

УДК 621.315.592

О.А. Бурій¹, С.Б. Убізький¹, Д.Ю. Сугак^{1,2}¹Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра напівпровідникової електроніки²Інститут матеріалів, Науково-виробниче підприємство „Карат”

ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ В МІКРОЛАЗЕРІ НЕПЕРЕРВНОГО РЕЖИМУ РОБОТИ НА КРИСТАЛІ YAG:ND ТА ЇХНІЙ ВПЛИВ НА ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

© Бурій О.А., Убізький С.Б., Сугак Д.Ю., 2010

O.A. Buryy, S.B. Ubizskii, D.Yu. Sugak

THE HEAT GENERATION PROCESSES IN CW YAG:ND MICROLASER AND THEIR INFLUENCE ON THE PARAMETERS OF LASER RADIATION

© Buryy O.A., Ubizskii S.B., Sugak D. Yu., 2010

Розглядаються теплові процеси в мікролазері неперервного режиму роботи на основі кристала YAG:Nd. Визначено розподіл температури, що встановлюється в мікролазері під час генерації, а також термоіндуковані зміни показника заломлення та деформації. За відомого розподілу показника заломлення та деформацій в активному елементі мікролазера визначено компоненти (ABCD) – матриці, радіус перетяжки та розбіжність лазерної моди в широкому діапазоні значень потужності та радіуса пучка накачування, коефіцієнта тепловідведення та геометричних розмірів активного елемента.

Ключові слова: ітрієво-алюмінієвий гранат, твердотільний лазер, теплопровідність.

The heat processes are considered for continuous wave YAG:Nd-microlaser. The distribution of the temperature as well as the thermo-induced changes of the refraction index and the deformations is determined. At the given distributions of the refractive index and the deformations the components of (ABCD) – matrix, the laser beam waist and the divergence are determined in the wide range of the values of the pumping beam power and radius, the heat transfer coefficient and the geometrical sizes of the active element.

Key words: yttrium-aluminium garnet, solid-state laser, heat conductivity.

Вступ

Незважаючи на те, що концепція компактних твердотільних лазерів з робочим об'ємом випромінювача порядку 1 мм^3 (мікролазерів) виникла ще в 60-ті роки, а перші лазери такого типу були створені в кінці 70-х – на початку 80-х років на основі неодимових кристалів $\text{KNdP}_5\text{O}_{12}$, $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$, $\text{NdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ [1–2], істотний інтерес до лазерів такого типу був спричинений розробками Зайховського, Мурадїана [3] та Діксона з співавторами [4], які у 1989 році незалежно продемонстрували твердотільні мікролазери у вигляді тонких пластин лазерного кристала, на гранях якого були сформовані дзеркала у вигляді тонких діелектричних шарів, через одне з яких до активного середовища вводиться випромінювання накачування. Важливою перевагою лазерів такого типу є висока якість пучка випромінювання: як правило, генерація відбувається на одній частоті (поздовжній моді) та на поперечній моді TEM_{00} [5]. Одночастотна генерація мікролазера обумовлюється малим поздовжнім розміром лазерного резонатора ($\sim 1 \text{ мм}$), а одномодова –

плоскопаралельністю лазерних дзеркал, які обумовлюють високі втрати для всіх поперечних мод, крім TEM_{00} [5]. Крім того, фокусування пучка накачування в активному елементі веде до обмеженості за апертурою коефіцієнта підсилення, що також сприяє генерації однієї поперечної моди [2]. Незважаючи на плоскопаралельність граней активного елемента, резонатор мікролазера під час генерації стає стійким, що забезпечується завдяки термічним ефектам, а саме появі просторової неоднорідності в розподілі показника заломлення та теплової деформації торців активного елемента. Ці самі ефекти визначають і просторові параметри випромінювання, яке генерується мікролазером, зокрема, розмір перетяжки лазерного випромінювання та його розбіжність у дальній зоні. Через це забезпечення необхідних просторових параметрів випромінювання мікролазера має реалізуватися шляхом встановлення певного теплового режиму його роботи. Метою роботи є розроблення підходу, який дозволив би пов'язати параметри лазерної моди з параметрами, що визначають теплові режими роботи мікролазера – його геометричних розмірів, потужності та радіуса пучка накачування, інтенсивності охолодження. Всі розрахунки роботи проводяться для мікролазера неперервного режиму роботи на кристалі $Y_3Al_5O_{12}:Nd$ (YAG:Nd). Такий вибір об'єкта дослідження обумовлений як відносною простотою моделювання теплових процесів в кубічному кристалі YAG, так і тим, що лазери такого типу знаходять все ширше застосування в тих галузях, де є потреба в джерелах лазерного випромінювання малої та середньої потужності і в яких традиційно використовують аргонові, гелій-кадмієві лазери та звичайні (не мікро-) лазери на кристалі YAG [6].

Варто зазначити, що раніше залежність параметрів лазерної моди від величини тепло-виділення в мікролазері аналізувалася у [7], проте, прийняті спрощення (особливо в частині розрахунку термомеханічних напруг) хоча й дозволили якісно передбачити характер залежності розміру перетяжки моди від поглинутої потужності накачування, не завжди забезпечували узгодження між експериментальними даними та теоретичною моделлю. Розрахунки, наведені в цій роботі, мають загальний характер і якісно узгоджуються з результатами, отриманими у [7].

Методика розрахунку

Оскільки основними факторами, що визначають просторові параметри лазерного випромінювання є певні розподіли показника заломлення та деформацій, що виникають внаслідок нагрівання активного середовища, розрахунок радіуса перетяжки та розбіжності лазерної моди має бути здійснений в такій послідовності:

- 1) при заданих параметрах активного середовища, джерела накачування та системи охолодження з стаціонарного рівняння теплопровідності визначається розподіл температури в мікролазері;
- 2) за відомого розподілу температури визначаються розподіл показника заломлення та деформації активного середовища;
- 3) за відомих розподілів показника заломлення та деформацій визначаються компоненти $(ABCD)$ – матриці, що описує розповсюдження лазерного випромінювання в резонаторі, з яких, своєю чергою, розраховуються розмір перетяжки моди та розбіжність лазерного випромінювання.

При проведенні розрахунків ми обмежилися розглядом лише моди TEM_{00} , оскільки, як зазначалося, лише вона реально генерується в мікролазерах. У розрахунках також нехтується зміною показника заломлення внаслідок фотопружних ефектів, оскільки типово вони становлять лише кілька відсотків від його температурної зміни [7].

Розрахунок розподілу температури в мікролазері

Розглянемо мікролазер, який являє собою пластину товщиною l_g порядку 1 мм, квадратну в перерізі, з розміром бічної сторони $2a_x = 2a_y$ порядку кількох мм, що є типовими значеннями для мікролазера. На торцеві поверхні пластини нанесено дзеркала, одне з яких (вхідне) є прозорим для випромінювання накачування та непрозорим для випромінювання генерації, друге (вихідне) є частково прозорим для випромінювання генерації та повністю непрозорим для випромінювання накачування.

Накачування лазера здійснюється з вхідного торця лазерним діодом, при цьому профіль пучка накачування вважатимемо гауссівським з радіусом w_p :

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right), \quad (1)$$

де I – інтенсивність випромінювання накачування, $I_0 = I(r=0) = \frac{2P_p}{\pi w_p^2}$ – значення інтенсивності на осі

лазерного пучка, P_p – потужність накачування. Тут і далі через малу товщину активного середовища та малу розбіжність випромінювання лазерного діода вважатимемо, що величина радіуса пучка накачування w_p є постійною по всій товщині активного середовища.

При проходженні через лазерне середовище випромінювання накачування поглинається. З закону Бугера-Ламберта випливає, що потужність, поглинута в одному елементарному об'ємі, становить $-\frac{dI(r, z)}{dz} = \alpha_p I(r, z)$, де α_p – показник поглинання матеріалу на довжині хвилі накачування;

у цій роботі прийнято, що $\alpha_p = 16.825 \text{ см}^{-1}$, що відповідає показнику поглинання при оптимальній концентрації активатора в мікролазері на кристалі YAG:Nd [8]. Частина цієї поглинутої потужності, яка затрачається на нагрівання зразка – питома потужність тепловиділення, становить $Q(r, z) = (1 - \eta_{Stox}) \alpha_p I(r, z)$, де η_{Stox} – величина стоксівських втрат у матеріалі, $\eta_{Stox} = 0.759$ для YAG:Nd при довжинах хвиль накачування та випромінювання 808 нм та 1064 нм відповідно. З урахуванням подвійного проходження випромінюванням накачування лазерного резонатора для питомої потужності джерел теплоти $Q(x, y, z)$ отримуємо вираз

$$Q(x, y, z) = 2(1 - \eta_{Stox}) \alpha_p I_0 \exp(-\alpha_p l_g) \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_p^2}\right) \text{ch}(\alpha_p (l_g - z)). \quad (2)$$

За відомого $Q(x, y, z)$ розподіл температури в активному середовищі може бути визначений з стаціонарного рівняння теплопровідності

$$\lambda_T \Delta T = -Q(x, y, z), \quad (3)$$

де λ_T – питома теплопровідність, $\lambda_T = 0.13 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ для кристала YAG [9].

Крайові умови для рівняння (3) впливають з умови рівності теплових потоків з центра активного елемента до його поверхні та з поверхні до навколишнього середовища – так звані умови третього роду (умови Робіна):

$$-\lambda_T \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} = \alpha_T (T_s - T_e), \quad (4)$$

де $\frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}}$ – похідна за напрямком зовнішньої нормалі до поверхні, T_s – температура поверхні, T_e – температура навколишнього середовища, $T_e = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, α_T – коефіцієнт конвективного тепловідведення. Для систем, що охолоджуються за рахунок теплового контакту з газовим середовищем $\alpha_T \leq 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ [10].

Рівняння (3) може бути розв'язане за методом інтегральних перетворень [11]. При цьому за умови $w_p \ll a_x, a_y$ (що, як правило, виконується для мікролазерів) для розподілу температури отримуємо:

$$T(x, y, z) = T_e + 4(1 - h_{Stox}) \frac{a_p P_p}{I_T} \exp(-a_p l_g) \sum_{i,j,k=1}^{\infty} \frac{(I_i^2 + Bi_x^2)(m_j^2 + Bi_y^2) n_k^2}{I_i^2 \frac{a_y}{a_x} + m_j^2 \frac{a_x}{a_y} + n_k^2 \frac{a_x a_y}{l_g^2}} \exp\left(-\frac{w_p^2}{8} \left[\frac{I_i^2}{a_x^2} + \frac{m_j^2}{a_y^2}\right]\right) \times \\ \times \frac{n_k \sin n_k - Bi_z \cos n_k + a_p l_g \text{sh}(a_p l_g) + Bi_z \text{ch}(a_p l_g)}{(Bi_x^2 + I_i^2 + Bi_x)(Bi_y^2 + m_j^2 + Bi_y)(Bi_z^2 + n_k^2 + 2Bi_z)(a_p l_g)^2 + n_k^2} \times \\ \times \cos\left(I_i \frac{x}{a_x}\right) \cos\left(m_j \frac{y}{a_y}\right) \cos\left(n_k \frac{z}{l_g}\right) + \frac{Bi_z}{n_k} \sin\left(n_k \frac{z}{l_g}\right) \quad (5)$$

де $Bi_x = \frac{a_T}{I_T} a_x$, $Bi_y = \frac{a_T}{I_T} a_y$, $Bi_z = \frac{a_T}{I_T} l_g$ – числа Біо, що характеризують інтенсивність відведення тепла через поверхні активного елемента [10] (за прийнятої в роботі геометрії активного елемента, вочевидь, $Bi_x = Bi_y$), λ_i, μ_j, ν_k – корені рівнянь, отриманих з крайових умов на бічній поверхні та торцях лазера (4):

$$I_i \tan(I_i) = Bi_x, \quad m_j \tan(m_j) = Bi_y, \quad (n_k^2 + Bi_z^2) \tan(n_k) = 2n_k Bi_z. \quad (6)$$

На рис. 1, а–б наведено залежність поперечного розподілу температури в мікролазері при потужності випромінювання накачування $P_p = 1$ Вт, радіусі пучка накачування $w_p = 0.3$ мм та коефіцієнті тепловідведення $a_T = 5 \cdot 10^{-3}$ Вт·см⁻²·К⁻¹ (ці самі параметри використовуються в подальшому під час розрахунку залежностей, наведених на рис. 2–4). Наведена на рис. 1 залежність відповідає перерізу, в якому досягається найбільша температура нагрівання – 82 °С.

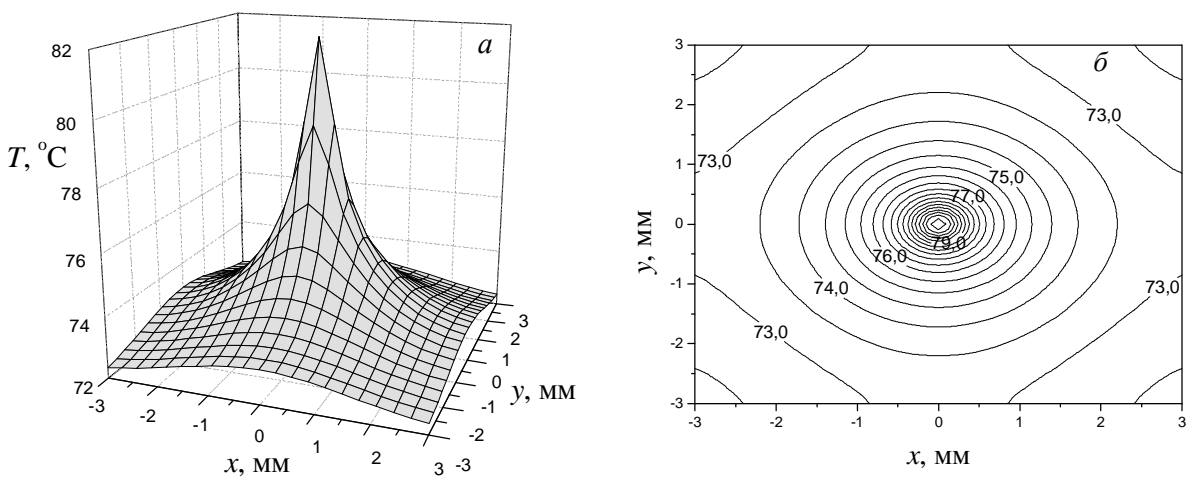


Рис. 1. Розподіл температури в поперечному перерізі мікролазера на кристалі YAG:Nd

Як видно з рис. 1, б, в центральній частині перерізу з розмірами порядку кількох w_p розподіл температури можна розглядати як такий, що має осьову симетрію. У поперечних напрямках залежність $T(x,y)$ має форму, близьку до лоренцівської, що має місце під час нагрівання за рахунок теплових джерел, розподіл яких описується гауссіаною [12].

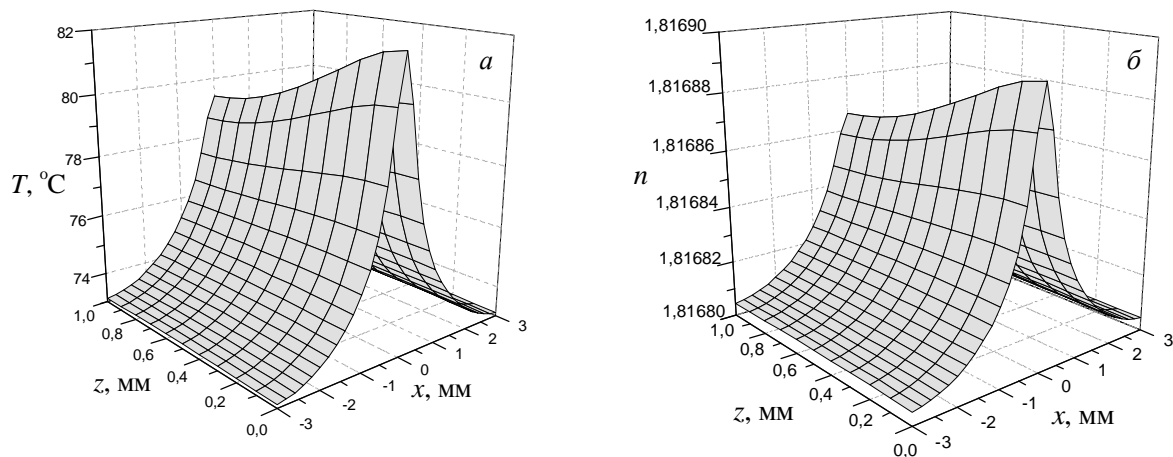


Рис. 2. Розподіли температури (а) та показника заломлення (б) в поздовжньому перерізі мікролазера на кристалі YAG:Nd

На рис. 2, а наведено графік розподілу температури в поздовжньому перерізі мікролазера, паралельному до двох протилежних бічних граней активного елемента. Як впливає з рис. 2, а, поперечний перепад температури в мікролазері, що розглядається, становить 6.3–8.9 °С залежно від положення перерізу, тоді як поздовжній – лише 2.6 °С. Відношення усередненого поперечного перепаду температури до поздовжнього становить 2.9, що приблизно відповідає відношенню відповідних чисел Біо ($Bi_{x,y}/Bi_z = 3$), або, що еквівалентно, відношенню внутрішніх термічних опорів.

Розподіл показника заломлення

Як відомо, неоднорідне температурне поле в активному елементі лазера зумовлює зміну показника заломлення середовища. Температурну залежність показника заломлення можна подати у вигляді [10]

$$n(T) = \frac{dn}{dT}(T - T_e) + n_e, \quad (7)$$

де n_e – величина показника заломлення за кімнатної температури. Для кристала YAG:Nd $dn/dT = 9.86 \cdot 10^{-6}$, $n_e = 1.81633$ [9].

Як показують розрахунки і як безпосередньо впливає з лінійного характеру залежності $n(T)$, в поперечних напрямках розподіл показника заломлення, як і розподіл температури, має профіль, близький до лоренцівського. При цьому відносна зміна показника заломлення в напрямках центр – грань становить $\sim 4.4 \cdot 10^{-3}$ % від його значення на осі, тоді як у поздовжньому напрямку – лише $1.1 \cdot 10^{-3}$ % (рис. 2, б). Незначна величина поздовжньої варіації показника заломлення дає змогу використовувати в розрахунках його величину, усереднену за товщиною мікролазера. У центральній частині активного елемента, при $r \sim w_p$ її координатну залежність $n_z(x, y)$ можна доволі точно описати квадратичною функцією

$$n_z(x, y) \equiv n_z(r) = n_0 - \frac{n_2}{2} r^2. \quad (9)$$

Для мікролазера, розподіл показника заломлення в якому наведено на рис. 2, б, коефіцієнти в залежності (9) дорівнюють $n_0 = 1.81687 \pm 2 \cdot 10^{-6}$, $n_2 = (2.32 \pm 0.25) \cdot 10^{-4} \text{ мм}^{-2}$. Результати апроксимації усередненого поперечного розподілу показника заломлення з залежності (9) в центральній частині активного елемента наведено на рис. 3.

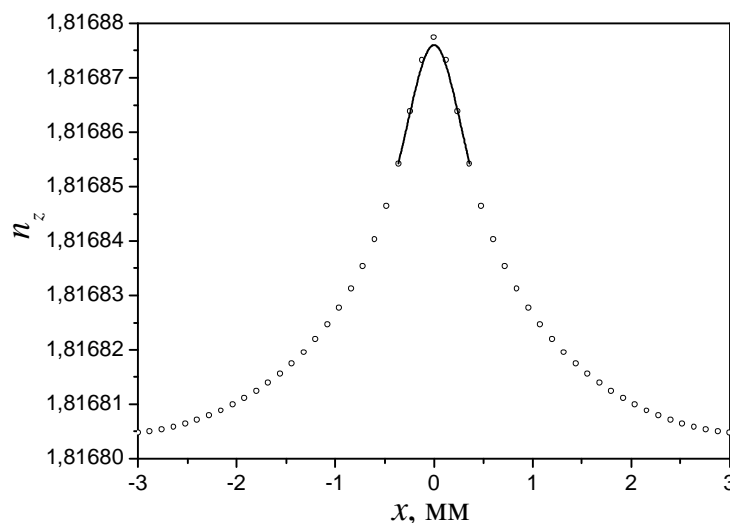


Рис. 3. Поперечний розподіл усередненого показника заломлення $n_z(x, y)$ в мікролазері та його апроксимація квадратичною залежністю (9) в інтервалі $[-w_p; w_p]$

Термомеханічні деформації в мікролазерах неперервного режиму роботи

Визначення величини термомеханічних напруг та спричинених ними деформацій у мікролазері має здійснюватися на основі рівнянь еластостатики, які для активного елемента у формі прямокутного паралелепіпеда мають вигляд [13]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (10)$$

де $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}$ – компоненти тензора механічних напруг, які пов’язані із компонентами тензора деформацій $\|\epsilon\|$ та величиною нагрівання в точці ΔT виразами:

$$\sigma_i = C_{ij} \epsilon_j - C_{ij} \alpha_j \Delta T, \quad i, j = 1 \dots 6, \quad (11)$$

де C_{ij} – компоненти тензора коефіцієнтів пружності, α_j – компоненти тензора коефіцієнтів теплового розширення кристала, при цьому в головних осях $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_6 = 0$. Для кубічного кристала YAG існує три незалежних складових тензора коефіцієнтів пружності $C_{11} = 3.33 \cdot 10^{11}$ Па, $C_{12} = 1.11 \cdot 10^{11}$ Па, $C_{44} = 1.15 \cdot 10^{11}$ Па, а тензор коефіцієнтів теплового розширення вироджується в скаляр, що дорівнює $\alpha = 6.96 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹ [9].

Оскільки система рівнянь (10) аналітично не розв’язується, визначення деформацій активного середовища здійснювалося за допомогою методу скінченних елементів. При цьому в якості граничної умови накладалася умова рівності механічних напруг в еквівалентних точках бічних поверхонь активного елемента.

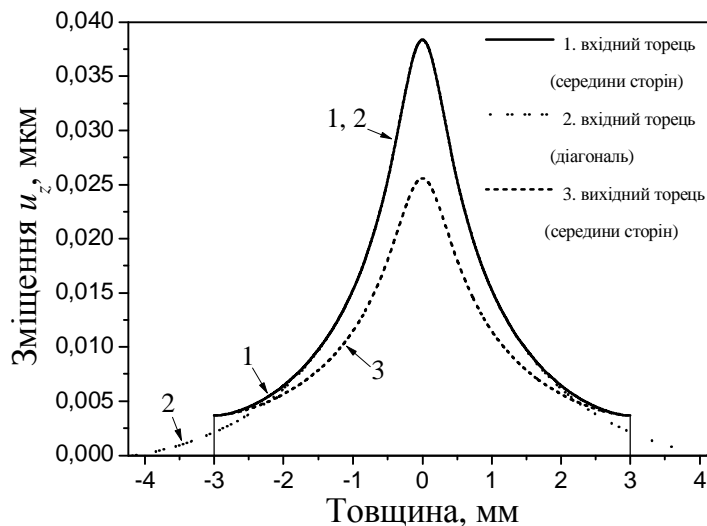


Рис. 4. Розподіл компоненти вектора зміщень u_z в області торців активного елемента мікролазера

На рис. 4 наведено розрахований в такий спосіб розподіл z -компоненти вектора зміщень \vec{u} в області торців активного елемента мікролазера. Як видно з рис. 4, поздовжні зміщення торців активного елемента становлять величини порядку сотих мкм, при цьому деформації вхідного торця є дещо більшими, ніж вихідного, що відповідає більшому нагріванню та більшій неоднорідності в розподілі температури в його околі. З рис. 4 також випливає, що в області порядку кількох w_p

деформації вздовж відрізків, що з'єднують середини сторін торця та вздовж його діагоналей практично збігаються. Інакше кажучи, в цій області величина u_z може розглядатися як така, що має осьову симетрію. Подібно до розподілу температури, залежність $u_z(x,y)$ має форму, близьку до лоренцівської. Дзеркала, що формуються внаслідок такої деформації торців, не мають, строго кажучи, певного фокусу. Тим не менше, в центральній частині їхні профілі можна описати параболічною залежністю

$$u_z(r) = u_0 - \frac{1}{4f} r^2, \quad (12)$$

де f – фокусна віддаль відповідного параболічного дзеркала. Для деформацій, наведених на рис. 4, фокусні віддалі становлять (3.228 ± 0.068) м для вхідного торця та (5.79 ± 0.11) м для вихідного.

Розрахунок ABCD-матриці та параметрів лазерної моди

Радіус перетяжки лазерної моди w може бути виражений через елементи (ABCD)-матриці, що описує розповсюдження випромінювання через оптичну систему, так [14]:

$$w = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/2} \left(-\frac{AB}{CD} \right)^{1/4}, \quad (13)$$

де λ – довжина хвилі генерації.

Для випадку, що розглядається, (ABCD)-матриця являє собою добуток трьох матриць, дві з яких описують відбивання випромінювання від відповідних торців, а одна – його проходження через середовище з показником заломлення, квадратично залежним від поперечної координати (9):

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ f_{in}^{-1} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\left(l_g \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin\left(l_g \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin\left(l_g \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) & \cos\left(l_g \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ f_{out}^{-1} & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

де f_{in} та f_{out} – фокусні віддалі дзеркал, сформованих на вхідному та вихідному торці відповідно.

За відомого радіуса пучка випромінювання w його розбіжність у дальній зоні 2θ може бути розрахована як [14]:

$$2\theta = \frac{2\lambda}{\pi w}. \quad (15)$$

Для мікролазера, що розглядається, знаходимо $w = 93$ мкм, $\theta = 3.645$ мрад, що за порядком величини відповідає типовим величинам розбіжності мікросіпових лазерів (кілька мрад). Зазначимо, що без врахування зміни профілю торців активного елемента значення радіуса лазерної моди в перетяжці є дещо завищеним і становить 117 мкм, а значення розбіжності, відповідно, дещо заниженим – 2.9 мрад.

Для перевірки коректності нашого аналізу проводився розрахунок розміру лазерного пучка в перетяжці w для мікросіпового лазера, розробленого на НВП „Карат” [15]. Цей лазер являв собою структуру YAG:Nd/YAG:Cr товщиною $l_g = 1.065$ мм з поперечними розмірами $2a_x = 2a_y = 1.36$ мм. За оцінками роботи [15], радіус пучка накачування в цьому лазері становив 167–179 мкм при потужності накачування 1.2 Вт, а радіус лазерного пучка в перетяжці – 75–92 мкм. За результатами розрахунку, аналогічного до описаного вище, для радіуса лазерної моди отримано величину 54 мкм, що задовільно узгоджується з оцінкою, зробленою у [15]. Наявна розбіжність може бути пов'язана із тим, що лазер на структурі YAG:Nd/YAG:Cr працює в режимі пасивної модуляції добротності, а отже, його тепловий режим дещо відрізняється від теплового режиму неперервного лазера.

На рис. 5, а–в наведено залежності радіуса лазерного пучка в перетяжці w та розбіжності 2θ від потужності випромінювання накачування P , радіуса пучка накачування w_p та товщини лазерного

середовища l_g . Як видно з рис. 5, а–б, радіус лазерного пучка зменшується, а розбіжність зростає у разі збільшенні потужності пучка накачування або зменшення його радіуса. Це спричинене, вочевидь, тим, що за таких змін параметрів накачування зростає неоднорідність розподілу температури і, відповідно, показника заломлення та термомеханічних напруг, що, своєю чергою, спричиняє більшу локалізацію лазерного пучка. Збільшення товщини активного середовища l_g зумовлює зміни, аналогічні до тих, що спричиняються збільшенням радіуса пучка накачування (рис. 5, в). Пов'язано це, вочевидь, із тим, що у разі збільшення l_g зменшується густина потужності джерел теплоти (2) та неоднорідність в поперечному розподілі температури, а отже, і інші залежні від неї параметри: дійсно, як випливає з (5), різниця температур між точками на осі активного елемента та відповідними (з тим самим z) точками на бічних поверхнях є пропорційною до $\exp(-\alpha_p l_g)$, тобто є тим меншою, чим більшою є l_g . До того ж густина джерел теплоти $Q(x, y, z)$ не залежить від поперечних розмірів активного елемента (при $a_x, a_y \gg w_p$). Відповідно, неоднорідність в розподілі температури при варіації величин $2a_x, 2a_y$ в доволі широких межах також змінюватиметься незначно: так, як показали розрахунки, при збільшенні поперечних розмірів від 4.5 до 12 мм максимальна температура нагрівання зменшується приблизно на 70 °С, проте різниця температури між точками на осі активного елемента та на серединах бічних граней залишається практично

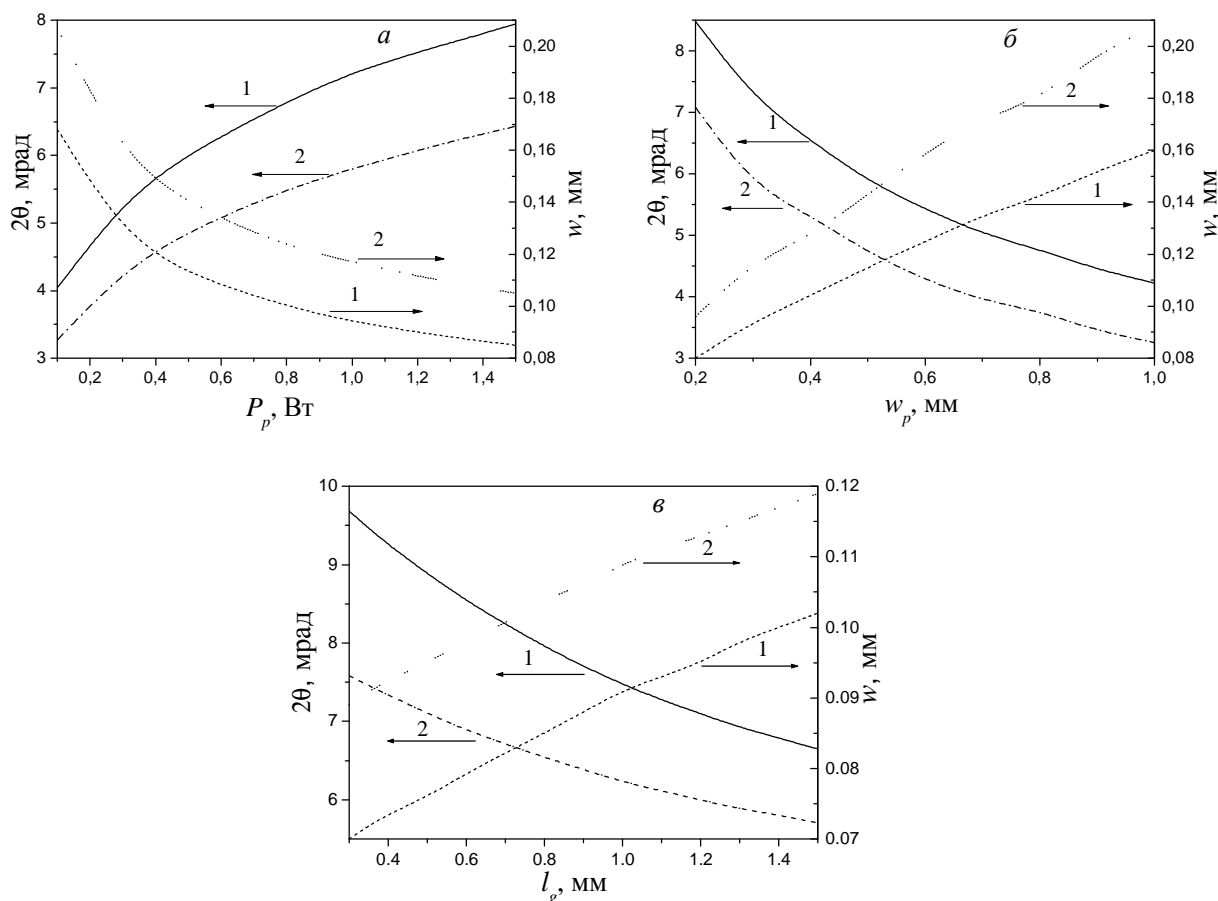


Рис. 5. Залежності розбіжності q та радіуса перетяжки w від потужності накачування P (а), радіуса пучка накачування w_p (б) та товщини лазерного середовища l_g ;

1 – розрахунок із врахуванням температурних змін показника заломлення та форми торців, 2 – лише із врахуванням зміни показника заломлення. Під час побудови залежностей параметри, які залишалися незмінними, фіксували на значеннях: $P = 1$ Вт, $w_p = 0.3$ мм, $l_g = 1$ мм, $a_x = a_y = 6$ мм, $a_T = 0.005$ Вт \times мм $^{-2}$ Ж $^{-1}$

незмінною (8 ± 10 °C). Аналогічний результат отримано при варіації коефіцієнта тепловідведення: збільшення a_T від 0.002 до 0.01 Вт·см⁻²·К⁻¹ обумовлює зменшення максимальної температури нагрівання від 155 °C до 58 °C, проте поперечний перепад температури в напрямку середина – бічна грань залишається приблизно 9 °C (для порівняння: збільшення товщини активного середовища l_g від 0.3 до 1.5 мм зумовлює зменшення поперечного перепаду температури вдвічі: від 15.7 °C до 7.8 °C). Отже, забезпечення необхідних просторових параметрів випромінювання мікролазера неперервного режиму роботи можна здійснювати підбором параметрів пучка накачування (P та w_p), а також товщини лазерного середовища l_g . Підбір поперечних розмірів активного елемента $2a_x$, $2a_y$ та інтенсивності охолодження a_T може забезпечити необхідний тепловий режим роботи мікролазера без зміни просторових параметрів лазерного випромінювання.

Висновки

Проведено розрахунок параметрів лазерної моди, що генерується в мікросіповому лазері неперервного режиму роботи на кристалі YAG:Nd. На основі рівняння теплопровідності визначено розподіл температури, величини термопружних деформацій та розподіл показника заломлення, що встановлюється в такому лазері. За відомого розподілу показника заломлення та деформацій активного середовища визначено параметри ABCD-матриці, яка описує розповсюдження випромінювання в резонаторі мікросіпового лазера. За відомих параметрів ABCD-матриці визначено радіус лазерної моди в перетязці та її розбіжність в дальній зоні. Показано, що розбіжність лазерного променя зростає у разі збільшення потужності накачування та зменшується за збільшення розмірів пучка накачування, що спричинене більшою локалізацією лазерного пучка у разі більшої неоднорідності розподілу температури. Збільшення товщини активного середовища l_g призводить до зменшення розбіжності лазерного випромінювання, що зумовлено зменшенням густини джерел теплоти при збільшенні l_g . У той же час зміна в широких межах поперечних розмірів активного елемента та коефіцієнта тепловідведення зумовлює майже однорідні зміни температури, не впливаючи істотно на просторові параметри лазерного випромінювання.

Зіставлення результатів розрахунку з експериментальними даними, отриманими для мікросіпового лазера, розробленого на НВП „Карат”, показало задовільне узгодження між експериментом та теоретичними розрахунками.

1. Molva E. *Microchip lasers and their applications in optical microsystems* // *Opt. Mat.* – 1999. – Vol. 11. – P. 289–299.
2. Зверев Г.М., Куратов И.И., Шестаков А.В. *Твердотельные микролазеры на кристаллах в высокой концентрации ионов неодима* // *Изв. АН СССР. Сер. физическая.* – 1982. – Т. 46, № 8. – С. 1561–1566.
3. Zayhowski J.J., Mooradian A. *Single-frequency microchip Nd lasers* // *Opt. Lett.* – 1989. – Vol. 14 – P. 24–26.
4. Dixon G.J., Lingvay L.S., Jarman R.H. *Properties of close coupled monolithic, lithium neodymium tetraphosphate laser* // *Proc. SPIE.* – 1989. – Vol. 1104. – P. 107–0.
5. Zayhowski J.J. *Microchip lasers* // *Opt. Mat.* – 1999. – Vol. 11. – P. 255–267.
6. Матковський А.О. *Матеріали квантової електроніки* // Львів, Ліга-Прес, 2000.
7. Conroy R.S. *Microchip lasers* // *A thesis submitted to the University of St. Andrews in Application for the Degree of Doctor of Philosophy*, 1998.
8. Бурый О.А., Убізький С.Б. *Оптимізація мікросіпових лазерів, що працюють в режимі вільної генерації. Підготовано до друку.*
9. Каминский А.А. *Лазерные кристаллы.* – М.: Наука, 1975.
10. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров.* – Л.: Машиностроение, 1986.
11. Лыков А.В. *Тепломассообмен: Справочник.* – М.: Энергия, 1978.
12. Buryu O.A., Ubiszki S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. *The temperature distribution and the thermomechanical effects in the Cr:YAG quality modulator* // *Proc. LFNМ.* – 2003. – P. 84–86.
13. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. *Теория упругости.* – М.: Наука, 1975.
14. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения.* – М.: Наука, 1979.