

DOI: 10.18372/2310-5461.46.14804

УДК 539.2 :621.315.548.0 : 612.029.62, 621.315.59

*С. М. Левицький*<sup>1,2</sup>, канд. техн. наук, старш. наук. співроб.<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників  
ім. В. Є. Лашкарьова НАН України<sup>2</sup>Національна академія  
Національної гвардії України  
orcid.org/0000-0002-3909-0993

levytskyi@ua.fm

## МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ ПОТУЖНОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ПРОМЕНЮ

### Вступ

Одним із вагомих відкриттів кінця минулого століття, було відкриття фізичних явищ, які в подальшому лягли в основу створення оптичного квантового генератора (ОКГ), або лазера. Лазерна техніка отримує все більш широке визнання і знаходить багато сфер використання. Це пов'язано із особливостями лазерних технологічних процесів, які протікають в екстремальних умовах: надмалі області протікання процесів, надзвичайно високі температури, величезні густини потужності і пов'язані з цим суттєво нерівноважні процеси випаровування вихідних матеріалів та формування їх конденсатів. Це пов'язано із особливостями лазерних технологічних процесів, які протікають в екстремальних умовах: надмалі сфери протікання процесів, надзвичайно високі температури, величезні густини минулого сторіччя. В сучасний період багато з цих розробок підготовлені до практичного використання. Однак в найбільш перспективних лазерних мікрохімічних технологіях, таких як лазерна епітаксія, легування напівпровідників, осадження та травлення діелектриків, а також керований термоядерний синтез, ще необхідно виконати величезний об'єм досліджень.

Сьогодні відомі десятки тисяч різних лазерних переходів, що генерують випромінювання в діапазоні довжин хвиль від менше 0,01 мкм до 1000 мкм і покривають, таким чином спектральні області м'якого рентгенівського випромінювання, ультрафіолетового, видимого та інфрачервоного випромінювання, а також діапазон міліметрових хвиль. На відміну від випромінювання звичайних джерел світла, лазерний пучок відрізняється наступними властивостями: незначною шириною спектральних ліній; гострою спрямованістю (малим кутом розбіжності); високою інтенсивністю випромінювання, або енергією пучка; здатністю до генерації надко-

ротких світлових імпульсів. Мала ширина спектральної лінії пояснюється високою стабільністю частоти, монохроматичністю, або однобарвністю світла, а також хорошою часовою когерентністю. Гостра спрямованість лазерного пучка означає малу кутову ширину і пов'язана з високою просторовою когерентністю [1].

### Постановка проблеми

Більшість з лазерів, які широко використовуються у мікротехнологіях, працюють на газових або плазмових активних середовищах, наприклад такі, як лазер на іонах аргону (~0,5 мкм), або ексимерні і експлексні лазери (120–354 нм). Серед цих типів лазерів усі, крім ексимерних і експлексних, можуть працювати як у неперервному, так і в імпульсному режимах. Коефіцієнт корисної дії (надалі ефективність) газових лазерів становить звичайно кілька відсотків, що виявляється вище, ніж досягається у твердотільних (за винятком напівпровідникових) лазерах. Крім ексимерних лазерів, які стали популярними джерелами УФ випромінювання для літографії високого розділення, CO<sub>2</sub>-лазер виявляється найбільш корисним джерелом для різних способів оброблення матеріалів, що вимагають високої потужності (кВт), серед них: зварювання, різання і свердління [1].

Аналіз технологічних процесів, які стимулювані лазерним випромінюванням, показує, що ці процеси реалізуються за допомогою випромінювання в діапазоні довжин хвиль 190–1060 нм при густині потужності 10<sup>4</sup>–10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Контрольно-вимірвальні методи застосовуються в діапазоні довжин хвиль 190–760 нм, при середній густині потужності в діапазоні 0,1–10 мВт/см<sup>2</sup>, тривалості імпульсів 1,0–100,0 нс і частотою повторення імпульсів 10–1000 кГц.

Найважливішими параметрами, які характеризують якість лазерного джерела є: розбіжність лазерного пучка (звичайно не більше часток

мілірадіану); модовий склад лазерного випромінювання (краще використовувати одномодові джерела); однорідність світлового потоку в області фокусування; стабілізація потужності і можливість керування енергетичними параметрами лазерного променя. Над досягненням оптимальних параметрів лазерних систем при мінімальних енергетичних втратах працюють провідні виробники лазерних систем.

#### Аналіз останніх досліджень і публікацій

Застосування лазерного опромінення для модифікації характеристик напівпровідникових матеріалів та діелектриків, зокрема Cd(Zn)Te, а саме — вивчення і розвиток методу легування напівпровідника відкриває нові можливості для розробки і створення діодів з низьким струмом протікання, які були б чутливими до іонізуючого випромінювання. Авторами праць [2; 3] на основі отриманих результатів визначено порогові значення наносекундних лазерних імпульсів та встановлення основних факторів і особливостей дії таких імпульсів на структуру і властивості напівпровідника Cd(Zn)Te проводилися подальші дослідження для пошуку ефективних режимів та умов лазерної обробки кристалів з метою легування і створення мілких електричних переходів у поверхневому шарі.

Лазерне опромінення Cd(Zn)Te у певному діапазоні густини енергії може призводити до модифікації дефектної структури приповерхневого шару без суттєвої зміни об'єму напівпровідника [4–6]. Такі ефекти було виявлено при обробці поверхні кристалів CdTe імпульсами ексімерного KrF лазера з густиною енергії вище порогу плавлення і проводилися дослідження з метою формування оптимальних контактів та формування бар'єрних структур, зокрема, *p-n* переходів [7; 8]. Було виявлено суттєву різницю при дії імпульсів рубінового, неодимового чи ексімерного KrF лазера на оптичні та електричні властивості напівпровідників чи діелектриків [9–11].

Енергетичні характеристики твердотілого лазера визначаються наступними основними факторами: матеріалом активного елемента, розмірами та конфігурацією активного елемента, параметрами резонатора, способом і параметрами накачки та режимом роботи (неперервний, імпульсний, модульованої добротності).

Отримання оптимальних параметрів лазерного випромінювання суттєво також залежить від параметрів опричної системи лазерної генерації. Процес лазерного випромінювання можна розглядати також як ще один вид втрат в лазерній системі, які, як і всі інші, зменшує потужність внутрішнього фотонного потоку. Таким чином,

спроби збільшити потужність лазерного випромінювання шляхом зменшення проникності напівпрозорого дзеркала будуть не завжди успішними, оскільки потужність випромінювання пропорційна внутрішньому фотонного потоку. На сьогодні іде пошук оптимальних параметрів оптичного квантового генератора при яких можна досягти мінімальних втрат генерації потужності лазерного випромінювання.

Потужність лазерного пучка, при лазерній обробці матеріалів, є одним із головних технологічних параметрів. Якщо потужність пучка, яким проводиться обробка дослідного зразка є недостатньою, то в результаті і відсутня його дія на нього. Менш важливими є параметри такі як кутлова розбіжність променя та глибина чіткості при його фокусуванні. В даній роботі розглянемо основні можливі конструктивні схеми лазерних генераторів, а також буде наведено розрахунку їх потужності [12].

Розрахунок потужності лазерної генерації проведемо за таким виразом:

$$\begin{aligned} P_{\text{ген}} &= VI_{\text{нас}} [k_0 - \rho_{\Sigma} - k_r] \frac{k_r}{k_r + \rho_{\Sigma}} = \\ &= VI_{\text{нас}} k_r \left[ \frac{k_0}{k_r + \rho_{\Sigma}} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Для проведення обчислень нам необхідно мати значення параметрів таких як значення інтенсивності насичення  $I_{\text{нас}}$ , об'єм активного середовища  $V$ , коефіцієнт підсилення слабкого сигналу  $k_0$ , (визначення даного коефіцієнту можна також із відомих значеннях об'ємного енергетичного вкладу та коефіцієнту корисної дії системи), також провести розрахунок загальні шкідливі втрати  $\rho_{\Sigma}$ , які у свою чергу пов'язані із коефіцієнтом розсіяння та неактивного поглинання  $\rho$  (зазвичай дане значення може бути вказане в паспорті на активний елемент), та втрат на непрозорих дзеркалах в резонаторі. В подальшому із значень  $k_0$  і  $\rho_{\Sigma}$  визначити оптимальне значення  $k_r$  [13].

Інтенсивність насичення  $I_{\text{нас}}$  є однією із основних характеристик активного середовища (АС) та його стану, зокрема температури і в принципі не залежить від потужності діючої накачки безпосередньо. Тому дані значення відомі для активних середовищ лазерів, котрі широко використовуються, зокрема і для технологічних лазерів [14; 15].

Більшість технологічних операцій, які здійснюються за допомогою лазерних систем, основані на тепловій дії світлового потоку на матеріал (досліджуваний зразок). У цьому випадку процес взаємодії лазерного випромінювання з речовиною умовно можна розділити на наступні стадії:

поглинання світла; передача енергії тепловим коливанням решітки твердого тіла; нагрівання матеріалу; плавлення, руйнування матеріалу шляхом випаровування та викидання розплаву і охолодження по закінченню дії лазерного впливу.

### Мета статті

Ураховуючи вище зазначене *метою статті* є оцінка оптимальних параметрів оптичного квантового генератора, а також аналіз та оптимізація процесу взаємодії лазерного випромінювання з речовиною при яких можна досягти мінімальних втрат генерації потужності лазерної системи.

### Виклад основного матеріалу дослідження

Лазерні системи, які найчастіше використовуються в наукових цілях та на промисловості (технологічні, медичні тощо), як правило, використовують виносні дзеркала, оскільки така конструкція дозволяє змінити розміри резонатора, вмонтувати в нього додаткові елементи, поміняти його дзеркала, якщо вони зруйнувалися (згоріло чи відшарувалося дзеркальне покриття).

Для отримання оптимальних параметрів лазерної системи проведемо розрахунок на прикладі конкретних параметрів лазерної системи, зокрема, на прикладі поширеного на практиці неодимового лазера на ітрій алюмінієвому гранаті (ІАГ) (синтетичний мінерал, легований атомами хімічного елементу неодиму з групи лантаноїдів), із наступними основними параметрами, зокрема показник заломлення якого  $n = 1,84$ . У нашому випадку розглянемо, активний елемент (АЕ) лазера, який має форму кругового циліндра з діаметром  $d = 0,8$  см і довжиною  $l = 12,0$  см. Коефіцієнт підсилення слабкого сигналу даного активного елементу  $k_0 = 0,25$  см<sup>-1</sup>, коефіцієнт розсіяння і неактивного поглинання  $\rho = 0,002$  см<sup>-1</sup>, а також інтенсивність насичення  $I_{\text{нас}} = 820$  Вт/см<sup>2</sup>.

На рис. 1 показана схема твердотільного лазера із виносними дзеркалами. Аналогічно, як і при розгляді лазерної системи із напиленими дзеркалами на торцях активного елементу, почнемо прохід по резонатору після відбиття пучка від вихідного дзеркала.

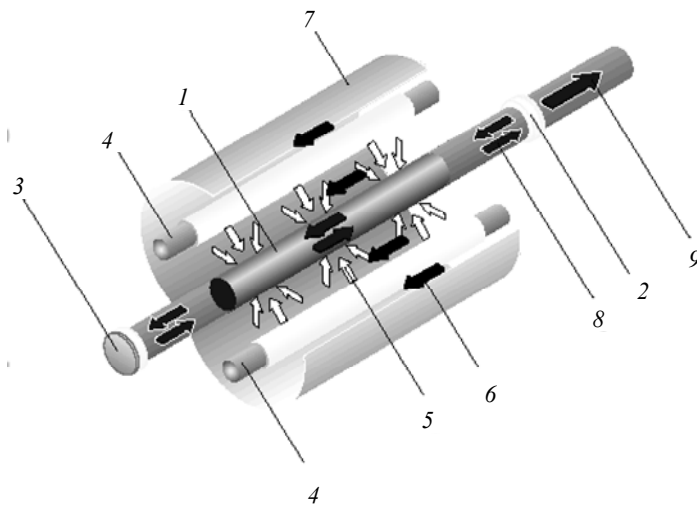


Рис. 1. Схема резонатора твердотільного лазера із виносними дзеркалами (1 — Nd:YAG — кристал; 2 — вихідне дзеркало; 3 — глухе дзеркало; 4 — лампи накачки; 5 — світлова хвиля накачки; 6 — система солодження; 7 — рефлектор; 8 — генерація лазерного променя; 9 — лазерний промінь)

Зробимо припущення, що його потужність дорівнює  $P$ . Дійшовши до торця АЕ промінь частково відіб'ється, частково пройде в активне середовище. Часткове відбиття променя зумовлене тим, що даний промінь проходить поверхню, котра розділяє два середовища з різними показниками заломлення — повітря і легований ІАГ. У такому випадку коефіцієнт відбиття такої поверхні  $r_{\text{Фр}}$  є (за Френелем)

$$r_{\text{Фр}} = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (2)$$

де  $n$  — відносний показник заломлення одного середовища відносно до цього ж показника другого середовища.

Оскільки показник заломлення повітря практично дорівнює 1, то в виразі (2)  $n$  є показник заломлення ІАГ, і  $n = 1,84$ . Отже,  $r_{\text{Фр}} = 0,0875$  і така частка потужності променя відіб'ється від торця і в активне середовище не пройде. Даний промінь буде неконтрольовано поширюватися по лазерному резонатору, збільшуючи кут розбіжності лазерного променя, а то й породжуючи додаткові напрямки його поширення.

Більша частка променя по потужності, а саме  $(1 - r_{\text{Фр}})P$ , ввійде в активне середовище і поширюючись по ньому підсилуватиметься так, як описано в попередній системі. Дійшовши до протилежного торця, частка променя  $r_{\text{Фр}}(1 - r_{\text{Фр}})e^{(\bar{k} - \rho_{\text{a.c}})l}P$  відіб'ється від нього назад в активне середовище і його роль буде такою ж як і променя, відбитого від першого торця — погіршувати кут розбіжності і зменшувати потужність основного променя.

До глухого дзеркала дійде промінь з потужністю  $(1 - r_{\text{Фр}})^2 e^{(\bar{k} - \rho_{\text{a.c}})l}P$ , відіб'ється частка  $r_1(1 - r_{\text{Фр}})^2 e^{(\bar{k} - \rho_{\text{a.c}})l}P$  і всі процеси повторяться. Кінцевий баланс втрат і підсилення променя можна описати таким співвідношенням

$$r_1 r_2 (1 - r_{\text{Фр}})^4 e^{2(\bar{k} - \rho_{\text{a.c}})l} = 1. \quad (3)$$

Прологарифмувавши даний вираз, отримаємо:

$$\rho_{\Sigma} = \rho_{\text{a.c}} + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1} + \frac{2}{l} \ln \frac{1}{1 - r_{\text{Фр}}}, \quad (4)$$

коефіцієнт підсилення вздовж АЕ однаковий, тому що сумарна інтенсивність світлових потоків, які поширюються зліва праворуч і справа ліворуч, однакова в усіх поперечних перерізах АЕ, коефіцієнт підсилення в активному елементі буде постійним, і можна визначити за співвідношенням (5)

$$k(z) = \frac{k_0}{1 + \frac{I(v_{\Gamma}, z)}{I_{\text{нас}}}}. \quad (5)$$

Підставивши значення у формули для  $\rho_{\Sigma}$ ,  $k_r^{\text{опт}}$ ,  $r_2$ ,  $P_{\text{ген}}$  отримаємо:  $P_{\text{ген}} = 666$  Вт,  $r_2 = 0,31$ .

Порівнявши отриманні результати із результатами для лазерної системи із напиленими дзеркалами на торцях активного елементу можна зробити висновок, що у випадку виносних дзеркал і природних торців активного елемента, втрачено третину потужності лазерного променя, що обумовлено великим значенням коефіцієнта відбиття торців АЕ.

Якщо просвітлити торці активного елементу хоча б до коефіцієнта відбиття  $r_{\text{Фр}} = 0,005$ , то потужність генерації збільшиться, і становитиме  $P_{\text{ген}} = 970$  Вт, оптимальне значення коефіцієнта відбиття в такому випадку буде дорівнювати  $r_2 = 0,55$ .

Із даного порівняння випливає висновок, що торці АЕ необхідно просвітлювати в будь якому випадку, незалежно від оптичної системи резонатора.

Інколи в поставлених технологічних задачах дається питома потужність накачки  $\sigma_{\text{нак}}$  і електрооптичний ККД  $\eta_{\text{ео}}$  та значення або  $\kappa_0$  або  $I_{\text{нас}}$ . У такому випадку, питома потужність генерації буде  $\sigma_{\text{ген}} = \eta_{\text{ео}} \sigma_{\text{нак}}$ . Оскільки  $\sigma_{\text{ген}} = k_0 I_{\text{нас}}$ , то визначивши  $\sigma_{\text{ген}}$ , легко можна і обчислити невідомий параметр  $I_{\text{нас}}$  або  $k_0$ .

Також однією із важливих та невід'ємних завдань сучасного приладобудування є розрахунок параметрів лазерної обробки, зокрема: поглинання світла; передача енергії тепловим коливанням решітки твердого тіла; нагрівання матеріалу; плавлення, руйнування матеріалу шляхом випаровування та викидання розплаву і охолодження по закінченню дії лазерного впливу.

Розглянемо дані процеси на прикладі впрілу лазерного опромінення (лазерної обробки) системи метал-напівпровідник, зокрема In-CdTe.

*Поглинання випромінювання.* Інтенсивність випромінювання на глибині  $z$  поглинається шаром, який описується законом Бугера-Ламберта. З урахуванням відбивання від поверхні отримаємо вираз:

$$I(z) = I_0 (1 - R) \exp(-\alpha z), \quad (6)$$

де  $\alpha$  і  $R$  — коефіцієнти поглинання і відбивання, відповідно;  $I_0$  — інтенсивність випромінювання на поверхні.

Дану формулу можна застосувати в широкому діапазоні енергій, а також для різних матеріалів. Значення величин  $\alpha$  і  $A = 1 - R$  (поглинаюча здатність матеріалу) визначаються виразами:

$$\alpha = \frac{4}{c_0} \sqrt{\frac{pn_0 e_0^2}{m_0}}; \quad (7)$$

$$A = \sqrt{\frac{m_0}{pn_0 e_0}} n_c, \quad (8)$$

де  $e_0$  і  $m_0$  — заряд і ефективна маса електрона;  $n_0$  — концентрація вільних електронів в металі;  $c_0$  — швидкість світла у вакуумі;  $n_c$  — частота зіткнень електрона, при якому відбувається зміна імпульсу.

Товщину (глибина) поглинутого шару розраховуємо за формулою:

$$d = 1/\alpha = \alpha^{-1}, \quad (9)$$

де  $\alpha$  — коефіцієнт поглинання на довжині хвилі,

Проведемо розрахунок для довжини хвилі лазерного випромінювання  $\lambda = 0,694$  мкм, значення поглинання на даній довжині хвилі такі:  $\alpha(\text{In}) = 10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-1}$  та  $\alpha(\text{CdTe}) = 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . При таких значеннях отримаємо  $d(\text{In}) = 1 - 10 \text{ nm}$  та  $d(\text{CdTe}) = 100 \text{ nm}$ .

*Нагрівання матеріалу.* У результаті поглинання світла і переходу його в теплову енергію починається нагрівання матеріалу шляхом передачі цієї енергії за допомогою механізмів електронної, фоновий та променевої теплопровідності. Розміри прогрітого шару спочатку визначається величиною скін-шару ( $d$ ), а потім за рахунок теплопровідності як функції  $(c \cdot t)^{1/2}$ , де  $c$  — теплопровідність;  $t$  — час.

Межі дії кожного з механізмів теплопровідності залежать від досягнутої температури  $T$ . При  $T < 100$  К найкраще виражена фоновна теплопровідність  $c_{\text{ф}}$ , при  $T = (10^2 - 10^4)$  К переважає електронна теплопровідність  $c_{\text{е}}$ , при  $T > 10^4$  К слід враховувати променеву  $c_{\text{пр}}$  теплопровідність. Як правило, при обробці матеріалів  $T$  не перевищує  $T_B$  (рис. 2) і тому основний механізм теплопровідності — це  $c_{\text{е}}$ .

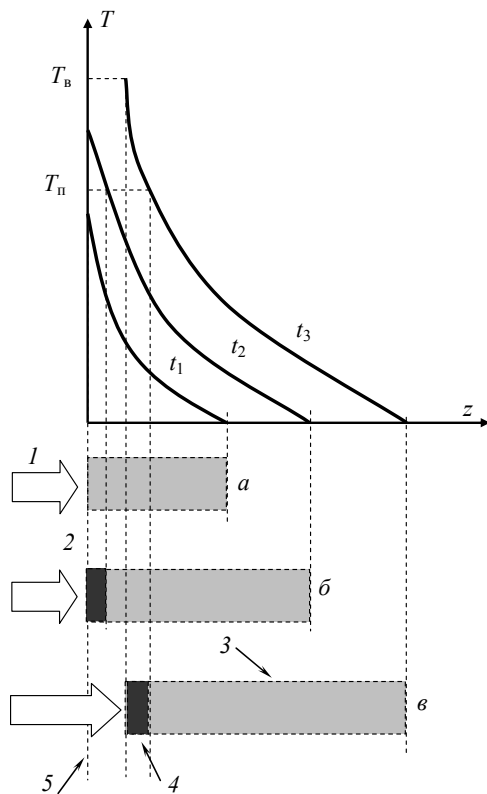


Рис. 2. Схема фізичних процесів при взаємодії лазерного випромінювання з поверхнею твердого тіла:

$a$  — нагрівання;  $b$  — плавлення;  $c$  — випаровування поверхні матеріалу;  $1$  — лазерне випромінювання;  $2$  — вихідна поверхня;  $3$  — нагрітий шар;  $4$  — розплавлений шар;  $5$  — шар матеріалу, що випаровується;  $T$  — температура;  $T_{\text{п}}$  — температура плавлення;  $T_B$  — температура випаровування;  $z$  — глибина проникнення світла у матеріал;  $t_1, t_2, t_3$  — час опромінювання ( $t_3 > t_2 > t_1$ )

Основні фізичні процеси, що відбуваються в результаті лазерного нагріву, схематично представлені на рис. 2.

Лазерне випромінювання, падаючи на поверхню матеріалу, частково відбивається від неї, а частково проникає всередину матеріалу, поглинаючись в ньому і нагріваючи його на глибини  $z$ , яка рівна значенню поглинутого шару.

Залежно від поставлених технологічних задач, можна використовувати такі операції із обробки поверхні: нагрів, плавлення та випаровування (рис. 2).

Проте механізми поширення теплової хвилі в глибок матеріалу залежно від конкретної технологічної ситуації істотно різняться.

Так, для обробки матеріалів використовується фокусування світлового пучка до розмірів  $d_r$  ( $d_r = 10-20$  мкм), а оскільки при цих значеннях  $d_r \ll (c \cdot t)^{1/2}$ , то стає зрозумілим, що при  $t = 10^{-3}$  С істотну роль відіграє відведення тепла у бік від місця нагрівання (область нагріву  $\sim 100-300$  мкм), що різко уповільнює темп нагріву. Тим не менш, використовуючи вираз для сталої (стаціонарної) температури для сфокусованого пучка розміром  $d_r$ :

$$T_C = (I_0 \cdot d_r) / c_e, \quad (10)$$

де  $I_0$  — інтенсивність (густина) світлового потоку.

Із співвідношення (10), а також беручи до уваги, що глибина прогрітого шару  $z_{\text{пр}} = 10 d_r$ , можна знайти мінімальні густини світла, що поглинається  $I_0$  для нагріву цієї області скажімо до температури плавлення  $T = T_{\text{п}}$ .

Для правильності вищевикладеного підходу розрахуємо температуру поверхні металу й відповідно грані метал-напівпровідник при імпульсному лазерному випромінюванні згідно з працею [16], де теоретично проаналізований процес взаємодії потужного світлового потоку з тонкою плівкою поглинаючого матеріалу (металу) на підкладці.

Температура нагрівання поверхні тонкої ( $h \geq 50$  нм) плівки при імпульсному лазерному опроміненні у видимому й ближньому інфрачервоному (ІЧ) — діапазоні світла при  $I < 100$  МВт/см<sup>2</sup> (справедливий тепловий механізм руйнування) задається формулою:

$$\Delta T(t) = \frac{IA\sqrt{a_2 t}}{k_2} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} + \gamma v \left[ \exp\left(\frac{1}{\gamma^2 v^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\gamma v}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (11)$$

Індекс «1» відноситься до плівки індію, «2» — до CdTe. Тут  $I$  — густина світлового потоку (густина потужності лазерного випромінювання),

$A$  — коефіцієнт оптичного поглинання індію;  $a$  — коефіцієнт температуропровідності;  $k$  — коефіцієнт теплопровідності.

Величини  $\nu = \frac{k_1\sqrt{a_2}}{k_2\sqrt{a_1}}$  і  $\gamma = \frac{h}{\sqrt{a_1 t}}$ . Величина  $\gamma\nu$

фактично є відношенням об'ємних теплоємностей плівки і прогрітого шару підкладки та визначає темп нагрівання плівки:

$$\gamma\nu = \frac{\rho_1 c_1 h}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2 t}}, \quad (12)$$

де  $h$  — товщина тонкої ( $h \geq 50$  нм) плівки;  $\rho$  — густина речовини;  $c$  — теплоємність;  $\sqrt{a_1 t}$  — прогрітий шляхом теплопровідності шар, що приблизно рівний  $10^{-6}$  м для гігантського імпульсу лазера в режимі модульованої добротності.

Температуру плівки по товщині можна вважати однаковою з точністю 10 % уже через час  $t_0 \approx 10h^2/a_1$  від початку імпульсу.

Для плівки індію з товщиною 300–400 нм  $t_0 \approx 19$ –34 нс (тут  $t \leq \tau$ ).

Авторами праць [17–18] було запропоновано простіший вираз, який зручніший для оцінки:

$$T(t) = T_0 + \frac{Aq_0 t}{\rho_1 \tilde{n}_1 h(1 + 1/\gamma\nu)}, \quad (13)$$

$$\Delta T = T(t) - T_0. \quad (14)$$

За даними формулами розраховується температура нагрівання плівки в інтервалі часу від моменту дії лазерного імпульсу до його завершення, тобто від 0 до 20 нс (у нашому випадку). Подальшу зміну температури плівки металу (остигання плівки) можна обчислити за формулою [16]:

$$\Delta T(t) = \Delta T(\tau) \operatorname{erf} \left[ \frac{h}{\sqrt{a_2(t-\tau)}} \right]. \quad (15)$$

На рис. 3 показано залежність поверхні плівки від часу. Максимальна температура нагрівання поверхні плівки індію становить 262 °С (562 К) за час 20 нс з моменту дії лазерного імпульсу, та остигає до температури 2 °С (302 К) за проміжок часу 20 нс — 200 мкс.

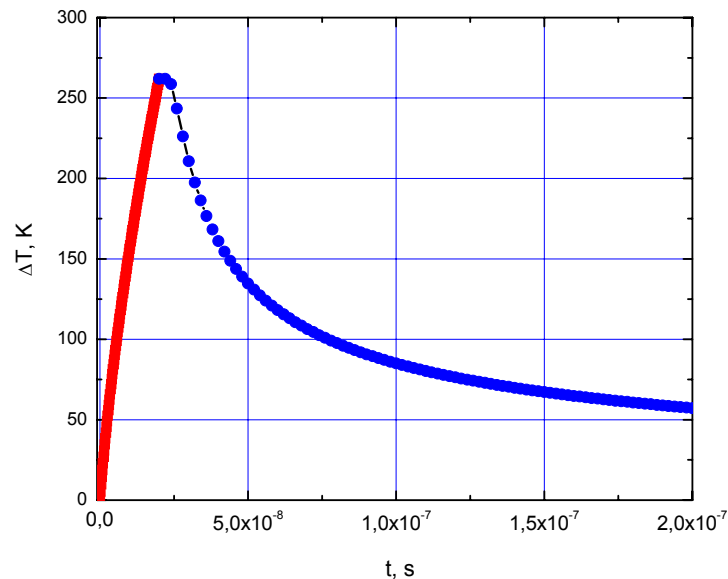


Рис. 3. Температура поверхні плівки In в системі In-CdTe під час дії імпульсного лазерного опромінення

Час  $t^*$  по закінченню якого температура плівки становить  $\xi$  частину від  $\Delta T(\tau)$  у цьому випадку становить [16]:

$$t^* \approx \frac{h^2}{\pi a_2 \xi} + \tau, \quad (16)$$

при  $\xi = 0,1$  отримаємо  $t^* \approx 4,2 \cdot 10^{-8}$  с, а при  $\xi = 0,05$  —  $t^* \approx 6,4 \cdot 10^{-8}$  с.

## Висновки

На основі проведених розрахунків можна зробити такі висновки:

Параметри лазерного опромінення суттєво залежать від конструктивної схеми лазерних генераторів, тобто від компонування та розміщення елементів оптичного квантового генератора.

Для досягнення максимального ККД лазера необхідно створити таку конструкцію резонатора і форму активного середовища, які б дозволяли щонайкраще суміщувати їх об'єми, коли макси-

мально зменшується частка розселення ВЛР внаслідок спонтанних і релаксаційних переходів і зростає частка вимушених переходів.

Результат дії імпульсного лазерного випромінювання залежить від інтенсивності і часу впливу (тривалості імпульсу).

### ЛІТЕРАТУРА

1. **Шуайбов О. К.**, Опачко І. І., Качер І. Е., Чучман М. П. Лазерні джерела випромінювання та їх застосування в мікроелектроніці: навч. посібник / Ужгород: Ужгородський національний університет, фізичний та інженерно-фізичний факультети, 2009.

2. **Gnatyuk V. A.**, Aoki T., Vlasenko O. I., Levytskyi S. N., Dauletmuratov B. K., Lambropoulos C. P. Modification of the surface state and doping of CdTe and CdZnTe crystals by pulsed laser irradiation. *Applied Surface Science*. 2009. Vol. 255. No 24. Pp. 9813–9816. DOI.ORG/10.1016/J.APSUSC.2009.04.096

3. **Veleshchuk V. P.**, Baidullaeva A., Vlasenko A. I., Gnatyuk V. A., Dauletmuratov B. K., Levitskyi S. N., Lyashenko O. V., Aoki T. Mass transfer of indium in the In-CdTe structure under nanosecond laser irradiation. *Physics of the Solid State*. 2010. Vol. 52. No 3. Pp. 469–476. DOI: 10.1134/S1063783410030054

4. **Gatskevich E.**, Ivlev G., Prikryl P., Cerny R., Chab V., Cibulka O. Pulsed laser-induced phase transformations in CdTe single crystals. *Appl. Surf. Sci.* 2005. Vol. 248. Pp. 259–263. DOI.ORG/10.1016/J.APSUSC.2005.03.045

5. **Golovan L. A.**, Markov B. A., Kashkarov P. K., Timoshenko V. Yu. Evaporation effect on laser induced solid-liquid phase transitions in CdTe and HgCdTe. *Solid State Commun.* 1998. Vol. 108. No 10. Pp. 707–712. DOI: 10.1016/S0038-1098(98)00485-2

6. **Gnatyuk V. A.**, Aoki T., Gorodnychenko O. S., Hatanaka Y. Solid-liquid phase transitions in CdTe crystals under pulsed laser irradiation. *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83. No 18. Pp. 3704–3706. <https://doi.org/10.1063/1.1625777>

7. **Aoki T.**, Gnatyuk V.A., Nakamura A., Tomita Y., Hatanaka Y., Temmyo J. Study of a CdTe high-

energy radiation imaging device fabrication by excimer laser processing. *Phys. Stat. Sol. (c)*. 2004. Vol. 1. No 4. Pp. 1050–1053. DOI 10.1002/pssc.200304177

8. **Gnatyuk V. A.**, Levytskyi S. N., Vlasenko O. I., Aoki T. Formation of doped nano-layers in CdTe semiconductor crystals by laser irradiation with nanosecond pulses. *Thai Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. 2016. Vol. 1. Issue 2. Pp. 7–16.

9. **Veleshchuk V. P.**, Vlasenko O. I., Vlasenko Z. K., Gnatyuk V. A., Levytskyi S. N. Dependence of the CdTe melting threshold on the pulse duration and wavelength of laser radiation and the parameters of non-equilibrium charge carriers. *Ukrainian Journal of Physics*. 2017. Vol. 62. No 2. Pp. 159–165. DOI.ORG/10.15407/UJPE62.02.0159

10. **Zelenska K.**, Gnatyuk V., Veleschuk V., Aoki T. Pulsed laser deposition of indium on the CdTe crystal surface for contact formation. *Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XX, Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10762. Pp. 1076218-1-6. DOI: 10.1117/12.2323380

11. **Gentsar P. O.**, Levytskyi S. M. Influence of Laser Radiation on Optical Properties of Semiconductor Materials. *PCSS*. 2019. V. 20. № 4. Pp. 384–390. DOI: 10.15330/pcss.20.4.384-390

12. **Альтудинов Ю. К.**, Гарицын А. Г. Лазерные микротехнологии и их применения в электронике. Москва: Радио и связь, 2001.

13. **Айрапетян В. С.**, Ушаков О. К. Физика лазеров: учеб. пособие. Новосибирск: СГГА, 2012.

14. **Звелто О.** Принципы лазеров. Москва: Мир, 1990.

15. **Мэйтленд А.**, Дан М. Введение в физику лазеров. Москва: Наука, 1978.

16. **Либенсон М. Н.** Нагрев и разрушение тонких пенек излучением ОКГ. *Физика и химия обработки материалов*. 1968. № 2. С. 3–11.

17. **Левинсон Г. Р.**, Смилга В. И. Экспериментальное исследование порогов разрушения тонких металлических пленок при воздействии лазерного излучения. *Физика и химия обработки материалов*. 1971. № 4. С. 124.

18. **Левинсон Г. Р.**, Смилга В. И. Лазерная обработка тонких пленок. *Квантовая электроника*. 1967. Т. 3. № 8. С. 1637–1659.

**Левицький С. М.**

### МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ ПОТУЖНОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ПРОМЕНЮ

*Вибір лазера для проведення технологічної операції визначається специфікою впливу лазерного випромінювання на даний матеріал і особливостями поставленої технологічного завдання. Основними параметрами, що характеризують лазерне випромінювання, є потужність, довжина хвилі випромінювання, тривалість впливу випромінювання, енергія і частота проходження імпульсів, а також когерентність, спрямованість, монохроматичність і поляризація випромінювання. Більшість лазерних технологій засновано на тепловій дії випромінювання, тобто передбачається необхідність нагрівання об'єкта впливу до заданої температури. Тому головною характеристикою лазера, використовуваного в таких технологіях, є його потужність. Для імпульсних лазерів розглядають потужність в імпульсі і середню потужність, яка залежить від тривалості та частоти проходження імпульсів.*

В даній роботі проведено розрахунки потужності генерації лазерного променя в залежності від конструкції опричного квантового генератора. Проведено аналіз в залежності від параметрів лазерного опромінення, особливо від конструктивних схеми лазерних генераторів, тобто від компоновки та розміщення елементів оптичного квантового генератора. Для досягнення максимального ККД лазера необхідно створити таку конструкцію резонатора і форму активного середовища, які б дозволяли щонайкраще суміщувати їх об'єми, коли максимально зменшується частка розселення верхніх лазерних рівнів внаслідок спонтанних і релаксаційних переходів і зростає частка вимушених переходів. В результаті оптимізації параметрів оптичного генератора густина енергії випромінювання досягає високих, вражають значень за допомогою малого розміру пучка. Пучок, лазерного випромінювання, із відстанню поширення змінюється незначно в силу невеликої розбіжності, відповідно, що в свою чергу призводить до ризику ураження навіть на великій відстані. Причому, в разі поширення невидимого випромінювання, наявність небезпеки може бути неочевидно, і навіть видиме випромінювання буде помітно в повітрі лише при наявності зважених часток.

**Ключові слова:** лазер; потужність; лазерна система; лазерне опромінення.

Levytskyi S.

## CALCULATION METHODS POWER GENERATION OF THE LASER BEAM

The choice of a laser for carrying out a technological operation is determined by the specifics of the effect of laser radiation on this material and the features of the assigned technological task. The main parameters characterizing laser radiation are power, radiation wavelength, radiation exposure duration, energy and pulse repetition rate, as well as coherence, directivity, monochromaticity and polarization of radiation. Most laser technologies are based on the thermal effect of radiation, that is, it is assumed that the object to be heated must be heated to a given temperature. Therefore, the main characteristic of the laser used in such technologies is its power. For pulsed lasers, the power in a pulse and the average power, which depends on the duration and pulse repetition rate, are considered.

In this work, we calculated the power of the laser beam generation depending on the design of the oprichnina quantum generator. The analysis is carried out depending on the parameters of laser irradiation, especially on the design of laser generators, that is, on the layout and placement of elements of an optical quantum generator. To achieve maximum laser efficiency, it is necessary to create such a resonator design and the shape of the active medium that allow their volumes to be combined in the best way when the fraction of the upper laser level dispersion as a result of spontaneous and relaxation transitions decreases and the fraction of stimulated transitions increases. As a result of optimizing the parameters of the optical generator, the radiation energy density reaches high, striking values through a small beam size. The beam, spreading, changes slightly due to small divergence, respectively, there is a risk of damage even at a great distance. Moreover, in the case of the propagation of invisible radiation, the presence of danger may not be obvious, and even visible radiation will be noticeable in the air only in the presence of suspended particles.

**Keywords:** laser; power; laser system; laser irradiation.

Левицкий С. Н.

## МЕТОДЫ РАСЧЕТА МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

Выбор лазера для проведения технологической операции определяется спецификой воздействия лазерного излучения на данный материал и особенностями поставленной технологической задачи. Основными параметрами, характеризующими лазерное излучение, являются мощность, длина волны излучения, длительность воздействия излучения, энергия и частота следования импульсов, а также когерентность, направленность, монохроматичность и поляризация излучения. Большинство лазерных технологий основано на тепловом действии излучения, то есть предполагает необходимость нагревания объекта воздействия до заданной температуры. Поэтому главной характеристикой лазера, используемого в таких технологиях, является его мощность. Для импульсных лазеров рассматривают мощность в импульсе и среднюю мощность, которая зависит от длительности и частоты следования импульсов.

В данной работе проведены расчеты мощности генерации лазерного луча в зависимости от конструкции опричного квантового генератора. Проведен анализ в зависимости от параметров лазерного облучения, особенно от конструктивных схемы лазерных генераторов, то есть от компоновки и размещения элементов оптического квантового генератора. Для достижения максимального КПД лазера необходимо создать такую конструкцию резонатора и форму активной среды, позволяющих наилучшим образом совмещать их объемы, когда максимально уменьшается доля расселения верхних лазерных уровней в результате спонтанных и релаксационных переходов и растет доля вынужденных переходов. В результате оптимизации параметров оптического генератора плотность энергии излучения достигает высоких, поражающих значений посредством малого размера пучка. Пучок, распространяясь, изменяется незначительно в силу небольшой расходимости, соответственно, присутствует риск поражения даже на большом расстоянии. Причём, в случае распространения невидимого излучения, наличие опасности может быть неочевидно, и даже видимое излучение будет заметно в воздухе лишь при наличии взвешенных частиц.

**Ключевые слова:** лазер; мощность; лазерная система; лазерное облучение.

Стаття надійшла до редакції 26.03.2020 р.

Прийнято до друку 15.06.2020 р.