

ОСОБЛИВОСТІ ПРОПУСКАННЯ СТРУКТУРИ: ШАР ДІЕЛЕКТРИКА–ТОНКА МЕТАЛІЧНА ПЛІВКА–ШАР ДІЕЛЕКТРИКА ПРИ НАЯВНОСТІ АБО ВІДСУТНОСТІ ПЕРІОДИЧНОСТІ В ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ШАРАХ

В. М. Фітьо

*Національний університет “Львівська політехніка”,
вул. С. Бандери, 12, Львів, UA–79013, Україна*

(Отримано 20 червня 2007 р.; в остаточному вигляді — 22 січня 2008 р.)

Методом зв'язаних хвиль проаналізовано пропускання структури діелектрична ґратка–тонка металічна плівка–діелектрична ґратка. Коефіцієнт відбивання на довжині хвилі максимального пропускання практично дорівнює нулеві. Цей ефект пояснюється резонансом зв'язаних хвиль, при якому формуються вузли стоячої хвилі в межах тонкої металічної плівки, що мінімізує поглинання. Знайдено правило наближеного пошуку параметрів ґратки максимального пропускання. Тришарова структура: діелектрик із високим показником заломлення–тонка плівка металу–діелектрик із високим пропусканням мають якісно подібні спектральні характеристики. Отримано аналітичні вирази для розрахунку таких структур із високим пропусканням.

Ключові слова: ґратка–тонка плівка металу–ґратка, дифракція, пропускання, резонанс зв'язаних хвиль.

PACS number(s): 42.79.Dj, 42.25.Fx, 42.25.Bs

I. ВСТУП

Останнім часом інтенсивно досліджують періодичні структури, які мають у своєму складі метали з коефіцієнтом відбивання, близьким до одиниці, наприклад, срібло чи золото. Така зацікавленість викликана властивостями, на перший погляд дещо несподіваними, які мають такі структури: аномально високе пропускання бінарної металічної ґратки з вузькими щілинами [1], високе пропускання двовимірної періодичної матриці отворів у металічній плівці [2,3], значне пропускання періодично деформованої металічної плівки чи однорідної металічної плівки, яка оточена з обох боків двовимірною діелектричною ґраткою [4] або металічними ґратками [5], повне поглинання електромагнітних хвиль системою діелектрична ґратка на металі [6].

Пропускання в таких ґратках із вузькими щілинами набагато більше, ніж можна передбачити на основі апертурної теорії [7, 8]. Такі структури можуть використовуватися як оптичні фільтри в субмікронній фотолітографії, в мікроскопії ближнього поля [7] чи як біосенсиори [9]. Причина виникнення, чи інакше кажучи, фізичний механізм, аномально високого пропускання таких ґраток широко дискутується в науковій літературі, причому відсутнє остаточне розв'язання цієї проблеми [3–5, 10, 11]. У роботі [7] аномально високе пропускання бінарних металічних ґраток пояснено “збудженням поверхневих плазмон-поляритонів на обох поверхнях металічної ґратки або при утворенні зв'язку падаючої плоскої хвилі з хвилеводним резонансом, який локалізований у щілині ґратки”. Водночас у статті [11] стверджується, що поверхневі плазмони відіграють негативну роль у високому пропус-

канні металічних ґраток. Це справді так, оскільки при збудженні поверхневих плазмонів викликається значне поглинання в металічній ґратці [5], що зменшує коефіцієнт пропускання. Дещо особливий підхід викладений у [10], який полягає в тому, “що аномально високе пропускання, що спостерігають для тонкопліткових металічних ґраток, можна пояснити в межах динамічної дифракційної теорії”, причому “поверхневі плазмони є невіддільною компонентою дифрагovanого хвильового поля, і як такі не можуть бути незалежною причиною аномалій”. Але єдине спільне, на що можна звернути увагу в усіх цих ефектах з металічними ґратками чи плівками, — це значна амплітуда електромагнітних полів у діелектричній ґратці [6] чи в щілині ґратки [3] порівняно з амплітудою поля падаючої хвилі. Крім цього, спектральна область, де спостерігається аномалія, є досить вузькою [4, 7, 8, 11, 12], а також помітне збільшення поглинання періодичною структурою в цьому ж спектральному діапазоні [3, 6, 12] при одночасному зменшенні відбивання.

Усе це дає підставу стверджувати, що в багатьох випадках виникає резонанс електромагнітного поля в щілинах одновимірної чи в отворах двовимірної металічної ґратки, як у мікрорезонаторах [3], хвилеводний ефект у діелектричній ґратці, яка розміщена на металічній поверхні, з одночасним резонансом зв'язаних хвиль [6] чи резонанс електромагнітного поля, як у мікрорезонаторах, у матриці діелектричних стовпчиків із високим показником заломлення, що оточують однорідну металічну плівку симетрично з обох боків [4].

Відомо, що за наявності плоскої границі діелектрик–метал можливе поширення вздовж гра-

ниці локалізованої електромагнітної хвилі ТМ-поляризації, так званої поверхневої хвилі, для якої вектор магнітного поля лежить у площині границі, причому стала поширення за модулем у такій структурі дещо більша за сталу поширення в прилеглому діелектричному середовищі [13]. Використовуючи цей ефект, можна сконструювати такі металічні ґратки малої товщини, що в щілинах хвилеводний ефект неможливий, але може виникнути резонанс поля, що приведе до підвищеного поглинання в ґратці і високого пропускання [1], а коефіцієнт відбивання буде меншим, ніж можна очікувати. Якщо ж поглинанням металічної плівки нехтувати (знехтувати уявною частиною діелектричної сталої металу), то при резонансі коефіцієнт пропускання такої структури дорівнює одиниці [10].

Отже, несподівані ефекти періодичних структур із металом можна пояснити декількома видами резонансу електромагнітного поля. Для підтвердження цього висновку досліджували одновимірну періодичну структуру діелектрична ґратка–тонка плівка металу–діелектрична ґратка. Результати досліджень такої структури, яка зображена на рис. 1, подано у другому розділі роботи. Там же показано, що параметри структури, при яких виникає аномальне високе пропускання, визначаються з умови одночасного виникнення хвилеводного ефекту [14] і резонансу зв'язаних хвиль у діелектричній ґратці. Причому знайдено параметри високого пропускання періодичної структури для обох поляризацій.

У третьому розділі наведено результати досліджень структури діелектрична плівка з високим показником заломлення–тонка плівка металу–діелектрична плівка з високим показником заломлення, яка зображена на рис. 2. Показано, що при певних параметрах спектральна характеристика такої структури якісно подібна до спектральної характеристики періодичної структури, що зображена на рис. 1. У цьому ж розділі отримано аналітичні вирази, що дають змогу розрахувати параметри структури з рис. 2 при аномально високому пропусканні.

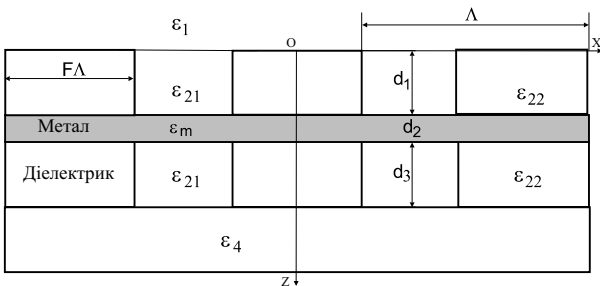


Рис. 1. Зображення структури діелектрична ґратка–тонка плівка металу–діелектрична ґратка–діелектрична підкладка.

Дифракцію на структурі, яка зображена на рис. 1, проаналізовано методом зв'язаних хвиль (МЗХ) [6, 15–18] при нормальному падінні плоскої хвилі. При розрахунках використано стабільний числовий алгоритм, що наведений у працях [18, 19]. Розрахунки

проводили для довжини хвилі 1.5 мкм. На цій довжині хвилі срібло має діелектричну проникливість $\epsilon_m = -121 + i6.6$. Коефіцієнт заловнення ґратки F дорівнює 0.5. Товщина металічної плівки d_2 становила 0.0385 мкм.

Розрахунок структури, зображеної на рис. 2, проводили матричним методом [20].

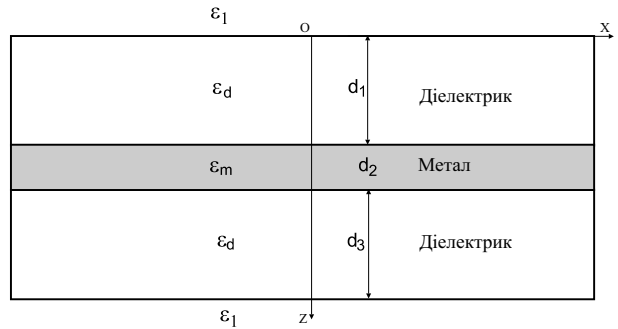


Рис. 2. Зображення структури діелектрична плівка з високим показником заломлення–тонка плівка металу–діелектрична плівка з високим показником заломлення

II. ПРОПУСКАННЯ СИМЕТРИЧНОЇ ТА АСИМЕТРИЧНОЇ ПЕРІОДИЧНОЇ СТРУКТУР

Якщо в ефекті аномально високого пропускання наявний резонанс зв'язаних хвиль, то приблизно період ґратки Λ та товщину d_1 можна оцінити з умови виникнення хвилеводного ефекту для планарних хвилеводів [14]. У нашій структурі хвилевід утворений діелектричною плівкою із середнім показником заломлення $\bar{n}_2 = \sqrt{\epsilon_{21}(1 - F) + \epsilon_{22}F}$, однорідним середовищем із діелектричною сталою $\epsilon_1 = 1$ та металічною плівкою з діелектричною сталою ϵ_m . Отже, товщину ґратки d_1 можна отримати на основі такого виразу:

$$d_1 = \frac{\phi_1 + \phi_m + 2m\pi}{2k_2 \sin \theta}, \quad (1)$$

де ϕ_1 — зміна фази при відбиванні хвилі від границі між другим середовищем з коефіцієнтом заломлення \bar{n}_2 та першим середовищем з коефіцієнтом заломлення $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$; ϕ_m — зміна фази при відбивання хвилі від границі між другим середовищем та металом із показником заломлення $n_m = \sqrt{\epsilon_m}$; $k_2 = 2\pi\bar{n}_2/\lambda$; $\theta = \arctan \frac{k_{2,x}}{k_{2,z}}$; $k_{2,x} = 2\pi/\Lambda$; $k_{2,z} = \sqrt{k_2^2 - k_{2,x}^2}$; $m = 0, 1, 2, \dots$

Рис. 3 показує залежності товщини ґратки d_1 (крива 1) та зміну фази хвилі (крива 2) при відбиванні від періоду ґратки Λ за умови виникнення хвилеводного ефекту. Зауважено, що при резонансі зв'язаних хвиль виникає скачок фази хвилі під час відбивання, причому для ТЕ-поляризації такий скачок може бути у ϕ_1 (рис. 3а), а для хвиль ТМ-поляризації — у ϕ_1 і ϕ_m (рис. 3б, в). Як випливає з рис. 3, резонанс зв'язаних хвиль можливий, як у випадку ТЕ-поляризації та

ТМ-поляризації, причому для різних Λ . Очевидно, що такий метод пошуку параметрів ґратки максимального пропускання наближений, але він дає досить точні результати, коли маємо невелику модуляцію діелектричної сталості ґратки. Горизонтальні лінії на рис. 3 відповідають точному значенню товщини ґратки при максимальному пропусканні періодичної структури, що зображена на рис. 1.

Тобто алгоритм пошуку параметрів структури високого пропускання можна звести до наступного: на основі хвилеводного ефекту при заданому середньому значенню діелектричної сталості ґратки та діелектричної сталості металу знаходимо наближено товщину та період ґратки; МЗХ, уточнюючи послідовно товщину та період ґратки, і підбираючи модуляцію діелектричної сталості ґратки, досягаємо максимального пропускання; знову уточнюючи параметри ґраток, досягаємо максимального пропускання симетричної

структури; на останньому етапі шукаємо параметри ґраток несиметричної структури. Як вихідні дані для аналізу, так і власне результати розрахунку показані в таблиці. Несиметрична періодична структура, для якої показник заломлення підкладки $n_4 = 1.45$, стосується рядків 7 і 9 таблиці. Як випливає з даних таблиці, згідно з 8 колонкою, максимальний коефіцієнт пропускання T для хвиль ТМ- і ТЕ-поляризацій більший, ніж 0.83 і 0.86. У колонці 9 таблиці наведено коефіцієнт відбивання періодичної структури при різних її параметрах. Бачимо, що коефіцієнт відбивання R менший, ніж 0.001 для всіх рядків таблиці. Тобто при максимальному пропусканні спостерігаємо в плівці металу значне поглинання, що дає нам змогу припустити виникнення резонансу електромагнітного поля. Слід також зауважити, що відношення коефіцієнтів пропускання плівки, оточеної ґратками, і пропускання тієї ж плівки у вакуумі, більше, ніж 200.

| № | Поляризація | $d_1, [\text{мкм}]$ | $d_3, [\text{мкм}]$ | $\Lambda, [\text{мкм}]$ | ε_{21} | ε_{22} | T | R |
|---|-------------|---------------------|---------------------|-------------------------|--------------------|--------------------|-------|--------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
| 2 | TE | 0.6185 | 0.6185 | 1.403 | 1 | 10.153 | 0.833 | 0.0009 |
| 3 | TE | 0.5479 | 0.5479 | 1.067 | 2.713 | 3.287 | 0.86 | 0.0001 |
| 4 | TM | 0.615 | 0.615 | 1.353 | 1 | 10.6 | 0.829 | 0.0002 |
| 5 | TM | 0.667 | 0.667 | 1.381 | 2.646 | 3.354 | 0.855 | 0.0004 |
| 6 | TE | 0.2749 | 0.2749 | 0.67124 | 7.465 | 10.535 | 0.867 | 0.0001 |
| 7 | TE | 0.274 | 0.2663 | 0.67124 | 7.465 | 10.535 | 0.865 | 0.0001 |
| 8 | TM | 0.253 | 0.253 | 0.522 | 4.2 | 13.8 | 0.832 | 0.0007 |
| 9 | TM | 0.244 | 0.240 | 0.522 | 4.2 | 13.8 | 0.832 | 0.0002 |

Таблиця. Параметри структури максимального пропускання.

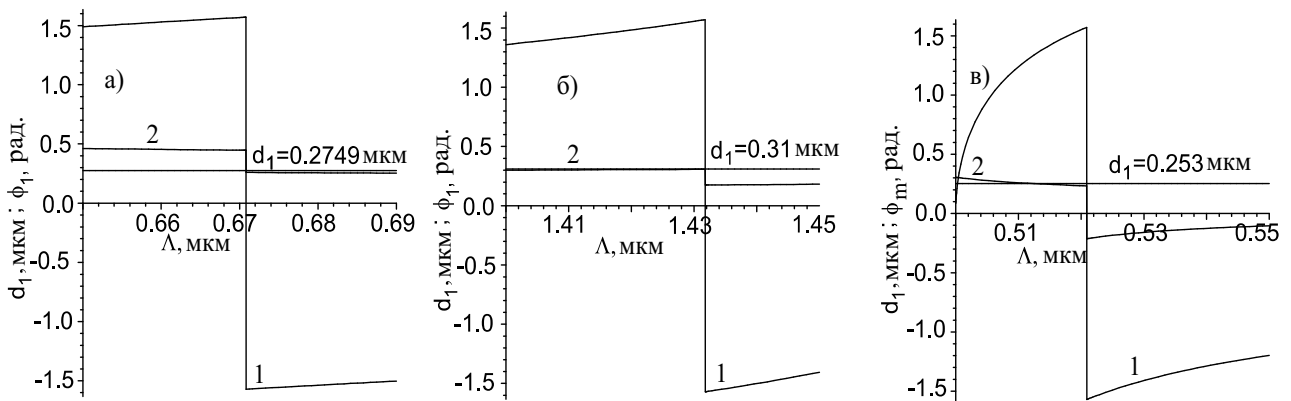


Рис. 3. Залежність зміни фази хвилі під час відбивання (криві 1) та товщини ґратки (криві 2) від періоду ґратки при виникненні хвилеводного ефекту на довжині хвилі 1.5 мкм, а) — ТЕ-поляризація, б), в) — ТМ-поляризація.

На рис. 4 наведено залежності пропускання симетричної (суцільні лінії) і несиметричної (кола) структур від відносної зміни довжини хвилі для хвиль ТЕ-поляризації (рис. 2(а)) і ТМ-поляризації (рис. 2(б)). Дані взяті з 6–9 рядків таблиці.

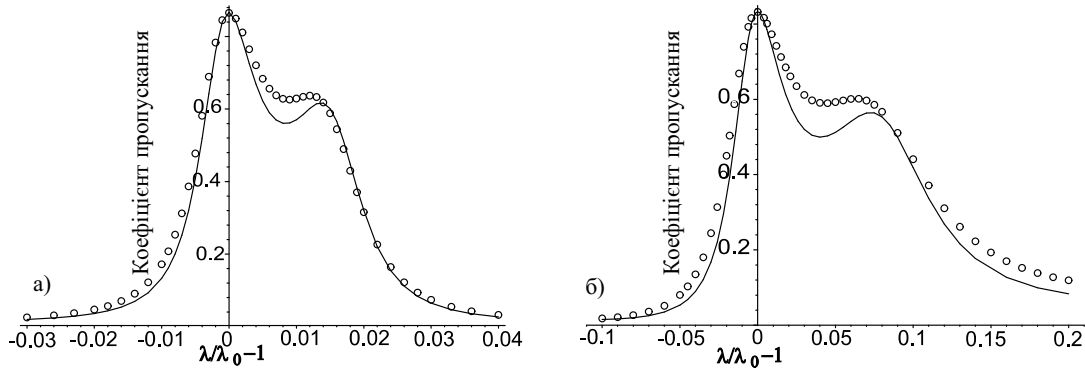


Рис. 4. Залежність коефіцієнта пропускання структури від відносної зміни довжини хвилі, $\lambda_0 = 1.5$ мкм; а) – ТЕ-поляризація, б) – ТМ-поляризація.

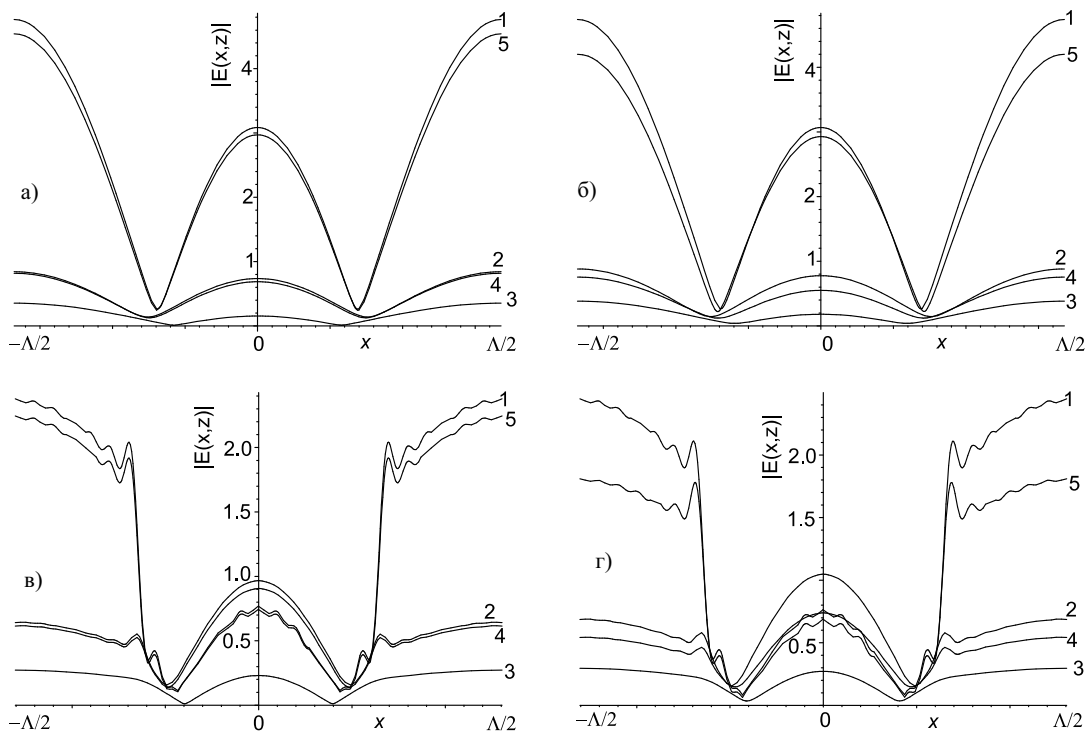


Рис. 5. Залежність модуля тангенціального складника електричного поля від x : а), б) – ТЕ-поляризація; в), г) – ТМ-поляризація; а), в) – симетрична структура; б), г) – несиметрична структура

Аналогічні криві рис. 4 побудовано для інших даних таблиці. Усі залежності мають якісно однаковий характер. Причому залежність пропускання структури для хвиль ТЕ-поляризації є чутливішою до зміни довжини хвилі, ніж для хвиль ТМ-поляризації.

Пояснення високого пропускання дає аналіз розподілу поля у структурі. На рис. 5 зображені залежності модуля тангенціального складника електричного поля від координати x при п'яти значеннях z : 1 – $z = 0$, 2 – $z = d_1$, 3 – $z = d_1 + d_2/2$, 4 – $z = d_1 + d_2$, 5 – $z = d_1 + d_2 + d_3$.

Як видно з рис. 5, напруженості поля на границі між ґратками та однорідними середовищами є приблизно однаковими (особливо для симетричних структур) і значно більшими, ніж амплітуда пада-

ючої хвилі, яка дорівнює одиниці. Поля на металічній плівці є суттєво меншими й незначними посередині плівки. Для несиметричної структури картина якісно та сама, але криві 1, 5 та 2, 4 дещо розходяться. При падінні хвилі на періодичну структуру відбувається дифракція, і в структурі, як по хвилеводу, поширюється хвиля. Ця хвилеводна мода знову ж таки взаємодіє з періодичною структурою, дифрагує в нульовий порядок і поширюється в однорідному середовищі. Можна собі уявити, що в структурі виникає резонанс зв'язаних хвиль і утворюється сильна стояча хвиля, причому вузли хвилі утворюються на металічній плівці, що приводить до відносно малого поглинання у структурі. У цілому можна стверджувати, що ґратки в структурі є узгоджувальними ланками між

імпедансом плівки металу та імпедансом однорідних середовищ.

З іншого боку можна зауважити, що електромагнітна хвиля проходить не прямо через структуру, а внаслідок дифракції “мандрює” у хвилеводі, тобто тривалість проходження фотонів через періодичну структуру зростає, отже, можна припустити, що ефективний показник заломлення також зростає. Це є підставою для висловлення думки, що високе пропускання матиме структура такого типу: шар діелектрика з високим показником заломлення — тонка плівка металу — шар діелектрика з високим показником заломлення. Інтуїція нам підказує, що тут також може виникати резонанс електромагнітного поля. Точний аналіз таких структур проведено в наступному розділі матричним методом [20].

III. ПРОПУСКАННЯ СТРУКТУРИ: ШАР ДІЕЛЕКТРИКА–ТОНКА ПЛІВКА МЕТАЛУ–ШАР ДІЕЛЕКТРИКА

Для розрахунку оптимальної товщини d_1 і d_3 нашої структури дещо модифікуємо формулу (1), вважаючи, що при нормальному падінні в шарі діелектрика з діелектричною сталою ϵ_d , який оточений тонкою металічною плівкою і однорідним середовищем із ϵ_1 , може виникнути резонанс поля:

$$d_1 = \lambda \frac{\phi_m + 2m\pi}{4\pi n_d}, \quad (2)$$

де ϕ_m — зміна фази при відбиванні хвилі від металічної плівки, яка оточена діелектриком із діелектричною сталою ϵ_d ; $n_d = \sqrt{\epsilon_d}$ — показник заломлення діелектричних шарів.

Якщо взяти $m = 5$, то для 1.5 мкм, $\epsilon_m = -121 + i6.6$, $d_2 = 0.0385$ мкм та показників заломлення діелектричного шару 4, 6.6265 і 9, відповідні товщини діелектричних шарів згідно з виразом (2) дорівнювати-

муть 1.0097 мкм, 0.6027 мкм і 0.4401 мкм. Оскільки за рахунок уявної частини діелектричної сталої металу відбувається поглинання електромагнітної енергії, то були розраховані також товщини діелектричних шарів при тих же параметрах, але при $\epsilon_m = -121$, тобто знехтувано уявною частиною діелектричної сталої металу. Ці товщини діелектричних шарів відповідно дорівнюють: 1.0096 мкм, 0.6026 мкм і 0.4400 мкм. Як бачимо, відповідні товщини для обох випадків відрізняються незначно. На рис. 6 наведені спектральні характеристики коефіцієнта відбивання R та коефіцієнта пропускання T при вище розрахованих та заданих параметрах, причому рис. 6а відповідає металічній плівці з утратами, а 6б — без утрат. На цьому рисунку криві, які позначені, наприклад 1_t , відповідають коефіцієнту пропускання, відповідно криві з позначкою 1_r відображають спектральну залежність коефіцієнта відбивання.

Величина показника заломлення діелектричного шару $n_d = 6.6265$ певною мірою є критичною, оскільки спектральні характеристики мають односторонній характер і на довжині хвилі $\lambda = 1.5$ мкм коефіцієнт відбивання дорівнює нулеві; для структури без утрат коефіцієнт пропускання дорівнює 1. Якщо показник заломлення діелектричного шару менший критичної величини, то максимальний коефіцієнт пропускання менший за 1, а мінімальний коефіцієнт відбивання більший від нуля, що демонструють криві 1_t та на 1_r рис. 6.

Критичне значення показника заломлення можна визначити з умови, що відбивання дорівнює нулеві. Найпростіше це можна зробити, нехтуючи уявною частиною діелектричної сталої металу. Це цілком допустимо, оскільки для срібла уявна частина набагато менша модуля дійсної частини діелектричної сталої. Крім цього, таке нехтування спрощує математичні розрахунки. З використанням матричного методу [20] отримано вираз (3), який зводиться до квадратного рівняння, де невідомим є $\tan\left(\frac{2\pi d_1 n_d}{\lambda}\right)$:

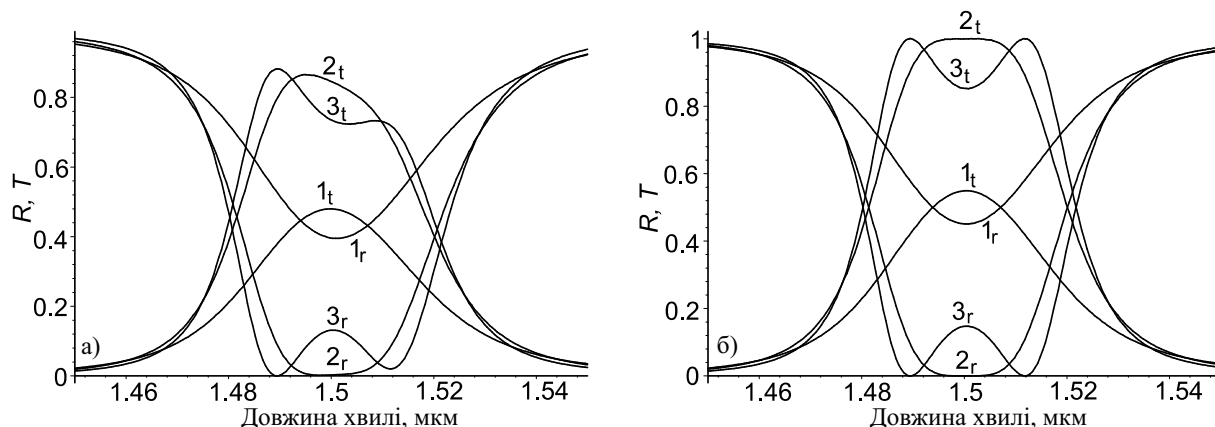


Рис. 6. Спектральні залежності коефіцієнтів пропускання та відбивання симетричної структури шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика; цифри 1, 2 і 3 відповідають показникам заломлення діелектричних шарів 4, 6.6265 і 9.

$$\begin{aligned} & \tan^2\left(\frac{2\pi d_1 n_d}{\lambda}\right) \tanh\left(\frac{2\pi d_2 |n_m|}{\lambda}\right) \left(\frac{n_d^2}{|n_m|} + \frac{|n_m|}{n_d^2}\right) \\ & - 2 \tan\left(\frac{2\pi d_1 n_d}{\lambda}\right) \left(n_d - \frac{1}{n_d}\right) + \tanh\left(\frac{2\pi d_2 |n_m|}{\lambda}\right) \left(|n_m| + \frac{1}{|n_m|}\right) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

де $|n_m| = \sqrt{-\text{Re}(\varepsilon_m)}$.

Очевидно, що спектральна крива пропускання буде односторонньою з максимумом, рівним 1, якщо квадратне рівняння (3) матиме лише один корінь. А це буде за такої умови (4):

$$\begin{aligned} & \left(n_d - \frac{1}{n_d}\right)^2 - \tanh^2\left(\frac{2\pi d_2 |n_m|}{\lambda}\right) \left(\frac{n_d^2}{|n_m|} + \frac{|n_m|}{n_d^2}\right) \\ & \times \left(|n_m| + \frac{1}{|n_m|}\right) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Якщо ж рівняння (3) матиме два корені, то криві спектрального пропускання будуть двогорбими, наприклад при $n_d = 9$.

На основі рівняння (4) побудована залежність критичного показника заломлення діелектричного шару n_d від $\sqrt{-\text{Re}(\varepsilon_m)}$ для декількох товщин металічного шару для $\lambda = 1.5$ мкм. Вони наведені на рис. 7. Цифри біля кривих визначають товщину металічної плівки в мкм. В інфрачервоній ділянці спектра існують матеріали, які мають показники заломлення, що лежать в інтервалі 4–9, наприклад Ge чи Bi_2O_3 . Тобто рис. 7 підтверджує можливість практичного виготовлення вузькосмугових оптичних фільтрів. Розрахунки показали, що при товщинах діелектричних шарів у межах від частки мікрона до декількох мікрон наявність поглинання, наприклад в Ge, незначно зменшує коефіцієнт пропускання у відповідній смузі, але при товщинах шарів у десятки та сотні мікрон коефіцієнт пропускання зменшується.

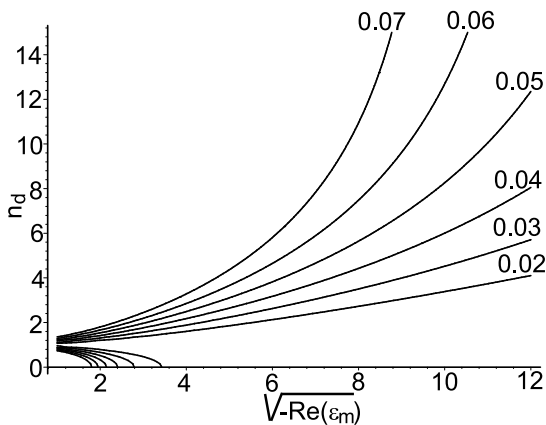


Рис. 7. Критичні значення n_d залежно від $\sqrt{-\text{Re}(\varepsilon_m)}$ для декількох товщин металічної плівки.

Оскільки функція $\tan x$ періодична, то спектральна залежність може мати в певному інтервалі довжин хвиль декілька смуг пропускання, причому кількість

смуг та їх ширина визначається m у виразі (2), тобто товщиною діелектричного шару. На рис. 8 зображені спектральні залежності пропускання в інтервалі від 1 мкм до 2 мкм, неперервна крива розрахована при нехтуванні уявною частиною діелектричної сталі, кола — з урахуванням уявної частини діелектричної сталі срібла в цьому інтервалі визначалася згідно з аналітичним виразом, який наведено в праці [10]. Товщини діелектричних шарів розраховані при $m = 3$, $d_2 = 0.05$ мкм, $n_d = 12$, $\lambda = 1.5$ мкм, які відповідно дрівнюють 0.20215 мкм і 0.20214 мкм. В інтервалі від 1 мкм до 2 мкм спектр пропускання має дві смуги; якщо ж $m = 4$, то спектр пропускання в цьому ж інтервалі містить три смуги, причому смуги вужчі, ніж у першому випадку.

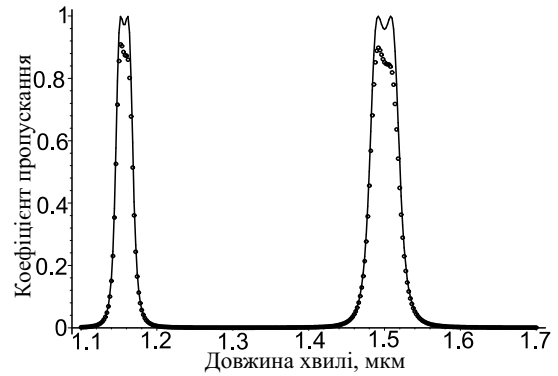


Рис. 8. Спектральні залежності коефіцієнта пропускання симетричної структури шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика в інтервалі довжин хвиль 1–2 мкм.

На рис. 9 зображено розподіл модулів напруженості електричного й магнітного полів по товщині структури, яка наведена на рис. 2: рис. 9а — розподіл поля при врахуванні уявної частини діелектричної сталі металу, рис. 9б — уявною частиною діелектричної сталі металу знехтувано, відповідно товщини діелектричних шарів дрівнюють: 0.07731 мкм and 0.07728 мкм. Неперервні криві відображають розподіл поля в діелектричних шарах, а кола — поле в металічній плівці. Розрахунок поля здійснювали при таких параметрах структури: $m = 1$, $d_2 = 0.05$ мкм, $\lambda = 1.4814$ мкм, $n_d = 12$, $\varepsilon_m = -121 + i6.6$. На довжині хвилі $\lambda = 1.4814$ мкм спостерігалися відбивання менше ніж 0.0001 для обох випадків. Бачимо, що в структурі формується стояча хвиля, причому один із вузлів розташований у металічній плівці. Із рис. 9 випливає, що максимальна напруженість електрично-

го поля в структурі за модулем дорівнює одиничній напруженості поля падаючої хвилі на структуру. З іншого боку, максимум (12 відносних одиниць) магнітного складника електромагнітної хвилі в структурі набагато більший від магнітного складника падаючої хвилі, амплітуда якої дорівнює одиниці. Слід заува-

жити, що в діелектричних шарах мінімум електричного складника збігається з максимумом магнітного складника поля. Лише в металічній плівці мінімуми обох полів збігаються, що приводить до мінімізації втрат у металічній плівці при врахуванні уявної частини діелектричної сталої металу.

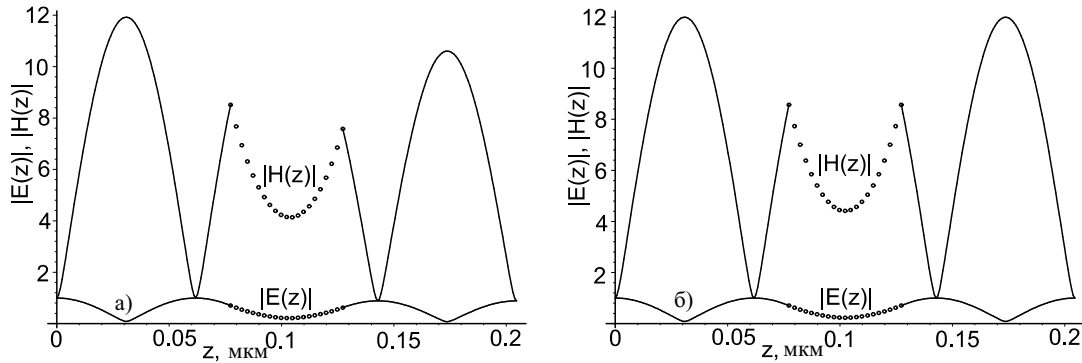


Рис. 9. Розподіл модуля напруженості електричного та магнітного полів по товщині структури шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика при максимальному пропусканні.

Для підтвердження правильності попередніх результатів, ми обчислили залежність модуля потоку Пойтінга S_z від координати z у межах структури для даних, за якими побудовано рис. 9. Розрахували модуль потоку за формулою (5):

$$S_z = \Re[E(z)\overline{H}(z)], \quad (5)$$

де $E(z)$ and $H(z)$ — відповідно напруженості електричного та магнітного полів електромагнітної хвилі.

Мабуть, слід очікувати, що модуль потоку Пойтінга повинен бути незмінним у межах непоглинаючої структури або мати незмінні величини в межах діелектричних шарів і мінятися монотонно в металічній плівці при врахуванні уявної частини діелектричної сталої металу. Ці залежності зображені на рис. 10, криві 1 відповідають непоглинаючій структурі, криві 2 розраховані при врахуванні уявної частини діелектричної сталої металу. Кола відображають зміну потоку Пойтінга в металічній плівці. Графіки рис. 10 показують, що потік енергії повністю пов'язується з електромагнітним полем, хоча в металічній плівці під впливом електричного складника електромагнітної хвилі виникають змінні мікроструми. Тому, мабуть, можна сказати, що в структурі, зображеній на рис. 1, також виникають мікроструми та поверхневі плазмони, але потік Пойтінга знову ж таки визначатиметься лише електромагнітним полем. Тут, швидше за все, потрібно схилитися до думки автора статті [10], яка зацитована на початку цієї роботи. Якщо б мікроструми, поверхневі плазмони чи інші квазічастинки могли б брати участь у перенесенні енергії, при цьому частина енергії забиралася би в електромагнітного поля, то ми могли б говорити, що поверхневі плазмони відіграють незалежну роль у незвичайних ефектах у періодичних структурах з металічними плівками. Тут можна стверджувати навпаки, що особливості переносен-

ня електромагнітної енергії створюють мікроструми, поверхневі плазмони, поляритони, причому значної густини у випадку резонансу електромагнітного поля. Якщо б ці квазічастинки відігравали б самостійну роль у перенесенні енергії, то залежність потоку Пойтінга від координати z (рис. 10) мала б немонотонний характер. Аналізуючи рис. 9, можна припустити, що електрони в металічній плівці мігрують уздовж координати z під впливом сили Лоренца, яка викликається сильним магнітним полем, але це не порушує монотонності модуля потоку Пойтінга від координати z .

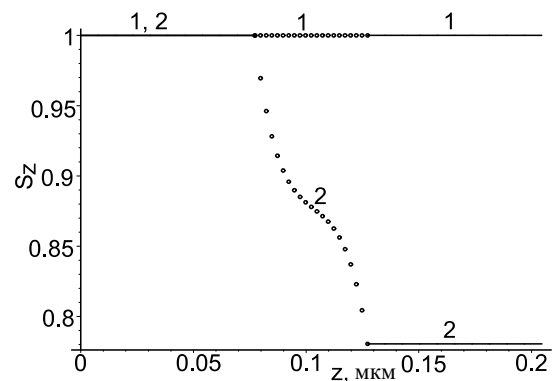


Рис. 10. Залежність потоку Пойтінга від координати z у структурі: шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика при максимальному пропусканні.

Аналізуючи рис. 4, рис. 6 та рис. 8, можна зауважити, що якісно спектральні характеристики структур досить подібні. Тому напрошується думка, що, маючи спектральну характеристику пропускання структури, яка зображена на рис. 1, можна так підібрати параметри структури, згідно з рис. 2, щоб спектраль-

ні характеристики обох структур були дуже близькими, принаймні поблизу довжини хвилі максимального пропускання. На рис. 11 накладені відповідні спектральні характеристики для обох типів структур. Криві, які зображені колами, розраховані відповідно до параметрів 6 і 8 рядків таблиці. Найліпше накла-

дання спостерігається для хвиль ТЕ-поляризації при товщині однорідних шарів 0.401207 мкм та показнику заломлення діелектричних шарів — 11.75 (рис. 11а), а для ТМ-поляризації відповідні параметри дорівнюють: 0.076627 мкм and 12.5 (рис. 11б).

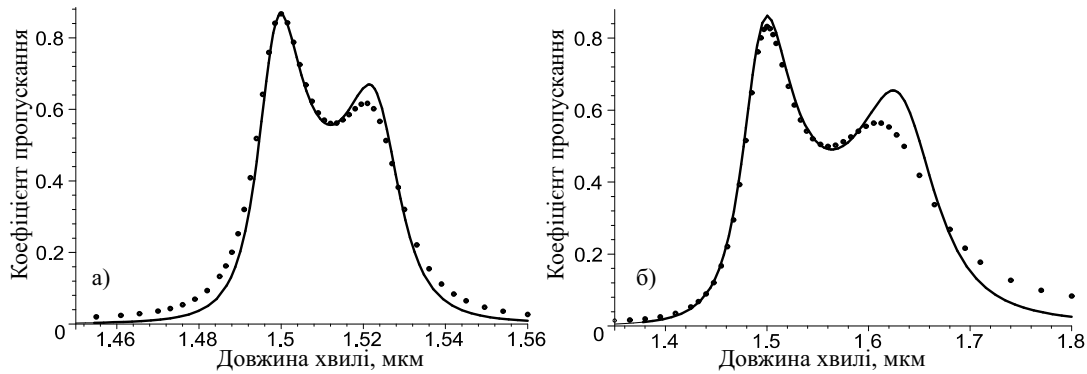


Рис. 11. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання для симетричних структур: суцільні лінії — шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика; кола — діелектрична ґратка–тонка плівка металу–діелектрична ґратка; а) — ТЕ-поляризація, б) — ТМ-поляризація.

IV. ВИСНОВКИ

Отже, періодична симетрична структура з певними підібраними параметрами має аномально високий коефіцієнт пропускання, який може бути більшим, ніж 0.86. Але не лише для таких структур досягається високий коефіцієнт пропускання для товщини плівки срібла $0.0385\mu\text{m}$ на довжині хвилі $1.5\mu\text{m}$. Якісно подібні спектральні характеристики має структура шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика, причому максимальне пропускання для плівки срібла товщиною 0.0385 більше за 0.87 . Таке пропускання досягається, якщо показник заломлення діелектричного шару дорівнює або більший за критичний $n_d = 6.6265$. Якщо знехтувати уявною частиною діелектричної сталю металу, то максимальне пропускання при певних умовах дорівнюватиме 1. Для симетричної структури діелектричні ґратки або шари однорідного діелектрика служать узгоджувальними ланками імпедансу тонкої плівки металу з імпедансом

вакууму. За наявності ґраток у структурі при максимальному пропусканні виникає хвилеводний ефект і резонанс зв'язаних хвиль; у структурі утворюється сильна стояча хвиля, амплітуда якої суттєво більша від амплітуди падаючої хвилі на структуру, причому вузол стоячої хвилі знаходиться на металічній плівці. Резонанс поля також виникає у структурі шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика при максимальному пропусканні такої структури. Знайдено прості правила пошуку параметрів структури максимального пропускання. Для структури з діелектричними ґратками відповідні математичні вирази дають наближені значення параметрів ґраток. Для структури шар діелектрика–тонка плівка металу–шар діелектрика отримано аналітичні вирази, що дають змогу знайти критичне значення показника заломлення діелектричного шару, а також при заданому значенні показника заломлення точно розрахувати товщину діелектричного шару.

[1] J. M. Steele, C. E. Moran, A. Lee, C. M. Aguirre, N. J. Halas, *Phys. Rev. B* **68**, 205103 (2003).
 [2] T. W. Ebbesen, H. J. Lezes, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolf, *Nature* **391**, 667 (1998).
 [3] E. Popov, M. Nevière, S. Enoch, R. Reinisch, *Phys. Rev. B* **62**, 16100 (2000).
 [4] N. Bonod, S. Enoch, L. Li, E. Popov, M. Nevière, *Optics Express* **11**, 482 (2003).
 [5] D. Gérard, L. Salomon, F. de Fornel, A. V. Zayats, *Opt. Express* **12**, 3652 (2004).
 [6] V. M. Fitio, Y. V. Bobitski, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6**, 943 (2004).
 [7] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2845 (1999).
 [8] L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, T. W. Ebbesen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1114 (2001).
 [9] K. M. Byun, S. J. Kim, D. Kim, *Opt. Express* **13**, 3737 (2005).
 [10] M. M. J. Treacy, *Phys. Rev. B* **66**, 195105 (2002).
 [11] Q. Cao, Ph. Lalanne, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057403 (2002).
 [12] A. Bennabas, V. Halté, J.-Y. Bigot, *Opt. Express* **13**,

- 8730 (2005).
- [13] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (Наука, Москва, 1982).
- [14] Х-Г. Унгер, *Планарные и волоконные оптические волноводы* (Мир, Москва, 1980).
- [15] Т. К. Гейлорд, М.Г. Мохарам, ТИИЭР **73**, 53 (1985).
- [16] L. Li, J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1024 (1996).
- [17] V. M. Fitio, Y. V. Bobitski, Optoelectron. Rev. **14**, No 4, 331 (2005).
- [18] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord, J. Opt. Soc. Am. A **12**, 1068 (1995).
- [19] В. М. Фітьо, Я. В. Бобицький, Радифиз. електроніка **10**, № 1, 123 (2005).
- [20] А. Мэйтленд, М. Дан, *Введение в физику лазеров* (Наука, Москва, 1978).

TRANSMISSION PECULIARITIES OF DIELECTRIC LAYER/THIN METALLIC FILM/DIELECTRIC LAYER STRUCTURE WITH OR WITHOUT PERIODICITY IN THE DIELECTRIC LAYERS

V. M. Fitio
*Lviv Polytechnic National University,
 12, S. Bandera St., Lviv, UA-79013, Ukraine
 e-mail: polyana@polynet.lviv.ua*

Transmission characteristics of a dielectric grating/thin metal film/dielectric grating structure have been analyzed by the coupled-wave method. This effect has been explained by coupled wave resonance with the forming of wave nodes within thin metal film that minimizes absorption. The rule of approximate finding of grating parameters for maximum transmission has been found. Three-layer structures, dielectric with high refractive index/ thin film of metal/dielectric with high transmission, have analogous spectral characteristics. The analytical expressions for the calculation of the structure with a high transmission have been obtained.