

**І.З. Індутний, В.І. Минько, М.В. Сопінський, В.А. Данько,  
П.М. Литвин**

## **ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНІВ НА АЛЮМІНІЄВИХ ГРАТКАХ З УРАХУВАННЯМ ДИФРАГОВАНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

Проведені детальні дослідження ефективності збудження поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) на алюмінієвих ґратках з періодом  $a = 694$  нм, що перевищує довжину падаючої хвилі  $\lambda = 632,8$  нм, і глибиною рельєфу ( $h$ ) в інтервалі від 6 до 135 нм. Зразки для досліджень формувалися на плівках халькогенідного фоторезисту  $As_{40}S_{30}Se_{30}$  за допомогою інтерференційної літографії та термічного напилення у вакуумі непрозорого шару алюмінію товщиною біля 80 нм. Дослідження особливостей збудження PPP проводилось на стенді, змонтованому на основі гоніометра Г5М та столика Федорова шляхом вимірювання кутових залежностей інтенсивності дзеркально відбитого і дифрагovanого випромінювання He-Ne лазера. При визначенні ефективності збудження PPP було враховано резонансні значення не лише дзеркального відбивання, а і відбивання в мінус першому порядку дифракції (-ПД). Для визначення форми профілю штрихів і глибини рельєфу ґратки використовувався атомно-силовий мікроскоп.

Встановлено, що залежність інтегрального плазмонного поглинання від глибини модуляції ґратки ( $h/a$ ) описується дещо асиметричною кривою з широким максимумом, положення якого відповідає значенню  $h/a$  близько 0,07, та напівшириною біля 0,123. Це дозволяє збуджувати PPP з ефективністю  $\geq 80\%$  від максимального значення на ґратках з інтервалу  $h/a$  від 0,05 до 0,105. Напівширина плазмонного мінімуму відбивання в -ПД є меншою, ніж в дзеркальному відбиванні, що може забезпечити більшу чутливість сенсорних приладів при реєстрації зміщення мінімуму за кутовими вимірами. Залежність напівширини мінімумів відбивання PPP від глибини модуляції ґраток близька до квадратичної. В дослідженому діапазоні  $h/a$  (від 0,009 до 0,194) максимальний динамічний діапазон зміни коефіцієнта відбиття складає два порядки величини і досягається при дзеркальному відбиванні для ґраток з  $h/a \approx 0,075$ .

**Ключові слова:** поверхневі плазмон-поляритони, алюмінієві дифракційні ґратки, інтерференційна літографія, халькогенідні фоторезисти.

### **ВСТУП**

Розділ плазмоніки, присвячений дослідженню процесів збудження поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) на металевих періодичних структурах (ґратках, біґратках і т.п.), інтенсивно розвивається протягом останніх десятиріч. Цьому сприяють як численні уже реалізовані практичні застосування (наприклад, підкладки для спектроскопії поверхнево-підсиленого раманівського розсіювання світла [1, 2], чипи для біосенсорів [3–5], фотовольтаїчні прилади та лазери підвищеної ефективності [6, 7] та ін.), так і перспективи подальших ефективних розробок [8–10]. Суттєвою перевагою таких плазмонних структур, яка і визначає їхню конкурентоздатність при створенні різноманітних приладів, є можливість концентрування електромагнітного поля в субхвильових масштабах. В результаті локально підвищується напруженість поля (на порядки), підвищуючи чутливість сенсорів чи стимулюючи фоточутливі процеси. Для збудження PPP на поверхні найпростіших (і найбільш поширених) періодичних плазмонних структур, тобто ґраток, потрібно задовольнити умову збереження квазіімпульсу з урахуванням компонент хвильових векторів збуджуючого падаючого випромінювання і плазмон-поляритона, паралельних до поверхні ґратки, а також оберненого вектора ґратки.

Таку «підгонку» цих компонент можна здійснити, змінюючи кут падіння світлового променя або ж його довжину хвилі. Тоді при досягненні умови збереження квазіімпульсу в

кутовій залежності чи спектрі відбивання (дзеркального відбивання або ж дифрагованого в один із дифракційних порядків) буде спостерігатись достатньо вузький мінімум інтенсивності, що відповідатиме збудженню ППП.

Збудження ППП на поверхні металевої дифракційної ґратки залежить також від поляризації падаючого випромінювання. Для падаючого під кутом  $\theta$  світлового пучка, площина падіння якого перпендикулярна до штрихів ґратки, збудження ППП спостерігається тільки для ТМ ( $p$ -поляризованого) світла, причому ефективність збудження ППП і відповідно підсилення поля, залежить в основному від співвідношення глибини рельєфу ( $h$ ) до періоду ґратки ( $a$ ) [11–13]. Детальні експериментальні дослідження залежності ефективності збудження ППП від характеристик ґраток мають практичне значення, оскільки визначають оптимальні параметри таких плазмонних структур для їхнього використання в сенсоріці, раманівській спектроскопії та ін.

Для ґраток з періодами, меншими за довжину хвилі збуджуючого випромінювання, умова збереження квазіімпульсу задовольняється з використанням лише одного оберненого вектора ґратки. При цьому резонанс ППП (один мінімум в кутовій залежності чи спектрі) спостерігається лише в дзеркальному відбиванні. Такі ґратки достатньо вивчені експериментально, а розроблені теоретичні моделі, що описують процес збудження ППП на металевих ґратках, з достатньою точністю описують експериментальні результати [11, 14–16]. Для ґраток з періодами, що перевищують довжину падаючої хвилі, спостерігається декілька дифракційних порядків, а умова збереження квазіімпульсу може задовольнятися декілька разів, відповідно з використанням декількох обернених векторів ґратки. При цьому мінімуми відбивання спостерігаються не лише в дзеркальному відбиванні, а і в дифрагованих променях відповідних порядків. Крім того, кількість ППП-резонансів (мінімумів) в кутовій залежності чи спектрі відбитого випромінювання відповідає кількості виконаних умов збереження квазіімпульсу. В таких зразках спостерігається додаткова електромагнітна взаємодія між резонансами різних порядків, відповідно змінюється форма мінімумів відбивання, їх глибина та положення [17]. Це призводить до необхідності більш детального аналізу експериментальних результатів дослідження таких ґраток. Зокрема, при визначенні залежності ефективності збудження ППП від глибини рельєфу ґратки потрібно враховувати значення не лише дзеркального відбивання, а і відбивання в дифрагованих променях. В ряді досліджень було встановлено, що інтенсивність ППП-резонансів вищих порядків суттєво залежить від форми профілю штрихів ґратки і може служити критерієм невеликих відхилень форми профілю від синусоїди [18–20].

У нашій попередній роботі [16] були проведені детальні дослідження ефективності збудження ППП на покритих алюмінієм дифракційних ґратках з періодом 519 нм (довжина хвилі збуджуючого випромінювання 632,8 нм) і глибиною рельєфу в інтервалі від 9 до 104 нм, який включав область максимального поглинання падаючого випромінювання в резонансі. В даній роботі ці дослідження продовжені для більш складного випадку ґраток з періодами, що перевищують довжину падаючої хвилі. Зокрема, досліджувалось збудження ППП в покритих алюмінієм ґратках з періодом 694 нм і глибиною рельєфу в інтервалі від 6 до 135 нм.

## ЕКСПЕРИМЕНТ

ґратки формувалися на плівках халькогенідного фоторезисту  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ , термічно осаджених у вакуумі на поліровані скляні пластини. Для експонування зразків на поверхню пластини проектувалась інтерференційна картина з необхідним просторовим періодом (в даному випадку  $694 \pm 0,5$  нм), сформована за допомогою двох когерентних пучків випромінювання гелій-кадмієвого лазера ( $\lambda = 441,6$  нм). Після експонування та селективного травлення в протравлювачах на основі амінів на поверхні фоторезисту формувався періодичний рельєф, глибина якого визначалась часом травлення. Методика

виготовлення таких ґраток за допомогою інтерференційної літографії детально описана в наших попередніх роботах [21, 22]. На утворені ґратки методом термічного напилення у вакуумі осаджувався непрозорий шар алюмінію товщиною біля 80 нм. Товщина шарів контролювалась в процесі осадження за допомогою градуйованого кварцового вимірювача товщини КИТ-1 та вимірювалась після осадження за допомогою мікроінтерферометра МП-4. Для визначення форми профілю штрихів і глибини рельєфу ґратки використовувався атомно-силовий мікроскоп Dimension 3000 Scanning Probe Microscope (Digital Instruments Inc., Tonawanda, NY, USA).

Дослідження ефективності збудження ППП на покритих алюмінієм дифракційних ґратках проводилось на стенді, змонтованому на основі гоніометра Г5М та столика Федорова. Ґратка кріпилась на обертовому столику, який дозволяв змінювати кут падіння  $\theta$  в межах  $0 - 90^\circ$  з точністю  $0.01^\circ$ . Зразок орієнтувався таким чином, щоб штрихи ґратки були перпендикулярні до площини падіння світла (азимутальний кут  $\varphi = 0^\circ$ , точність установки  $\pm 0,1^\circ$ ). ТМ випромінювання He-Ne-лазера ( $\lambda = 632,8$  нм) відбивалось (чи дифрагувало) від ґратки і попадало на фотодіод. Це дозволяло вимірювати залежність від кута падіння інтенсивності дзеркально відбитого і дифрагованого лазерного випромінювання. Кут падіння визначався як кут між нормаллю до площини підкладки та лазерним променем.

### ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Світлове випромінювання, яке падає на непрозору металічну ґратку із середовища з показником заломлення  $n = \sqrt{\varepsilon}$  ( $\varepsilon$  — діелектрична проникність), може направлено розсіюватися (дифрагувати) від ґратки, збільшуючи або зменшуючи тангенціальну складову свого хвильового вектора на величину, кратну хвильовому вектору ґратки  $G$ , напрямком якого є ортогональним напрямку штрихів, а величина обернено пропорційна відстані між штрихами (його модуль  $|G| \equiv G = 2\pi/a$ ). Напрямки дифракції (дифракційних порядків) для ґратки, яка працює на відбивання, визначаються рівнянням ґратки:

$$\sin \theta + \sin \theta_m = -\frac{m\lambda}{a}, \quad (1)$$

де  $\lambda = \lambda_0/n$ ,  $\lambda_0$  — довжина хвилі падаючого випромінювання у вакуумі,  $\theta$ ,  $\theta_m$  — кути падіння та дифракції,  $m$  — ціле ненульове число, яке позначає порядок дифракції (ПД).

Згідно з рівнянням (1), при певному значенні кута падіння ( $\theta = \theta_{LL}$ , це значення кута відповідає аномалії Релея в кутовій залежності дзеркального відбивання від ґратки), кут  $\theta_m$  приймає значення  $\pm\pi/2$ . При такому куті падіння відкриваються канали дифракції в повітря чи ґратку-підкладку, а хвильовий вектор дифрагованого світла за величиною стає рівним хвильовому вектору ковзного падаючого світла в середовищі над ґраткою  $nk_0 = 2\pi n/\lambda_0$ . Коли хвильовий вектор відповідного порядку дифракції по модулю стає більшим за  $nk_0$ , відбувається входження цього дифракційного порядку в металічну ґратку і цей дифрагований світловий пучок стане еванесцентним. І саме ці еванесцентні поля на поверхні металічної ґратки можуть зв'язувати падаюче випромінювання із поверхневими плазмон-поляритонами, збуджуючи останні. Тому прийнято пов'язувати ППП із тим дифракційним порядком, який забезпечує його зв'язок із падаючим випромінюванням.

Оскільки кут  $\theta$  за визначенням може приймати лише невід'ємні, а кут  $\theta_m$  як невід'ємні, так і від'ємні значення, то область можливих значень параметра  $\lambda/a$ , при якому взагалі можливе збудження дифракції в повітря, становить  $\lambda/a = [0, 2]$ . При  $\lambda/a > 2$  дифракція на таких ґратках в повітря неможлива — значення  $\lambda/a = 2$  ділить періодичні ґраткові структури на два класи — дифракційні ґратки і бездифракційні ґратки (субхвильові або нуль-ґратки).

-1-й порядок дифракції збуджується в усьому можливому інтервалі  $\lambda/a = [0, 2]$ , але аномалія Релея для цього ПД спостерігається лише в підінтервалі  $\lambda/a = [1, 2]$ . Крім того, в цьому підінтервалі жоден інший ПД, крім -1-го, існувати не може і, таким чином, в ньому неможливий вплив інших ПД на робочий -1-й ПД. Цей випадок і досліджувався в нашій попередній роботі [16].

В даній роботі ми розглядаємо підінтервал  $\lambda/a = [0, 1]$ , де робочим буде +1ПД. Однак в цьому ж інтервалі збуджується ще декілька порядків, причому деякі з них досягають значень  $\theta = \theta_{LL}$ . На рис. 1 показано залежність кутового положення аномалії Релея (світлової лінії) цих порядків від відношення  $\lambda/a$ . Стрілками показано, в якому напрямку від  $\theta_{LL}$  зміщується резонансний кут ППП  $\theta_r$  при зростанні глибини модуляції ґратки чи при нанесенні на неї неметалічної плівки. Детальний аналіз цих залежностей показує, що оптимальним інтервалом величин  $\lambda/a$  як з точки зору експериментальної реалізації вимірювальної схеми, так і з точки зору усунення впливу «неробочих» порядків дифракції на форму смуги поглинання ППП робочого +1-го порядку дифракції є інтервал  $\lambda/a = 0,85-0,95$ . В цьому інтервалі вимірювання основної смуги поглинання ППП проводяться при кутах падіння  $5-20^\circ$  і на форму цієї кривої поглинання не впливають аномалії Релея та Вуда в інших («неробочих») порядках дифракції, а також відсутні артефакти, пов'язані із проходженням цими порядками кута автоколімації. Тому для подальших досліджень і були виготовлені зразки із просторовим періодом  $a = 694 \pm 0,5$  нм, що відповідає  $\lambda/a = 0,912 \pm 0,001$ .

На рис. 2 представлено отримані за допомогою атомно-силового мікроскопа профілі періодичного рельєфу поверхні отриманих ґраток з різною глибиною штрихів. Видно, що форма профілю штрихів трохи відхиляється від синусоїдальної до циклоїдальної (дещо розширені вершини та звужені впадини). Це обумовлено характеристиками халькогенідного фоторезисту (ступенем лінійності його характеристичної кривої) та технологічним режимом виготовлення зразків.

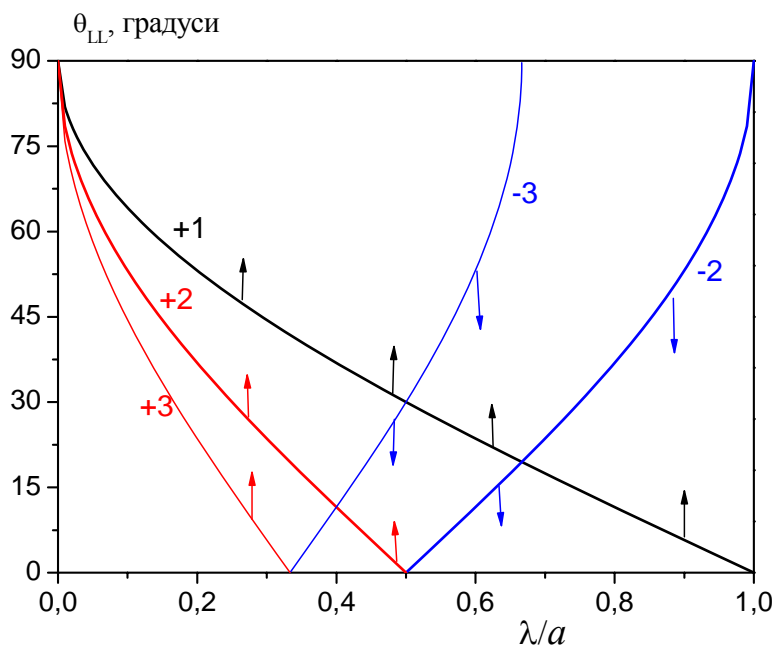


Рис. 1. Залежність кутового положення світлової лінії (аномалії Релея) для дозволених перших трьох порядків дифракції обох знаків від відношення довжини хвилі  $\lambda$  до періоду ґратки  $a$  в підінтервалі  $\lambda/a = [0, 1]$ .

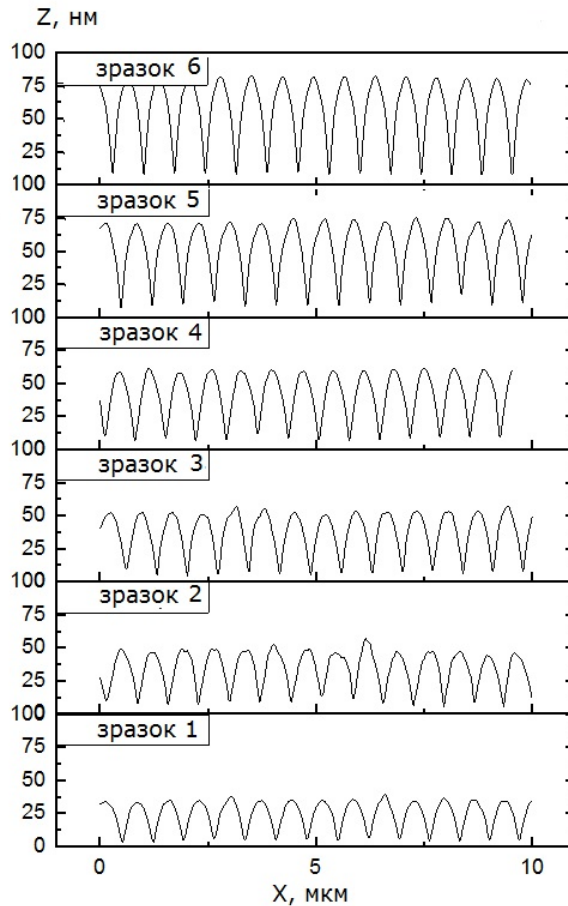


Рис. 2. АСМ-профілі зразків ґраток з періодом 694 нм та різною глибиною рельєфу: 23 нм (зразок 1), 39 нм – 2, 37 нм – 3, 52 нм – 4, 64 нм – 5, 74 нм – 6.

Для ґраток із  $\lambda/a = 0,912$ , як видно із рис. 1, в інтервалі кутів падіння від 0 до  $90^\circ$  будуть спостерігатися дві аномалії Релея при  $\theta = 5,06^\circ$  та  $55,47^\circ$ , які відповідають +1 та -2 порядкам дифракції. При вказаних кутах ці порядки стають еванесцентними, внаслідок чого стає можливим збудження ППП. У скалярному вигляді рівняння, яке описує умову резонансу ППП (умову збереження квазіімпульсу при збудженні плазмон-поляритонів), можна записати як:

$$\text{Re}(k_{SPP}) = |nk_0 \sin \theta + mG|, \quad (2)$$

де  $\text{Re}(k_{SPP})$  – абсолютне значення хвильового вектора ППП,  $m$  — як і в формулі (1) порядок дифракції, який може бути додатним чи від’ємним, а всі інші величини додатні. Знаючи  $\text{Re}(k_{SPP})$ , за допомогою формули (2) можна оцінити резонансне значення кута падіння,  $\theta_r$ , яке відповідає збудженню ППП відповідного порядку. Для ґраток з невеликою глибиною модуляції оцінити очікувані кути плазмонного резонансу можна, використавши значення хвильового вектора ППП для випадку плоскої межі поділу напівнескінчених середовищ [23]. Для плоскої межі алюміній–повітря із  $\epsilon_{Al} = (-54,704 + i21,829)$  [24] при  $\lambda_0 = 633,0$  нм ( $k_0 = 9,9260$  мкм $^{-1}$ ) отримаємо  $k_{SPP} = (10,0086 + i0,032)$  мкм $^{-1}$ . При такому значенні  $k_{SPP}$  розрахункові резонансні кути падіння, при яких будуть збуджуватись ППП, які відповідають +1 та -2 порядкам дифракції ґратки з  $\lambda/a = 0,912$ , матимуть значення:  $\theta_r^{+1} = 5,526^\circ$  та  $\theta_r^{-2} = 54,637^\circ$ .

На рис. 3 (а-е) представлені результати вимірювань залежності від кута падіння коефіцієнта дзеркального відбиття ( $R_p^0$ ) (криві 1), дифракційної ефективності в мінус першому ПД ( $R_p^{-1}$ ) (криві 2), а також їхня сума ( $R_p^t = R_p^0 + R_p^{-1}$ ) (криві 3). Приведено результати для шести ґраток з глибинами рельєфу в інтервалі  $h/a$  від 0,0334 до 0,194. З рисунка видно, що в області кутів падіння, близькій до розрахованих значень  $\theta_r^{+1}$ ,  $\theta_r^{-2}$ , спостерігаються різкі мінімуми відбивання та дифракції, які поглиблюються зі зростанням глибини модуляції.

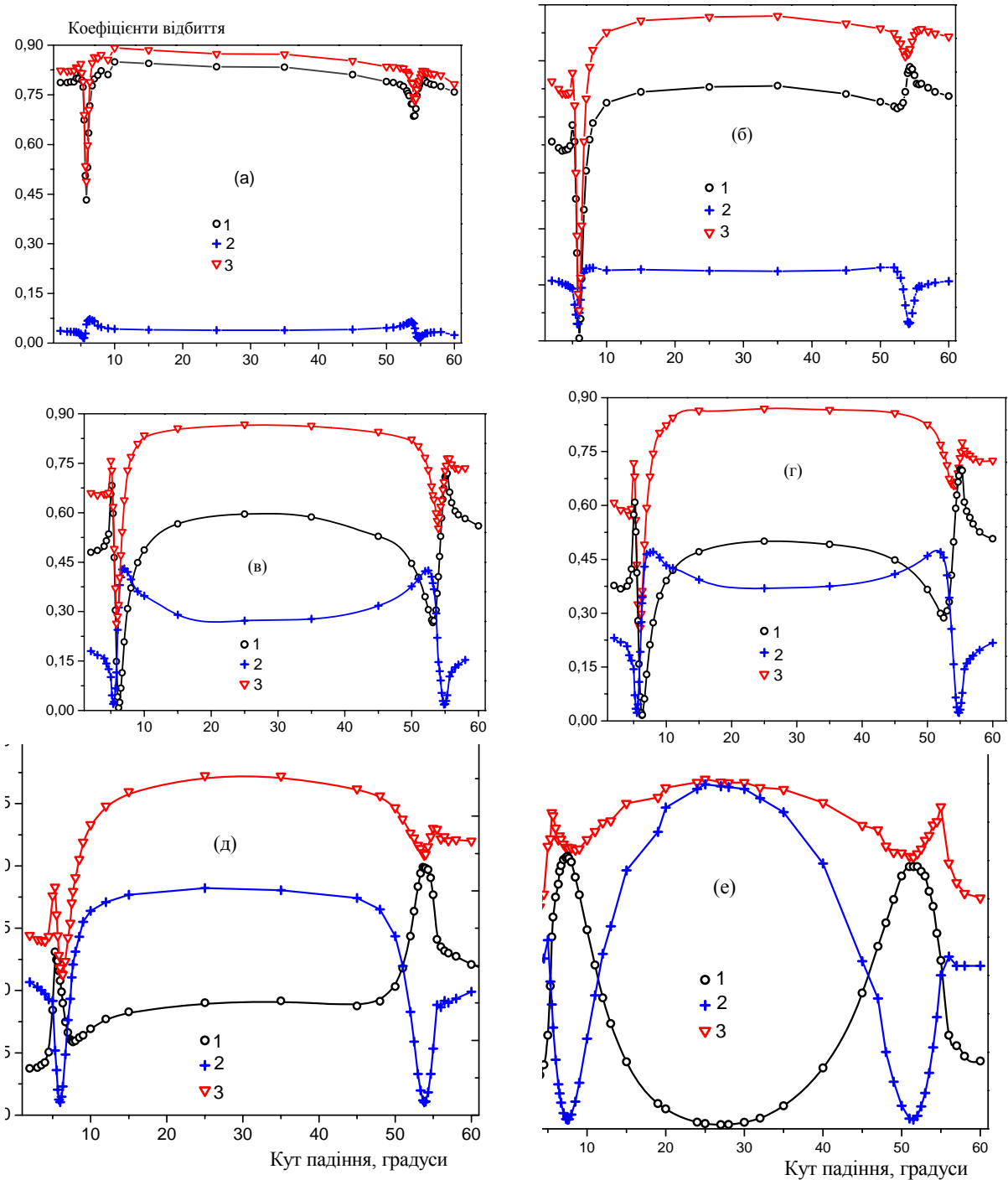


Рис. 3. Залежності від кута падіння  $\theta$  в області плазмонного резонансу коефіцієнта дзеркального відбиття ( $R_p^0$ ) (криві 1), дифракційної ефективності в мінус першому ПД ( $R_p^{-1}$ ) (криві 2), а також їхні суми ( $R_p^t = R_p^0 + R_p^{-1}$ ) (криві 3)  $p$ -поляризованого випромінювання He-Ne лазера для ґраток з періодом 694 нм та глибинами модуляції  $h/a$ : 0,033 (а); 0,075(б); 0,092 (в); 0,107 (г); 0,139 (д); 0,194 (е).

Для ґратки з найменшим рельєфом, із представлених на рис. 3, положення мінімумів становлять: для  $R_p^0$  —  $5,82^\circ$  та  $54,083^\circ$ , для  $R_p^{-1}$  —  $5,444^\circ$  та  $54,670^\circ$ . Як бачимо, положення мінімумів  $R_p^0$  та  $R_p^{-1}$  не співпадають між собою. Положення мінімумів  $R_p^{-1}$  ближчі до розрахункових значень кутів резонансу ППП  $\theta_r^{+1} = 5,526^\circ$ ,  $\theta_r^{-2} = 54,637^\circ$  для плоскої поверхні, ніж положення мінімумів  $R_p^0$ . З ростом глибини модуляції ґратки параметри резонансних смуг змінюються. Мінімуми  $R_p^0$  спочатку поглиблюються, а після досягнення максимальної глибини мінімуму відбивання при подальшому збільшенні рельєфу ґратки глибина мінімумів зменшується і вони навіть інвертуються у максимуми в кутовій залежності  $R_p^0$  (рис. 3, д, е). На відміну від  $R_p^0$ , глибина мінімумів  $R_p^{-1}$  монотонно зростає із зростанням глибини рельєфу ґратки в усьому досліджуваному інтервалі величин  $h$ .

З представлених на рис. 3 залежностей можна дійти висновку, що +1ППП збуджується більш ефективно майже у всьому дослідженому діапазоні  $h/a$  (ефективності збудження зрівнюються при  $h/a \sim 0,2$ , але при цьому вони далекі від оптимальних (крива 3, рис. 3е). Тому саме +1ППП будемо розглядати як робочий і в подальшому будемо аналізувати саме його характеристики. На рис. 4 показано, як змінюються зі зміною глибини модуляції кути падіння, які відповідають мінімумам відбивання нульового (дзеркальне відбивання) та -1 ПД, ( $\theta_{\min}^0$ , та  $\theta_{\min}^{-1}$  відповідно), зумовлені збудженням +1ППП (криві 1 і 2). Як видно, мінімуми в -1 ПД спостерігаються при меншому куті падіння, ніж в нульовому ПД. В результаті резонансний кут +1ППП,  $\theta_r^{+1}$  (кут, який відповідає інтегральному максимуму плазмонного поглинання і визначається як кут, для якого мінімальною є величина  $R_p^t(\theta)$ , тобто  $\theta_r^{+1} \equiv \theta_{\min}^t$ ), має проміжне між  $\theta_{\min}^0$  і  $\theta_{\min}^{-1}$  положення. Для мілкіших ґраток він ближчий до  $\theta_{\min}^0$ , а для глибших до  $\theta_{\min}^{-1}$ . Більший порівняно з  $\theta_{\min}^0$  розкид значень  $\theta_{\min}^{-1}$  вочевидь вказує на більшу чутливість плазмонного резонансу в -1ПД до невеликих відхилень форми профілю від синусоїди.

Із рис. 4 видно, що в інтервалі значень  $h/a$  від 0,03 до  $\sim 0,11$  значення  $\theta_r^{+1}$  змінюються мало. При подальшому збільшенні глибини ґратки мінімуми залежностей  $R_p^0(\theta)$ ,  $R_p^{-1}(\theta)$ , та  $R_p^t(\theta)$  починають сильно зміщуватись в область більших кутів падіння. Початкове значення  $\theta_r^{+1}$  для дуже мілких ґраток можна визначити апроксимацією початкової ділянки залежності  $R_p^t(\theta)$  (кривої 3 на рис. 4), лінійною залежністю і продовженню її до осі ординат. Отримане значення  $\theta_r^{+1} = 5,83^\circ$  дещо більше за розраховане вище ( $5,526^\circ$ ), що, як показано в попередній роботі [16], пов'язано з утворенням плівки окислу на поверхні алюмінію в атмосфері повітря. Оскільки у нашому випадку довжина хвилі зондуючого променя менша за період ґратки, при нанесенні діелектричної плівки на ґратку спостерігається зміщення  $\theta_r^{+1}$  в бік більших кутів.

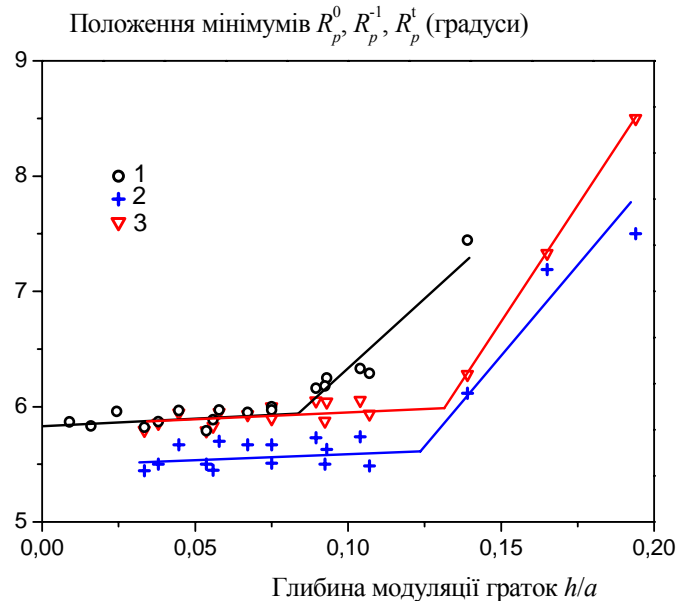


Рис. 4. Залежність кутового положення мінімумів  $R_p^0(\theta)$  (крива 1),  $R_p^{-1}(\theta)$  – (2), та  $R_p^t(\theta)$  – (3) (кутів  $\theta_{\min}^0$ ,  $\theta_{\min}^{-1}$ ,  $\theta_{\min}^t$ ) від глибини модуляції ґраток  $h/a$ .

Для дослідження ППП-стимульованих процесів на поверхні металевих ґраток необхідно визначити оптимальну глибину модуляції ґратки для заданої довжини хвилі збудження, яка забезпечує максимальну перекачку енергії падаючої електромагнітної хвилі в поверхневу плазмон-поляритонну моду. Ефективність цього процесу залежить від доли поглинутої енергії падаючого променя ( $A$ ). Оскільки шар алюмінію непрозорий, тому  $A = 1 - R$ . При розрахунку  $A$ , на відміну від попередньої роботи [16], потрібно враховувати як дзеркально відбите випромінювання, так і дифраговане у  $-1$  порядок, тому  $A = 1 - R_p^0 - R_p^{-1} = 1 - R_p^t$ . Відмітимо, що в попередній роботі ми відраховували поглинуту енергію відносно поглинання при куті падіння, близькому до нуля. Але для ґраток, що досліджуються в даній роботі, при кутах біля нормального падіння існує як  $+1$ , так і  $-1$  порядки дифракції, що ускладнює виміри відносно нормального падіння. Тому будемо відраховувати поглинуту енергію відносно поглинання при куті падіння поза резонансом зі сторони більших кутів (при  $\theta = 15^\circ$ ).

Максимальний вклад плазмонного поглинання в  $0$  і  $-1$  ПД складатиме  $R_p^0(15^\circ) - R_p^0(\theta_{\min}^0)$  та  $R_p^{-1}(15^\circ) - R_p^{-1}(\theta_{\min}^{-1})$ , їхні залежності від глибини модуляції ґраток представлені на рис. 5 кривими 1 і 2 (криві на рисунку є сплайн-інтерполяціями залежностей величин  $R_p(15^\circ) - R_p(\theta_{\min})$  від  $h/a$ , отриманими, базуючись на експериментальних точках з використанням опції B-Spline графічного пакету ORIGIN). Максимальна інтегральна величина поглинання ППП (вклад плазмонного поглинання) для даної ґратки складає  $\Delta A = A(\theta_r^{+1}) - A(15^\circ) = R_p^t(15^\circ) - R_p^t(\theta_r^{+1})$ , його залежність від глибини модуляції ґраток дана кривою 3 на рис. 5. Експериментальна крива дещо асиметрична відносно достатньо широкого максимуму, положення якого відповідає значенню  $h/a$  близько 0,07. Напівширина цієї кривої дорівнює 0,123. Експериментальна залежність, представлена кривою 3 на рис. 5, дозволяє визначити область значень глибини ґратки, яка забезпечує ефективне збудження ППП. Як впливає з цієї залежності, воно можливе в доволі широкому інтервалі значень  $h/a$ . Наприклад, збудження  $+1$ ППП з ефективністю  $\geq 80\%$  від максимального значення можливе для ґраток в інтервалі  $h/a$  від 0,050 до 0,105.

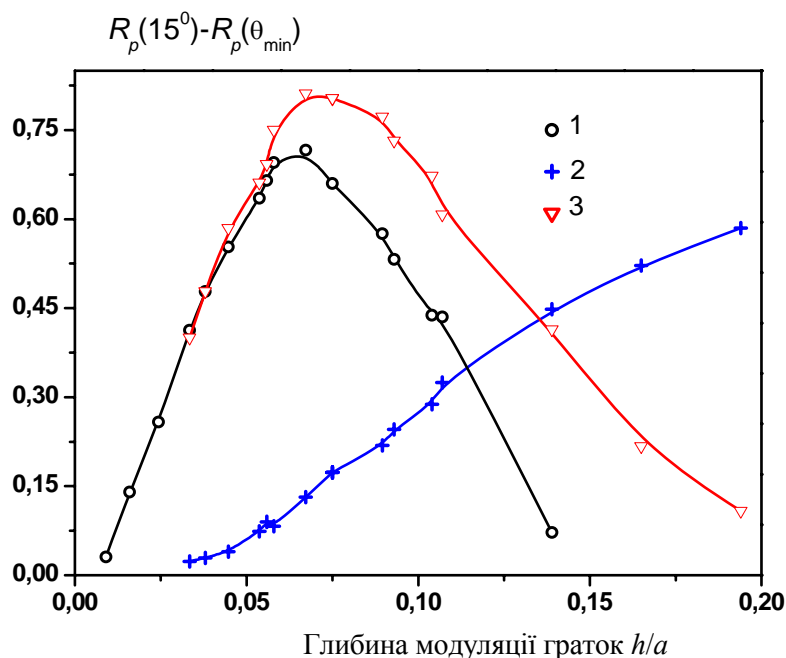


Рис. 5. Залежність від глибини модуляції ґраток  $h/a$  величин  $R_p^0(15^\circ) - R_p^0(\theta_{\min}^0)$  (крива 1),  $R_p^{-1}(15^\circ) - R_p^{-1}(\theta_{\min}^{-1})$  (крива 2) та інтегрального плазмонного поглинання  $R_p^t(15^\circ) - R_p^t(\theta_r^{+1})$  (крива 3).



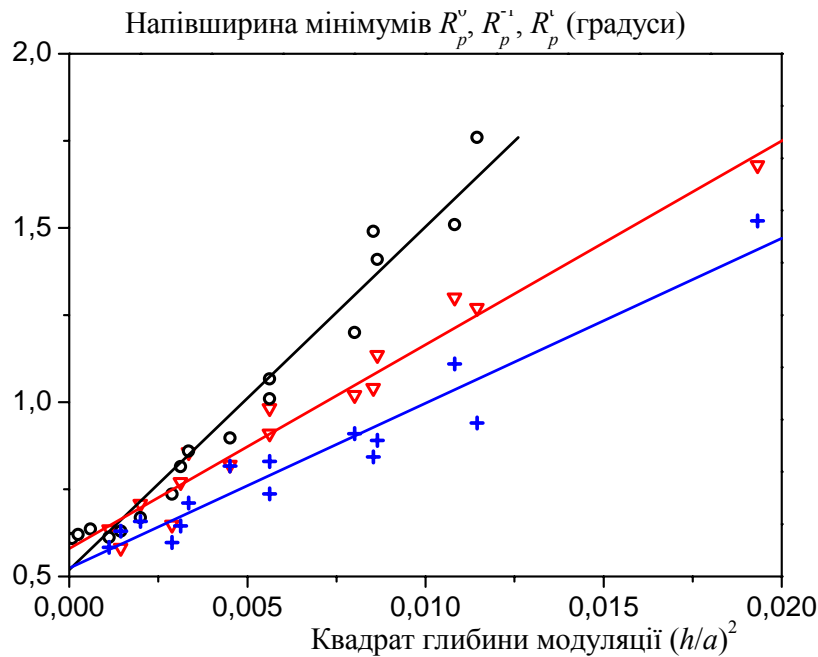


Рис. 6. Залежність напівширини мінімумів  $R_p^0(\theta)$  та  $R_p^{-1}(\theta)$  (кружки та хрестики відповідно) а також напівширина мінімуму  $R_p^t$  (трикутники) від квадрата глибини модуляції ґратки  $(h/a)^2$ .

На рис. 6 показано залежності напівширини мінімумів відбивання в нульовому і -1 ПД ( $\theta_{1/2}^0, \theta_{1/2}^{-1}$ ) та їхні суми ( $\theta_{1/2}^t$ ) від квадрата глибини модуляції ґратки. Напівширина мінімуму відбивання в -1 ПД є меншою, ніж в нульовому ПД, а  $\theta_{1/2}^t$  має проміжні між ними значення. Менші напівширини мінімумів  $R_p^{-1}(\theta)$  порівняно з мінімумом дзеркального відбивання можуть забезпечувати більшу чутливість сенсорних приладів при реєстрації зміщення мінімуму за кутовими вимірами. Прямі лінії на рис. 6 – це лінійні апроксимації залежностей вказаних напівширин від  $(h/a)^2$ . Як видно з рисунка, залежності всіх трьох величин від  $h/a$  в загальному задовільно апроксимуються квадратичною функцією. Більший порівняно з  $\theta_{1/2}^0$  розкид значень  $\theta_{1/2}^{-1}$  може пояснюватись тією ж причиною, що і більший розкид  $\theta_{\min}^{-1}$ .

Ще одним, крім фіксації кутового положення ППП, способом відслідковування процесів, що супроводжуються формуванням на поверхні металу поглинаючого шару або зміною структури цієї поверхні, є реєстрація зміни глибини мінімумів кутових залежностей відбивання. Для отримання максимальної чутливості такої фотометричної методики важливо мати максимально широкий динамічний діапазон зміни  $R_p^0(\theta)$ ,  $R_p^{-1}(\theta)$  та  $R_p^t(\theta)$  в області ППП. Для характеристики цього діапазону в залежності від  $h/a$  можна використати відношення величини відбивання при куті падіння в 15 градусів до відбивання в мінімумі вказаних залежностей. Криві 1–3 на рис. 7 показують залежності відношень  $R_p^0(15^\circ)/R_p^0(\theta_{\min}^0)$ ,  $R_p^{-1}(15^\circ)/R_p^{-1}(\theta_{\min}^{-1})$  та  $R_p^t(15^\circ)/R_p^t(\theta)$  від глибини модуляції ґратки. Для  $R_p^0(15^\circ)/R_p^0(\theta_{\min}^0)$  і  $R_p^t(15^\circ)/R_p^t(\theta)$  вони є кривими з максимумами, а для  $R_p^{-1}(15^\circ)/R_p^{-1}(\theta_{\min}^{-1})$  спостерігається монотонний ріст з ростом  $h/a$ . В дослідженому діапазоні  $h/a = 0,009–0,194$  максимальний динамічний діапазон зміни коефіцієнта відбиття складає два порядки величини і досягається в нульовому ПД при  $h/a \approx 0,075$ . Отже, побудова саме залежностей  $R_p^0(15^\circ)/R_p^0(\theta_{\min}^0)$  дозволяє більш точно визначити значення глибини ґратки з даним (конкретним) періодом і покриттям, яка забезпечує максимальну чутливість сенсорних характеристик ґратки.

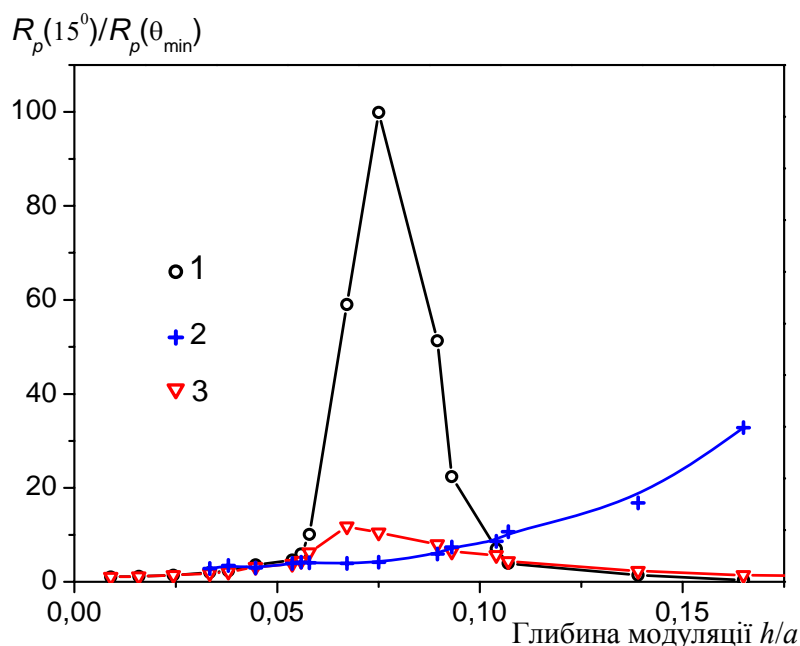


Рис.7. Залежність відношень  $R_p^0(15^\circ)/R_p^0(\theta_{\min}^0)$  (1),  $R_p^{-1}(15^\circ)/R_p^{-1}(\theta_{\min}^{-1})$  (2),  $(R_p^{\dagger}(15^\circ)/R_p^{\dagger}(\theta_{\min}^{\dagger}))$  (3) від глибини модуляції ґратки  $h/a$ .

## ВИСНОВКИ

Проведено експериментальні дослідження закономірностей збудження поверхневих плазмон-поляритонів на Al ґратках із просторовим періодом  $a = 694 \pm 0,5$  нм, який перевищує довжину падаючої хвилі ( $\lambda = 632,8$  нм) в інтервалі глибин модуляції штрихів ґраток  $h/a = 0,009-0,194$ . Для таких ґраток в досліджуваному інтервалі кутів падіння ( $0 - 90^\circ$ ) збуджуються два ППП, які відповідають +1 та -2 порядкам дифракції (ПД) ґратки, перший з яких вибрано в якості робочого.

При визначенні оптимальної глибини рельєфу ґраток, що забезпечує максимальну перекачку енергії падаючої електромагнітної хвилі в поверхневу плазмон-поляритонну моду, було враховано значення не лише дзеркального відбиття, а і відбиття в -1 ПД. Встановлено, що збудження +1ППП з ефективністю  $\geq 80\%$  від максимального значення можливе для ґраток в інтервалі  $h/a$  від 0,05 до 0,105.

Напівширина мінімуму відбиття в -1 ПД є меншою, ніж в дзеркальному відбитті, що може забезпечувати більшу чутливість сенсорних приладів при реєстрації зміщення мінімуму за кутовими вимірами. В дослідженому діапазоні  $h/a$  максимальний динамічний діапазон зміни коефіцієнта відбиття складає два порядки величини і досягається в дзеркальному відбитті при  $h/a \approx 0,075$ .

**I.Z. Indutnyi, V.I. Mynko, M.V. Sopinsky, V.A. Dan'ko, P.M. Lytvyn**

**INVESTIGATION OF THE SURFACE PLASMON-POLARITONS EXCITATION EFFICIENCY ON ALUMINUM GRATINGS, TAKING INTO ACCOUNT DIFFRACTED RADIATION**

Detailed studies of the efficiency of excitation of surface plasmon-polaritons (SPP) on aluminum gratings with a period  $a = 694$  nm, which exceeds the incident wavelength of  $\lambda = 632,8$  nm, have been carried out. The gratings relief depth ( $h$ ) range was 6–135 nm. Research samples were formed on  $\text{As}_{40}\text{S}_{30}\text{Se}_{30}$  chalcogenide photoresist films using interference lithography and vacuum thermal deposition of an opaque aluminum layer about 80 nm thick. An atomic force microscope was used to determine the groove profile shape and the grating relief depth. The study of the SPP excitation features was carried out on a stand mounted on the basis of a G5M goniometer and an FS-5 Fedorov stage by measuring the angular dependences of the intensity of specularly reflected and diffracted  $p$ -polarized radiation of He-Ne laser. When determining the SPP excitation efficiency, the resonance values of both specular reflection and reflection in the  $-1^{\text{st}}$  DO were taken into account.

It was found that the dependence of the integral plasmon absorption on the grating modulation depth ( $h/a$ ) is described by a somewhat asymmetric curve with a wide maximum, the position of which corresponds to an  $h/a$  value of about 0.07 and a half-width of about 0.123. This allows to excite SPP with an efficiency  $\geq 80\%$  of the maximum value on the gratings with the 0,05-0,105  $h/a$  range. The half-width of the plasmon minimum of the reflection in the  $-1^{\text{st}}$  DO is less than in the specular reflection, which can increase sensitivity of sensor devices when registering the shift of the minimum from angular measurements. The dependence of the half-width of the SPP reflection minima on the grating modulation depth is close to quadratic. In the investigated  $h/a$  range (from 0.009 to 0.194), the maximum dynamic range of the reflection coefficient is two orders of magnitude and is achieved in specular reflection for gratings with  $h/a \approx 0.075$ .

**Keywords:** surface plasmon-polaritons, aluminium diffraction gratings, interference lithography, chalcogenide photoresists.

1. Surface-Enhanced Raman Scattering. Physics and Applications, ed. by K. Kneipp, M. Moscovits, and H. Kneipp. *Springer*, Berlin. 2006.
2. Maier S.A. Plasmonics, Fundamentals and Applications. New York: *Springer Science & Business Media*. 2007. 224 p.
3. Homola J. Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chem. Rev.* 2008. **108**, № 2. P. 462–493.
4. Shankaran D. R., Gobi K. V. A., Miura N. Recent advancements in surface plasmon resonance immunosensors for detection of small molecules of biomedical, food and environmental interest. *Sensor. Actuat. B: Chem.* 2007. **121**, №1. P. 158–177.
5. Indutnyi I., Ushenin Yu., Hegemann D., Vandenbossche M., Myn'ko V., Lukaniuk M., Shepeliavyi P., Korchovi A., Khrystosenko R.. Enhancing surface plasmon resonance detection using nanostructured Au chips. *Nanoscale Res. Lett.* 2016. **11**, Article 535 (6 pages).
6. Atwater H. A., Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices, *Nat. Mater.* 2010. **9**. P. 205–213.
7. Oulton R. F., Sorger V. J., Zentgraf T., Ma R.-M., Gladden C., Dai L., Bartal G., Zhang X. Plasmon lasers at deep subwavelength scale. *Nature*. 2009. **461**. P. 629–632.
8. Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science*. 2006. **311**, № 5758. P.189–193.
9. Feng L., Tetz K. A., Slutsky B., Lomakin V., Fainman Y. Fourier plasmonics: diffractive focusing of in-plane surface plasmon polariton waves. *Appl. Phys. Lett.* 2007. **91**, №8. 081101.
10. Anwar R. S., Ning H., Mao L. Recent advancements in surface plasmon polaritons-plasmonics in subwavelength structures in microwave and terahertz regimes. *Digit. Commun. Netw.* 2018. **4**, № 4. P. 244–257.
11. Hutley C., Maystre D. The total absorption of light by a diffraction grating. *Opt. Commun.* 1976. **19**, № 3. P. 431–436.
12. Maystre D. Diffraction gratings: An amazing phenomenon. *C. R. Phys.* 2013. **14**, № 4. P. 381–392.
13. Pockrand I. Resonance anomalies in the light intensity reflected at silver gratings with dielectric coatings. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976. **9**, № 17. P. 2423–2432.
14. Maystre D. Theory of Wood's Anomalies. In: Plasmonics (eds. Enoch S. and Bonod N.), Springer Series in Optical Sciences 167. *Springer-Verlag* Berlin Heidelberg. 2012. Chapter 2. DOI: 10.1007/978-3-642-28079-5-2.125.
15. Zaidi S. H., Yousaf M., Brueck S. R. J. Grating coupling to surface plasma waves. I. First-order coupling. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1991. **8**, № 4. P. 770–779.

16. Індутний І. З., Минько В. І., Сопінський М. В., Данько В. А., Литвин П. М., Корчовий А. А. Залежність ефективності збудження поверхневих плазмон-поляритонів від глибини рельєфу алюмінієвої ґратки. *Оптоелектроника и полупроводниковая техника*. 2020. **55**, С. 117–125.
17. Zaidi S. H., Yousaf M., and Brueck S. R. J. Grating coupling to surface plasma waves. II. Interactions between first- and second-order coupling. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1991. **8**, № 6. P. 1348–1359.
18. Pipino A. C. R. and Schatz G. C. Surface-profile dependence of photon-plasmon-polariton coupling at a corrugated silver surface. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1994. **11**, № 10. P. 2036–2045.
19. Rosengart E.-H. and Pockrand I. Influence of higher harmonics of a grating on the intensity profile of the diffraction orders via surface plasmons. *Opt. Lett.* 1977. **1**, № 6. P. 194–195.
20. Pipino A. C. R., Van Duyne R. P. and Schatz G. C. Surface-enhanced second-harmonic diffraction: Experimental investigation of selective enhancement. *Phys. Rev. B*. 1996. **53**, № 7. P. 4162–4169.
21. Dan'ko V., Indutnyi I., Min'ko V., Shepelyavyi P. Interference photolithography with the use of resists on the basis of chalcogenide glassy semiconductors. *Optoelectron. Instrument. Proc.* 2010. **46**, № 5. P. 483–490.
22. Dan'ko V., Dmitruk M., Indutnyi I., Mamykin S., Myn'ko V., Lukaniuk M., Shepelyavyi P., Lytvyn P. Fabrication of periodic plasmonic structures using interference lithography and chalcogenide photoresist. *Nanoscale Res. Lett.* 2015. **10**. Pap. 497.
23. Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. К.: *Наукова Думка*. 1989. 375 с.
24. Rakić D. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum. *Appl. Opt.* 1995. **34**, № 22. P. 4755–4767.

Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
41, проспект Науки,  
03680 Київ, Україна

Отримано 11.10.2021