

ПОГЛИНАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПРИ РЕЗОНАНСІ ПЛАЗМОНІВ В ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУРАХ І В ТОНКІЙ ПЛІВЦІ МЕТАЛУ ПРИ ПРИЗМОВОМУ ЗБУДЖЕННІ

В. М. Фітьо¹, Г. П. Лаба¹, Я. В. Бобицький^{1,2}

¹Національний університет „Львівська політехніка”

12, вул. Ст. Бандери, Львів, 79013, Україна

E-mail: polyana@polynet.lviv.ua

²Інститут технології Жешувського університету

16, вул. Т. Реймана, Жешув, 35-959, Польща

E-mail: bobitski@polynet.lviv.ua

Використовуючи метод зв'язаних хвиль, проаналізовано поглинання електромагнітних хвиль в системі ґратка - металічна підкладка, причому ґратка може бути як діелектричною, так і металічною. Встановлено, що на певній довжині хвилі можна досягнути резонансу плазмонів, що приводить до повного поглинання електромагнітної енергії в системі. Для порівняння проведено дослідження резонансу плазмонів в тонкій металічній плівці срібла, збудження яких здійснюється призмою. Встановлено, що тут також при певних умовах можна досягнути повного поглинання, причому в області резонансу спостерігається сильна залежність від кута падіння на металічну плівку. Показано, що для двох методів збудження плазмонів в області резонансу спостерігаються практично ідентичні залежності відбивання від показника заломлення середовища, з яким безпосередньо контактують ґратки та тонка плівка металу, причому зміна показника заломлення на 0,001 призводить до зміни коефіцієнта відбивання від нуля до 0,8. Рис. 6. Табл. 1. Бібліогр.: 20 назв.

Ключові слова: резонанс плазмонів, ґратка, призма, метал.

Останнім часом проводяться інтенсивні дослідження періодичних структур, які мають в своєму складі структурні елементи з металу, причому уявна частина діелектричної сталої металу в досліджуваній області довжин хвиль достатньо мала, наприклад, срібла, золота чи міді [1]. Така зацікавленість до періодичних структур з металами викликана унікальними властивостями, на перший погляд дещо несподіваними: аномально високе пропускання бінарної металічної ґратки з вузькими щілинами [2]; високе пропускання двомірної періодичної матриці отворів в металічній плівці [3,4]; значне пропускання періодично деформованої чи однорідної періодичної металічної плівки, яка оточена з двох сторін двомірною діелектричною ґраткою [5] або металічними ґратками [6]; повне поглинання електромагнітних хвиль системою діелектрична ґратка на металі [7]. Аномально високе пропускання в таких ґратках з вузькими щілинами пояснюється збудженням зв'язаних поверхневих плазмон-поляритонів на обох поверхнях металічної ґратки або збудженням падаючою плоскою хвилею хвилеводного резонансу у щілині [8]; хоча також відомі інші пояснення [9,10]. Але є одне спільне у всіх роботах: високе пропускання у вузькому спектральному діапазоні [3, 6, 8, 9] з одночасним ростом інтенсивності електромагнітного поля [3] та збільшення поглинання електромагнітної енергії періодичною структурою [3,6] у цьому ж спектральному діапазоні. Тобто можна сказати, що при певних умовах в періодичних структурах виникає резонанс електромагнітного поля, що супроводжується збільшенням пропускання та поглинання за

рахунок відбивання (коефіцієнт відбивання близький до нуля [6,7]).

Слід очікувати, що за рахунок резонансу електромагнітного поля можна добитися значного поглинання, коли ґратка (металічна [11,12] чи діелектрична [7]) розміщена на підкладці з металу. Високе поглинання в роботі [7] пояснюється виникненням резонансу зв'язаних хвиль внаслідок хвилевідного ефекту в діелектричній ґратці. В даному випадку планарний хвилевід формується поверхнею металу, діелектричною ґраткою та однорідним середовищем з діелектричною сталою, що дорівнює 1. Високе поглинання в ґратках, що описані у роботах [11,12], обґрунтовується резонансом поля в щілинах металічної ґратки як в мікрорезонаторах. Слід зауважити, що товщини ґраток в досліджуваних структурах були більші 0,1 мкм [7, 11, 12]. Але одночасно в роботі [7] для хвиль *TM* поляризації, як окремий випадок, отримано коефіцієнт відбивання близький до нуля при товщині ґратки 0,0283 мкм (див. рядок 12 таблиці). Високе поглинання при такій малій товщині ґратки можна пояснити виникненням плазмон-поляритонного резонансу [13], коли по поверхні металу поширюється сильна поверхнева електромагнітна хвиля.

Відомо, що поверхневу електромагнітну хвилю на границі метал - діелектрик можна збудити за допомогою ґратки або призми [13]. Призмові структури збудження поверхневих хвиль в тонкій плівці металу досить добре вивчені і використовуються для створення біосенсорів [14]. В цих сенсорах досягається резонанс поверхневих плазмон-поляритонів, що забезпечує зна-

чне поглинання енергії електромагнітних хвиль в металічній плівці, і як наслідок, коефіцієнт відбивання близький до нуля. При зміні показника заломлення досліджуваного середовища, яке приля-

гає до металічної плівки, резонанс порушується, коефіцієнт відбивання зростає, що дає можливість судити про зміни в досліджуваному середовищі в реальному масштабі часу.

Параметри ґратки на металі при коефіцієнті відбивання близькому до нуля

№	λ_{\min} , мкм	d_{\min} , мкм	ϵ_{21}	ϵ_{22}	F	A , мкм ²	R_{\min}
1	2	3	4	5	6	7	8
2	1,018434	0,025	ϵ_m	1	0,143	2900000	0,006
3	1,0035	0,05	1	ϵ_m	0,143	6000000	0,00015
4	1,0109	0,0134	1	ϵ_m	0,5	5000000	0,001
5	1,1469	0,05	9	1	0,143	110000	0,0034
6	1,02506	0,055	1	9	0,143	750000	0,00014
7	1,073	0,1291	1	2	0,5	610000	0,0097

В той же час умови виникнення резонансу поверхневих плазмон-поляритонів в ґраткових структурах недостатньо вивчені, невідомо чи можливо при резонансі отримати значне поглинання (коефіцієнт відбивання близький до нуля). Також неясно, наскільки зміна показника заломлення зовнішнього середовища може вплинути на резонанс і отже на коефіцієнт відбивання. Крім цього цікаво порівняти основні характеристики резонансу плазмон-поляритонів при ґратковому та призмово-

му збудженнях в близьких спектральних діапазонах. Таким чином, відповіді на поставлені питання являються метою досліджень, результати яких представлені в даній роботі.

Структури, які досліджувались, представлені на рис. 1: а) - діелектрична або металічна ґратка на металічній підкладці; б) - тонка плівка металу на призмі, відповідно товщина ґратки чи товщина плівки металу на призмі дорівнюють d .

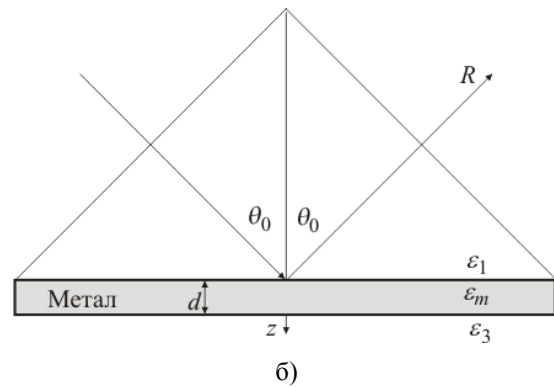
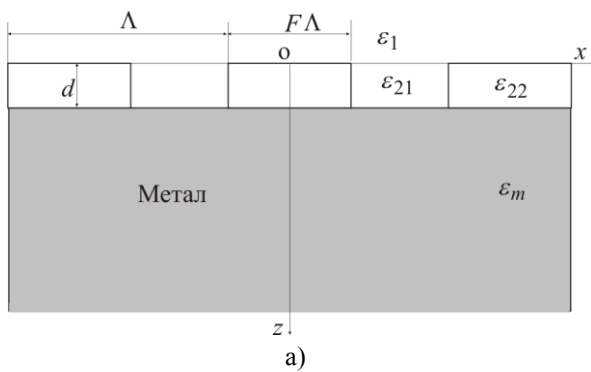


Рис. 1. Ґраткова та призмозна структури збудження поверхневих електромагнітних хвиль.

В наших дослідженнях для опису спектральної залежності діелектричної сталі металу ϵ_m (срібло) використано аналітичний вираз, який подано в роботі [9]. Це співвідношення ґрунтується на експериментальних даних [1] і має такий вид:

$$\epsilon_m = 4 - 54\lambda^2 + i\lambda(0,38 + 0,71\lambda^2), \quad (1)$$

де λ - довжина хвилі; $i = \sqrt{-1}$.

Ця формула досить добре передає спектральну залежність діелектричної сталі металу в діапазоні довжин хвиль від 0,5 до 2 мкм. На рис. 1, а період ґратки Λ складає 1 мкм. Відношення частини ґратки з діелектричною сталлю ϵ_{22} до періоду ґратки визначається коефіцієнтом заповнення F , який в наших дослідженнях приймає декілька значень. При отриманні спектральних залежностей коефіцієнта відбивання діелектричні сталі однорідного середовища ϵ_1 (рис. 1, а)

та ε_3 (рис. 1, б) дорівнюють одиниці, показник заломлення призми приймався рівним 1,5.

Аналіз періодичної структури проводився методом зв'язаних хвиль (МЗХ) у модифікованому варіанті для хвиль *TM* поляризації [15] з використанням чисельного стійкого алгоритму [16]. При комп'ютерних розрахунках використовували 123 дифракційних порядки. Оскільки для періодичної структури дослідження проводились при нормальному падінні електромагнітної хвилі на ґратку і $\varepsilon_2(x) = \varepsilon_2(-x)$, то використана можливість скоротити час чисельного розрахунку (приблизно в п'ять разів) за рахунок просторової симетрії дифракції у відповідності до алгоритму, який описано в роботі [17]. Аналіз умов збудження плазмон-поляритонного резонансу призмою проводився з допомогою рівнянь (2), які подано у роботі [18], а також з умови виникнення хвильового ефекту в планарних хвильоводах [19].

1. Хвильовий ефект в тонкій металічній плівці, що оточена діелектриком. Відомо, що вздовж границі метал-діелектрик можливе поширення електромагнітної поверхневої хвилі *TM* поляризації, причому поле має максимальну напруженість на границі розділу і спадає експоненціально по обидві сторони від неї [13]. Дисперсійне рівняння електромагнітної поверхневої хвилі, тобто зв'язок між хвильовим вектором і довжиною хвилі має вигляд:

$$\beta_0 = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (2)$$

де $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, ε_d – діелектрична стала діелектрика, який прилягає до металу. При довжині хвилі 1 мкм та при $\varepsilon_d = 1$ з врахуванням виразу (1) $\beta_0 = 6,3469 - i0,0014$ (мкм⁻¹). Бачимо, що $\text{Re}(\beta_0) > k_0 = 6,2832$ (мкм⁻¹). Якщо ж тонка плівка металу товщиною d з обох сторін оточена діелектриками відповідно з діелектричними сталими ε_1 та ε_3 , то постійну поширення β в такій структурі можна визначити з умови виникнення хвильового ефекту (вираз 2,76 книги [19]), який ми дещо модифікували, врахувавши, що діелектрична стала металу комплексна величина:

$$D(\beta) = \frac{w}{\varepsilon_1} \left(\frac{u}{\varepsilon_m} \text{ch } u + \frac{v}{\varepsilon_3} \text{sh } u \right) + \frac{u}{\varepsilon_m} \left(\frac{u}{\varepsilon_m} \sin u + \frac{v}{\varepsilon_3} \cos u \right) = 0, \quad (3)$$

де $u = d\sqrt{\beta^2 - \varepsilon_m k_0^2}$; $w = d\sqrt{\beta^2 - \varepsilon_1 k_0^2}$;

$v = d\sqrt{\beta^2 - \varepsilon_3 k_0^2}$. Якщо $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $d = 0,05005$ мкм, $\lambda = 1$ мкм, то будемо мати два розв'язки рівняння (3):

$$\beta_1 = 6,3249576 - i0,0004982;$$

$$\beta_2 = 6,3803971 - i0,00313733.$$

При підстановці цих коренів в рівняння (3) $|D(\beta_{1,2})| < 10^{-8}$. Крім цього справедливе наступне співвідношення:

$$\text{Re}(\beta_2) > \text{Re}(\beta_0) > \text{Re}(\beta_1) > k_0.$$

Якщо ж $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_3$, то ситуація стає цікавішою. При $\varepsilon_1 = 1,5^2$ та $\varepsilon_3 = 1$ $\beta_2 = 9,656219 - i0,0058399$, причому $|D(\beta_2)| < 10^{-8}$; $\beta_1 = 6,3494943 - i$. (нескінченно мала величина, але не математичний нуль). В цьому випадку також $|D(\beta_1)| < 10^{-8}$.

На рис. 2 представлені залежності $D(\text{Re } \beta)$ при $\text{Im } \beta = 10^{-15}$. Стрілками з цифрами 1 та 2 позначені відповідно β_1 та $\text{Re } \beta_2$.

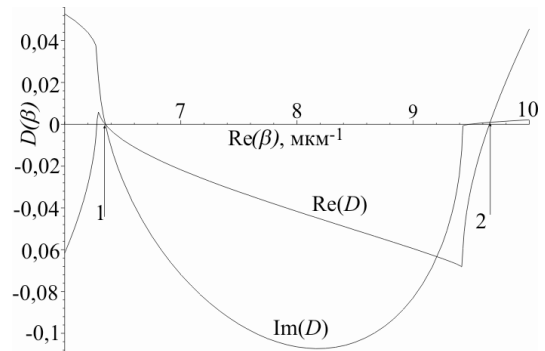


Рис. 2. Залежність $\text{Re } D$ та $\text{Im } D$ від $\text{Re}(\beta)$

При $\beta = \beta_2$ z -компоненти хвильових векторів в першому і третьому діелектричних середовищах комплексні, електромагнітна хвиля поширюється, як по хвильоводу в металічній плівці, і її амплітуда зменшується при віддаленні від неї. Слід зауважити, що в науково-технічній літературі описані оптичні хвильоводи на основі металічної плівки скінченної ширини, оточеної діелектриком [20]. При $\beta = \beta_1$ z -компонента хвильового вектора в першому середовищі ($\varepsilon_1 = 1,5^2$) дійсна, а в третьому середовищі ($\varepsilon_3 = 1,0$) уявна, тобто можна собі уявити, що на тонку плівку металу в першому середовищі падає плоска електромагнітна хвиля, частина відбивається, а частина поширюється в металічній плівці і в ній поглинається, в третьому середовищі амплітуда зменшується.

літуда хвилі експоненціально затухає при віддаленні від плівки. У всіх трьох середовищах x – компонента хвильового вектора однакова і дорівнює β_1 . Отже тут реалізується повне внутрішнє відбивання. Знаючи β_1 , можна розрахувати кут падіння на металічну плівку в першому середовищі:

$$\theta_0 = \arcsin\left(\frac{\beta_1}{k_0 n_1}\right). \quad (4)$$

Відповідний кут θ_0 дорівнює 0,7392072 рад. Отже можна припустити, що при цьому куті падіння, який відповідає постійній поширення β_1 , можливий резонанс плазмонів при призмовому збудженні і коефіцієнт відбивання буде суттєво менший одиниці. На рис. 3 подана залежність коефіцієнта відбивання від кута падіння θ_0 на тонку металічну плівку для трьох товщин.

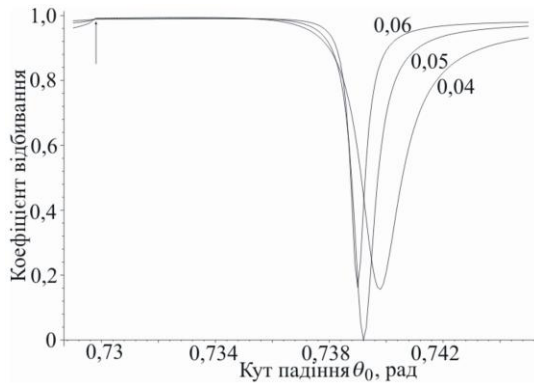


Рис. 3. Залежність коефіцієнта відбивання від кута падіння пучка на металічну плівку

Розрахунок проводився за методом, який коротко описано у вступі. Цифри біля кривих відповідають таким товщинам плівки: 0,04 мкм, 0,05005 мкм і 0,06 мкм. Стрілкою позначено кут повного внутрішнього відбивання, який дорівнює 0,7297 рад. Товщина плівки 0,05005 мкм є дійсно оптимальною, при цій товщині коефіцієнт відбивання менший ніж 10^{-10} . При зміні товщини плівки на 10 нм від оптимальної величини коефіцієнт відбивання зразу зростає до 0,2. Тобто на основі хвилеводного ефекту в структурі діелектрик-тонка плівка металу-діелектрик можна розрахувати кут падіння пучка на плівку, при якій виникає плазмон-поляритонний резонанс. Але оптимальну товщину металічної плівки можна визначити при безпосередньому розрахунку мінімального коефіцієнта відбивання.

2. Числовий аналіз резонансу плазмонів в ґратковій та призмовій структурах. При визначенні параметрів ґраткової структури ми виходили з умови мінімального збудження плоскої поверхні металу, але шукали такі параметри, при

яких коефіцієнт відбивання від ґратки був близький до нуля. Оскільки у всіх розрахунках ми поклали, що період ґратки дорівнює 1 мкм, то згідно виразу (2) можна допустити, що збудження плазмонів буде спостерігатись на довжині хвилі дещо більшій 1 мкм. Методом підстановки можна переконатись, що $\text{Re}(\beta_0) = \frac{2\pi}{\Lambda} = 2\pi$, коли $\lambda = 1,0099$ мкм. Тобто поблизу цієї довжини хвилі потрібно шукати резонансу плазмонів в ґратковій структурі.

В таблиці подано параметри ґратки на металі при коефіцієнті відбиванні близькому до нуля. Параметри з нижнім індексом min відповідають мінімальному коефіцієнту відбивання.

Рядки таблиці 2, 3 і 4 відповідають металічним ґраткам, що розміщені на металічній підкладці, а рядки 5, 6 та 7 – діелектричним. Поблизу λ_{min} спектральна залежність коефіцієнта відбивання описується наступною функцією:

$$R(\lambda) = R_0 - \frac{R_0 - R_{\text{min}}}{1 + A(\lambda - \lambda_{\text{min}})^2}, \quad (5)$$

де R_0 – коефіцієнт відбивання при деякому відхиленні довжини хвилі від λ_{min} і приблизно дорівнює 0,99. На рис. 4, а подані представлені спектральні залежності коефіцієнта відбивання для ґратки, параметри якої відповідають рядку 3 таблиці ($R_0 = 0,994$), а на рис. 4, б – спектральні залежності при призмовому збудженні резонансу плазмонів при інших оптимальних параметрах. Неперервна крива на рис. 4, а являється апроксимаційною кривою у відповідності до формули (5) і має в своєму складі функцію Лоренца, що є ознакою резонансних явищ. На цю криву нанесені точки, які розраховані методом зв'язаних хвиль. Бачимо добре накладання точок на відповідну криву. Аналогічний характер мають спектральні характеристики для інших ґраток, розрахункові точки добре лягають на криві при відповідному виборі параметрів із таблиці. Але слід зауважити істотну різницю між спектральними характеристиками для обох випадків збудження плазмонного резонансу. При ґратковому збудженні резонансу ця характеристика дуже вузька (рядок 4 таблиці), оскільки тут роль відіграє співвідношення періоду ґратки та довжини хвилі. Коефіцієнт відбивання зростає до 0,5 при

зміні довжини хвилі на $\delta\lambda = \frac{1}{\sqrt{A}} \approx 4,5 \cdot 10^{-4}$ мкм

від λ_{min} . Слід зауважити, що найбільший коефіцієнт A має ґраткова структура, яка відповідає рядку 3 таблиці. Ця ґратка подає собою періодично розміщені металічні виступи прямокутного перерізу на поверхні металу. Висота виступу складає

50 нм, а ширина 143 нм. Сучасні технології дозволяють виготовити ґратку з цими параметрами. Такі періодичні структури можна використати як дзеркало резонатора лазерів для отримання ліній-

ної поляризації випромінювання, тому що коефіцієнт відбивання таких структур для хвиль TE у широкому спектральному діапазоні більший 0,99.

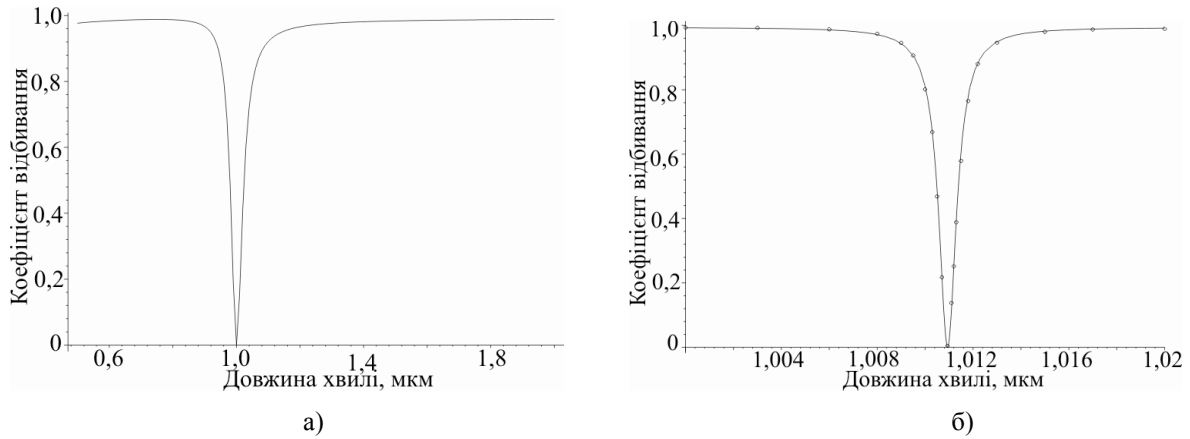


Рис. 4. Спектральні залежності коефіцієнта відбивання

При призмовому збудженні довжина хвилі не є такою критичною. Тут порушення резонансу скоріш за все виникає за рахунок того, що при зміні довжини хвилі міняється оптимальна товщина плівки металу.

Для підтвердження резонансних явищ, що виникають в ґраткових структурах розрахована залежність модуля тангенціальної складової напруженості поля від координати x для двох значень координати z : $z=0$ та $z=d$. Амплітуда падаючої хвилі на ґратку дорівнює одиниці. Розрахунок проводився для ґраткової структури у відповідності до рядка 4 таблиці. Відповідні криві наведено на рис. 5. Вісь oz проведена посередині металічного виступу шириною 0,5 мкм.

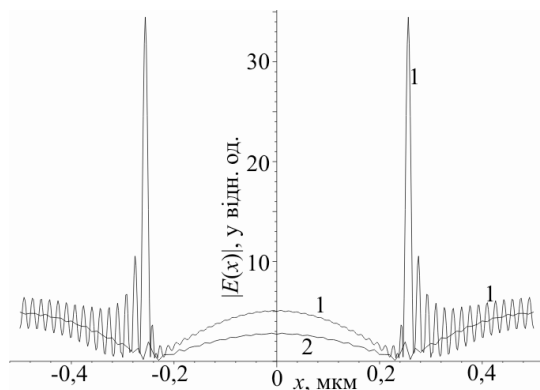


Рис. 5. Розподіл модуля тангенціальної складової напруженості поля від координати x : 1 - $z=0$; 2 - $z=d$

З рис. 5 можна зробити висновок, що на ґратці формується сильна стояча хвиля, причому максимальне значення напруженості поля на по-

верхні металу складає дещо більше 5 відн. од. (крива 1 на виступі та крива 2 на впадині).

Таке інтенсивне поле викликає сильні поверхневі струми, що приводить до значних втрат Джоуля, і як наслідок, коефіцієнт відбивання при резонансі практично рівний нулю. На границі впадина - виступ при $z=0$ спостерігається вузький сильний скачок напруженості. Тому для отримання точних результатів необхідно врахувати в МЗХ значне число дифракційних порядків для металічної ґратки у випадку хвиль TM поляризації. Так згідно [9] при врахуванні 150 або 200 дифракційних порядків результати практично не відрізняються. Якщо ґратка діелектрична, або відсутні резонансні явища (навіть у випадку металічної ґратки), можна обійтись врахуванням меншого числа дифракційних порядків [17].

Для того, щоб можна було зробити висновки про можливість застосування порушення резонансу плазмонів в ґратковій чи призмовій структурі для динамічного вимірювання показника заломлення діелектричного середовища (відповідно n_1 в ґратковій та n_3 в призмовій структурах), проведені відповідні розрахунки коефіцієнта відбивання. Ці залежності представлені на рис. 6. Рис. 6, а відноситься до ґраткової структури, а рис. 6, б - до призмового збудження плазмонів. Неперервні криві на рис. 6 побудовані на основі аналітичної залежності типу (5), а точки отримані чисельним методом шляхом розв'язку відповідних диференціальних рівнянь. Бачимо досить добре накладання розрахункових точок на апроксимаційну криву для ґраткової структури (коефіцієнт $A = 5400000$, $R_0 = 0,994$) та задовільне накла-

дання розрахункових точок на апроксимаційну криву у випадку призової структури (коефіцієнт $A = 5400000$, $R_0 = 0,994$). Але для обох випадків характерна сильна чутливість до зміни показника заломлення діелектричного середовища, що

безпосередньо контактує з ґраткою чи тонкою плівкою металу. Наприклад, зміна показника заломлення від 1 до 1,001 відповідного діелектричного середовища приводить до зміни коефіцієнта відбивання від 0 до 0,84.

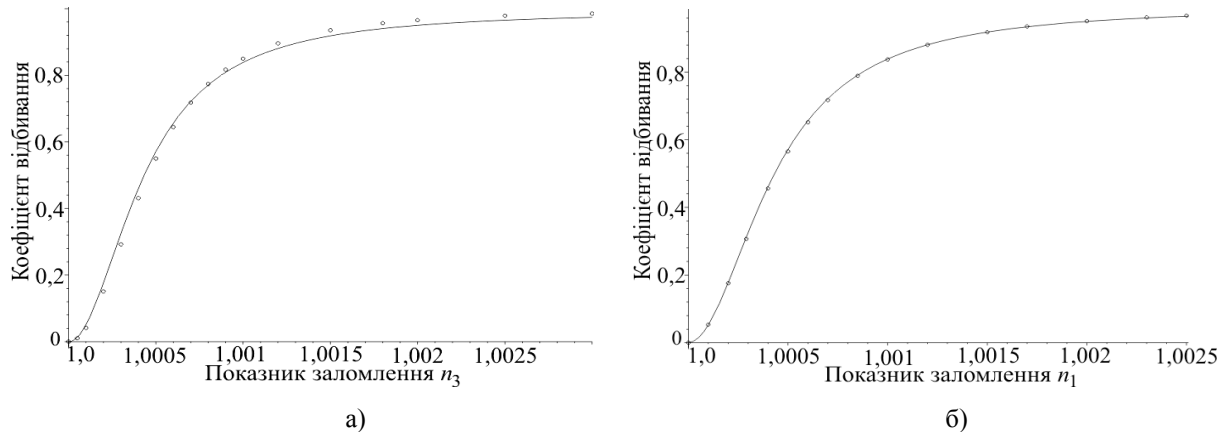


Рис. 6. Залежності коефіцієнта відбивання від показника заломлення діелектричного середовища

Висновки. Знайдено параметри виникнення плазмон-поляритонного резонансу, при якому коефіцієнт відбивання від періодичної структури практично дорівнює нулю. Спектральна залежність коефіцієнта відбивання поблизу λ_{\min} добре описується аналітичним виразом, що має в своєму складі функцію Лоренца, що підтверджує явище резонансу. Такі ґратки можна використати як дзеркало резонатора лазера для отримання лінійної поляризації. Параметри при призовому збудженні можна розрахувати шляхом розв'язку хвильового рівняння, проте оптимальну товщину металічної плівки (коефіцієнт відбивання, що дорівнює нулю) необхідно шукати матричним методом аналізу багатопшарових структур. Розрахунки показали, обидві структури мають високу чутливість (практично однакову) до зміни показника заломлення однорідного середовища, що контактує безпосередньо з ґраткою або з тонкою плівкою металу, що може мати практичне застосування. Наприклад розраховані структури в даній роботі можна використати для вимірювання тиску газу в динамічному режимі. Для вимірювання показників заломлення рідин в динамічному режимі необхідно зробити перерахунок структур під інший показник заломлення, під іншу довжину хвилі випромінювання стабільного по частоті напівпровідникового лазера. Для проектування реальних приладів бажано використати золото, яке є більш хімічно стійкішим ніж срібло, проте має також малу уявну частину діелектричної сталості. Також бажано дослідити, як впливає тонка плівка діелектрика на характеристики плазмон-поляритонного резонан-

су. Плівка хімічно стійкого діелектрика необхідна для захисту поверхні металу від хімічного впливу середовища, що досліджується.

1. Johnson P. B., Christy R. W. Optical constant of the noble metals // *Phys. Rev. B.* - 1972. - 6, N12. - P.4370-4379.
2. Stelle J. M., Moran C. E., Lee A., Aguirre C. M., Halas N. J. Metallodielectric gratings with subwavelength slots: Optical properties // *Phys. Rev. B.* - 2003. - 68. - P.205103-1 - 25103-7.
3. Popov E., Neviere M., Enoch S., Reinisch R. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays // *Phys. Rev. B.* - 2000. - 62, N23. - P.16100-16108.
4. Kats A. V., Nesterov M. L., Nikitin A. Yu. Anomalous optical effects under resonance excitation of surface plasmons in 2D periodically modulated metal films // 8th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. (Kharkiv, 28 Aug. - 1 Sept. 2006): *Proc. LFN2006.* - Kharkiv, 2006. - P.283-286.
5. Bonod N., Enoch S., Li L., Popov E., Neviere M. Resonant optical transmission through thin metallic films with and without holes // *J. Opt.A: Pure Appl. Opt.* - 2003. - 11, N5. - P.482-490.
6. Gerard D., Salomon L., de Formel F., Zayats A. V. Analysis of the Bloch mode spectra of surface polaritonic crystals in the weak and strong coupling regimes: grating-enhanced transmission at oblique incidence and suppression of SPP radiative losses // *Optics Express.* - 2004. - 12, N16. - P.3652-3663.
7. Fitto V. M., Bobitski Y. V. Resonance effects in a dielectric grating; total absorption of electromagnetic waves by dielectric grating on metal system // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* - 2004. - 6. - P.943-951.
8. Porto J. A., Garcia-Vidal F. J., Pendry J. B. Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits // *Phys. Rev. Letters.* - 1999. - 83, N14. - P.2845-2848.
9. Treacy M. M. J., Dynamical diffraction explanation of the anomalous transmission of light through metallic gratings // *Phys. Rev. B.* - 2002. - 66. - P.195105-1 - 195105-11.
10. Cao Q., Lalane Ph. Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic grating with narrow slits // *Phys. Rev. Letters.* - 2002. - 88, N5. - P.057403-1 - 057403-4.

11. Skigin D., Fantino A., Grosz S. Phase resonance in compound metallic gratings // *J. Opt.A: Pure Appl. Opt.* - 2003. - 5. - P.S129-S135.
12. Lopes-Rios T., Mendoza D., Garsia-Vidal F. J., Sanchez-Dehesa J., Panetier B. Surface shape resonances in lamellar grating // *Phys. Rev. Letters.* - 1998. - 81, N3. - P.665-668.
13. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса - М.: Наука, 1985. - 526 с.
14. Snopok B. A., Kostyukovich K. V., Lysenko S. I. *et al.* Optical biosensors based on the plasmon resonance phenomenon: optimization of the metal layer parameters // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* - 2001. - 4, N1. - P.56-69.
15. Lifeng Li. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures // *J.Opt.Soc.Am. A.* - 1995. - 12, N5. - P.1870-1876.
16. Moharam M. G., Grann E. B., Pommet D. A., Gaylord T. K. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary grating // *J. Opt. Soc. Am. A.* - 1995. - 12, N5. - P.1068-1076.
17. Фітьо В. М., Бобицький Я. В. Аналіз планарних ґраток з симетрийними властивостями (МЗХ) // Вісник Національного університету „Львівська політехніка”, Електроніка. - 2004. - №513. - С.203-213.
18. Фітьо В. М., Бобицький Я. В., Лаба Г. П. Аналіз зонної структури 1D і 2D фотонних кристалів методом зв'язаних хвиль // *Радиофизика и электроника.* - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, №1. - С.123-131.
19. Уитер Х - Г. Планарные и волоконные оптические волноводы / Пер. с англ. под ред. В. В. Шевченко - М.: Мир, 1980. - 653 с.
20. Verini P. Plasmon-polariton modes guided by a metal film of finite width bounded by different dielectrics // *Optics Express.* - 2004. - 7, N10. - P.329-335.

ABSORPTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES INTO PERIODIC STRUCTURE AND THIN FILM OF METAL WHEN A RESONANCE OF PLASMONS APPEARS AS A RESULT OF PRISM EXCITATION.

V. M. Fitio, H. P. Laba, Ya. V. Bobitski

Using the coupled wave method an absorption of electromagnetic waves in a grating-metallic substrate system has been analyzed, at

that a grating can be both dielectric and metallic. It is proved that at certain wavelength resonance of plasmons can be achieved. That results in completed absorption of electromagnetic wave by system. For comparison the research of plasmons resonance excited by a prism into thin silver film has been carried out. It is ascertained that here on certain conditions completed absorption can be attained, too, at that within resonance range a strong dependence on incidence angle at metallic film has been observed. It is shown that for both methods of plasmons excitement within resonance range the identical dependences of reflectance on refractive index of medium, which contacts directly with gratings and thin metallic film, has been observed, at that the refractive index change by 0,001 leads to the reflection coefficient change from zero to 0,8.

Key words: plasmons resonance, grating, prism, metal.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ РЕЗОНАНСЕ ПЛАЗМОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ И В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ МЕТАЛЛА ПРИ ПРИЗМЕННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В. М. Фитьо, А. П. Лаба, Я. В. Бобицкий

Используя метод связанных волн, проанализировано поглощение электромагнитных волн в системе решетка - металлическая подложка, при этом решетка может быть как диэлектрической, так и металлической. Установлено, что на определенной длине волны можно получить резонанс плазмонов, что обеспечивает полное поглощение электромагнитной энергии в системе. Для сравнения приведены результаты исследований резонанса плазмонов в тонкой пленке серебра, возбуждение которых осуществляется с помощью призмы. Выявлено, что здесь также при определенных условиях возможно достигнуть полного поглощения, причем в области резонанса наблюдается сильная зависимость от угла падения волны на пленку. Показано, что для обоих методов возбуждения плазмонов в области резонанса наблюдаются практически одинаковые зависимости коэффициента отражения от показателя преломления среды, с которой непосредственно контактируют решетка или тонкая пленка металла, при этом изменение показателя преломления на 0,001 вызывает увеличение коэффициента отражения от нуля до 0,8.

Ключевые слова: резонанс плазмонов, решетка, призма, металл.

Рукопись поступила 10 ноября 2006 г.