

PACS 42.55.-f, 42.60.-v

Я.М. Бондарчук, Я.О. Довгий<sup>1</sup>

## Теоретичні й технологічні аспекти синтезу лазерних дзеркал (огляд)

ТзОВ „Львів-Електроніка”, вул. Угорська, 14а, Львів, 79619, тел(факс) 0322-70-14-82, E-mail: [bond@org.lviv.net](mailto:bond@org.lviv.net)  
<sup>1</sup>Львівський національний університет імені Івана Франка, вул. Університетська, 1, м. Львів, 79602,  
тел 0322-964-433

У статті подається аналіз сучасного стану розвитку оптики газових лазерів. Аналізуються особливості конструкцій промислових лазерів у залежності від використовуваних в них елементів оптичних резонаторів. Показано, що суттєвого покращення основних параметрів лазерів можна досягнути використовуючи в них селектуючі інтерференційні дзеркала. Аналізуються методи і підходи до синтезу тонкоплівкових оптичних покриттів. Наводяться конкретні приклади проектування селективних дзеркал оптичних резонаторів лазерів.

**Ключові слова:** лазер газовий, лазерні переходи, дзеркало, резонатор, проектування, синтез.

Стаття поступила до редакції 10.12.2001; прийнята до друку 19.03.2002

### ЗМІСТ

- I. Вступ
- II. Характеристики оптичних резонаторів газових лазерів
- III. Методи усунення взаємодії зв'язаних переходів у газових лазерах
- IV. Проектування дзеркал оптичних резонаторів лазерів
  - 4.1. Графічні методи проектування
  - 4.2. Числові машинні методи синтезу
  - 4.3. Аналітичні методи синтезу
  - 4.4. Метод еквівалентного шару
- V. Висновки

### I. Вступ

В електронному приладобудуванні проектування оптичних тонкоплівкових покриттів є одним із важливих елементів процесу модернізації й оновлення лазерної техніки. Проектування, поруч із розробленням нових сучасних технологій нанесення оптичних покриттів, вирішує задачу створення різного типу дзеркал оптичних резонаторів лазерів, просвітлюючих і світлоподільних покриттів, тонкоплівкових поляризаторів, інтерференційних фільтрів і т.д. з необхідними конструктивними параметрами, що забезпечують необхідні спектральні характеристики. Широке використання таких покриттів у лазерній техніці дозволяє досягнути більш високого технічного рівня її виробів.

Сучасний етап розробки й виробництва газових лазерів характеризується перенесенням акценту робіт на створення високоякісних оптичних вузлів, основними елементами, котрих є дзеркала резонаторів. Параметри довговічності приладів, особливо з внутрішніми дзеркалами, рівень питомої й лінійної потужності, параметри просторової й часової

стабільності вихідного випромінювання визначаються основними експлуатаційними характеристиками використовуваних у них оптичних елементів.

### II. Характеристики оптичних резонаторів газових лазерів

Традиційно в газових лазерах, що випромінюють у видимій і прилеглих до неї ближніх областях спектра, основними елементами оптичного резонатора використовуються інтерференційні дзеркальні покриття. Вони являть собою осаджені на підкладку з кварцу або оптичного безколірного скла тонкоплівкові структури почергових шарів із високим ( $n_V$ ) і низьким ( $n_H$ ) показниками заломлення [1,2]. Оптичні товщини всіх шарів рівні чверті довжини хвилі робочого переходу лазера або довжині хвилі, що відповідає середині спектра випромінювання. Загальна кількість шарів у дзеркалах визначається з необхідності досягнення оптимального відбивання на робочій довжині хвилі  $\lambda_{роб}$  і залежить від показників заломлення компонентів тонкоплівкової структури й показника заломлення підкладки. При необхідності досягнення на робочому переході ко-

Таблиця 1

Кількість шарів інтерференційних дзеркал газових лазерів у залежності від використовуваних тонкоплівкових матеріалів

№ п/п	Тип лазера	Робоча довжина хвилі, мкм	Тонкоплівкові матеріали	Кількість шарів у структурі дзеркал	
				“Вихідне”	“Глухе”
1	He-Ne	0,633	ZnS-MgF <sub>2</sub>	9	19
2	He-Ne	0,633	ZnS-Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	9	19
3	He-Ne	0,633	ZnS-MgF <sub>2</sub>	9	17
4	He-Ne	0,633	ZnSe-MgF <sub>2</sub>	9	13
5	He-Ne	0,633	ZrO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	17	27
6	He-Ne	0,633	HfO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	17	27
7	He-Ne	1,15	ZnS-Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	5	15
8	He-Ne	3,39	ZnS-Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	3	5
9	Ar <sup>+</sup>	0,488-0,514	ZrO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	15	27
10	Kr <sup>+</sup>	0,647	HfO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	17	27
11	He-Cd	0,416	ZrO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	13	27
12	He-Cd	0,325	ZrO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	17	27
13	He-Se	0,497-0,531	ZrO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>	17	27

ефіцієнта відбивання точно визначеного значення – оптична товщина зовнішнього шару вибирається меншою від чверті довжини хвилі  $\lambda_{\text{роб}}$  [3]. У випадку використання інтерференційних дзеркал у відносно потужних атомарних лазерах (таких, наприклад, як He-Ne лазери з потужністю понад 50 мВт) із метою усунення ефектів променевої деградації тонкоплівкових структур, на дзеркала наноситься додатковий шар із  $n_H$ , оптична товщина, котрого дорівнює  $0,5\lambda_0$  [3].

Робочі поверхні дзеркал, що використовуються в газових лазерах, можуть перебувати в умовах атмосфери (зовнішні дзеркала оптичних резонаторів), а також в умовах активного середовища (внутрішні дзеркала оптичних резонаторів).

Стандартними матеріалами з високим показником заломлення, що використовуються для виробництва дзеркал малопотужних газових лазерів видимого й близького інфрачервоного діапазонів, є сульфід цинку (ZnS) із  $n_B = 2,3$  і селенід цинку (ZnSe) відповідно з  $n_B = 2,5$ . Спектральними областями використання цих матеріалів є відповідно 0,4÷14 мкм і 0,55÷12 мкм. Для отримання проміжних показників заломлення між 2,3 і 2,5 використовуються тверді розчини з цих матеріалів. Серед матеріалів із низьким показником заломлення найбільшого використання набули плівкоутворюючі матеріали із фтористого магнію (MgF<sub>2</sub>),  $n_H = 1,38$  та кріоліту (Na<sub>3</sub>AlF<sub>6</sub>),  $n_H = 1,35$ . Ці матеріали є прозорими і використовуються в спектральних діапазонах 0,2÷14 мкм та 0,11÷4 мкм. Донедавна домінуюче використання цих матеріалів було зумовлене високою стабільністю їх спектральних параметрів, низьким значенням поглинання у видимій і прилеглих областях, відносно дешевій технології виробництва дзеркал на їх основі. Дзеркальні покриття з цих матеріалів виготовлюються методом резистивного розпилення у вакуумі. Конденсація парів на підкладку здійснюється у вакуумі при тисковій залишкових газів у розпилювальній камері  $10^{-6}$  -

$10^{-5}$  Тор. У процесі виготовлення підкладки, на котру ведеться осадження, нагрівається до температури біля 200<sup>0</sup>С. Це забезпечує високі параметри стійкості отриманих таким методом дзеркал до дії різних кліматичних факторів. У ряді випадків, а це стосується насамперед внутрішніх дзеркал резонаторів, при необхідності досягнення значного рівня термічної міцності (>400<sup>0</sup>С) дзеркал, проводиться їх вакуумний відпал.

Останнім часом із метою отримання більш високих параметрів надійності лазерів, в ролі плівкоутворюючих матеріалів використовуються тугоплавкі окисли: двоокис титану (TiO<sub>2</sub>),  $n_B = 2,4$ , двоокис цирконію (ZrO<sub>2</sub>),  $n_B = 1,97$ , двоокис гафнію (HfO<sub>2</sub>),  $n_B = 1,98$ , двоокис церію (CeO<sub>2</sub>),  $n_B = 2,2$ , а також деякі їх суміші HfO<sub>2</sub>:TiO<sub>2</sub>,  $n_B = 2,0-2,2$ , ZrO<sub>2</sub>:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,  $n_B = 1,95$ , ZrO<sub>2</sub>:ScO<sub>2</sub>,  $n_B = 1,9-1,95$ . Двоокис кремнію (SiO<sub>2</sub>),  $n_H = 1,45$  використовується як матеріал із низьким показником заломлення. Осадження матеріалів окислів здійснюється у вакуумі з допомогою електронно-променевого методу. Для отримання стехіометричних покриттів, що характеризуються високою однорідністю, стабільністю і мінімальними втратами, випаровування здійснюється в атмосфері кисню із залишковим тиском у розпилювальній камері  $10^{-5}$ ÷ $10^{-4}$  Тор.

В таблиці 1 вказано кількості шарів «вихідних» і «глухих» дзеркал різних типів газових лазерів у залежності від випадків використань різних пар плівкоутворюючих матеріалів.

Матеріали підкладок дзеркал оптичних резонаторів газових лазерів вибираються з умови їх прозорості в спектральній області лазерних переходів, забезпечення достатньої адгезії з матеріалами осаджуваних плівок. Важливим фактором є близькість коефіцієнтів термічного розширення матеріалу підкладки й плівок, а для внутрішніх дзеркал також із матеріалами, що використовуються в конструкціях газорозрядних активних елементів. Ці умови забезпечують термічну стійкість і герметичність вакуум

щільних з'єднань під час обезгажування активних елементів на стадії їх відкачування.

Геометричні розміри підкладок визначаються конструктивними особливостями активних елементів і випромінювачів. Вони здебільшого перевищують розміри  $\varnothing 20 \times 10$  мм..

Робочі поверхні підкладок для лазерних дзеркал обробляються до оптичного класу чистоти 0-20, 0-40 [5] і, як правило, мають сферичну форму. Радіуси робочих поверхонь, у свою чергу, визначаються необхідністю отримання певного модового складу випромінювання, досягнення потрібного рівня стійкості резонатора до зовнішніх впливів (механічних, температурних і т.д.).

У випадку використання в газових лазерах сферичних резонаторів, для усунення геометричної складової розбіжності вихідного випромінювання зовнішня поверхня підкладки «вихідного» дзеркала є також сферичною (лінзоподібною). З метою усунення бликів від зовнішньої поверхні підкладки у випадку використання сферичних і клиноподібних підкладок, а також усунення «ефекту третього дзеркала», зовнішня поверхня «вихідного» дзеркала піддається просвітленню. Просвітлюючі плівки, нанесені на поверхню підкладки, забезпечують мінімальне відбивання на довжині хвилі лазерного переходу.

Для газових лазерів видимого й прилеглих до нього близького ультрафіолетового й близького інфрачервоного діапазонів випромінювань для підкладок використовують оптичне кварцове скло марок КВ і КУ-1 та оптичне безколірне скло марок К-8 і К108 [5].

### III. Методи усунення взаємодії зв'язаних переходів у газових лазерах

Використовувані у газових лазерах тонкоплів-

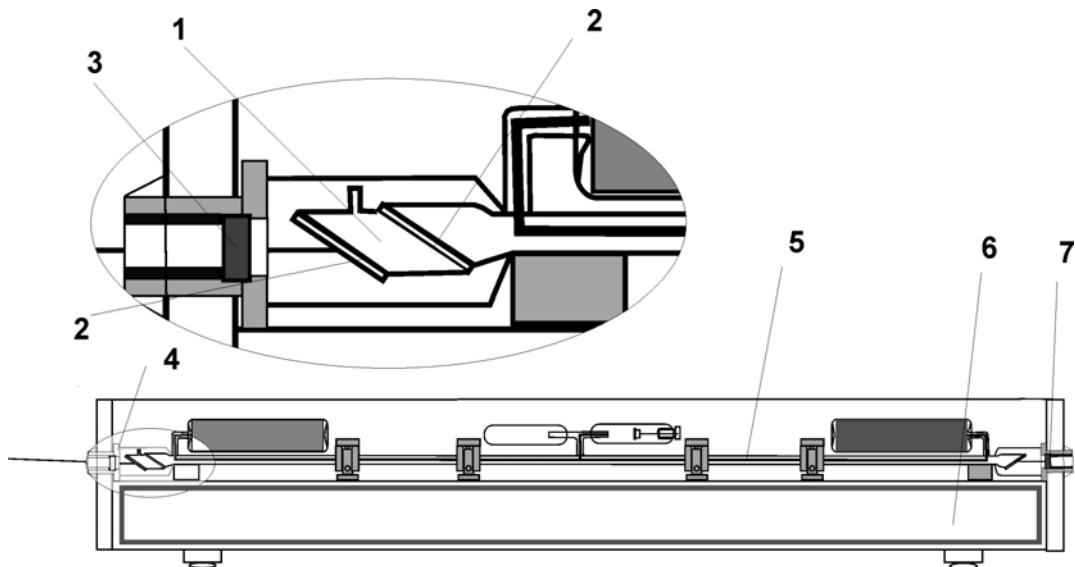
кові структури резонаторних дзеркал вибираються, виходячи з умови необхідності отримання оптимальних спектральних параметрів на довжинах хвиль робочих переходів. Такі умови найкраще реалізуються за умови використання чвертьхвильових на  $\lambda_0$  інтерференційних структур.

За необхідності одночасної генерації на двох чи більше переходах, використовуються селективні дзеркала [5-7].

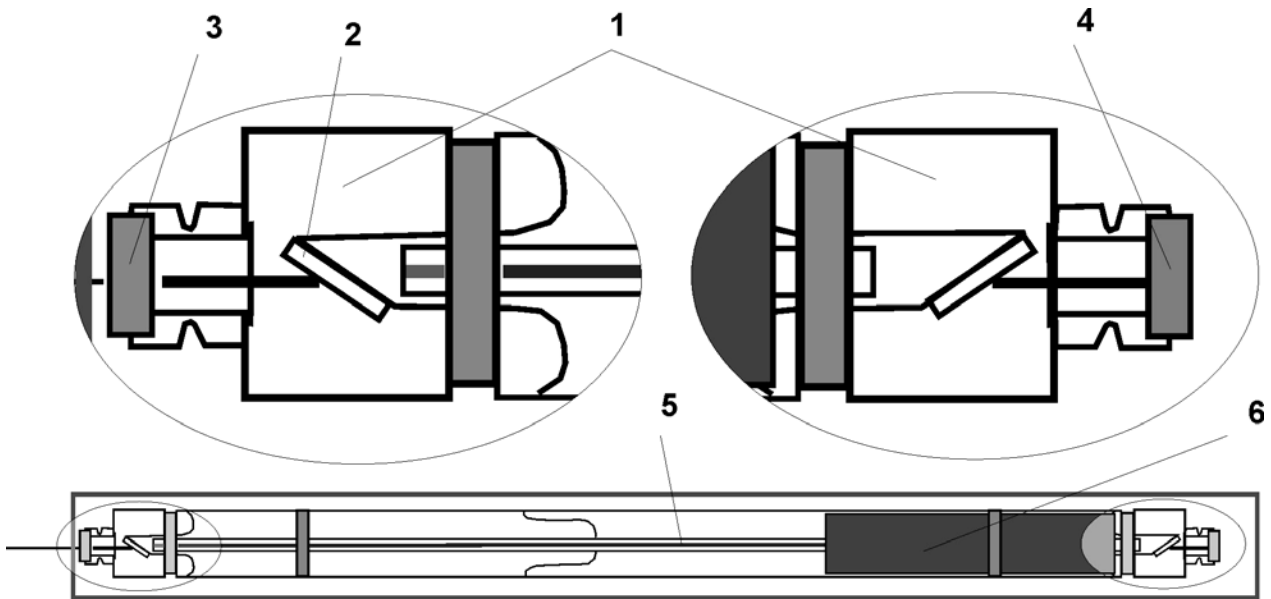
У випадку використання активних середовищ із багатьма лазерними переходами, звичайні чвертьхвильові тонкоплівкові структури приводять до збудження небажаних (паразитних) ліній генерації. Ця ситуація значно ускладнюється в тих випадках, коли ці переходи є зв'язаними (конкуруючими) з основним переходом, а коефіцієнти їх підсилення є спів мірними або вищими, ніж на основному переході.

Прикладом такого типу лазерів є He-Ne лазері видимого діапазону з довжинами хвиль випромінювання  $\lambda = 0,5433$  мкм,  $0,5939$  мкм,  $0,6118$  мкм,  $0,6328$  мкм,  $0,6401$  мкм,  $0,7305$  мкм ( $3s_2-2p...$  переходи в неоні). Використовувані донедавна для отримання генерації на робочому переході чвертьхвильові структури дзеркал оптичних резонаторів приводять до збудження генерації на зв'язаному  $3s_2-3p_4$  переході неону з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм [5-7].

З одного боку, присутність одночасної генерації на зв'язаному через збуджений  $3s_2$  стан переході з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм зменшує чутливість основного переходу до коливань розрядного струму в активному елементі. З іншого наявність генерації на двох зв'язаних переходах знижує коефіцієнт підсилення на основному переході, а разом з ним і рівень питомої й лінійної потужності вихідного випромінювання, а також погіршує його параметри часової й просторової стабільності. Тому в конструкціях He-Ne лазерів, що випромінюють на довжині хвилі  $\lambda_0$ ,



**Рис. 1.** Схема He-Ne лазера лінійної конструкції, дискримінація конкурентної генерації, у якому здійснюється поглинання метану: 1 – метанова комірка; 2 – брюстерівське вікно; 3 – «вихідне» дзеркало; 4 – механізм для юстування резонатора; 5 – активний елемент; 6 – каркас випромінювача; 7 – «глухе» дзеркало.



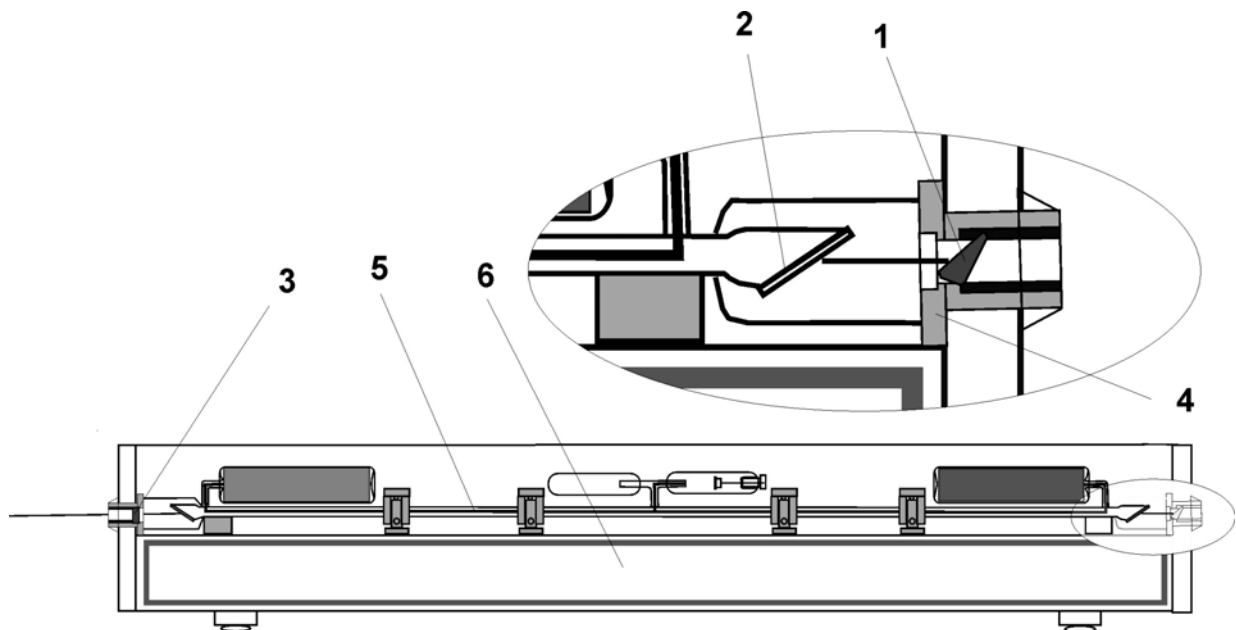
**Рис. 2.** Схема He-Ne лазера коаксіальної конструкції, де пригнічення конкурентної генерації здійснюється поглинанням метану: 1 – метанова комірка; 2 – брюстерівське вікно; 3 – “вихідне” дзеркало; 4 – “глухе” дзеркало; 5 – розрядний капіляр; 6 – катод.

використовуються різні шляхи усунення (пригнічення) конкурентної генерації з  $\lambda_1$ .

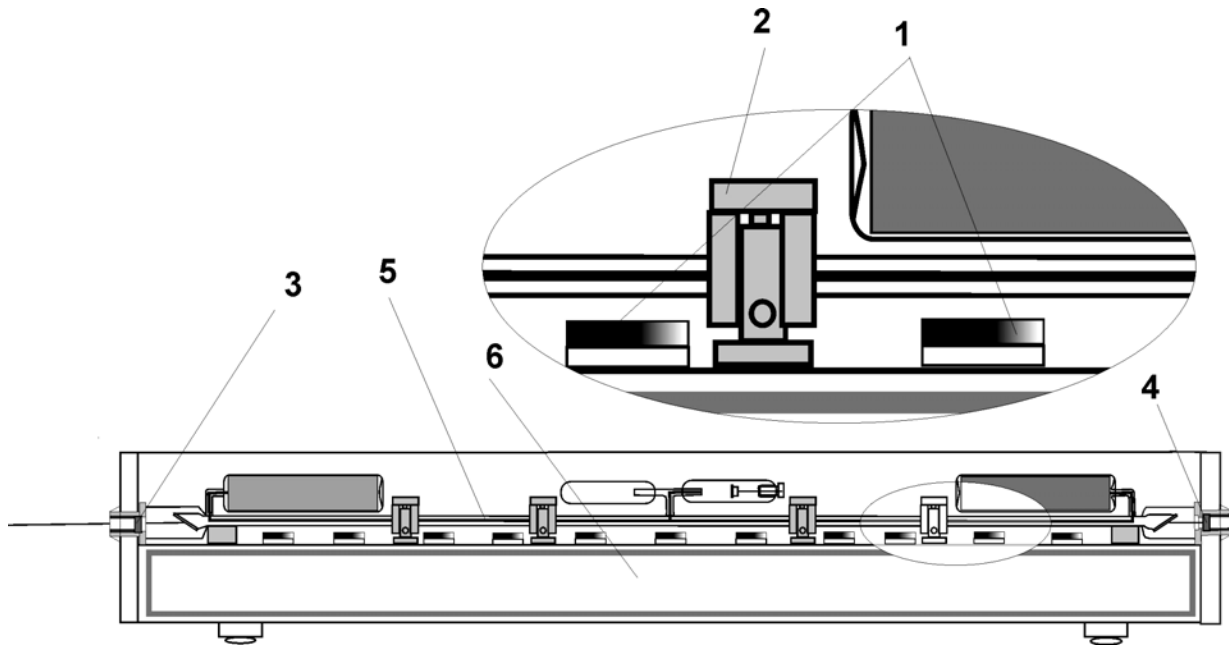
Ефективним методом дискримінації генерації з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм у He-Ne лазерах видимого діапазону є використання внутрірезонаторної метанової комірки (рис. 1,2).

У спектрі пропускання газоподібного метану є інтенсивна вузька смуга, що співпадає з довжиною хвилі  $\lambda_1$ . Ефективна оптична товщина шару метану в комірці, в залежності від типів He-Ne лазерів, є в межах 10-30 мм. Поглинаючи всередині резонато-

ра випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda_1$  і, пропускаючи практично все випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda_0$ , шар метану запобігає взаємодії цих переходів. Треба зауважити, що будучи ефективним із точки зору пригнічення конкурентного переходу з довжиною хвилі  $\lambda_1$ , спосіб поглинання метаном має суттєві недоліки, до яких можна віднести ускладнення конструкції активного елемента лазера, а також внесення вікнами метанової комірки додаткових утрат на робочому переході. Це у ряді випадків обмежує ресурс He-Ne лазерів у цілому.



**Рис. 3.** Схема He-Ne лазера лінійної конструкції, де пригнічення конкурентної генерації здійснюється використанням автоколімаційної призми: 1 – призма Літрова; 2 – брюстерівське вікно; 3 – “вихідне” дзеркало; 4 – механізм для юстування призми; 5 – розрядний капіляр; 6 – каркас лазера.



**Рис. 4.** Схема He-Ne лазера лінійної конструкції, де гасіння конкурентної генерації здійснюється використанням поля постійних магнітів: 1 – постійні магніти; 2 – механізм для юстування активного елемента; 3 – «вихідне» дзеркало; 4 – «глухе» дзеркало; 5 – розрядний капіляр; 6 – каркас лазера.

Для запобігання збудження конкурентної генерації з довжиною хвилі  $\lambda_1$ , в He-Ne лазерах видимого діапазону ефективно використовуються дисперсійні резонатори, що містять призміві елементи. Для побудови таких резонаторів придатні майже всі відомі в оптиці призми. На практиці, однак, найбільш розповсюджені симетричні призми, у яких удало поєднуються висока кутова дисперсія з низьким рівнем неселективних утрат, що вносяться в резонатор. У випадку малопотужних He-Ne лазерів, як правило обмежуються незначною кутовою дисперсією і використовують автоколімаційну призму (Літрова) (рис. 3). З використанням таких резонаторів стало можливим отримання генерації на слабких переходах Ne, що є відсутніми в спектрі випромінювання He-Ne лазерів із неселективними резонаторами.

Головним недоліком призмових резонаторів He-Ne лазерів, що працюють на довжині хвилі  $\lambda_0$ , є втрати, що вносяться призмою. У випадку призм із бріюстерівською орієнтацією вони можуть сягати до 2-3%. Температурні зміни показника заломлення матеріалу призми і її заломлюючого кута вносять суттєвий внесок у довго часову нестабільність лазерів. Використання пристроїв термостабілізації призм, а також систем автоматичного підстроювання приводить до значних ускладнень конструкцій приладів.

Ефективним способом пригнічення конкуруючої генерації на  $\lambda_1$  є використання неоднорідного магнітного поля, котре створюється вздовж зони розряду активного елемента (рис. 4). У випадку достатньо сильних полів відбувається зесманівське розщеплення контурів підсилення переходів із  $\lambda_0$  і  $\lambda_1$  (різне для поздовжнього й поперечного магнітних полів). При поздовжньому ефекті в розщепле-

них  $\sigma$  компонентах коефіцієнти підсилення зменшуються у два рази. Тому при певному співвідношенні між коефіцієнтами підсилення й втрат магнітне поле може призвести до повного погашення лазерної генерації. Більш ефективна дія поздовжнього магнітного поля на лазерний перехід із  $\lambda_1 = 3,39$  мкм у He-Ne лазерах пояснюється меншою його доплерівською шириною (приблизно в п'ять разів) порівняно з контуром  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм.

Використання слабкого магнітного поля у поєднанні з внутрірезонаторної призмою, за рахунок повного погашення випромінювання з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм, дозволяє отримати збільшення потужності випромінювання на довжині хвилі  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм на 50 %. Незважаючи на це, використання магнітного поля не набуло популярності, оскільки воно також призводить до ускладнення конструкції He-Ne лазерів.

З аналізу перелічених методів дискримінації генерації на конкуруючих переходах у He-Ne лазерах видимого діапазону видно, що всі вони мають недоліки. Це ускладнення конструкцій випромінювачів, а також внесення додаткових втрат на довжині хвилі основного переходу.

В таблиці 2 подані основні характеристики He-Ne лазерів із довжиною хвилі генерації  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм, в котрих конструктивно передбачено використання елементів, що впливають на конкуруючий перехід з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм.

На наш погляд, найбільш оптимальним підходом до усунення ефектів зв'язаних переходів у лазерах, може бути використання селективних дзеркальних покриттів, що забезпечують оптимальні спектральні параметри на основному лазерному переході та необхідний рівень втрат на всій множині конкурентних переходів. Отримання такого кла-

Таблиця 2

Моделі He-Ne лазерів, у яких використано конструктивні вузли, для усунення конкуруючої генерації

№ п/п	Тип конструктивного вузла	Модель лазера	Модовий склад випромінювання	Потужність вихідного випромінювання, мВт
1	Метанова камера	ЛГН-205	TEM <sub>00</sub>	20
2	Метанова камера	ЛГН-111	TEM <sub>nm</sub>	25
3	Метанова камера	АІ-1	TEM <sub>nm</sub>	50
4	Метанова камера	АІ-2	TEM <sub>nm</sub>	50
5	Метанова камера	ЛГ-38	TEM <sub>00</sub>	50
6	Метанова камера	ЛГН-104	TEM <sub>nm</sub>	50
7	Метанова камера	«Моноліт»	TEM <sub>nm</sub>	50
8	Постійні магніти	ЛГН-52-1	TEM <sub>00</sub>	8
9	Постійні магніти	ЛГН-52-2	TEM <sub>00</sub>	4
10	Постійні магніти	ЛГН-52-3	TEM <sub>00</sub>	2
11	Призма Літрова	ЛГН-79-1	TEM <sub>00</sub>	15
12	Призма Літрова	ЛГН-79-2	TEM <sub>00</sub>	8

су дзеркал оптичних резонаторів пов'язано, в першу чергу, із синтезом їх тонкоплівкових структур.

#### IV. Проектування дзеркал оптичних резонаторів лазерів

Оптичні характеристики багатошарових тонкоплівкових систем є складними функціями, що визначені на множині параметрів такої структури. До них відносяться: кількість шарів, їх оптичні постійні і геометричні товщини, а також оптичні постійні зовнішнього середовища й підкладки, стан поляризації при косому падінні випромінювання, тощо.

Серед методів аналізу тонкоплівкових інтерференційних структур найбільш відомими є ті, в основу яких покладено рекурентні співвідношення, матричний метод, метод адмітансів, метод ефективних границь та графічні методи [8,9]. Останні дозволяють відносно просто й однозначно розрахувати коефіцієнти відбивання, пропускання й поглинання довільної тонкоплівкової системи як функції параметрів покриття. Зворотне завдання - проектування (синтез) тонкоплівкових структур за заданою множиною спектральних характеристик - є більш складним. Розв'язанню цієї задачі присвячено багато праць, де, у залежності від конкретних проблем, формулюються різні підходи.

Більшість існуючих на сьогодні підходів до вирішення задач синтезу багатошарових інтерференційних покриттів зводиться до чотирьох основних напрямків:

- графічні методи проектування;
- проектування тонкоплівкових систем із використанням числових машинних методів;
- аналітичні методи синтезу інтерференційних покриттів;
- конструювання тонкоплівкових структур із використанням методу еквівалентного шару.

Усі ці напрямки донедавна розвивались, головним чином, у процесі розв'язання задач конструювання оптичних приладів. Застосуванню цих методів до проблем квантової електроніки, зокрема, ла-

зерної техніки присвячена незначна частина робіт [10-15].

В найбільш загальному вигляді оптика тонких плівок будується на базі електромагнітної теорії світла, що забезпечує повне й послідовне врахування інтерференційних і поляризаційних ефектів у багатошарових системах.

З точки зору електромагнітної теорії визначення відбивання, пропускання, поглинання і різниці фаз хвиль у шаруватих системах зводиться до розв'язання граничної задачі, а саме визначення стаціонарних амплітуд векторів напруженостей електричного й магнітного полів на всіх границях. Розглянемо тонкоплівкову структуру, котра складається з  $m$  шарів (рис. 5). З обох сторін до структури прилягають напівнескінчені середовища. Кожен окремий шар є ізотропним, однорідним, немагнітним і характеризується комплексним показником заломлення  $N_j = n_j - ik_j$  та геометричною товщиною  $l_j$ . Допустимо, що на систему нормально падає плоска, лінійно поляризована монохроматична хвиля. Випромінювання електромагнітної хвилі падає із середовища, котре характеризується дійсним показником заломлення  $n_0$ . Напрямок розповсюдження випромінювання збігається з віссю  $z$ . У середині багатошарової системи в кожному шарі, внаслідок існування відбитої й пропущеної хвиль, виникають інтерференційні ефекти. В  $m+1$  середовищі існує лише одна хвиля (прохідна), що дає можливість для цього середовища ввести граничну умову для розв'язання рівнянь Максвелла. Вектори напруженостей електричного й магнітного полів, а також вектор напрямку розповсюдження хвилі, перпендикулярні між собою. Хвилі однорідні - електричне й магнітне поля мають лише компоненти паралельні площинам розділу; площини постійної амплітуди і постійної фази збігаються у кожному поглинаючому шарові.

Для  $j$ -го шару загальний вигляд розв'язку для електричного і магнітного полів можна записати у звичайній експоненціальній формі або у вигляді суми двох простих синусоїдальних хвиль, що роз-

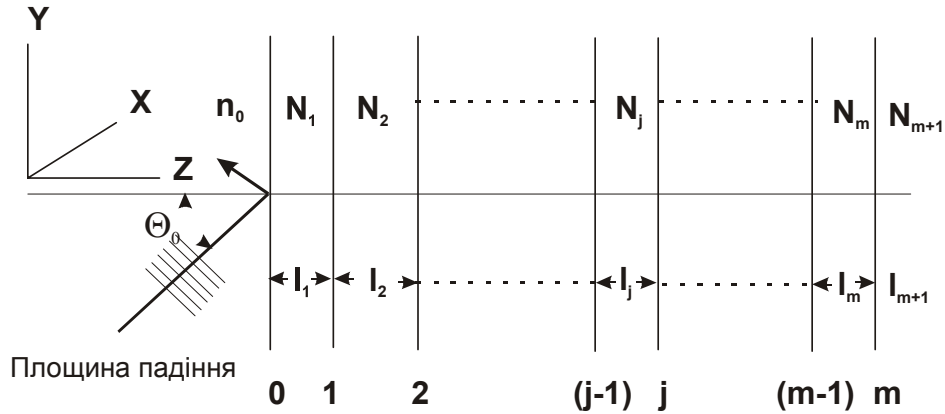


Рис. 5. Схема багатоплівкової тонкоплівкової системи.

повсюджуються в протилежних напрямках:

$$E(z, t) = E(z) \exp(i\omega t) = a_j \exp[i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} N_j z + \alpha_j)] + b_j \exp[i(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} N_j z + \beta_j)], \quad (1)$$

$$H(z, t) = H(z) \exp(i\omega t) = N_j \{a_j \exp[i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} N_j z + \alpha_j)] - b_j \exp[i(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} N_j z + \beta_j)]\}. \quad (2)$$

Постійні  $a_j, b_j, \alpha_j, \beta_j$  вибираються з умов безперервності  $E(z)$  і  $H(z)$  на кожній границі розділу. В оптиці тонких плівок, як правило, мають справу з відносними й усередненими в часі величинами. Тому часові множники можна повністю виключити, а комплексну амплітуду на  $m$ -й границі

$$a_{m+1} \exp[i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} N_{m+1} z_m)] \quad (3)$$

покласти рівною одиниці. Використовуючи позначення, введені на рис. 6, можна записати:

$$E_{j-}^{(t)} = a_j \exp[i(\alpha_j - \frac{2\pi}{\lambda} N_j z_j)]; \quad (4)$$

$$E_{j-}^{(r)} = b_j \exp[i(\beta_j + \frac{2\pi}{\lambda} N_j z_j)]; \quad (5)$$

$$E_{(j-1)+}^{(t)} = a_j \exp[i(\alpha_j - \frac{2\pi}{\lambda} N_j z_{j-1})]; \quad (6)$$

$$E_{(j-1)+}^{(r)} = b_j \exp[i(\beta_j + \frac{2\pi}{\lambda} N_j z_{j-1})]. \quad (7)$$

В індексах знаки плюс і мінус, що означають відповідно границі справа і зліва, вказують на те, що на межах розділу функції можуть мати розриви. З наведеного витікає:

$$E_{(j-1)+}^{(t)} = E_{j-}^{(t)} \exp[i \frac{2\pi}{\lambda} N_j l_j] = E_{j-}^{(t)} \exp[i\Phi_j]; \quad (8)$$

$$E_{(j-1)+}^{(r)} = E_{j-}^{(r)} \exp[-i\Phi_j]. \quad (9)$$

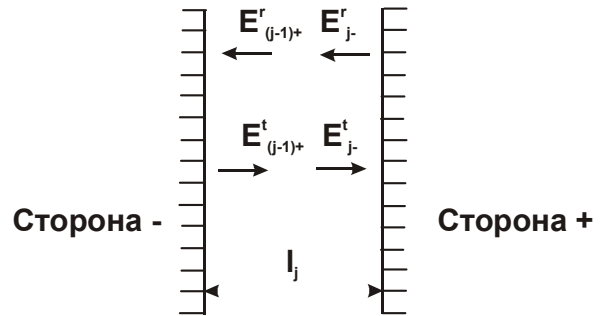


Рис. 6. Ілюстрація до форми запису хвильових полів (4)-(7).

Величину  $\Phi_j = \frac{2\pi}{\lambda} N_j l_j$  називають фазовою товщиною  $j$ -го шару.

В нових позначеннях граничні умови записуються у вигляді:

$$E_{j-1}^{(t)} + E_{j-1}^{(r)} = E_{j+}^{(t)} + E_{j+}^{(r)}; \quad (10)$$

$$N_j (E_{j-1}^{(t)} - E_{j-1}^{(r)}) = N_{j+1} (E_{j+}^{(t)} - E_{j+}^{(r)}). \quad (11)$$

Підставивши  $(j-1)$  замість  $j$  у рівняннях (10) і (11), а також враховуючи (8) і (9), отримуються рекурентні співвідношення:

$$E_{(j-1)-}^{(t)} = \frac{1}{2} [(1 + \frac{N_j}{N_{j-1}} E_{j-}^{(t)} \exp(i\Phi_j) + (1 - \frac{N_j}{N_{j-1}} E_{j-}^{(r)} \exp(-i\Phi_j))]; \quad (12)$$

$$E_{(j-1)-}^{(r)} = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 + \frac{N_j}{N_{j-1}} E_{j-}^{(t)} \exp(i\Phi_j) \right) + \left( 1 - \frac{N_j}{N_{j-1}} E_{j-}^{(r)} \exp(-i\Phi_j) \right) \right]. \quad (13)$$

Припустивши  $E_{m+}^{(t)} = 1$ ,  $E_{m+}^{(r)} = 0$  отримуємо:

$$E_{m-}^{(t)} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{N_{m+1}}{N_m} \right); \quad (14)$$

$$E_{m-}^{(r)} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{N_{m+1}}{N_m} \right). \quad (15)$$

Ці вирази формально виконують роль граничних умов.

Використовуючи рекурентні співвідношення для конкретної довжини хвилі, можна отримати всі інтенсивності і фазові зміни, що характеризують розглядану багат шарову систему.

При розрахунках оптичних властивостей тонкоплівкових багат шаровиків використовують різні форми записів. При звичайному способі запису у ролі змінних використовуються коефіцієнти відбивання і пропускання, що визначаються як відношення комплексних амплітуд електричного поля (комплексні амплітудні коефіцієнти відбивання й пропускання):

$$r(z) = \frac{E^{(r)}(z)}{E^{(t)}(z)}; \quad (16)$$

$$t(z) = \frac{E_{m+}^{(t)}}{E^{(t)}(z)} = \frac{1}{E^{(t)}(z)}. \quad (17)$$

Якщо  $j$ -й шар є поглинаючим, то його коефіцієнт поглинання дається виразом:

$$A_j = \frac{P_{j-1} - P_j}{P_{0-}^{(t)}}, \quad (18)$$

де  $P(z) = \text{Re}[E(z)H(z)^*]$ . Поглинання всієї багат шарової системи визначається як суперпозиція поглинань в окремих шарах.

Рекурентні співвідношення для амплітудних коефіцієнтів відбивання й пропускання отримуються безпосередньо зі співвідношень (12) і (13):

$$r_{j-1} = \frac{f_{j-1} + r_{j-} \exp(-2i\Phi_j)}{1 + f_{j-1} r_{j-} \exp(-2i\Phi_j)}; \quad (19)$$

$$t_{j-1} = \frac{g_{j-1} r_{j-} \exp(-2i\Phi_j)}{1 + f_{j-1} r_{j-} \exp(-2i\Phi_j)}. \quad (20)$$

Тут  $f_{j-1} = \frac{N_{j-1} - N_j}{N_{j-1} + N_j}$ ,  $g_{j-1} = \frac{2N_{j-1}}{N_{j-1} + N_j}$ .

Рекурентні процедури розрахунку, як правило, починаються з правого напівнескінченного середовища (рис5). Величини  $r(z)$  і  $t(z)$  повинні задовольняти умовам:  $r_m = f_m$ ,  $t_m = g_m$ . Енергетичні коефіцієнти відбивання й пропускання дорівнюють:

$$R = |r_{0-}|^2; \quad (21)$$

$$T = \frac{\text{Re}(N_{m+1})}{n_0} |t_0|^2. \quad (22)$$

У випадку косоного падіння світла на систему необхідно визначити  $R$  і  $T$  через нормальну складову вектора Умова-Пойтінга для кожного з променів.

Нехай кут падіння є рівним  $\Theta_0$ . Тоді можна показати, що вираз для тангенціальних складових полів у довільній точці  $j$ -го шару за формою збігається з рівняннями (1) і (2), якщо замінити  $N_j$  в експоненціальних членах на  $N_j \cos \Theta_j$ , де

$$\cos \Theta_j = \sqrt{1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \Theta_0}{N_j^2}}, \quad (23)$$

і замінити  $N_j$  перед дужкою в співвідношенні (2) на  $N_j / \cos \Theta_j$  у випадку  $p$ -поляризації і на  $N_j \cos \Theta_j$  у випадку  $s$ -поляризації. Ці компоненти повинні задовольняти тим самим умовам безперервності на границях розділу, що й у випадку нормального падіння. Звідси витікає, що всі висновки, сформульовані раніше, розповсюджуються на випадок косоного падіння для обох поляризацій.

#### 4.1. Графічні методи проектування

Графічні методи проектування тонкоплівкових структур із заданими спектральними параметрами ґрунтуються на векторному зображенні комплексних амплітуд коефіцієнтів відбивання, номограм адмінтансів, а також колових діаграм відбивання [1,8,9].

Рекурентний метод аналізу амплітудного коефіцієнта відбивання для двокомпонентних тонкоплівкових структур успішно виконується графічно за допомогою методу колових діаграм. Співвідношення (18), представлене у вигляді

$$r_a = \frac{f_{ab} + r_b}{1 + f_{ab} r_b}, \quad (24)$$

задає дробово-лінійне перетворення між площинами  $r_a$  і  $r_b$ . Дробово-лінійні перетворення володіють тією властивістю, що вони переводять коло комплексної площини  $r_b$  у коло площини  $r_a$  і пряму площини  $r_b$  у коло площини  $r_a$ . Якщо полярну сітку площини  $r_b$  відобразити з допомогою виразу (24) у площину  $r_a$ , отримується колова діаграма рис. 7. Замкнуті криві на рис. 7 прийнято називати амплітудними кривими (криві постійної амплітуди), незамкнуті криві, що перетинаються в одній точці (центрі діаграми), – фазовими кривими (криві постійної фази).

Безпосереднім використанням колових діаграм для синтезу тонкоплівкових інтерференційних структур є проектування просвітлюючих покриттів [9], що мають широке застосування в лазерній техніці.

Векторний метод аналізу і синтезу багат шаро-



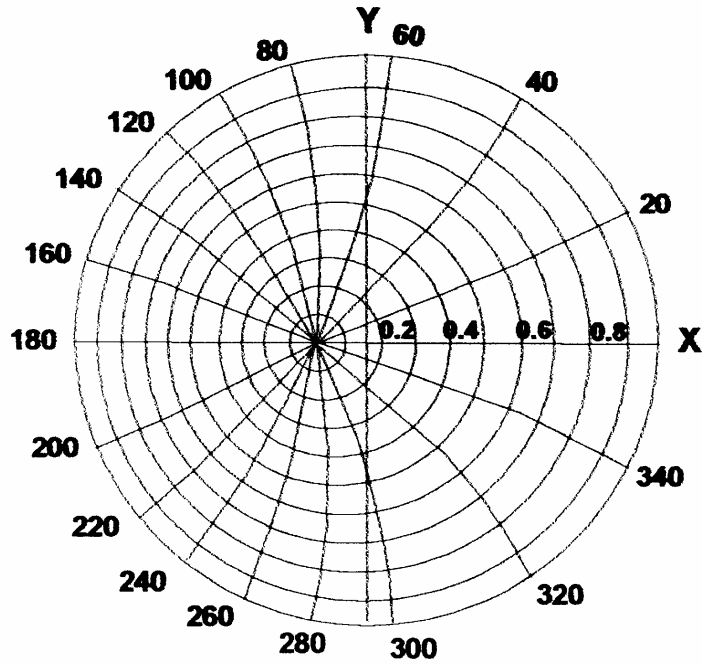


Рис. 7. Колова діаграма для послідовних плівкових систем із показниками заломлення  $n_B = 2,35$  і  $n_H = 1,45$ .

вих систем є найпростішим із класу графічних. Суть цього методу полягає в допущенні, що на

кожному етапі рекурентного процесу можна знехтувати знаменником у співвідношенні (18), тоді

$$r_{j-1} \approx f_{j-1} + \exp(-2i\Phi_j) = f_{j-1} + f_j \exp(-2i\Phi_j) + r_{j+1} \exp(-2i(\Phi_j + \Phi_{j+1})) + \dots \quad (25)$$

Таке спрощення, означає, що ігнорується багатократне внутрішнє відбивання в плівках. В результаті  $r_0$  – рівний сумі одиничних відбивань від кожної границі, помножений на фазовий множник, в якому стоїть подвоєна сума фазових товщин всіх шарів, що лежать перед даною межею розділу зі сторони падіння випромінювання.

Використовуючи векторний графічний метод синтезу [16], спроектовано дзеркало для He-Ne лазера з високим коефіцієнтом відбивання на  $\lambda_0 = 0.633$  мкм і просвітлене на  $\lambda_1 = 3,39$  мкм. Проектування здійснювалось за умови, що нанесення на підкладку дзеркала тонких шарів здійснювалось з

оптичною товщиною  $\lambda_0/4$ . При визначенні проектних параметрів покриття, на площині задавалась довільна точка, від якої у довільному напрямку проводився вектор  $r_1$ , величина, котрого відповідала френелівському відбиванню верхнього шару. З кінцевої точки вектора  $r_1$  під кутом  $\Phi$  рівним подвоєному фазовому куту, встановленому в результаті вибору товщин плівки  $\lambda_0/4$  на довжині хвилі  $\lambda_1$ , проводився вектор, що відповідає френелівському коефіцієнту відбивання другого шару. Таким самим чином проводились решта векторів, аж до вектора  $r_N$ . В завершенні від кінцевої точки під кутом  $\Phi$  проводився вектор  $r_\Phi$ , величина якого відповідала

Таблиця 3

Тонкоплівкові структури дзеркал He-Ne лазерів, отримані в [16]

№ п/п	Тонкоплівкові структури дзеркал В – TiO <sub>2</sub> , Н – SiO <sub>2</sub>	Відбивання	
		$\lambda_0 = 0,633$ мкм	$\lambda_1 = 3,39$ мкм
1	(В,Н) <sub>10</sub> ,10,61В, 3,92Н	0,9995	0,0004
2	(В,Н) <sub>10</sub> ,31,55В, 6,79Н	0,9993	0,0010
3	3,35В,10,58Н,(В,Н) <sub>10</sub>	0,9991	0,0122
4	7,36В,8,673Н,(В,Н) <sub>10</sub>	0,9992	0,0066
5	(В,Н) <sub>11</sub> ,1,318В,6,99Н	0,9999	0,0018
6	(В,Н) <sub>11</sub> ,8,896В,3,73Н	0,9999	0,0011
7	1,70В,6,13Н,(Н,В) <sub>11</sub>	0,9997	0,0136
8	9,00В,2,75Н,(Н,В) <sub>11</sub>	0,9999	0,0097

френелівському відбиванню від підкладки. Далі шляхом змін кутів між векторами і їх абсолютних значень добиваються замкнутості системи векторів, що відповідає нульовому відбиванню на довжині хвилі  $\lambda_1 = 3.39$  мкм. Вимірюванням нових довжин векторів і їх фазових кутів знаходяться нові показники заломлення й оптичні товщини шарів тонкоплівкової системи, що задовольняють необхідним властивостям тонкоплівкової структури в цілому.

Отримані з використанням запропонованого в [16] методу проектування тонкоплівкової структури дзеркал та їх параметри представлено в таблиці 3.

Слід відзначити, що графічні методи аналізу і проектування багатошарових тонкоплівкових систем є для лазерної техніки простими й наочними. З іншої сторони вони можуть передувати більш детальним комп'ютерним обчисленням.

#### 4.2. Числові машинні методи синтезу

В числових машинних методах синтезу оптична система, що складається з набору тонких шарів, описується оціночною (цільовою) функцією, що характеризує ступінь розбіжності аналізованої й заданої спектральних кривих. Як правило, така функція визначається як корінь квадратний від суми квадратів різниць розрахованих в процесі аналізу і необхідних до відтворення на визначених довжинах хвиль спектральних параметрів відбивання (пропускання, поглинання). Мінімальне значення такої функції відповідає найкращим характеристикам тонкоплівкової структури. Заданою характеристикою спроектованої системи може бути крива, апроксимована через найбільш чутливі до відхилення проектних параметрів спектральні точки.

Якщо існують інші, важливі з точки зору проектування характеристики системи, вони також можуть входити у вираз для цільової функції. Такими характеристиками можуть використовуватися перша, друга і перехресна похідні від коефіцієнтів відбивання і пропускання, а також зміна фази випромінювання пропущеного та відбитого променів як функції довжини хвилі й кута нахилу тонкоплівкового покриття до падаючого випромінювання.

Усі ці величини, а, відповідно, і цільова функція, залежать від конструктивних параметрів багатошарового покриття. Загальна їх кількість визначається конкретними умовами синтезу.

При вирішенні багатьох стандартних задач обмежуються, як правило, одним типом змінних, наприклад, товщинами шарів, допустивши при цьому, що показники заломлення є постійними. Ряд задач синтезу, а саме, при проектуванні просвітляючих, світлоподільних покриттів, розв'язуються при допущенні, що товщини шарів фіксовані й кратні деякій величині, а варіювання в процесі розрахунків проводиться показниками заломлення.

Числові методи синтезу, для котрих характерна залежність кінцевого результату від вибору початкового (нульового) наближення поділяються на локальні й нелокальні. Методи, що зменшують оціночну функцію, і пов'язані з лінійною або квадратичною апроксимацією, дозволяють знаходити ли-

ше локальний мінімум, що лежить найближче до початкового наближення.

Серед локальних методів машинного проектування слід відмітити методи багатомірної оптимізації з використанням нелінійного програмування. Найбільшого використання серед них отримали градієнтні методи найшвидшого спуску. Суть мінімізації при використанні цих методів полягає у кроковому змінюванні величини проектних параметрів в сторону зменшення цільової функції, причому, величина кроку  $\Delta S_j$  пропорційна проекції вектора градієнту на вісь j-го параметра.

$$\Delta S_j = \frac{\frac{dM}{dx_j}}{\left[ \sum_N \left( \frac{dM}{dx_j} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (26)$$

де  $M$  – цільова функція,  $x_j$  – проектний параметр,  $N$  – кількість проектних параметрів.

З метою спрощення практичної реалізації таких дзеркальних покриттів в ролі додаткового шару використано один із матеріалів основної структури.

У ролі проектних параметрів, за умови рівності четверті довжини хвилі  $\lambda_0$  оптичних товщин шарів основної структури, вибрано показник заломлення  $n_B$  і оптичну товщину  $H$  додаткового зовнішнього шару. У процесі проектування використано цільові функції:

$$M = \sqrt{(T_{\lambda_0} - T_0)^2 + (R_{\lambda_0} - R_1)^2} \quad (27)$$

у випадку проектування “вихідних” дзеркал і

$$M = \begin{cases} \sqrt{(T_{\lambda_0} - T_0)^2 + (R_{\lambda_1} - R_1)^2}, T_{\lambda_0} > T_0 \\ |R_{\lambda_1} - R_1|, T_{\lambda_0} \leq T_0 \end{cases} \quad (28)$$

розраховані в процесі синтезу параметр  $T_0$  для “вихідних” дзеркал вибирався рівним 2%, для “глухих” – 0,2%, а параметр  $R_1$  в обох випадках брався рівним нулю.

Мінімізацію цільової функції здійснено градієнтним методом найшвидшого спуску з використанням одновимірного пошуку. Початкові параметри оптимізації його пошуку вибирались з допущення відсутності додаткового шару ( $H = 0$ ).

Результати машинного числового синтезу для різної кількості шарів вихідної структури, у випадку використання підкладки з оптичного кварцового скла подані в таблиці 4.

Як видно з таблиці 4, ряд значень показників заломлення не збігається з відомими, що використовуються у тонкоплівковій оптиці. Тому при виготовленні таких дзеркал для He-Ne лазерів має сенс використати суміші матеріалів  $ZnS:ZnSe$ ,  $ZnS:CeF_3$ ,  $HfO_2:TiO_2$ , показники заломлення, котрих в залежності від співвідношення компонентів перебивають діапазон значень від 1,7 до 2,5. Видно, що поряд із досягненням бажаного відбивання на довжині хвилі  $\lambda_0$  робочого переходу лазера, має місце знач-

Таблиця 4

Результати машинної оптимізації параметрів тонкоплівкових структур

№ п/п	Кількість шарів структури	Початкові параметри покриттів				Синтезовані параметри покриттів			
		$n_B$	$n_H$	$T_{\lambda_0}, \%$	$R_{\lambda_1}, \%$	$n_B$	$n_B$ в $\lambda_0/4$	$T_{\lambda_0}, \%$	$R_{\lambda_1}, \%$
1	9	2,35	1,35	1,29	4,03	2,26	5,87	1,99	0,89
2	11	2,35	1,35	0,72	6,01	2,17	6,96	1,99	0,11
3	13	2,00	1,35	1,35	7,61	2,00	6,64	1,99	0,09
4	15	2,00	1,45	1,67	10,1	2,0	5,64	1,94	0,16
5	17	2,00	1,45	0,88	8,42	1,99	5,00	1,96	0,50
6	19	2,35	1,35	0,005	4,32	2,37	5,34	0,006	0,77
7	25	2,00	1,45	0,067	9,84	2,01	6,00	0,058	0,12
8	27	1,95	1,45	0,070	8,68	1,95	5,26	0,100	0,41

не зниження відбивання на довжині хвилі паразитної конкурентної генерації з  $\lambda_1 = 3,39$  мкм.

Градентні методи мінімізації цільових функцій багат шарової системи ефективні для випадку уні-модального характеру поверхні в багатовимірному просторі проектних параметрів. Як правило, поверхня функції якості носить багатомодальний характер і після декількох кроків мінімізації, не досягнувши бажаного результату, значення функції перестає залежати від зміни параметрів тонкоплівкової структури. Локальний характер розв'язків і залежність кінцевого результату процесу від вихідної конструкції покриття не завжди гарантують знаходження задовільних розв'язків.

Певним поступом вперед, що пов'язаний з пошуком більш глибоких мінімумів оціночної функції, є здійснення нелокальних пошуків, суть яких полягає в допущенні, що показники заломлення, або геометричні товщини шарів, або те й інше можуть набувати визначеної кількості значень (L). Загальна кількість варіантів, що розглядаються в цій задачі  $L^{2N}$ , де N – кількість шарів синтезованої структури. Цільова функція розраховується для всіх цих комбінацій з виділенням найменшого її значення й набору проектних параметрів, що йому відповідають. Масштаби використання нелокальних методів обмежені швидкістю машинних розрахунків. Так, наприклад, для п'яти різних комбінацій оптичної товщини й показників заломлення десятишарової системи необхідно розглянути  $10^{14}$  різних тонкоплівкових структур. В наш час, незважаючи на стрімкий розвиток вичислюваних засобів, це нерозв'язувана задача. Однак, ряд проблем, таких як проектування анти відбивних покриттів із кількістю шарів <4, використовуючи нелокальні методи синтезу, можуть бути успішно розв'язані. Значного прогресу в цьому досягається з використанням спрощених виразів аналізу структур, що суттєво зменшують час розрахунку спектральних параметрів тонкоплівкових покриттів. Використання завчасно сформованих блоків даних виключає необхідність повторних розрахунків. Це також економить час проектування, що робить нелокальні методи

більш простими й універсальними.

Синтезу селективних структур дзеркал оптичних резонаторів He-Ne лазерів видимого діапазону ( $\lambda_0 = 0,6328$  мкм) , а також дзеркал мікрочіпових лазерів, із використанням нелокальних числових машинних методів, присвячено роботи [6,15]. Суть пошуку тонкоплівкових структур полягає у визначенні оптимальних товщин шарів тонкоплівкової структури за умови, що показники заломлення  $n_i$  цих шарів, підкладки  $n_S$  і зовнішнього середовища є незмінними. Вихідними даними є також коефіцієнти відбивання дзеркал на довжинах хвиль  $\lambda_0$  і  $\lambda_1$ , а також кількість шарів K синтезованих структур.

Синтез базується на методі перебору оптичних товщин  $d_i$  покриттів. Використовуючи дані [6], коефіцієнт відбивання тонкоплівкової структури

$$S_0 S_1, S_2, \dots S_i \dots S_{m-1} S_m, \quad \lambda = 0.633 \text{ мкм} \quad (29)$$

представлено у вигляді:

$$R = \frac{(M_{11} - M_{22}n_S)^2 + (M_{12}n_S - M_{21}^2)}{(M_{11} + M_{22}n_S)^2 + (M_{12} - M_{21})^2}, \quad (30)$$

де

$$M_{kj} = \sum_{k_1=1}^2 a_{kk_1} \sum_{k_2=1}^2 a_{k_1k_2} \dots \sum_{k_m=1}^2 a_{k_{m-1}k_m} a_{k_mj},$$

$$a_{11} = \cos\left(\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right), \quad a_{12} = \sqrt{-1} \frac{\sin\left(\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right)}{n_i},$$

$$a_{21} = \sqrt{-1} n_i \sin\left(\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right).$$

Оптимальні оптичні товщини шарів знаходяться з мінімуму оціночної функції, що характеризує ступінь розбіжності розрахункових і заданих коефіцієнтів на довжинах хвиль  $\lambda_0$  і  $\lambda_1$ .

$$M = \sqrt{(R_{\lambda_0} - R_0)^2 + (R_{\lambda_1} - R_1)^2}, \quad (31)$$

де  $R_{\lambda_0}$  і  $R_{\lambda_1}$  поточні розраховані значення коефіцієнтів відбивання на переходах із  $\lambda_0$  і  $\lambda_1$ ,  $R_0$  і  $R_1$  – значення параметрів, якими має володіти синтезоване оптичне покриття. Накладення обмежуючих

умов спрощує процес синтезу. Одним із таких обмежень є дотримання кратності оптичних товщин шарів чверті довжини хвилі робочого переходу. Це обмеження забезпечує постійність і рівність відбивання на довжині хвилі основного лазерного переходу з  $\lambda_0$  його оптимальному значенню. Разом з умовою, що  $R_1 = 0$ , використано цільову функцію у вигляді:

$$M = R_1. \quad (32)$$

Допущено, що максимальна оптична товщина шару, синтезованого покриття не повинна бути більшою  $3/4\lambda_0$ . Це обмеження необхідне, оскільки дозволяє шукати розв'язки в області реальних (із точки зору виготовлення) товщин шарів.

У процесі синтезу оптичні товщини шарів перебираються з кроком  $\lambda_0/2$ . Синтез здійснюється шляхом розрахунку значень оціночної функції  $M$  для всіх можливих комбінацій оптичних товщин. Число комбінацій з урахуванням накладених обмежень є  $2^N$ . У випадку синтезу дзеркал із високим відбиванням на робочому переході ("глухі" дзеркала з  $R_0 \geq 0,995$ ), що містять значну кількість шарів, число комбінацій стає дуже великим і затрати машинного часу можуть складати до десятків годин. Для 29-и шарового дзеркала кількість комбінацій складає  $5,6 \cdot 10^8$ . Тому введено ще одне обмеження, котре виправдовує себе не лише економією машинного часу, але є вигідним із точки зору технологічності синтезованих структур. Допущено, що сумарна оптична товщина синтезованої структури дзеркала повинна задовольняти умові

$$\sum_{i=1}^N n_i d_i \leq \frac{\lambda_0 (N + 4)}{4}, \quad (33)$$

тобто в отриманій тонкоплівковій структурі повинно бути не більше двох потовщених шарів. З урахуванням даного обмеження, кількість варіантів зменшується до  $\frac{N(N+1)}{2}$  і у випадку проектування 29-и шарових конструкцій становить лише 435 комбінацій.

У процесі синтезу [6] нами як вихідні структури вибирались звичайні двокомпонентні четвертьхвильові на  $\lambda_0$  структури дзеркал, до складу яких входили  $ZnS$  і  $Na_3AlF_6$ , а також окисли  $ZrO_2$  і  $SiO_2$ . Матеріал  $MgF_2$ , завдяки недопустимості потовщень  $>\lambda_0/4$ , до уваги не брався. На кінцевому етапі синтезу на цифровий друк виводилось масиви наборів коефіцієнтів  $k_i$ , що вказували на товщину кожного шару в долях  $\lambda_0/4$ . Маючи ці масиви, реальна тонкоплівкову структура синтезованих дзеркал мала вигляд:

$$S_0 k_1 B, k_2 H, k_3 B, \dots k_m B, \lambda_0 = 0,633 \text{ мкм} \quad (34)$$

У таблиці 5 подано набори коефіцієнтів  $k_i$  для найкращих тонкоплівкових структур 9-и, 17-и і 19-шарових покриттів із матеріалів  $ZnS$  і  $Na_3AlF_6$ , а також 15-и, 17-и і 29-и шарових покриттів із матеріалів  $ZrO_2$  і  $SiO_2$ , що осаджуються на підкладку з оптичного кварцового скла. В таблиці приведено відповідні значення коефіцієнтів відбивання дзер-

кал на довжині хвилі  $\lambda_1$  конкурентного переходу.

Отримані в процесі нелокального синтезу конструкції інтерференційних покриттів можуть бути покращені з використанням методів нелінійного програмування. Таке поєднання двох методів синтезу дозволяє розв'язати практично любую задачу синтезу інтерференційних покриттів.

### 4.3. Аналітичні методи синтезу

В аналітичних методах синтезу використовуються математичні вирази, що зв'язують показники заломлення і товщини шарів із необхідними розподілами коефіцієнтів відбивання або коефіцієнтів пропускання багатошарових систем. Робота [17] поклала початок синтезу аналітичним методом. Використовуючи косинус перетворення до рекурентних співвідношень для амплітуд електромагнітних хвиль на границях шарів, у [18] було знайдено систему рівнянь для ізфренелівських коефіцієнтів, з яких в свою чергу, знаходять показники заломлення шарів синтезованої системи. Розв'язується така задача у допущенні рівнотовщинності шарів. Розв'язки конструкцій покриттів в такому методі отримуються відносно швидко, однак цей метод має суттєвий недолік – коефіцієнти заломлення компонентів плівкових багатошарових покриттів є вихідними змінними, і їх величини не можуть бути забезпечені технологією з належною точністю. З іншого боку, такий метод проектування дає конструктору розуміння фізичного змісту вимог, котрі пов'язані з отриманням заданих кривих відбивання багатошарового покриття, а також оцінки тієї межі, до котрого ці вимоги є реальними. Крім того, алгоритм проектування можна використати при виборі початкового наближення для програм, що працюють за числовим методом.

Значна частина аналітичного методу синтезу тонкоплівкових систем базується на використанні швидкого перетворення Фур'є. Розв'язки, отримувани таким методом, являють собою безконечно протяжний шар із розподіленням за певним законом показником заломлення. Такий шар реалізує заданий спектральний коефіцієнт відбивання. Залежність пропускання шару від профілю  $n(x)$  дається виразом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dn}{dx} \frac{1}{2n} e^{ikx} dx = Q(k) e^{i\phi(k)} = f(x), \quad (35)$$

де  $k = 2\pi/\lambda$ . В цьому співвідношенні  $Q(k)$  – функція заданого профілю пропускання. Змінна  $x$  – подвійний оптичний шлях:

$$x = 2 \int_0^z n(u) du. \quad (36)$$

Профіль показника заломлення непоглинаючого неоднорідного шару з безмежно широким спектральним розподілом в процесі синтезу визначається з виразу:

Таблиця 5

Масиви коефіцієнтів потовщення шарів, отримані в процесі нелокального числового синтезу в [5]

Порядковий номер шару	Значення параметра $k_i$											
	Використовувані матеріали											
	ZnS	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	ZnS	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	ZnS	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub>	ZrO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>	ZrO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>	ZrO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>
	R(3,39 мкм)		R(3,39 мкм)		R(3,39 мкм)		R(3,39 мкм)		R(3,39 мкм)		R(3,39 мкм)	
	0,381%		0,222%		0,032%		0,614%		0,032%		0,061%	
1	1		1		1		1		3		1	
2	1		1		1		1		1		1	
3		3		1		1		1		1		3
4	1		1		1		3		1		1	
5	1		1		3		1		1		1	
6	1		3		1		1		1		1	
7	1		1		1		1		1		1	
8	1		1		1		1		1		1	
9	1		1		1		1		1		1	
10			1		1		1		1		1	
11			1		1		1		3		1	
12			1		1		1		1		1	
13			3		3		1		1		1	
14			1		1		3		1		1	
15			1		1		1		1		1	
16			1		1				1		1	
17			1		1				1		1	
18					1						1	
19					1						1	
20											1	
21											1	
22											1	
23											3	
24											1	
25											1	
26											1	
27											1	
28											1	
29											1	

$$n(x) = \ell \left[ \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{Q(k)}{k} \sin[\phi(k) - kx] dk \right] \quad (37)$$

Функція  $Q(x)$ , за даними роботи [19], апроксимується виразом  $0,5[T(k)^{-1} - T(k)]^{1/2}$ .

#### 4.4. Метод еквівалентного шару

Методом еквівалентного шару конструюються тонко плівкові системи, що використовуються в основному для створення різних типів фільтрів. Уводять поняття еквівалентного шару при використанні проектування провідляючих покриттів для інфрачервоної області спектра. Суть методу полягає в тому, що для побудови покриття з оптичними властивостями, близькими до необхідних, використовуються симетричні системи плівок, тобто секції, котрі ідентичні моно шарам з еквівалентними показниками заломлення  $N_{екв}$  і ефективною фазовою товщиною  $\Phi_{эф}$ .

Відповідно до визначення, що витікає з матри-

чного методу аналізу розповсюдження випромінювання в шаруватих середовищах, вказані параметри знаходяться за співвідношеннями:

$$N_{екв} = \sqrt{\frac{M_{21}}{M_{12}}}, \quad (38)$$

$$\Phi_{эф} = \arccos M_{11}, \quad (39)$$

де  $M_{ij}$  – елементи матриці інтерференції симетричної системи плівок.

На практиці найбільшого розповсюдження набули елементарні блоки 0,5B, H, 0,5B і 0,5H, B, 0,5H, де B і H – четвертьхвильові (B – із високим, а H – із низьким показниками заломлення) шари на довжину хвилі  $\lambda$ . Комбінуючи за певним принципом різні блоки і узгоджуючи їх між собою й оточуючими середовищами, в багатьох випадках вдається створити покриття, що наближуються до необхідних із заданими оптичними властивостями. Метод еквівалентного шару є досить гнучким і зру-

чним для конструювання інтерференційних тонкоплівкових покриттів. З використанням цього методу в [[10]] проведено вирівнювання еквівалентного показника заломлення складної багочислової структури в спектральних точках  $\lambda_0 = \dots, 2\lambda_0, \lambda_0/2 \dots$ , котре дозволяло вибрати показники заломлення додаткових шарів, що ефективно гасять побічні максимуми відбивання вихідної системи. Отримані в результаті проектування структури покриттів можуть застосовуватись в параметричних генераторах світла та у пристроях генерації другої гармоніки. При певному співвідношенні довжин хвиль в спектрі випромінювання лазера такі покриття можуть селектувати їх спектр випромінювання.

Як правило, всі тонкоплівкові структури використовуваних дзеркал оптичних резонаторів є симетричними і володіють непарною кількістю шарів. Тому такі структури, як показано в [11] в цілому, в області довжин хвиль конкуруючих переходів, можуть бути описані еквівалентним шаром, котрий характеризується  $N_{\text{екв}}$  і  $\Phi_{\text{еф}}$ . Розглядаючи задачу просвітлення дзеркала на довжині хвилі  $\lambda_1$  в

наближенні двохшарового просвітлюючого покриття, в [6,11,12] знайдено показник заломлення і фазову товщину додаткового зовнішнього або внутрішнього шару, котрий разом з еквівалентним шаром (основною структурою) складає двохшарове просвітлююче покриття. В цьому плані розглянуто тонкоплівкові структури виду:

$$S_0 \underbrace{(B, H)_{\frac{k-1}{2}}}_{\text{ЕКВ}} B, D_1, \quad (40)$$

$$S_0 D_2 \underbrace{(B, H)_{\frac{k-1}{2}}}_{\text{ЕКВ}} B, \quad (41)$$

де  $D_1$  і  $D_2$  - додаткові шари з показниками заломлення  $N_1$  і  $N_2$  і фазовими товщинами  $\Phi_1$  і  $\Phi_2$ , ЕКВ – еквівалентний шар.

В [6,11] доведено, що досягнути повного просвітлення дзеркал на конкуруючому переході можливо в випадку, якщо в структуру дзеркала ввести додатковий зовнішній шар з параметрами що задовольняє виразам:

$$N_2^2(\lambda_1) = \frac{n_0 n_S N_{\text{екв}}^2 (n_S - n_0) + N_{\text{екв}}^2 n_S (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2) \text{tg}^2 \Phi_{\text{еф}}}{N_{\text{екв}}^2 (n_S - n_0) + (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2) n_0 \text{tg}^2 \Phi_{\text{еф}}}, \quad (42)$$

$$\text{tg}^2 \Phi_2(\lambda_1) = \frac{N_2^2(\lambda_1) (n_S - n_0) (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2)}{(N_{\text{екв}}^2 n_S - N_2^2(\lambda_1) n_0) (N_2^2(\lambda_1) - n_0 n_S)}, \quad (43)$$

або внутрішній шар відповідно з:

$$N_1^2(\lambda_1) = \frac{n_0 n_S N_{\text{екв}}^2 (n_S - n_0) - N_{\text{екв}}^2 n_0 (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2) \text{tg}^2 \Phi_{\text{еф}}}{N_{\text{екв}}^2 (n_S - n_0) - (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2) n_S \text{tg}^2 \Phi_{\text{еф}}}, \quad (44)$$

$$\text{tg}^2 \Phi_1(\lambda_1) = \frac{N_1^2(\lambda_1) (n_S - n_0) (n_0 n_S - N_{\text{екв}}^2)}{(N_1^2(\lambda_1) n_S - N_{\text{екв}}^2 n_0) (N_1^2(\lambda_1) - n_0 n_S)}. \quad (45)$$

де  $N_1$  і  $\Phi_1$  – показник заломлення і фазова товщина зовнішнього, а  $N_2$  і  $\Phi_2$  – внутрішнього додаткових шарів.

Визначення  $N_{\text{екв}}$  і  $\Phi_{\text{еф}}$  еквівалентного шару про-

ведено з використанням числових машинних методів.

Результати проектувань із використанням методики еквівалентного шару для матеріалів, що

Таблиця 6

Результати розрахунку параметрів допоміжних шарів

№ п/п	Кількість шарів вихідної структури	Використовувані матеріали і їх показники заломлення ( $n_B$ ) і ( $n_H$ )		Внутрішній додатковий шар		Зовнішній додатковий шар	
				$N_2$	$\Phi_2, \text{град}$	$N_1$	$\Phi_1, \text{град}$
1	5	ZnSe(2,5)	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub> (1,35)	2,21	93,35	1,53	88,75
2	7	ZnSe(2,5)	MgF <sub>2</sub> (1,38)	2,46	37,63	1,44	72,12
3	9	ZnS(2,3)	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub> (1,35)	1,09	139,3	1,18	79,72
4	15	ZnSe(2,5)	MgF <sub>2</sub> (1,38)	2,28	101,2	1,59	94,90
5	15	HfO <sub>2</sub> :TiO <sub>2</sub> (2,0)	SiO <sub>2</sub> (1,45)	2,13	114,8	1,44	97,40
6	17	ZrO <sub>2</sub> (1,95)	SiO <sub>2</sub> (1,45)	2,06	61,20	1,36	82,95
7	19	ZnS(2,3)	Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub> (1,35)	-	-	1,22	73,17
8	25	HfO <sub>2</sub> :TiO <sub>2</sub> (2,0)	SiO <sub>2</sub> (1,45)	2,28	131,7	1,42	102,2
9	27	ZrO <sub>2</sub> (1,95)	SiO <sub>2</sub> (1,45)	2,02	79,20	1,38	87,13

найбільш широко використовуються у виробництві лазерних дзеркал і для різної кількості шарів вихідних структур, що осаджуються на підкладки з оптичного кварцу ( $n_s = 1,45$ ), представлено в таблиці 6.

Як видно з таблиці 6 ряд розрахованих значень показників заломлення відрізняються від показників заломлення матеріалів, що використовуються в оптичному тонкоплівковому виробництві. Цей факт стосується особливо 9-и і 19-и шарових дзеркал із матеріалів ZnS і  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ . Тут в якості додаткових шарів необхідні матеріали з показником заломлення близьким до 1,22. Аналіз таких покриттів із заміною матеріалу з найближчими значеннями показників заломлення проведений в [12] показує достатню ефективність використання такого методу проектування.

Використання методу еквівалентного шару є ефективним із точки зору проектування тонкоплівкових структур дзеркал, що забезпечують роздільну генерацію на слабких  $3s_2$ - $2p$ ... переходах неону ( $\lambda = 0,543$  мкм, 0,593 мкм, 0,612 мкм, 0,640 мкм і 0,730 мкм) [6,13] а також одночасну генерацію на найбільш інтенсивних переходах в He-Ne лазерах з  $\lambda = 0,6328$  мкм, 1,15 мкм, 3,39 мкм.

## V. Висновки

З проведеного вище аналізу методів і підходів до проектування оптичних покриттів видно, що всі вони в тій чи іншій мірі є ефективними для розробки інтерференційних покриттів, що використовую-

ються в лазерному приладобудуванні.

Газові лазери продовжують бути одними з найрозповсюдженіших серед джерел індукованого випромінювання. Одна з причин – сама висока когерентність випромінювання. Серед газорозрядних лазерів самими дешевими і з найбільшим терміном служби є лазери на суміші газів гелію й неону. Розроблені з використанням різних підходів до проектування оптичні елементи резонаторів лазерів, а також технологічні процеси їх виробництва дозволили провести модернізацію значної групи серійних приладів і розробити нові сучасні моделі. Це дозволило підняти їх технічний рівень і конкурентноздатність за рахунок спрощення конструкцій, покращення основних характеристик шляхом збільшення числа довжин хвиль на котрих вони працюють, підвищення параметрів стабільності їх випромінювання й надійності [6].

У плані наукових досліджень використання активних елементів He-Ne із високо добротними селективними дзеркалами, що повністю виключають ефекти взаємодії переходів дозволило провести нову більш якісну оптимізацію умов генерації цього класу лазерів, більш глибоко зрозуміти явища, що проходять в активному середовищі [20-22].

**Я.М. Бондарчук** – кандидат фізико-математичних наук, доцент;

**Я.О. Довгий** – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри експериментальної фізики.

- [1] Multi-color He-Ne Laser new in Welimarht // *Laser und optoelektronik*, **6**, с. 96 (1986).
- [2] C.L. Muskalu, St. Gaceff. Effect of dispersion on the spektral characteristics of multilayer thin films // *Optica Appl.*, **14**(4), сс. 501-508 (1984).
- [3] A. Tulibanski, J. Коpec. Pewne konstrukcie laserowych swierciadet transmisyjnych w centrum rasma wysokiego odbicia // *Elektron. Kwant I optica nie liniow Sp. raward 6 konf. Poznan*, Poznan, сс. 199-204 (1975).
- [4] M.W. Dovley Realibility and commercial lasers // *Appl. Opt.*, **21**(10), сс. 1971-1880 (1982).
- [5] Я.М. Бондарчук. *Технологія й обробка оптичних матеріалів: Наукове видання*. Ліга-Прес, Львів, 242 с. (2001).
- [6] Я.М. Бондарчук, Р.М. Возняк, Р.В. Корбецкий, В.Е. Привалов. Гелий-неоновые лазеры на слабых переходах неона // *Обзоры по электронной технике, Сер.2, Лазерная техника и оптоэлектроника*, **8**, 56 с. (1990).
- [7] Я.М. Бондарчук. Оптичні елементи лазерів видимого діапазону // *Фізичний збірник НТШ*, **2**, сс. 138-147 (1996).
- [8] *Физика тонких пленок: В 8.т.* / Под ред. Хасса Г. Мир, М., Т.1., 343 с. (1967).
- [9] Я.О. Довгий, Б.В. Микитюк. Разработка метода круговых диаграмм для практического использования при расчетах многослойных тонкопленочных систем // *Оптика и спектроскопия*, **58**(2), сс. 432-436 (1985).
- [10] Б.Б. Мешков, Е.В. Проценко, П.П. Яковлев. Эффективное подавление побочных максимумов отражения в полосах пропускания интерференционных систем // *Вопр. радиоэлект., серия общетехническая* **1**, сс. 114-121 (1978).
- [11] Я.М. Бондарчук, Р.М. Возняк, В.Г. Леонтьев, В.В. Липский. Структура интерференционных покрытий лазерных зеркал с просветлением на конкурирующем переходе // *Электронная техника, сер.11, Лазерная техника и оптоэлектроника*, **6**, сс. 102-106 (1985).
- [12] Я.М. Бондарчук, Р.М. Возняк, В.Г. Леонтьев, В.В. Липский. Зеркала с просветлением в спектральной области 3.39 мкм и их использование в серийных гелий-неоновых лазерах // *Электронная техника, сер. 11, Лазерная техника и оптоэлектроника*, **3**, сс. 80-88 (1986).

- [13] Я.М. Бондарчук, М.А. Вацеба. Зеркала резонаторов He-Ne ОКГ, обеспечивающие отдельную генерацию на  $3s_2-2p...$  переходах с длинами волн 0,543 мкм, 0,593 мкм, 0,612 мкм, 0,640 мкм, 0,730 мкм // *Материалы II конференции молодых ученых физического факультета Львовского госуд. универс.*, Львов 24-25 апреля (1986) / Львов ун-тет, Львов, сс. 75-76, *Деп. УКРНИИИТИ №2790-Ук.86*, 01.12.86.
- [14] Я.М. Бондарчук, О.И. Корпан, Г.А. Мартиневич, Т.А. Нагусько, Б.М. Шкляр. Проектирование зеркальных покрытий для лазеров с внутренними зеркалами с учетом технологических режимов изготовления активных элементов // *Тезисы докладов конференций, сер.11, Лазерная техника и оптоэлектроника*, **4**, сс. 26-27 (1986).
- [15] Y. Bondarchuk, V. Lipsky. The design of mirrors coating structures of YAG:Nd lasers pumped by semiconductor laser // *International Conference on Lasers for Measurements and Information Transfer*, St.Petersburg, Russia. *Proceedings of SPIE*, **4316**, p. 107-111 (2000).
- [16] *Зеркало для гелий-неонового лазера*, заявка на патент. № **59-45961**, Япония. Заявлено 20.09.74. №49-107705, опубликовано 11.09.84. №6-1150.
- [17] R.J. Pegis. An exact design method for multilayer filters // *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**(11), сс. 1255-1263 (1961).
- [18] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. Наука, М., 720 с. (1973).
- [19] Dobrowolski J.A., Lowe D. Optical thin film synthesis program based on the use of Fourier transforms// *Appl. Opt.*- 1978.- 17, №9.- С.3039-3050.
- [20] Г.Х. Чеджемов, Л.В. Качан, Я.М. Бондарчук. Критерии определения максимумов мощности излучения гелий-неоновых лазеров // *Оптика и спектроскопия*, **73**, сс. 182-185 (1992).
- [21] Г.Х. Чеджемов, Л.В. Качан, Я.М. Бондарчук. Колебания в разряде гелий-неонового лазера ЛГН-208 и их связь с давлением в активном элементе // *Оптика и спектроскопия*, **73**(3), сс. 593-598 (1992).
- [22] Г.Х. Чеджемов, Л.В. Качан, Я.М. Бондарчук. Взаимосвязь некоторых рабочих параметров гелий-неонового лазера ЛГН-208 // *Оптика и спектроскопия*, **74**(3), -сс. 626-629.

J.M. Bondarchouk, J.O. Dovgyy

## Theoretical and Technological Aspects of Synthesis of Laser Mirrors (Review)

LTD „Lviv-Electronica”, 14a, Ugorsk Str., Lviv, 79619, tel.(fax) 0322-70-14-82, E-mail: [bond@org.lviv.net](mailto:bond@org.lviv.net)  
<sup>1</sup>Ivan Franko Lviv National University, 1, Universytetska Str., 79602,  
tel. 0322-964-433

In the publication the analysis of a modern status of development of optics of gas lasers is given. The features of designs of industrial lasers and elements, used in them, of optical resonators are analyzed. It is shown, that use of selective mirrors essentially improves the basic parameters of lasers. The methods of synthesis of thin-film optical coverings are analyzed. The concrete examples of designing of selective mirrors of lasers are resulted.