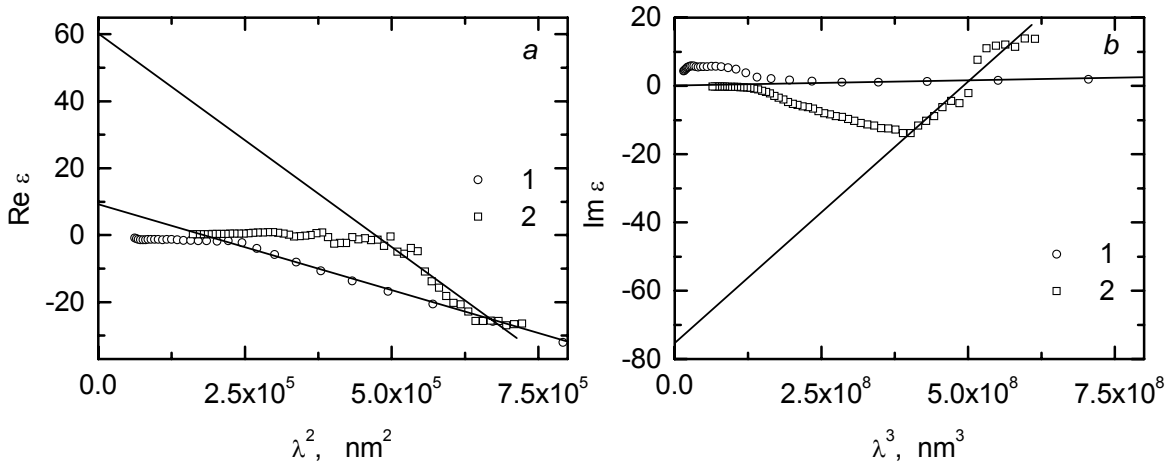


Рис. 5. Залежності $\text{Re } \epsilon_{\text{Au}}(\lambda^2)$ (a) та $\text{Im } \epsilon_{\text{Au}}(\lambda^3)$ (b) для об'ємного золота (крива 1) та золота у нанофазному стані для одного з типових зразків Au/GaAs при $f_{\text{Au}} = 0.35$ (крива 2).

- [1] П. Г. Борзяк, Ю. А. Кулюпин. *Электронные процессы в островковых металлических пленках* – Київ: Наукова думка, 237 с. (1980).
- [2] В. Е. Примаченко, О. В. Снитко. *Физика легированной металлами поверхности полупроводников* – Київ: Наукова думка, 231 с. (1988).
- [3] *Гигантское комбинационное рассеяние*. Под ред. Р. Ченга, Т. Фуртака. Москва: Мир, 408 с. (1984).
- [4] Н. Л. Дмитрук, О. И. Маева, В. И. Полудин. Влияние металлической островковой структуры на поверхности полупроводника на эффект фотоэлектрической памяти // *ФТП*. **10(10)**, сс. 1925-1932 (1976).
- [5] М. Л. Дмитрук, Т. А. Михайлик, В. Р. Романюк, Г. В. Бекетов. Порівняльне дослідження геометричного безпорядку на поверхні методами оптики і мікроскопії атомних сил // *Фізика і хімія твердого тіла*. **1(1)**, сс. 7-15 (2000).
- [6] Н. Л. Дмитрук, В. Г. Литовченко, В. Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* – Київ: Наукова думка, 375 с. (1989).
- [7] D. A. G. Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen // *Ann. Physik (Leipz.)* **24**, pp. 636-679 (1935).
- [8] *Handbook of optical constants of solids*. Ed. by E. Palik. Academic Press: New York (1985).
- [9] А. С. Топорец. *Оптика шероховатой поверхности* – Ленинград: Машиностроение, 187 с. (1988).
- [10] M. Alymov, M. Shorshov. Surface tension of ultrafine particles // *Proc. of 4th Int'l. Conf. Nanostruct. Materials* (June 14-19, Stockholm, Sweden) pp. 367 (1998).
- [11] G. A. Niklasson, P. A. Bobbert, H. G. Craighead. Optical properties of square lattices of gold nanoparticles // *Proc. of 4th Int'l. Conf. Nanostruct. Materials* (June 14-19, Stockholm, Sweden) pp. 93. (1998).
- [12] К. Борен, Д. Хафмен. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* – Москва: Мир, 660 с. (1986).
- [13] C. A. Fenstermaker, F. L. McCraking. Errors arising from surface roughness in ellipsometric measurements of the refractive index of surface // *Surf. Sci.*, **16(1)**, pp. 85-96 (1969).
- [14] L. Grechko, A. Blank, O. Panchenko, A. Pinchuk. Dielectric function of matrix disperse systems with metallic inclusions. Account of multiple interaction between inclusions // *Radiophysics and Radioastronomy*, **2(1)**, pp. 28-34 (1997).
- [15] J. B. Johnson, R. W. Christy. Optical constants of noble metals // *Phys. Rev.B.*, **6(12)**, pp. 4370-4379 (1972).

N.L. Dmitruk, T.A. Mikhailyk, V.R. Romaniuk

Morphology and Optical Properties of Island Metal Films on Semiconductor Surface

*Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine
prospect Nauki 45, Kyiv, 03028*

The local electrochemical deposition technology for preparing of island metal films on semiconductor surface have been elaborated. Morphology of coating in the range from isolated metal clusters to some fractal structures have been investigated by transmission electron microscopy and atomic force microscopy. Gold islands on the surface of GaAs have shape of truncated spheres with the height to diameter ratio of 1/3, approximately. As optical measurements we used the reflectance spectra of *p*-polarized visible light at several angles of incidence and monochromatic multi-angle-of-incidence ellipsometry. These data are interpreted by the modified Maxwell-Garnett theory taking into account the pair dipole interaction between nanoparticles (at low filling factor) or by the symmetrical Bruggeman approximation (at large gold covering). Using the obtained effective optical parameters we have calculated the dielectric function and the plasma frequency and the resistivity scattering frequency of gold in the cluster phase.