

## ФОТОТЕПЛОВИЙ МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ ДЗЕРКАЛЬНИХ ПОКРИТЬ

© Петровська Г.А., Демкович І.В., Бобицький Я.В., 2005

H.A. Petrovska, I.V. Demkovytsch, Y.V. Bobytski

## THE DETERMINATION PHOTOTHERMAL METHOD OF ABSORPTION COEFFICIENT OF MIRRORS COVERING

© Petrovska H.A., Demkovytsch I.V., Bobytski Y.V., 2005

Розроблено фототепловий метод визначення коефіцієнта поглинання інтерференційних покриттів лазерних дзеркал. Метод базується на реєстрації фотостимульованих змін, які виникають у дзеркалі під дією потужного лазерного пучка з відомим просторово-часовим розподілом енергії випромінювання, зокрема, теплових полів на поверхні дзеркала. Для реєстрації цих полів використані методи лазерної інтерферометрії. Для визначення невідомого значення коефіцієнта поглинання за експериментально зареєстрованим розподілом температури на поверхні дзеркала розроблено математичну модель та відповідне програмне забезпечення.

The determination photothermal method of absorption coefficient of covering of an laser mirrors is developed. The method is based on registration of photostimulated changes, which appear into mirror under influence of the powerful laser beam with the given spatio-temporal distribution of the radiation energy, in particular, thermal fields on the mirror surface. The laser interferometry methods are used for registration of the fields. The mathematical model and corresponding software for determination of an absorption coefficient unknown value using the experimental temperature distribution on the mirror surface are designed.

### Вступ

У виробництві лазерів високі вимоги ставлять до якості резонаторної оптики, зокрема, до резонаторних дзеркал. Одним із найважливіших параметрів резонаторного дзеркала, поряд з його спектральними характеристиками, є коефіцієнт поглинання. Коефіцієнт поглинання резонаторних дзеркал повинен бути гранично низьким, оскільки високі втрати на поглинання зменшують добротність резонатора, що обмежує можливості отримання генерації на малоінтенсивних переходах. У потужних лазерних системах тепло, яке виділяється під час поглинання, спричиняє виникнення теплових ефектів, що призводять до деформації дзеркал, а, отже, до зменшення стійкості резонатора і навіть до руйнування дзеркал [1].

Проблеми, пов'язані з отриманням високоякісної оптики, диктують необхідність створення чутливих методів контролю оптичних параметрів лазерних дзеркал, зокрема коефіцієнта поглинання.

У цій роботі наведено результати розробки високочутливого фототеплового методу визначення коефіцієнта поглинання лазерних діелектричних дзеркал, зокрема, резонаторних дзеркал газових лазерів.

### Фототеплові методи досліджень

В останні роки активно розвиваються неруйнівні методи контролю, які отримали назву фототеплових методів (ФТМ). Суть цих методів така. Якщо зразок опромінювати потужним

лазерним випромінюванням, то, внаслідок поглинання частини випромінювання в ньому виникають теплові поля, просторово-часовий розподіл яких залежить як від параметрів лазерного випромінювання, так і від характеристик матеріалу зразка. Локальне підвищення температури зразка призводить до виникнення різного роду фотостимульованих змін у ньому та у довікклі (рис. 1): термодформації поверхні, інфрачервоного випромінювання, теплової лінзи у зразку та повітрі. Якщо ж збуджувальне лазерне випромінювання є імпульсним, то додатково виникають також акустична та тепла хвилі у зразку та повітрі.

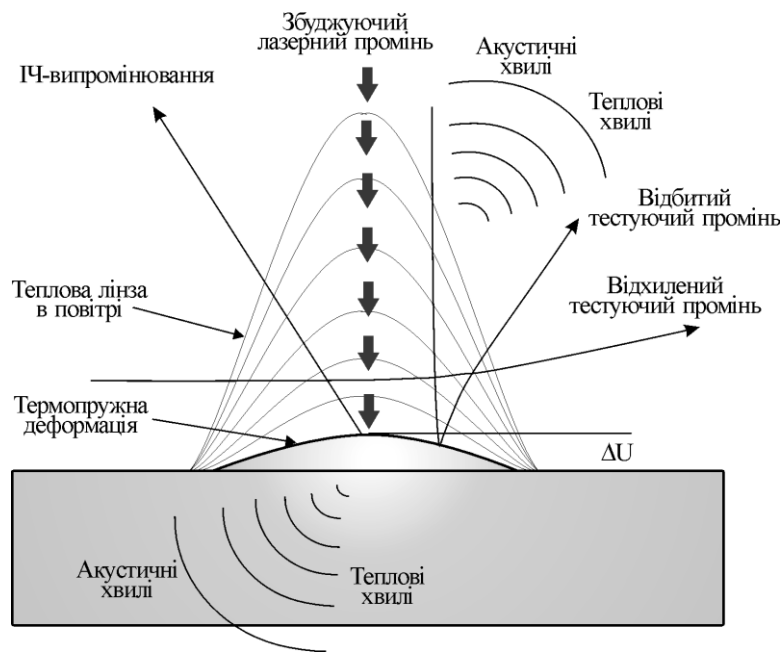


Рис. 1. Схематичне зображення фотостимульованих змін у зразку під дією потужного імпульсного лазерного випромінювання

Відповідно до природи цих змін можуть бути використані різні методи детектування теплового відгуку досліджуваного зразка: це калориметричні методи, методи фототеплової радіометрії, фототеплової дефлектометрії, фототеплової лінзи в повітрі, фототеплової інтерферометрії тощо [2, 3]

Оскільки тепловий відгук залежить від характеристик матеріалу опромінюваного зразка, то фототеплові методи можуть бути використані і в останні роки активно застосовуються для вимірювання характеристик оптичних та конструкційних матеріалів, а також металевих та діелектричних покриттів, зокрема: теплопровідності, теплоємності, поглинання, товщини покриття тощо [4–8].

### Принцип визначення коефіцієнта поглинання

Загалом принцип визначення коефіцієнта поглинання дзеркального покриття полягає в тому, що експериментально реєструється теплове поле на поверхні досліджуваного зразка, і, розв'язавши обернену задачу теплопровідності визначають невідоме значення коефіцієнта поглинання. Параметри лазерного випромінювання та теплофізичні характеристики матеріалу підкладки повинні бути відомі.

Для реалізації методу розроблено теорію поширення тепла в багатошарових системах, а також програмне забезпечення для розрахунку теплових полів в просторі і часі, які виникають в зразку під дією лазерного випромінювання з заданими енергетичними та просторово-часовими параметрами.

Для розрахунку теплового поля у досліджуваному зразку розглянемо крайову задачу:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(W_x) + \frac{\partial}{\partial y}(W_y) + \frac{\partial}{\partial z}(W_z) + q(x, y, z, t); \quad (1)$$

де  $c$  – теплоємність матеріалу зразка (Дж/г·К);  $\rho$  – густина (г/см<sup>3</sup>);  $t$  – час (с);  $q(x, y, z, t)$  – функція, яка описує об'ємне теплове джерело;  $W_x = \lambda \frac{\partial T}{\partial x}$ ;  $W_y = \lambda \frac{\partial T}{\partial y}$ ;  $W_z = \lambda \frac{\partial T}{\partial z}$ ; – теплові потоки;  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності (Вт/см·К).

Рівняння (1) задовольняє початкову умову:

$$T(x, y, z) = T_0 \quad \text{в області} \quad G(0 \leq x \leq l_x, \quad 0 \leq y \leq l_y, \quad 0 \leq z \leq l_z, \quad ) \quad (2)$$

та граничним умовам:

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= -\alpha_T (T - T_c), & -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=l_x} &= \alpha_T (T - T_c), \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= -\alpha_T (T - T_c), & -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=l_y} &= \alpha_T (T - T_c), \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -\alpha_T (T - T_c), & T(x, y, l, t) \Big|_{l=l_z} &= T_c; \end{aligned} \quad (3)$$

де  $T_0$  – початкова температура (К);  $T_c$  – температура довкілля (К);  $\alpha_T$  – коефіцієнт тепловіддачі (Вт/см<sup>2</sup>).

Функцію, яка описує об'ємне джерело енергії в зразку, запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned} q(x, y, z, t) &= (1 - R)I(t) \exp \left[ \frac{(x - l_x/2)^2 + (y - l_y/2)^2}{r^2} \right] \times \\ &\times \left\{ \alpha_s \cdot \exp \left[ - \int_{l_c}^{l_z} \alpha_s(\xi) d\xi \right] + \alpha_c \cdot \exp \left[ - \int_0^{l_c} \alpha_c(\xi) d\xi \right] \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

де  $R$  – коефіцієнт відбивання від поверхні зразка;  $I(t)$  – часова залежність густини потужності лазерного випромінювання;  $r$  – радіус лазерного пучка (см);  $\alpha_c$  – показник поглинання матеріалу покриття (см<sup>-1</sup>);  $\alpha_s$  – показник поглинання матеріалу підкладки (см<sup>-1</sup>);  $l_c$  – товщина покриття;  $\xi$  – змінна інтегрування.

*Крайова задача (1 ÷ 3) розв'язувалась різницевиими методами.*

В описаній області  $G$  була побудована мережа:

$$\bar{\omega}_{h_1 h_2 h_3} \times \bar{\omega}_\tau = \left\{ (x_i = ih_1, y_j = jh_2, z_k = kh_3, i = 0 \dots N_1, j = 0 \dots N_2, k = 0 \dots N_3), (t_l = l\tau, l = 0 \dots N_4) \right\} \quad (5)$$

де  $h_1, h_2, h_3$  – кроки по координатах  $x, y, z$ ;  $\tau$  – крок по часу  $t$ .

Рівняння балансу тепла для елементарного об'єму має вигляд:

$$V_{i,j,k}^l = \left\{ x_{i-\frac{1}{2}} \leq x \leq x_{i+\frac{1}{2}}, y_{j-\frac{1}{2}} \leq y \leq y_{j+\frac{1}{2}}, z_{k-\frac{1}{2}} \leq z \leq z_{k+\frac{1}{2}}, t_l < t < t_{l+1} \right\}; \quad (6)$$

Після інтегрування рівняння (1) по  $dx dy dz dt$  отримано :

$$\begin{aligned} c\rho(T_{i,j,k}^{l+1} - T_{i,j,k}^l) h_1 h_2 h_3 &= \\ &= \left[ \sigma \left( W_{i+\frac{1}{2},j,k}^{l+1} - W_{i-\frac{1}{2},j,k}^{l+1} \right) + (1 - \sigma) \left( W_{i+\frac{1}{2},j,k}^l - W_{i-\frac{1}{2},j,k}^l \right) \right] h_2 h_3 \tau + \\ &+ \left[ \sigma \left( W_{i,j+\frac{1}{2},k}^{l+1} - W_{i,j-\frac{1}{2},k}^{l+1} \right) + (1 - \sigma) \left( W_{i,j+\frac{1}{2},k}^l - W_{i,j-\frac{1}{2},k}^l \right) \right] h_1 h_3 \tau + \end{aligned} \quad (7)$$

$$+ \left[ \sigma \left( W_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{l+1} - W_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{l+1} \right) + (1-\sigma) \left( W_{i,j,k+\frac{1}{2}}^l - W_{i,j,k-\frac{1}{2}}^l \right) \right] h_1 h_2 \tau + \\ + q_{i,j,k}^l h_1 h_2 h_3 \tau,$$

де  $\sigma$  – вага верхнього шару  $t=t^{l+1}$ .

Розрахунок виконується за неявною схемою ( $\sigma=1$ ). Враховуючи, що

$$\begin{aligned} W_{i+\frac{1}{2}} &= \frac{\lambda}{h_1} (T_{i+1} - T_i); & W_{i-\frac{1}{2}} &= \frac{\lambda}{h_1} (T_i - T_{i-1}); \\ W_{j+\frac{1}{2}} &= \frac{\lambda}{h_2} (T_{j+1} - T_j); & W_{j-\frac{1}{2}} &= -\frac{\lambda}{h_2} (T_j - T_{j-1}); \\ W_{k+\frac{1}{2}} &= \frac{\lambda}{h_3} (T_{k+1} - T_k); & W_{k-\frac{1}{2}} &= \frac{\lambda}{h_3} (T_k - T_{k-1}); \end{aligned} \quad (8)$$

Було одержано таке різницеве рівняння:

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j,k}^{l+1} - T_{i,j,k}^l}{\tau} &= \frac{\lambda}{c\rho} \frac{T_{i+1,j,k}^{l+1} - 2T_{i,j,k}^{l+1} + T_{i-1,j,k}^{l+1}}{h_1^2} + \frac{\lambda}{c\rho} \frac{T_{i,j+1,k}^{l+1} - 2T_{i,j,k}^{l+1} + T_{i,j-1,k}^{l+1}}{h_2^2} + \\ &+ \frac{\lambda}{c\rho} \frac{T_{i,j,k+1}^{l+1} - 2T_{i,j,k}^{l+1} + T_{i,j,k-1}^{l+1}}{h_3^2} + \frac{1}{c\rho} q_{i,j,k}^l; \end{aligned} \quad (9)$$

Для розв'язання різницевого рівняння в області  $G$  використано локально-одновимірний метод. Наближений розв'язок рівняння (9) було знайдено при розв'язанні послідовно по  $x$ ,  $y$ ,  $z$  одновимірних рівнянь теплопровідності. Кожне з одновимірних рівнянь доповнювалось двома граничними умовами з (8) у вигляді їх апроксимації та початковою умовою. Було отримано три крайові задачі на часовому інтервалі  $t_l \leq t \leq t_{l+1}$ . До кожної з одновимірних крайових задач застосовувався метод прогонки з ітераційним уточненням:

$$T_{i,j,k}^{s+1, l+\frac{1}{3}\tau} = \alpha_{i+1,j,k} \cdot T_{i+1,j,k}^{s, l+\frac{1}{3}\tau} + \beta_{i+1,j,k} \quad (10)$$

де:  $\alpha_{i+1,j,k}$ ,  $\beta_{i+1,j,k}$  – прогоночні коефіцієнти;  $s$  – кількість ітерацій;  $1 \leq i \leq N_1 - 1$ ;  $1 \leq j \leq N_2 - 1$ ;  $1 \leq k \leq N_3 - 1$ ;

Умова закінчення ітерацій:

$$\left| \frac{T_{i,j,k}^{s+1} - T_{i,j,k}^s}{T_{i,j,k}^s} \right| < \varepsilon,$$

де  $\varepsilon \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$  – точність визначення температури в заданих точках.

В результаті розв'язання системи рівнянь отримано просторовий розподіл температури в зразку у фіксовані моменти часу.

Ця математична модель враховує температурні залежності фізичних, теплофізичних та оптичних характеристик матеріалу від температури. Однак висока чутливість методу лазерної інтерферометрії дає змогу виконувати достовірні вимірювання навіть при невеликих приростах температури у зразку. Тому в робочих інтервалах температур ці характеристики можна вважати постійними.

На основі цієї математичної моделі розроблено програмне забезпечення, що дає змогу моделювати температурні поля, що виникають у зразку у разі дії на нього лазерного випромінювання з заданими просторовими і часовими параметрами. Моделювання здійснювалось числовими методами [9].

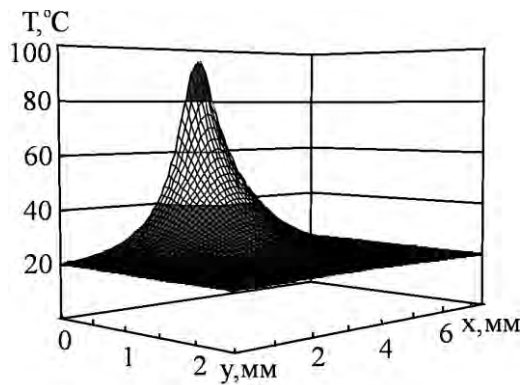


Рис. 2. Температурне поле в резонаторному дзеркалі аргонного лазера

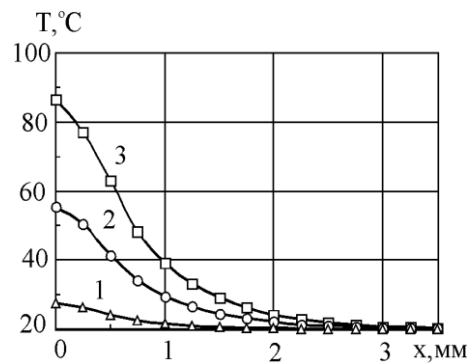


Рис. 3. Розподіл температур на поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера при різних коефіцієнтах поглинання покриття (потужність пучка всередині резонатора 100Вт, підкладка дзеркала з кварцу КВ): крива 1 – 0,01 %; крива 2 – 0,05 %; крива 3 – 0,1 %

За допомогою цього програмного забезпечення виконано теоретичні дослідження для конкретних типів дзеркал. Зокрема, резонаторне дзеркало газового лазера (наприклад, аргонного) – це багатошарове діелектричне покриття, напилене на прозору у видимій області спектра підкладку. Оскільки покриття дзеркала є високовідбивним, то вглиб підкладки проникає лише незначна частина лазерного випромінювання і, внаслідок цього, основним джерелом нагрівання дзеркала є поглинання у покритті. На рис. 2 зображено змодельоване з допомогою розробленого програмного забезпечення температурне поле на поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера, що виникає при дії на нього випромінювання всередині резонатора потужністю 100 Вт при коефіцієнті поглинання покриття 0,1 %. На рис. 3 наведено змодельовані за допомогою розробленої програми розподіли температур на поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера при різних коефіцієнтах поглинання покриття після дії лазерного випромінювання на дзеркало упродовж 5 с, тобто після встановлення стаціонарного теплового поля у ньому.

Результати теоретичних досліджень свідчать, що розподіл температури на поверхні дзеркала визначається коефіцієнтом поглинання дзеркального покриття:  $T_{\max} \sim \alpha_c$ . Напівширина температурного профілю, а також температура в центрі пучка за сталого значення коефіцієнта поглинання залежать від коефіцієнта теплопровідності матеріалу підкладки:  $\rho_T \sim \lambda_q$ ,  $T_{\max} \sim 1/\lambda_q$  [1].

Методика визначення невідомого значення коефіцієнта поглинання дзеркала полягає в тому, що змодельоване математично поле температур за допомогою математичних методів оптимізації [10] наближають до експериментально зареєстрованого поля. Мінімум такого функціонала відповідає найімовірнішому значенню коефіцієнта поглинання:

$$\Phi = \int_0^x [T_e(x) - T_t(x, \alpha_c)]^2 dx \quad (11)$$

де  $T_e(x)$  – експериментальний розподіл температур на поверхні дзеркала в заданий момент часу;  $T_t(x, \alpha_c)$  – теоретично розраховані значення температур для відповідних точок і моментів часу за певного значення коефіцієнта поглинання покриття  $\alpha_c$ .

### Вимірювальні оптичні схеми

Для визначення коефіцієнта поглинання дзеркального покриття необхідно зареєструвати експериментально розподіл температури на поверхні дзеркала при дії на нього лазерного випромінювання з відомими енергетичними та просторово-часовими параметрами. Для реєстрації розподілу температури на поверхні зразка розроблено оптичну схему, яка наведена на рис. 4, а. Розподіл температури визначався реєстрацією теплової лінзи в повітрі біля опромінюваної поверхні. Схему побудовано на базі класичного інтерферометра Майкельсона, в одне з плеч якого поміщався досліджуваний зразок так, щоб опромінювана поверхня була паралельною до ходу тестувального променя (рис. 4, б).

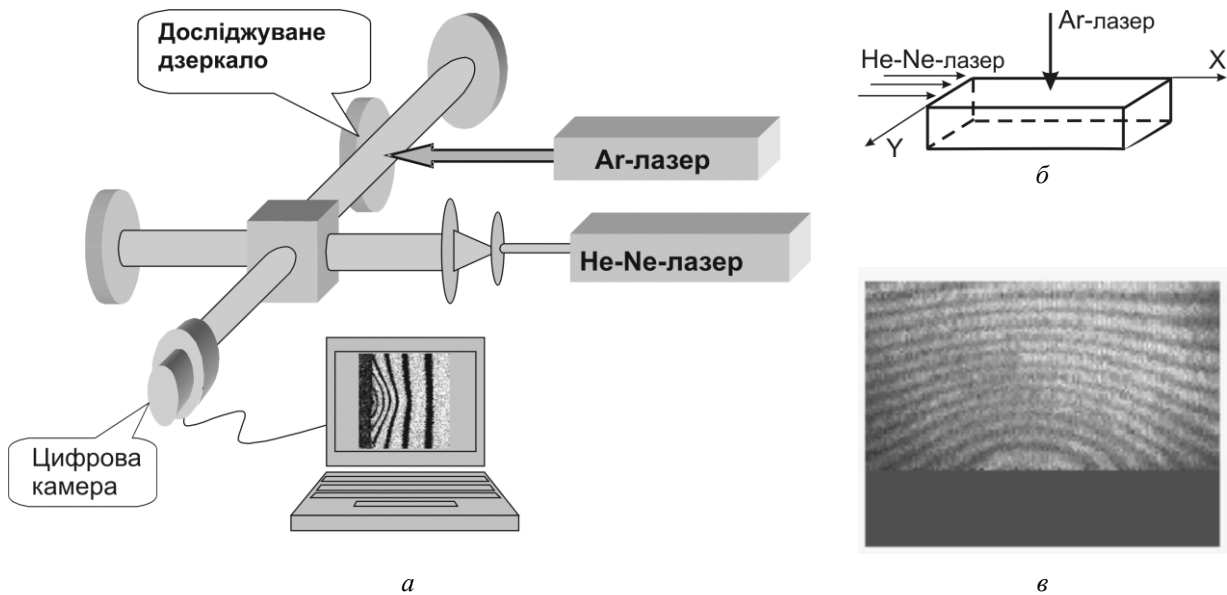


Рис.4. а) схема на базі інтерферометра Майкельсона для дослідження теплової лінзи в повітрі біля опромінюваної поверхні зразка; б) положення зразка в схемі та вибрані осі координат; в) інтерферограма теплової лінзи в повітрі, записана з допомогою розробленої схеми

При поглинанні у зразку частини потужного лазерного випромінювання змінюється температурне поле в ньому, що приводить до нагрівання прилеглого до поверхні шару повітря. Нагрівання повітря супроводжується змінами його показника заломлення, а це викликає зміни в довжині оптичного шляху променя тестувального лазера вздовж осі  $x$ , а, значить і зміни фази на величину:

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \gamma \int_0^l [T_2(x) - T_1(x)] dx, \quad (12)$$

де  $T_1(x)$  і  $T_2(x)$  – розподіли температур у повітрі вздовж осі  $x$  для вибраної точки в площині  $yz$  у початковий момент часу і в заданий після взаємодії з потужним лазерним випромінюванням;  $l$  – геометрична довжина ходу променя у вимірювальному плечі інтерферометра;  $\gamma$  – коефіцієнт, який враховує температурний приріст показника заломлення повітря.

Для газів приріст показника заломлення пов'язаний зі змінами температури та густини газу при нагріванні [11]. В нашому випадку, коли об'єм повітря незамкнутий і вимірювання виконуються при досягненні стаціонарного режиму, варіаціями густини повітря можна знехтувати. Залежність показника заломлення повітря від температури має вигляд:

$$n(T) = 1 + (n_0 - 1) / (1 + K_T T) \quad (13)$$

де  $n_0$  – показник заломлення при температурі  $T=0^\circ\text{C}$ , а  $K_T$  – температурний коефіцієнт  $K_T \approx 0,00367$  ( $^\circ\text{C}^{-1}$ ).

Нескладні перетворення дають змогу отримати такий вираз для розрахунку зміни фази тестувального пучка в площині  $yz$  при проходженні його через теплову лінзу:

$$\Delta\varphi(y, z) = -\frac{2\pi l}{\lambda} \cdot K_T (n_0 - 1) \int_0^l [T_2(x) - T_1(x)] dx, \quad (14)$$

Необхідно зауважити, що у виразі (14) координату  $z$  приймають такою що дорівнює нулю, оскільки розподіл температури визначається на границі зразок–повітря. Оскільки зміна фази тестуючого пучка  $\Delta\varphi(y, z)$  відома з зареєстрованої інтерферограми, то методом математичних наближень підбирають такий розподіл  $T_2(x)$ , який спричинює експериментальний розподіл зміни фази тестувального пучка. Причому  $T_2(x)$  визначають для відомих значень теплофізичних характеристик матеріалу підкладки дзеркала, підбираючи коефіцієнт поглинання покриття дзеркала.

Однак варто зазначити, що оптична схема для визначення коефіцієнтів поглинання резонаторних дзеркал повинна забезпечити необхідну чутливість і точність при контролі слабкопоглинальних дзеркал на робочій довжині хвилі лазера. Щоб отримати максимальну чутливість і точність при контролі слабкопоглинальних дзеркал для аргонного лазера, які характеризуються високим відбиванням в діапазоні довжин хвиль  $0,46 \div 0,52 \mu\text{м}$ , використано розбірний резонатор аргонного лазера 1 з вікнами Брюстера, в якому досліджуване дзеркало 8 є внутрішньорезонаторним (рис. 5). Це дало змогу отримати на контрольному дзеркалі максимально можливу для цього лазера густину потужності. Теплова лінза біля поверхні дзеркала реєструвалась за допомогою сканувального інтерферометра, утвореного дзеркалами 6 та 7 (дзеркало 7 кріпилось на п'єзоелектричному перетворювачі з амплітудою сканування більше ніж  $\lambda/2$ ). Для отримання на виході інтерферометра якнайвужчих інтерференційних смуг, що великою мірою визначає точність реєстрації їх зміщення, у схемі використано високошвидкісний інтерферометр Фабрі-Перо. Як тестувальний використано гелій-неоновий лазер 3. Між гелій-неоновим лазером та інтерферометром встановлена чвертьхвильова пластинка і поляризатор (4).

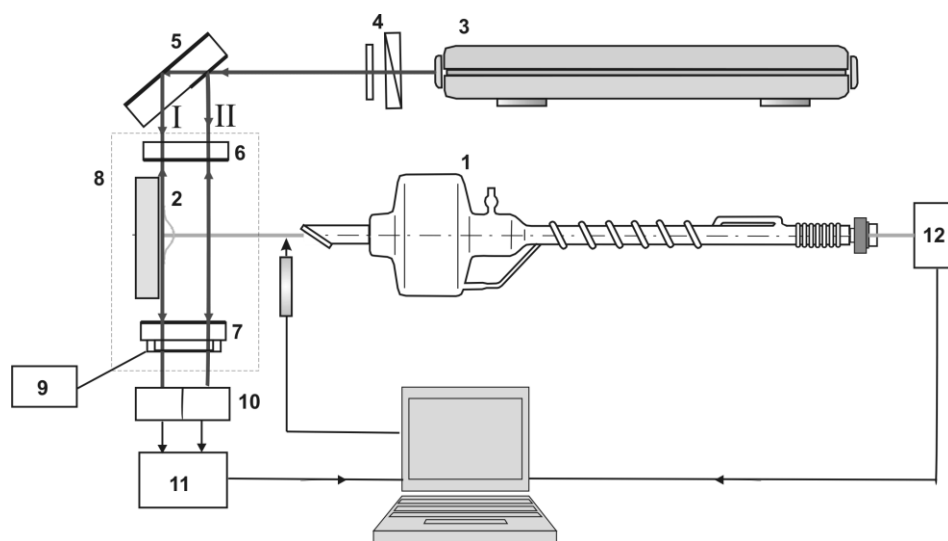


Рис. 5. Схема для вимірювання коефіцієнта поглинання резонаторних дзеркал аргонного лазера: 1 – активний елемент аргонного лазера, 2 – досліджуване дзеркало, 3 – гелій-неоновий лазер, 4 – оптична розв'язка, 5 – світлоподільник, 6,7 – дзеркала інтерферометра Фабрі-Перо, 8 – блок сканувального інтерферометра Фабрі-Перо 9 – генератор, 10 – двоплощинковий фотодіод, 11 – фазометр, 12 – вимірювач потужності

Для зменшення впливу на результати вимірювань зовнішніх вібрацій використано двоканальний інтерферометр, розділення пучка тестувального лазера на два канали (I і II) здійснювалось за допомогою спеціального світлоподільника 5. Пучок I проходив безпосередньо через центр теплової лінзи в повітрі біля поверхні дзеркала, а пучок II – поза тепловою лінзою. Для контролю дзеркал, що характеризуються високим відбиванням в діапазоні довжин хвиль  $0,63 \div 0,64 \mu\text{м}$ , оптична схема була аналогічною, але як потужний іонний лазер використано криптоновий лазер ( $\lambda_{роб} = 0,64 \mu\text{м}$ ).

Сигнали з двох каналів сканувального інтерферометра 8 реєструються за допомогою двоплощинкового фотодіода 10 і надходять на входи двох каналів фазометра 11 [12].

Перше вимірювання різниці фаз між двома каналами інтерферометра здійснюється при закритій шторці, після чого відбувається автоматичне її відкриття, вимірювання потужності фотоприймачем 11 і, після часової затримки, що гарантує встановлення стаціонарної теплової лінзи, відбувається друге вимірювання різниці фаз. Зміна різниці фаз між двома каналами після відкриття шторки відповідає експериментально визначеному значенню  $\Delta\varphi(y, z)$  (див. вираз 14).

#### Аналіз похибок вимірювань

Похибки, що виникають при визначенні коефіцієнта поглинання лазерних дзеркал, можна поділити на дві групи: по-перше, це похибки числового методу моделювання теплових полів; і, по-друге, це похибки, що виникають при експериментальній реєстрації теплових полів.

Результуюча похибка числового методу моделювання теплових полів залежить від вибраної величини кроків по координатах та по часу, від способу уточнення отриманих числових результатів та методу математичного наближення змодельованого температурного поля до експериментально зареєстрованого. На результуючу похибку при моделюванні впливає також точність задання теплофізичних характеристик матеріалів (лежить в межах  $0,7 \div 1,2$  %) та точності математичного представлення просторово-енергетичних параметрів збуджувального випромінювання (становить не більше ніж 1 % для одномодового режиму лазера). Теоретичний аналіз результуючої похибки числового методу з урахуванням максимально можливих розкидів вказаних параметрів показав, що похибка при моделюванні теплових полів є найбільшою, якщо розрахунки ведуться при виході на стаціонарний режим, і не перевищує 5 %.

Друга група похибок пов'язана з експериментальною реєстрацією теплових полів за допомогою реєстрації фазових змін у тестувальному пучку інтерференційними методами.

Чутливість при реєстрації різниці фаз між двома каналами інтерферометра визначається точністю вимірювання дробової частини інтерференційної смуги. Найточніше вимірювання різниці фаз можна отримати, якщо сигнали з виходу інтерферометра будуть мати правильну і стабільну форму та велику шпаруватість. Для цього в схемі 5 використано високодобротний інтерферометр Фабрі-Перо, а також фазометр, який перетворює сигнали з двоплощадкового фотодіода 10 (рис. 5) у тонкі прямокутні імпульси. На спотворення сигналів з виходу інтерферометра впливає також режим роботи тестувального лазера. Так, якщо як тестувальний лазер використовується багаточастотний лазер, то при базі вимірювального інтерферометра Фабрі-Перо приблизно 5 см відбувається зовнішня селекція поздовжніх мод резонатора лазера, що викликає виникнення в каналах інтерферометра хибних імпульсів. Щоб уникнути цього джерела похибок, в схемі 5 як тестувальний було використано одночастотний гелій-неоновий лазер з низьким рівнем шумів, що дало змогу забезпечити чутливість при вимірюванні різниці фаз  $\lambda/1000$ .

Чутливість визначення показника поглинання залежить прямопропорційно від потужності збуджувального випромінювання. Використання внутрішньорезонаторної схеми (рис. 5) дало змогу збільшити цю потужність для аргонного лазера ЛГН-502 приблизно у 20 разів.

Розрахунки показали, що при чутливості фазометра  $\lambda/1000$  та потужності збуджуючого випромінювання 100 Вт (що відповідає режиму внутрішньорезонаторного дзеркала промислового аргонного лазера ЛГН-502), чутливість при визначенні коефіцієнта поглинання дзеркала становить 0,005%. Сумарна відносна похибка не перевищує 15%.

### Висновки

Отже, розроблено метод вимірювання коефіцієнта поглинання лазерних діелектричних дзеркал газових лазерів, який відрізняється низкою переваг: високою чутливістю і точністю, відсутністю впливу розсіяного світла і тим, що не вимагає калібрування. Експериментальні дослідження показали, що чутливість цього методу при вимірюванні коефіцієнтів поглинання резонаторних дзеркал аргонного лазера становить 0,005% при відносній похибці вимірювання не більше ніж 15 %.

Метод можна використати для контролю коефіцієнта поглинання не лише діелектричних резонаторних дзеркал, а й дзеркал довільних типів, однак в кожному конкретному випадку чутливість буде залежати від потужності збуджуючого випромінювання та теплофізичних характеристик матеріалів досліджуваних дзеркал.

1. Г.А. Петровська, І.В. Демкович, Я.В. Бобицький, Дослідження термічних спотворень в оптичних елементах газових лазерів. // Вісник НУ "Львівська політехніка", серія Електроніка. – 2001. – № 423. – С.50–58.

2. *Detecting Laser Induced Phase Change at the Surface of Solids via Latent Heat of Melting with a Photo-thermal Deflection Technique*, M.A. Shannon, B. Rubinsky, and R.E. Russo, *J. Appl. Phys.* 75, 1473–1485 (1994).

3. *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis* by Stephen E. Bialkowski Department of Chemistry and Biochemistry Utah State University Logan, UT (USA) 84322-0300 Volume 134 *Chemical Analysis: A Series of Monographs on Analytical Chemistry and Its Applications*.

4. *Photothermal Methods for Measuring the Thermal Diffusivity of Microstructured Materials Introduction Laser Processing & Laser Processing & Microscale Microscale Heat Transfer Lab. Heat Transfer Lab.  $\mu$ -Therm-UCB Joint Symposium July 29, 2002 Joocheol Lee and Dongsik Kim.*



5. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Vyatchanin S.P. Thermo-refractive noise in gravitational wave antennae // *Physics Letters A* 271, 303–307 (2000.)
6. Петровська Г.А., Демкович І.В., Бобицький Я.В., Тоган М.М., Пашкевич Р.І. Комплексний метод визначення поглинання оптичних матеріалів // *Український фізичний журнал*, – 2001р. – Т.46. – №8. – С.893–898.
7. Petrovska G.A., Demkovych I.V., Bobitski Y.V. Photothermal method for measurement of thermal and physical parameters of construction materials Proc. 1<sup>st</sup> International conference on advanced optoelectronics and lasers (CAOL'2003). – Alushta, Crimea South Coast (Ukraine). – 2003. – P.150–152.
8. Петровська Г.А., Демкович І.В., Бобицький Я.В. Фототепловий метод вимірювання характеристик матеріалів // *Вісник НУ "Львівська політехніка"*. – 2004. – № 513. – С.167–173.
9. Самарский А.А., Теория разностных схем. – М., 1989.
10. Terry E. Shoup, A practical guide to computer methods for engineers. – N. J.: Prentice-Hall, inc. Englewood Cliffs, 1979.
11. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия / В.П.Жаров, В.С.Летохов. – М., 1984.
12. А.с.СССР №1468207 Цифровой фазометр // Мартынович Г.А. (Петровская), Марусин Т.В., Тищенко П.А. / – заявлено 13.07.87, № 4281969 МКИ G 01 R 25/08.

УДК 621.315

В.М. Фітьо, Г.А. Петровська, В.В. Мисак  
 Національний університет “Львівська політехніка”,  
 кафедра фотоніки

## ОБЛАСТІ ЗАСТОСУВАННЯ НАБЛИЖЕНИХ МЕТОДІВ АНАЛІЗУ ДИФРАКЦІЇ НА ФАЗОВИХ ГРАТКАХ

© Фітьо В.М., Петровська Г.А., Мисак В.В., 2005

V.M. Fitio, H.A. Petrovska, V.V. Myssak

## APPLICATION AREAS OF THE APPROXIMATE METHODS FOR ANALYSIS OF THIN AND VOLUME PHASE GRATINGS

© Fitio V.M., Petrovska H.A., Myssak V.V., 2005

Методом зв'язаних хвиль розрахована дифракційна ефективність усіх порядків дифракції тонкої фазової ґратки з періодами, які дорівнюють 50,5, 75,5 і 100,5 довжин хвиль. Здійснено порівняння точного розрахунку з методом, що ґрунтується на розкладі періодичного амплітудного пропускання ґратки в ряд Фур'є. Визначено області застосування наближеного методу розрахунку дифракційної ефективності плоских ґраток. Для товстих фазових ґраток виконане порівняння дифракційної ефективності, розрахованої за формулою Когельника, з її точним значенням. Показано теоретично та експериментально, що формула Когельника дає похибку для високочастотних ґраток у разі відхилення від кута Брегга.

The diffraction efficiency of all diffraction orders of thin phase gratings with periods of 50.5, 75.5 and 100.5 wavelength has been calculated by method of coupled waves. The comparison of a precise calculation and method, which based on the Fourier series expansion of the periodic amplitude transmission of grating is conducted. The application areas of the approximate calculation method for efficiency of plane gratings are determined. The comparison of the diffraction efficiency calculated by a Kogelnik's equation and her accurate value is conducted for thick film. It is shown theoretically and experimentally that Kogelnik's equation gives the error for high-frequency grating at deviation from a Bragg angle.

### Вступ

Для аналізу двовимірних зображень об'єктів використовують метод Фур'є [1], який полягає в пошуку спектра амплітудного пропускання двовимірного зображення. Такий спосіб дає невелику