

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ  
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

# ЛАЗЕРНІ ТЕХНОЛОГІЇ

## Практикум

Навчальний посібник

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра  
за освітньою програмою «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології в  
приладобудуванні»  
спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології»

Укладачі: Г.С. Тимчик, Г.В. Богатирьова, М.С. Мамута

Електронне мережне навчальне видання

Київ

КПІ ім. Ігоря Сікорського

2022

Рецензент *Войцехович Валерій Степанович*, канд. фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник відділу когерентної і квантової оптики Інституту фізики НАН України  
*Кагляк Олексій Дмитрович*, канд. техн. наук, доцент, в.о. завідувача кафедри лазерної техніки та фізико-технічних технологій інституту матеріалознавства та зварювання ім. Є.О. Патона КПІ ім. Ігоря Сікорського

Відповідальний редактор *Колобродов Валентин Георгійович*, доктор техн. наук, проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
(протокол № 2 від 30.09.2022 р.)  
за поданням Вченої ради Приладобудівного факультету  
(протокол № 10/22 від 26.09.2022 р.)*

Посібник містить теоретичний матеріал, приклади розрахунку та комплекс задач для практичних занять та самостійної роботи з дисциплін «Лазерні технології» і «Лазери та лазерні технології». Розглянуто фізичні основи та принципи роботи лазерів, методи формування необхідних для певної задачі параметрів лазерного випромінювання, його фокусування за допомогою оптичних систем, особливості генерації різних типів лазерів та їх розрахунків, а також сучасні лазерні технології та мікротехнології у виробництві приладів з акцентом на практичну реалізацію. Посібник може бути корисний студентам та працівникам інженерно-технічних спеціальностей, а також фахівцям з лазерного приладобудування.

Реєстр. № НП 22/23-121. Обсяг 5,9 авт. арк.

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
проспект Перемоги, 37, м. Київ, 03056  
<https://kpi.ua>

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

## ЗМІСТ

|  |     |
|--|-----|
| ВСТУП.....   | 5   |
| Практикум 1. Фізичні основи та принципи роботи лазерів .....                                     | 6   |
| 1.1. Теоретичні положення .....  | 6   |
| 1.2. Методика розв'язання типових задач.....   | 25  |
| 1.3. Завдання для самостійної роботи .....   | 27  |
| Практикум 2. Параметри лазерного випромінювання.....   | 29  |
| 2.1. Теоретичні положення .....  | 29  |
| 2.2. Методика розв'язання типових задач.....   | 44  |
| 2.3. Завдання для самостійної роботи .....   | 48  |
| Практикум 3. Основні типи лазерів.....   | 50  |
| 3.1. Теоретичні положення .....  | 50  |
| 3.2. Методика розв'язання типових задач.....   | 70  |
| 3.3. Завдання для самостійної роботи .....   | 72  |
| Практикум 4. Розрахунок оптичних систем для роботи з лазерами .....                              | 75  |
| 4.1. Теоретичні положення .....  | 75  |
| 4.2. Методика розв'язання типових задач.....   | 85  |
| 4.3. Завдання для самостійної роботи .....   | 86  |
| Практикум 5. Застосування лазерів .....  | 88  |
| 5.1. Теоретичні положення .....  | 88  |
| 5.1.1. Фізика взаємодії лазерного випромінювання з прозорими та<br>непрозорими матеріалами ..... | 88  |
| 5.1.2. Лазерні мікротехнології.....  | 92  |
| 5.1.3. Технології лазерної обробки .....   | 98  |
| 5.1.4. Обробка даних та оптичний зв'язок.....  | 102 |
| 5.1.5. Голографія.....   | 107 |
| 5.1.6. Контроль та метрологічне забезпечення лазерних технологій<br>.....                        | 111 |
| 5.2. Методика розв'язання типових задач.....   | 112 |
| 5.3. Завдання для самостійної роботи .....   | 117 |

|                       |     |
|-----------------------|-----|
| Перелік посилань..... | 120 |
| Додатки.....          | 122 |
| Додаток А.....        | 122 |
| Додаток Б.....        | 123 |
| Додаток В.....        | 124 |

## **ВСТУП**

Навчальний посібник призначено для забезпечення інформаційними та методичними матеріалами дисциплін «Лазерні технології» і "Лазери та лазерні технології".

Дисципліни викладаються на четвертому курсі бакалаврату. Дисципліна "Лазерні технології" має обсяг в 36 годин лекцій, 18 годин лабораторних робіт та 18 годин практичних робіт. Дисципліна "Лазери та лазерні технології" має обсяг в 36 годин лекцій та 18 годин практичних робіт. Здійснено сучасне висвітлення лазерної фотоніки та оптоелектроніки, значна увага приділена питанням технології лазерної обробки та лазерним мікротехнологіям з інженерної точки зору.

В посібнику розглянуто фізичні основи та принципи роботи лазерів, поширення лазерного випромінювання у вільному просторі та його фокусування за допомогою оптичних систем, розглянуто основні типи лазерів (газові, твердотільні та напівпровідникові) та сучасні сфери їх застосування, проаналізовано технології лазерної обробки та мікрообробки. Посібник орієнтований як на ознайомлення з базовими можливостями лазерів та лазерних технологій, так і на останні досягнення та перспективи розвитку з акцентом на практичну реалізацію. З метою кращого засвоєння матеріалу практикум містить приклади розрахунків, а також завдання для самостійного виконання.

Метою навчального посібника є допомога студентам в самостійному вивченні відповідних розділів навчальних дисциплін та в набутті навичок проектування та застосування лазерів та лазерних технологій в інженерній практиці. Посібник може використовуватись для самостійної роботи та дистанційного навчання.

# ПРАКТИКУМ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТА ПРИНЦИПИ РОБОТИ ЛАЗЕРІВ

## 1.1. Теоретичні положення

Слово «лазер» (Laser) – це акронім від англomовного виразу Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (підсилення світла за допомогою індукованого/вимушеного випромінювання). Лазер – джерело когерентного випромінювання високої направленості та інтенсивності. В найпростішому випадку лазер складається з трьох основних елементів:

- ✓ активного середовища (джерела індукованого випромінювання);
- ✓ системи накачки, яка збуджує активну речовину;
- ✓ резонатора – системи, що підтримує коливання і формує частотні, енергетичні і просторові характеристики вихідного випромінювання (рРис. 1.1) [1, 2].

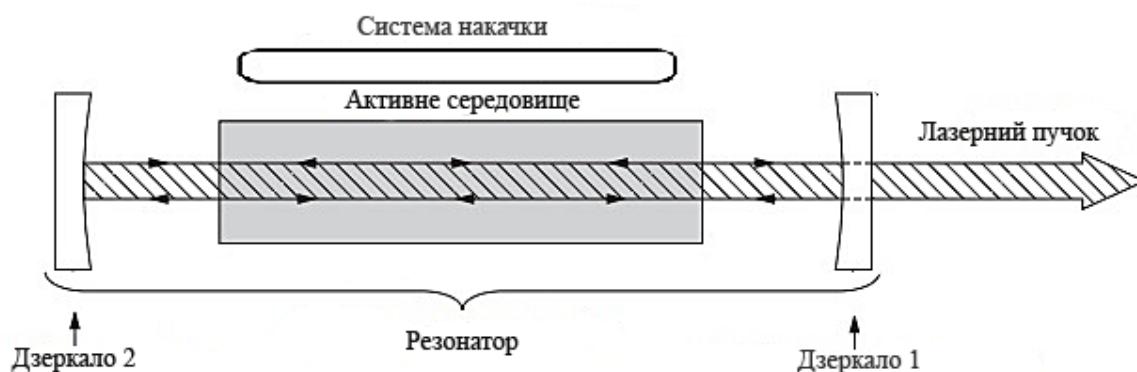


Рис. 1.1. Принципова схема лазера: дзеркало 1 частково прозоре; дзеркало 2 повністю відбиває падаюче на нього випромінювання

Довжина хвилі лазерного випромінювання знаходиться в діапазоні від мікрохвиль до рентгенівських хвиль, в діапазоні частот відповідно від  $10^{11}$  до  $10^{17}$  Гц. (додаток А).

Майже всі лазери використовують теорію дискретності енергетичного спектру атомів, молекул, розчинів органічних барвників та твердих тіл, згідно з якою при стрибкоподібних переходах квантової частинки з одного рівня енергії на інший відбувається випромінювання або поглинання електромагнітної енергії порціями – квантами (Рис. 1.2) [3]. Частота електро-

магнітної хвилі при квантових переходах визначається другим постулатом Бора:

$$f_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{\Delta E_{nm}}{h}, \quad (1.1)$$

де  $h$  – стала Планка. Даний вираз зв'язує хвильові та квантові ( $\Delta E_{nm} = hf_{nm}$  – енергія фотона) властивості випромінювання. При **поглинанні** фотона  $hf_{nm}$  енергія атома збільшується на цю величину і здійснюється квантовий перехід атому з нижнього рівня енергії  $E_m$  на верхній  $E_n$ . А інтенсивність світла, що викликало перехід, зменшується (оскільки був втрачений фотон), відбувається поглинання. Детальніше розглянемо на прикладі дворівневої схеми.

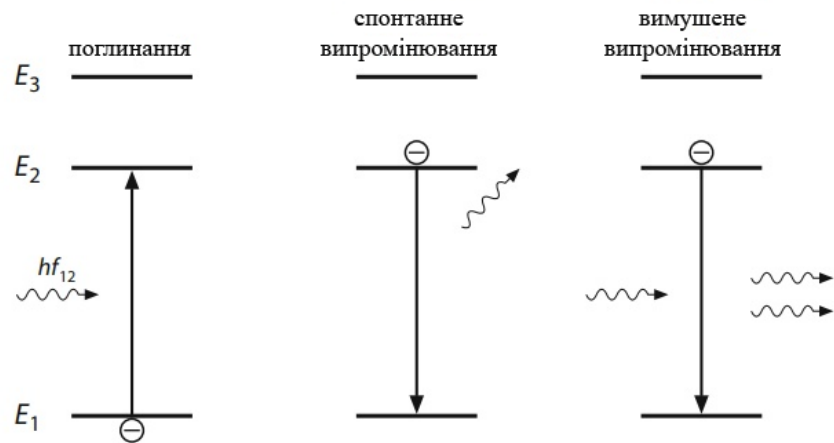


Рис. 1.2. Квантові процеси поглинання, спонтанного випромінювання та вимушеного випромінювання

Показник поглинання пов'язаний з числом поглинутих фотонів або числом переходів в одиницю часу через одиничну площу співвідношенням  $dN_1/dt|_a$ . Індекс «а» показує, що перехід був здійснений в результаті поглинання. Відношення  $dN_1/dt|_a$  пропорційне населеності атомів на основному рівні  $N_1$  та густині потоку фотонів  $\varphi$  (число фотонів/(площа·час):

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_a = -\sigma_{12} N_1 \varphi, \quad (1.2)$$

де  $\sigma_{12}$  – ефективний поперечний переріз, показує ефективну поверхню з якої атом поглинає фотон.

Число переходів  $dN_1/dt|_a$  можна також виразити через щільність потоку фотонів (фотони/об'єм)  $d\Phi/dt$ . Враховуючи, що  $\Phi = \varphi/c$  і  $c = dx/dt$ , отримаємо:

$$\frac{dN_1}{dt}\Big|_a = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dt}{dx} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dx}. \quad (1.3)$$

Оскільки густина потоку фотонів пропорційна інтенсивності  $I$  ( $I = hf\varphi$ ), то, враховуючи (1.2) і (1.3), отримаємо:

$$\frac{dI}{dx}\Big|_a = -\sigma_{12}N_1I, \quad (1.4)$$

де  $\alpha = -\sigma_{12}N_1$  – коефіцієнт поглинання.

Коефіцієнт поглинання  $\alpha$  зростає зі збільшенням населеності  $N_1$  частинок на основному рівні а також, наприклад, зі збільшенням концентрації розчину барвника.

Ефективний поперечний переріз  $\sigma_{12}$  може бути виражений через коефіцієнт Ейнштейна для поглинання  $B_{12}$ :

$$\sigma_{12} = B_{12}hf_{12}/c. \quad (1.5)$$

Виникає питання: а що ж відбувається з атомами в збудженому стані? Оскільки такий стан є нестійким, то через певний проміжок часу атоми спонтанно переходять в основний стан (Рис. 1.2). Вивільнена при цьому енергія може випромінюватись у вигляді фотона. Даний процес називають **спонтанним випромінюванням**. Оскільки випромінювання такого фотона відбувається в будь-якому напрямку, не обов'язково співпадаючому з напрямком поглинутого фотона, то фактично падаюче випромінювання ослаблюється, як це і було показано раніше. Зменшення населеності верхнього рівня  $N_2$  в результаті спонтанного випромінювання визначається на основі часу життя для спонтанного випромінювання:

$$\frac{dN_2}{dt}\Big|_{sp} = -\frac{N_2}{\tau}. \quad (1.6)$$

Величина, обернено пропорційна часу життя  $A = 1/\tau$ , є коефіцієнтом Ейнштейна для спонтанного випромінювання. Типовими величинами часу



життя  $\epsilon$ :  $\tau \approx 10^{-9}$  с для дозволених переходів,  $\tau \approx 10^{-3}$  с для метастабільних рівнів, і лише основний стан  $\epsilon$  дійсно стабільним з  $\tau = \infty$ .

Оскільки мимовільний (спонтанний) квантовий перехід – явище випадкове в часі і просторі, то передбачити його точно неможливо, можна говорити лише про імовірність спонтанного квантового переходу  $A_{nm}$  із стану  $E_n$  в стан  $E_m$  в одиницю часу. Імовірність спонтанного квантового переходу  $A_{nm}$  належить до одиниці часу і може набувати значення від 0 до  $\infty$ . Спонтанне випромінювання  $\epsilon$  некогерентним та немонохроматичним. Перехід із збудженого стану в основний може відбутися і без випромінювання енергії ( $A = 0$ ).

Проте атом може перейти на нижній рівень  $E_m$  не тільки спонтанно, а й під дією зовнішнього поля, якщо частота електромагнітної хвилі задовольняє частотну умову Бора  $f_{nm} = (E_n - E_m)/h$ . Така резонансна хвиля ніби прискорює перехід атома на рівень з меншою енергією. Квантові переходи, що відбуваються під впливом зовнішнього електромагнітного поля, називаються **вимушеними (індукованими) переходами**.

Вимушене (індуковане) випромінювання  $\epsilon$  процесом оберненим поглинанням. Аналогічно до виразів (1.2) і (1.4) число таких процесів в одиницю часу для одиниці об'єму  $dN_2/dt|_{st}$  визначається виразами:

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{st} = -\sigma_{21} N_2 \varphi, \quad (1.7)$$

$$\left. \frac{dI}{dx} \right|_{st} = \sigma_{21} N_2 I, \quad (1.8)$$

де  $N_2$  – населеність збудженого рівня,  $\sigma_{21}$  – ефективний поперечний переріз для вимушеного випромінювання,  $t$  – час і  $x$  – координата в напрямку розповсюдження, індекс « $st$ » показує, що співвідношення справедливі для процесу вимушеного випромінювання. Інтенсивність падаючої хвилі підсилюється, про що свідчить позитивний знак в (1.8) на відміну від (1.4).

При спонтанному випромінюванні фотони випромінюються в різних, довільних напрямках, при індукованому ж випромінюванні фотони

розповсюджується в тому ж напрямку, що і падаючий фотон (який викликав перехід). З хвилевої точки зору це означає, що хвиля, яка випромінюється, буде когерентною з падаючою хвилею, тобто буде мати ту ж амплітуду і фазу.

Результати досліджень в області квантової механіки показують, що ефективні поперечні перерізи для поглинання та вимушеного випромінювання ідентичні, якщо задіяні енергетичні рівні мають однакову кількість підрівнів:

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma, \quad (1.9)$$

$$B_{12} = B_{21} = B. \quad (1.10)$$

Коефіцієнти Ейнштейна пов'язані між собою співвідношенням:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h f_{12}^3}{c^3}. \quad (1.11)$$

Якщо рівні  $E_1$  і  $E_2$  мають підрівні, то потрібно врахувати кількість підрівнів (кратність виродження рівнів):

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21}, \quad (1.12)$$

де  $g_n$  і  $g_m$  – кратність виродженості рівнів.

Таким чином, вимушене випромінювання призводить до підсилення падаючої хвилі. Випромінені при цьому кванти мають ту ж частоту, направленість і фазу.

В основі роботи лазера лежить явище вимушеного випромінювання.

Підсиленню в результаті вимушеного випромінювання  $dI|_{st}$  протидіє поглинання  $dI|_a$ , з врахуванням чого зміна інтенсивності описується виразом:

$$dI = dI|_a + dI|_{st}. \quad (1.13)$$

Для рівнів енергії з кратністю виродженості  $g_1 = g_2$  враховуючи (1.4) і (1.8) та в результаті інтегрування по товщині середовища, отримаємо:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(\sigma(N_2 - N_1)d), \quad (1.14)$$

або

$$G = \frac{I}{I_0} = \exp(gd), \quad (1.15)$$

де  $I_0$  – інтенсивність падаючої хвилі,  $I$  – інтенсивність після проходження середовища товщиною  $d$ . У випадку  $N_2 > N_1$  інтенсивність зростає та світло підсилюється в середовищі, оскільки аргумент експоненціальної функції стає позитивним. Таке підсилення світла в результаті вимушеного випромінювання є фундаментальним механізмом, що лежить в основі роботи лазера. Підсилення світла виникає лише в тому випадку, коли атомів на верхньому рівні 2 більше, ніж на нижньому рівні 1. І ще одна умова – енергія падаючого фотона повинна бути рівною різниці енергій цих двох рівнів. Відношення  $I/I_0$  називається коефіцієнтом підсилення  $G$ . Величина

$$g = \sigma(N_2 - N_1) \quad (1.16)$$

є показником підсилення. Для невеликих значень  $gd$  справедливе співвідношення:

$$G = \exp(gd) \approx 1 + gd. \quad (1.17)$$

Найважливішою проблемою при створенні лазера є виконання умови  $N_2 > N_1$ , тобто забезпечення більш високої населеності збудженого рівня 2 порівняно із нижнім рівнем 1. Дану умову називають **інверсією населеності**. В природних умовах, згідно із законом Больцмана, нижні рівні заселені квантовими частинками густіше, тобто в умовах термодинамічної рівноваги при будь-якій температурі стан з нижчою енергією повинен мати більшу населеність, ніж стан з вищою енергією, так що:

$$N_n = N_m \frac{g_m}{g_n} e^{-(E_n - E_m)/(kT)}, \quad (1.18)$$

де  $T$  – абсолютна температура,  $k = 1,38 \cdot 10^{23}$  Дж/К =  $8,6 \cdot 10^{-5}$  еВ/К – стала Больцмана.

Таким чином, щоб отримати посилення вимушеного випромінювання, необхідно штучно збільшити населеність верхнього або зменшити населеність нижнього рівня, тобто необхідно інвертувати населеність рівнів. З цією метою використовують різні методи накачування.

Таким чином, «серцем» лазера є активне середовище. Фізичною основою роботи лазера є явище вимушеного випромінювання. Для того, щоб отримати вимушене випромінювання, необхідно виконати наступні умови:

- ✓ мати середовище з розділеними рівнями енергії ( $\Delta E_{nm} = E_n - E_m = hf_{nm}$ );
- ✓ мати можливість створювати в даному середовищі інверсію населеності  $\Delta N = N_n - N_m > 0$ ;
- ✓ забезпечити такі умови, щоб в даному активному середовищі коефіцієнт квантового підсилення перевищував всі можливі сумарні втрати енергії.

### **Форма та ширина спектральної лінії**

Однією з найважливіших характеристик випромінювання є його спектр, тобто набір монохроматичних хвиль, які створюють випромінюване електромагнітне поле. Монохроматична хвиля – це ідеалізація, строго монохроматичних коливань немає. Кожна реальна хвиля лазера є *квазімонохроматичною*, тобто є видом коливань електромагнітного поля з середньою (центральною) частотою  $\nu_0$  і деякою шириною спектра  $\Delta\nu_N$ . Такі хвилі мають обмежений вузькополосний спектр, який іноді може складатися з декількох монохроматичних складових.

Відповідно до постулату Бора  $f_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$  спектр випромінювання ідеального гармонійного осцилятора повинен являти нескінченно тонку спектральну лінію, оскільки ширина енергетичних рівнів у цьому співвідношенні не обумовлена, а розуміється нескінченно тонкою. Фактично рівні енергії мають кінцеву ширину. Тому випромінювання відбувається у деякому інтервалі частот біля  $f_0$ . На частоті  $f_0$  енергія випромінювання має

найбільше значення та зменшується на частотах, що знаходяться по обидві сторони від неї. Частотний інтервал, в межах якого інтенсивність випромінювання або поглинання зменшується вдвічі порівняно з максимальним значенням, називається **шириною спектральної лінії  $\Delta f_N$** . Ширина спектральної лінії, яка визначається спонтанними переходами, є **природною шириною**:

$$\Delta f_N = A_{nm}/(2\pi). \quad (1.19)$$

З природною шириною спектральної лінії дуже тісно пов'язане інше важливе поняття квантової механіки – **час життя квантової частинки** на збудженому рівні  $\tau_{nm}$ . Середній час життя квантових частинок визначається величиною:

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}} = \frac{1}{2\pi\Delta f_N}. \quad (1.20)$$

Природна ширина лінії дуже мала. Оскільки вона не пов'язана ні з якими зовнішніми діями, її штучно зменшити неможливо. У діапазоні випромінювання видимого спектру ширина такої лінії відповідає десяткам кілогерц, на сантиметрових хвилях – часткам герца.

Відзначимо також, що ширина спектральної лінії визначається сумарною шириною рівнів  $\Delta E_m$  і  $\Delta E_n$ , між якими відбувається квантовий перехід, тобто  $\Delta f_{nm} = \frac{\Delta E_n - \Delta E_m}{h}$ . Враховуючи (1.19) і (1.20) природня ширина лінії визначається виразом:

$$\Delta f_N = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right). \quad (1.21)$$

Форми ліній (Рис. 1.3) випромінювання і поглинання однакові та описуються рівнянням контуру спектральної лінії  $F(f)$ , яке називають **Лоренцівською формою лінії** або іноді формфактором:

$$F(f) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta f_N}{(f-f_0)^2 + \Delta f_N^2}. \quad (1.22)$$

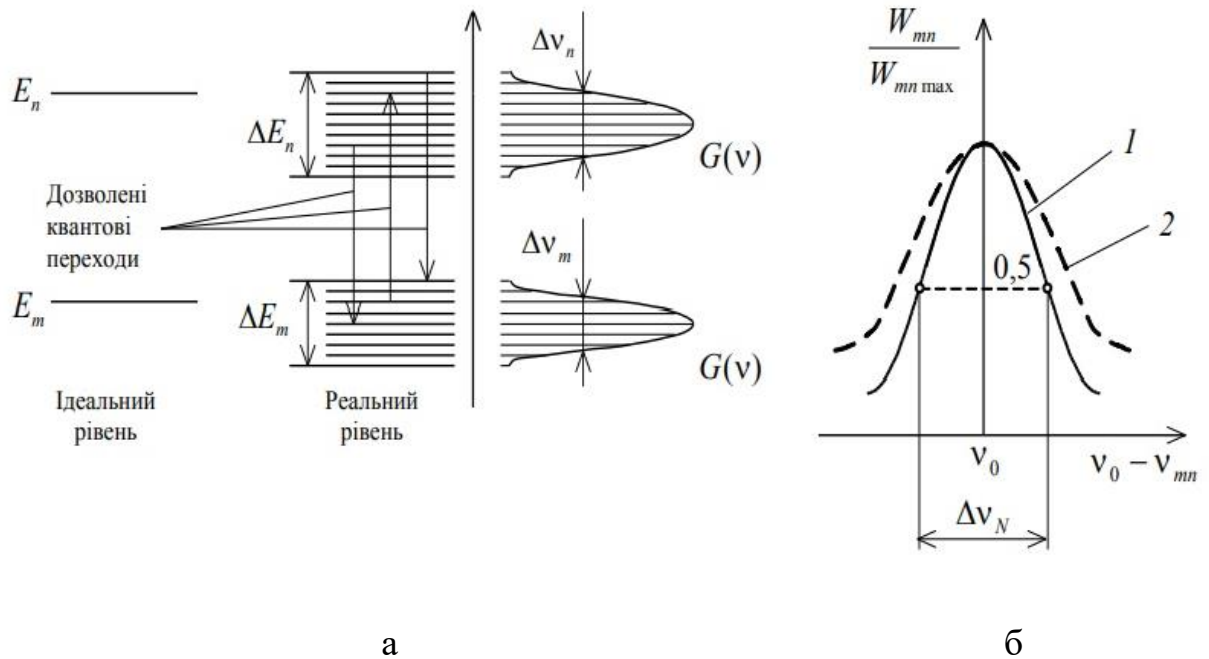


Рис. 1.3. Візуалізація ідеального та реального енергетичних рівнів (а) і форма та ширина спектральної лінії випромінювання (б)

Лоренцівська форма лінії нормується:  $\int_{-\infty}^{+\infty} F(f)df = 1$ . У реальних активних середовищах діють різні причини, що приводять до так званого **розширення спектральної лінії**, коли спектр випромінювання реального квантового осцилятора є смугою частот. Однією з основних причин розширення спектральної лінії є зменшення часу життя квантових частинок у збудженому стані під впливом недосконалості кристалів і неоднорідності електромагнітних полів.

Ширина енергетичного рівня обумовлена принципом невизначеності, який стверджує, що, на відміну від фізичного тіла, положення та імпульс якого строго визначені, квантова частинка не може знаходитися в станах, в яких координати її центра інерції та імпульс одночасно набувають цілком певних, точних значень. Якщо час життя квантової частинки на якому-небудь

збудженому енергетичному рівні має величину  $\tau_{nm}$ , то, згідно з принципом невизначеності, ширина цього енергетичного рівня невизначена (рис. 1.2, а):

$$\Delta E_{nm} \sim \hbar / \tau_{nm}, \quad (1.23)$$

де  $\hbar = h / (2\pi) = (1,0545887 \pm 0,0000054) \cdot 10^{34}$  Дж·с – стала Планка (квант дії).

Таким чином, ширина енергетичного рівня  $\Delta E_{nm}$  залежить від часу життя частинки у цьому енергетичному стані. Найбільш широкими виявляються рівні, що мають малий час життя частинки. Чим більше величина  $A_{nm}$ , тим менше час життя і навпаки. Активні середовища для лазерів повинні мати метастабільний рівень, що забезпечує тривалу взаємодію зі збуджуючим електромагнітним полем. Метастабільні рівні мають малу ширину. Основний енергетичний рівень, що характеризується нескінченно довгим часом життя частинок, має нескінченно малу ширину енергетичного рівня. Наявність розширення енергетичного рівня приводить до певного розподілу потужності випромінювання по частотах, що характеризується формою лінії поглинання або випромінювання.

На практиці ширина спектральної лінії значно перевищує природну ширину спектральної лінії. Це обумовлюється рядом факторів [1]. В найпростішому випадку до зменшення часу життя частинки в збудженому стані приводять, наприклад, їх зіткнення між собою. Форма спектральної лінії при цьому зберігається, а от ширина збільшується. Таке розширення, коли форма лінії зберігається, називається **однорідним**. Неоднорідне розширення спектральної лінії, яку випромінює сукупність молекул, буде мати місце, коли кожен атом має свою частоту переходу. Характерним прикладом є так зване **доплерівське розширення** в газових активних середовищах (Додаток Б) [4].

Як вже було зазначено, підсилення світла, а відповідно генерація лазерного випромінювання можлива лише при інверсії населеності рівнів, тобто  $N_2 > N_1$ . Для цього використовуються різні способи накачування.

В газових лазерах для накачування зазвичай використовуються різні механізми газового розряду. Також можуть використовуватись інші способи накачування – накачування на основі хімічних реакцій, газодинамічних процесів або, в дуже рідких випадках, оптичне накачування.

Для твердотільних лазерів та лазерів на барвниках характерним є оптичне накачування.

Накачування напівпровідникових лазерів відбувається електронним пучком, а останнім часом створені напівпровідникові лазери з оптичним накачуванням.

Таким чином, за наявності інверсії населеності ( $N_2 > N_1$ ) відбувається підсилення світла, яке розповсюджується в середовищі з частотою, що лежить в межах ширини лінії переходу. Вираз (1.16) для показника підсилення справедливий лише при низьких значеннях інтенсивності. При більших значеннях інтенсивності верхні рівні спустошуються тим швидше, чим більше значення інтенсивності. Це призводить до зниження підсилення (Рис. 1.4).

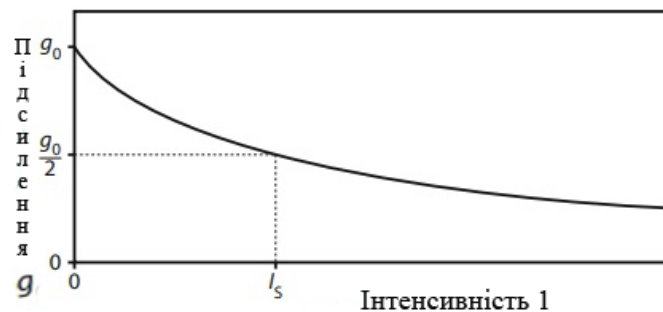


Рис. 1.4. Залежність показника підсилення від інтенсивності

При однорідному насиченні (Рис. 1.5) залежність показника підсилення від інтенсивності виражається виразом:

$$g = \frac{g_0}{1+I/I_s}, \quad (1.24)$$

де  $g_0$  – підсилення при дуже низькій інтенсивності ( $I \rightarrow 0$ ),  $I_s$  – інтенсивність насичення, яка може бути визначена із швидкісних рівнянь:



$$I_s = \frac{hf}{\sigma_{21}\tau}, \quad (1.25)$$

де  $\sigma_{21}$  – поперечний переріз для вимушеного випромінювання,  $\tau$  – час життя на верхньому рівні.

Прикладом однорідного насичення є варіант з природньою шириною лінії, коли при підвищенні інтенсивності спостерігається рівномірне, однорідне насичення профіля лінії (Рис. 1.5).

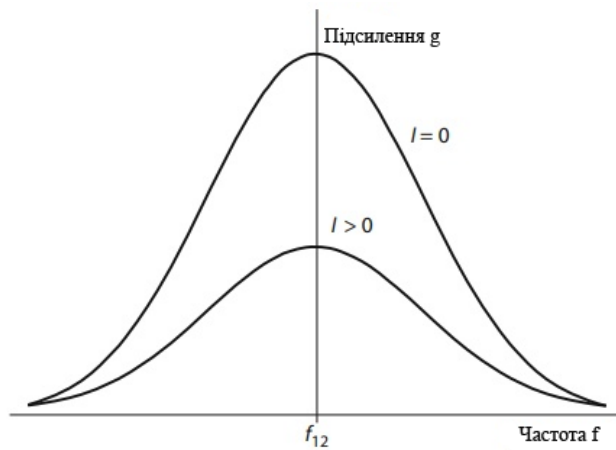


Рис. 1.5. Однорідне розширення профілю лінії

Першим варіантом лазера є лазер без реалізації зворотного зв'язку. Такий лазер складається з стрижня, в якому реалізовано інверсію населеності. Спочатку відбувається спонтанне випромінювання. Фотони, що випромінюються в напрямку осі стрижня, проходять найбільший шлях в активному середовищі і найбільше підсилюються (Рис. 1.6).



Рис. 1.6. Схема лазера без зворотного зв'язку

Якщо коефіцієнт підсилення досить великий, то генерується випромінювання. Азотні лазери частково функціонують в даному режимі.

Для більшості матеріалів підсилення надто низьке при такій схемі. Найпростішим підходом є використання матеріалів більшої довжини, але перешкодою є технічні обмеження. Натомість матеріал розміщують між двома паралельними дзеркалами (Рис. 1.7) для того, щоб забезпечити багаторазове проходження світла крізь активне середовище.

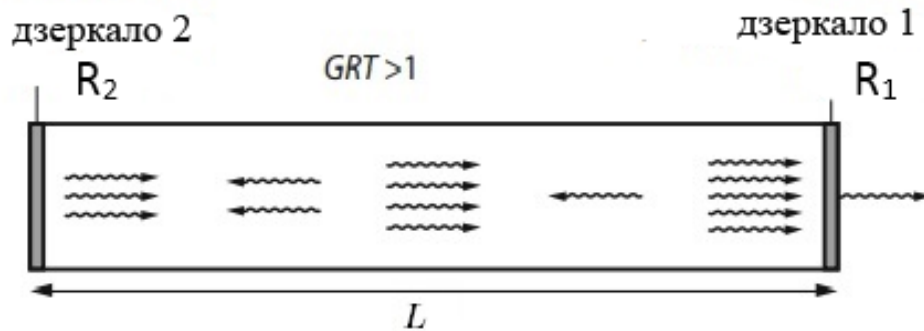


Рис. 1.7. Схема лазера зі зворотнім зв'язком: дзеркало 1 частково прозоре; дзеркало 2 має високий коефіцієнт відбиття  $R_2 \approx 1$

За таких умов інтенсивність поступово зростає доки не встановиться деякий рівноважний стан. Щоб інтенсивність зростала коефіцієнт підсилення  $G$  має бути більшим за втрати, що виражається через коефіцієнти відбиття дзеркал  $R$  та коефіцієнт пропускання  $T$ , який враховує інші втрати, наприклад дифракцію, розсіювання, після кожного проходу резонатора. Таким чином ми отримуємо так звану порогову умову генерації:

$$GRT > 1. \quad (1.26)$$

При різних коефіцієнтах відбиття дзеркал береться середнє геометричне значення:

$$R = \sqrt{R_1 R_2}. \quad (1.27)$$

Порогову умову генерації (1.26) можна також виразити через інверсію населеності, врахувавши (1.14) та (1.15):

$$GRT = RT \exp(\sigma(N_2 - N_1)d). \quad (1.28)$$

Порогова умова генерації при низьких втратах ( $RT \approx 1$ ), враховуючи апроксимацію  $\ln(1/x) \approx 1 - x$ , якщо  $x \approx 1$ , буде мати вигляд:

$$N_2 - N_1 \geq \frac{\ln(1/RT)}{\sigma d} \approx \frac{1-RT}{\sigma d}. \quad (1.29)$$

В наведених вище виразах не врахована кратність виродження рівнів. Для того, щоб врахувати цей факт потрібно замінити  $N_2 - N_1$  на  $N_2 - (g_2/g_1)N_1$ .

Стаціонарний режим роботи лазера.

Лазерний промінь виводиться із резонатора через напівпрозоре дзеркало ( $R_1 < 100\%$ ). Інше дзеркало має бути в ідеалі з  $R_2 = 100\%$ .

Для стаціонарного режиму початкове підсилення  $G$  опускається до стаціонарного підсилення  $G_L$ , яке для однорідного розширення лінії згідно з (1.24) матиме вигляд:

$$G_L = \exp(gd) = \exp\left(\frac{g_0 d}{1+I/I_s}\right). \quad (1.30)$$

Таким чином, згідно з умовою стаціонарної генерації лазера ( $G_L RT = 1$ ), інтенсивність всередині резонатора визначається наступним чином:

$$I = I_s \left( \frac{g_0 d}{\ln(1/RT)} - 1 \right). \quad (1.31)$$

Для невеликих підсилень ( $1 + gd \approx 1$ ) і втрат ( $RT \approx 1$ ) справедлива апроксимація:

$$I \approx I_s \left( \frac{g_0 d}{1-RT} - 1 \right), \quad (1.32)$$

де  $I_s$  – інтенсивність насичення,  $g_0$  – показник підсилення при низькій інтенсивності ( $I \rightarrow 0$ ),  $d$  – довжина активного середовища,  $T$  – коефіцієнт пропускання,  $R$  – коефіцієнт відбиття, визначений згідно з (1.27).

Інтенсивність на виході лазера  $I_{out}$  буде рівною:

$$I_{out} = \frac{I}{2}(1 - R_1) \approx I(1 - R). \quad (1.33)$$

Множник  $1/2$  показує, що повна інтенсивність  $I$  складається з інтенсивностей двох хвиль, що розповсюджуються в резонаторі в протилежних напрямках. Апроксимація в останній частині виразу передбачає, що  $R_2 = 1$  і  $R_1 \approx 1$ , а отже  $R = \sqrt{R_1} \approx (1 + R_1)/2$ .

Вирази (1.32) і (1.33) можуть бути використані для оцінки інтенсивності на виході лазера, якщо відомі показник підсилення  $g_0$  і інтенсивність насичення  $I_s$ . Ці значення можуть бути отримані в результаті вимірювань або визначені через поперечні перерізи або коефіцієнти Ейнштейна.

На рис. 1.8 показано залежність інтенсивності  $I$  та  $I_{out}$  від коефіцієнта відбиття. Із рисунка видно, що існує оптимальний коефіцієнт відбиття  $R_{opt}$ , для якого досягається максимальна інтенсивність на виході лазера. Наприклад, для гелій-неонового лазера  $R_{opt}$  знаходиться в діапазоні 95-99%, для твердотільних – 20-90%, для напівпровідникових та ексімерних лазерів – 5%.

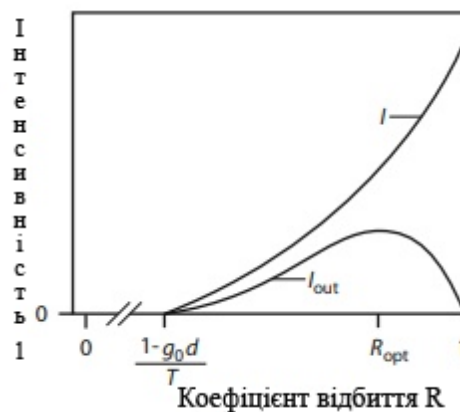


Рис. 1.8. Залежність інтенсивності на виході лазера та інтенсивності всередині резонатора від коефіцієнта відбиття

Для моделювання випромінювання лазерів в неперервному та імпульсному режимах використовують швидкісні рівняння, що описують часову зміну щільності фотонів в резонаторі та населеності рівнів в активному середовищі, які приймають участь в лазерній генерації. Розглядаються трирівневі та чотирирівневі схеми (Рис. 1.9) [3]. За трирівневою схемою працює рубіновий лазер. Для твердотільних лазерів в обох схемах рівень 3 є широкою смугою поглинання, звідки енергія швидко передається на верхній

лазерний рівень 2 ( $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ ). Основний недолік лазерів, які працюють за трирівневою схемою, полягає в тому, що нижній лазерний рівень є основним рівнем, а отже необхідне дуже потужне накачування для досягнення інверсії населеності. Цього недоліку позбавлені чотирирівневі схеми.

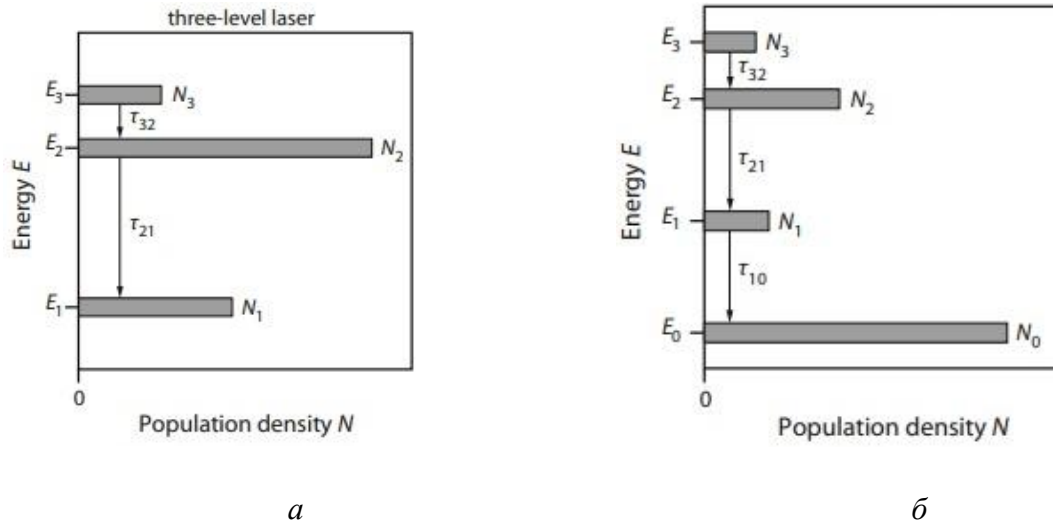


Рис. 1.9. Енергетичні рівні та їх населеність: а – для трирівневих лазерів; б – для чотирирівневих лазерів

Швидкісне рівняння для населеності  $N_1$  нижнього лазерного рівня має наступний вигляд:

$$\frac{dN_1}{dt} = - \left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st} - \frac{N_1}{\tau_{10}}, \quad (1.34)$$

де « $-\left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a$ » описує поглинання, « $+\frac{N_2}{\tau_{21}}$ » – спонтанне випромінювання з верхнього лазерного рівня, « $+\left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st}$ » – вимушене випромінювання, « $-\frac{N_1}{\tau_{10}}$ » – спонтанний розпад нижнього рівня.

Враховуючи (1.2) і (1.7) та щільність потоку фотонів  $\Phi = \varphi/c$ , отримаємо:

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma \cdot c(N_2 - N_1)\Phi + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}}. \quad (1.35)$$

Швидкісне рівняння для населеності  $N_2$  верхнього лазерного рівня за умови  $N_3 \approx 0$  має наступний вигляд:

$$\frac{dN_2}{dt} = + \left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a - \frac{N_2}{\tau_2} - \left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st} + W_p N_0, \quad (1.36)$$

де « $+ \left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a$ » описує поглинання, « $-\frac{N_2}{\tau_2}$ » – спонтанне випромінювання, « $-\left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st}$ » – вимушене випромінювання,  $W_p$  – нормалізована швидкість накачування (кількість фотонів за одиницю часу), доданок « $+W_p N_0$ » описує скільки частинок накачано на верхній лазерний рівень за одиницю часу в одиничний об'єм,  $\tau_2$  – час життя на верхньому лазерному рівні  $E_2$ .  $\tau_2$  визначається за формулою:

$$\tau_2 = \left( \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \right)^{-1}. \quad (1.37)$$

Враховуючи (1.2) і (1.7) та щільність потоку фотонів  $\Phi = \varphi/c$ , отримаємо:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma \cdot c(N_2 - N_1)\Phi - \frac{N_2}{\tau_2} + W_p N_0. \quad (1.38)$$

Сума всіх населеностей  $N$  рівна щільності лазерних атомів (наприклад, для  $Nd$ : ІАГ лазера  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ):

$$N = N_0 + N_1 + N_2. \quad (1.39)$$

Швидкісне рівняння для щільності потоку фотонів  $\Phi$  можна записати наступним чином:

$$\frac{d\Phi}{dt} = - \left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a + \frac{\eta N_2}{\tau_{21}} + \left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st} - \frac{\Phi}{\tau_r}, \quad (1.40)$$

де « $-\left| \frac{dN_1}{dt} \right|_a$ » описує поглинання, « $+\frac{\eta N_2}{\tau_{21}}$ » – спонтанне випромінювання, « $+\left| \frac{dN_2}{dt} \right|_{st}$ » – вимушене випромінювання, « $-\frac{\Phi}{\tau_r}$ » – випромінювання,  $\eta$  – частина спонтанного випромінювання вздовж осі резонатора. Оскільки лазерне випромінювання генерується переважно за рахунок вимушеного

випромінювання, то доданком, що описує спонтанне випромінювання можна знехтувати. В результаті отримаємо:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \sigma \cdot c(N_2 - N_1)\Phi - \frac{\Phi}{\tau_r}, \quad (1.41)$$

де  $\tau_r$  – час життя фотона в резонаторі.  $\tau_r$  враховує різноманітні втрати і визначається:

$$\tau_r = \frac{d}{c(1-RT)}, \quad (1.42)$$

де  $d$  – довжина активного середовища, що в даному випадку рівна довжині резонатора.

Для ідеального чотирирівневого лазера час життя  $\tau_{10}$  на нижньому лазерному рівні дуже короткий, тобто  $N_1 \approx 0$  і  $N \approx N_0 + N_2$ . В такому разі справедливі співвідношення:

$$\frac{dN_2}{dt} \approx W_p N_0 - \frac{N_2}{\tau_2} - N_2 \sigma c \Phi, \quad (1.43)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} \approx -\frac{\Phi}{\tau_r} + N_2 \sigma c \Phi. \quad (1.44)$$

Ці вирази є зв'язаною нелінійною системою, яка не має простого загального рішення. Тому спочатку знаходять стаціонарні рішення.

В стаціонарному випадку при  $d\Phi/dt = 0$  (1.44) можна записати у вигляді:

$$N_{2,s} = \frac{1}{\tau_r c \sigma} = \frac{1-RT}{\sigma d}, \quad (1.45)$$

де індекс «s» означає стаціонарний процес. Вираз (1.45) відповідає пороговій умові генерації (1.29) за умови  $N_1 \approx 0$ . Із (1.43) за умови  $dN_2/dt = 0$  знаходимо стаціонарну щільність потоку фотонів:

$$\Phi_s = \frac{W_p N_{0,s} - N_{2,s}/\tau_2}{N_{2,s} \sigma c}. \quad (1.46)$$

Підставивши (1.45) в (1.46), отримаємо:

$$\Phi_s = \tau_r N_{0,s} (W_p - W_{thr}) \approx \tau_r N (W_p - W_{thr}), \quad (1.47)$$

де  $W_{thr}$  – порогова швидкість накачування. У чотирирівневих лазерів стаціонарне число частинок на основному рівні  $N_{0,s}$  приблизно дорівнює загальному числу частинок  $N$ , оскільки збуджується лише кілька атомів. Порогова швидкість накачування визначається за формулою:

$$W_{thr} = \frac{N_{2,s}}{N_{0,s}} \frac{1}{\tau_2}. \quad (1.48)$$

Таким чином, для досягнення порогу генерації лазера на верхній лазерний рівень потрібно накачати наступну кількість атомів (за одиницю часу в одиничний об'єм):

$$W_{thr} N_{0,s} = \frac{N_{2,s}}{\tau_2}. \quad (1.49)$$

Згідно з (1.48) стаціонарна щільність потоку фотонів зростає лінійно при швидкості накачування  $W_p$  більше порогового значення  $W_{thr}$ . Таким чином, вихідна потужність, що випромінюється через поперечний переріз пучка, рівна:

$$P = A(1 - R)hfc\Phi_s \sim W_p - W_{thr}, \quad (1.50)$$

і, відповідно, інтенсивність:

$$I = P/A = (1 - R)hfc\Phi_s \sim W_p - W_{thr}. \quad (1.51)$$

Подібна лінійна залежність спостерігається для твердотільних лазерів, де  $W_p$  пропорційна потужності або енергії джерела накачування. Вираз (1.51) є справедливим і для напівпровідникових лазерів, для яких  $W_p$  пропорційна струму інжекції. Вираз (1.51) відповідає отриманому раніше виразу (1.32). В обох випадках інтенсивність змінюється при швидкості накачування вищій порогового значення, припускаючи, що показник підсилення  $g_0$  збільшеться зі збільшенням  $W_p$ .



## 1.2. Методика розв'язання типових задач

**Задача 1.1.** Верхній рівень He-Ne лазера має час життя 20 нс, а нижній рівень – 12 нс. Яка природня ширина лінії? Порівняйте отримане значення з шириною лінії при доплерівському розширенні.

### Розв'язання.

Природня ширина лінії визначається згідно з (1.21):

$$\Delta f_N = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{20 \text{ нс}} + \frac{1}{12 \text{ нс}} \right) = 2,122 \cdot 10^7 \text{ Гц} \approx 21 \text{ МГц.}$$

Ширина лінії He-Ne лазера при доплерівському розширенні згідно з додатком Б –  $\Delta f_d = 1,5 \text{ ГГц}$ .

Згідно з отриманими результатами, природня ширина лінії на декілька порядків менше ширини лінії при доплерівському розширенні.

**Відповідь:**  $\Delta f_N = 21 \text{ МГц}$ ,  $\Delta f_d = 1,5 \text{ ГГц}$ . Природня ширина лінії значно менше ширини лінії при доплерівському розширенні.

**Задача 1.2.** Активне середовище лазера має диференціальне підсилення  $0,05 \text{ см}^{-1}$ . В скільки разів підсилиться світло після проходження 12 см в середовищі?

### Розв'язання.

Згідно з (1.15) отримаємо:

$$G = \exp(gd) = \exp(0,05 \text{ см}^{-1} \cdot 12 \text{ см}) = 1,822$$

**Відповідь:** світло підсилиться в 1,822 рази.

**Задача 1.3.** В лазерному кристалі на склі з неодимом довжиною 5 см отримують випромінювання потужністю 3 Вт при вхідній потужності 1 Вт. Визначити коефіцієнт підсилення  $G$  та диференціальне підсилення  $g$ .

### Розв'язання.

Згідно з (1.15) отримаємо:

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{3 \text{ Вт}}{1 \text{ Вт}} = 3,$$

та

$$G = \exp(gd), \text{ звідки } g = \frac{\ln G}{d} = 0,22 \text{ см}^{-1}.$$

**Відповідь:** коефіцієнт підсилення  $G = 3$ , а диференціальне підсилення  $g$  становить  $0,22 \text{ см}^{-1}$ .

**Задача 1.4.** Розрахуйте оптимальний коефіцієнт відбиття  $R_{opt}$  для лазера на алюмоітрієвому гранаті, що працює в неперервному режимі з наступними параметрами  $g_0d = 0,2$ ,  $T = 0,98$ ,  $I_s = 10 \text{ Вт/см}^2$ . Знайдіть вихідну потужність при поперечному перерізі пучка  $1 \text{ мм}^2$ .

**Розв'язання.**

Інтенсивність всередині резонатора знаходимо згідно з (1.32):

$$I = I_s \left( \frac{g_0d}{1-RT} - 1 \right).$$

Інтенсивність на виході лазера знаходимо згідно з (1.33):

$$I_{out} = I(1 - R).$$

Поріг генерації настає при коефіцієнті відбиття:

$$R = \frac{1-g_0d}{T} = \frac{1-0,2}{0,98} = 0,816.$$

Отримані значення інтенсивності при коефіцієнті відбиття  $0,816 \leq R \leq 1$  заносимо до табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Інтенсивність всередині резонатора та на виході лазера в залежності від коефіцієнта відбиття.

| $R$   | $I, \text{Вт/см}^2$ | $I_{out}, \text{Вт/см}^2$ |
|-------|---------------------|---------------------------|
| 0,816 | 0                   | 0                         |
| 0,85  | 1,98                | 0,3                       |
| 0,9   | 6,95                | 0,7                       |
| 0,95  | 18,99               | 0,95                      |
| 0,98  | 40,5                | 0,8                       |
| 0,99  | 57,1                | 0,57                      |
| 1     | 90                  | 0                         |

Із табл. 1.1 знаходимо, що максимальна інтенсивність буде при коефіцієнті відбиття рівному 0,95, тобто  $R_{opt} = 0,95$ . Вихідна потужність при цьому буде рівна:

$$P = I \cdot A = 0,95 \text{ Вт/см}^2 \cdot 1 \text{ мм}^2 = 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/мм}^2 \cdot 1 \text{ мм}^2 = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт.}$$

**Відповідь:** оптимальний коефіцієнт відбиття  $R_{opt} = 0,95$ , вихідна потужність  $P = 9,5 \text{ мВт}$ .

### 1.3. Завдання для самостійної роботи

1. Гелій-неоновий лазер довжиною 1 м досягає коефіцієнта підсилення  $G = 1,1$ . Яке при цьому диференціальне підсилення?
2. Знайти доплерівське розширення в гелій-неоновому лазері (при  $100^\circ\text{C}$ ) та порівняти отримане значення з виміряним (1,5 ГГц).
3. Лазер на барвнику (родаміні 6Ж) має ширину лінії 80 ТГц. Центральна частота – 0,6 мкм. Знайти максимальну та мінімальну довжину хвилі лазерного пучка.
4. Який мінімальний коефіцієнт відбиття повинні мати дзеркала гелій-неонового лазера довжиною 50 см для збудження червоної та зеленої ліній? Диференціальне підсилення для цих ліній  $0,1 \text{ м}^{-1}$  та  $0,005 \text{ м}^{-1}$  відповідно.
5. Знайдіть для чотирирівневого лазера в стаціонарному стані населеність верхнього лазерного рівня  $N_2$  за умови  $N_1 \approx 0$ . Для розрахунків рекомендуємо скористатись виразом (1.43).
6. Природна ширина лінії генераційного переходу  $\text{CO}_2$  лазера між коливальними рівнями основного електронного стану складає 50 МГц. Чому дорівнює спонтанний час життя верхнього лазерного рівня?
7. Рубіновий лазер дає імпульс монохроматичного випромінювання. Якою буде кількість фотонів у пучку лазерного випромінювання, якщо потужність лазерного випромінювання  $2 \cdot 10^6 \text{ Вт}$ , площа поперечного

перерізу пучка  $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ , а довжина хвилі монохроматичного випромінювання 693 нм.

8. Проколювання очного яблука для відтоку внутрішньоочної рідини при глаукомі здійснюється за допомогою He-Ne лазера з довжиною хвилі 0,41 мкм. Для лазерної терапії використовується лазер з довжиною хвилі 0,82 мкм. В скільки разів енергія квантів офтальмологічного лазера вище, ніж терапевтичного?
9. Терапевтичний He-Ne лазер, що працює в неперервному режимі, має потужність 40 мВт, довжина хвилі випромінювання 630 нм. Скільки фотонів випромінює лазер за 1 с?
10. Терапевтичний твердотільний лазер має потужність 10 Вт. Знайти довжину хвилі, припускаючи, що лазер випромінює приблизно  $2 \cdot 10^{20}$  фотонів в секунду.

## ПРАКТИКУМ 2. ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

### 2.1. Теоретичні положення

Резонатор є надзвичайно важливим елементом лазера оскільки в ньому формується випромінювання генерації. В найпростішому випадку резонатор складається із двох плоских дзеркал з високою точністю паралельних один одному ( $\sim 1'$ ), між якими розміщене активне середовище [5]. Роль резонатора полягає у формуванні гострої діаграми спрямованості випромінювання в напрямі осі резонатора, формуванні поперечної структури лазерного пучка і лінійчатого спектра генерації.

Формування спрямованого випромінювання є принциповою і дуже важливою функцією резонатора. Адже тільки ті спонтанні фотони, які випроменились вздовж оптичної осі зможуть пройти активне середовище багаторазово, значно розмножитись і перетворитися у випромінювання генерації. Більш того, по мірі зростання інтенсивності спрямованого вздовж осі пучка зростає і ймовірність вимушеного випромінювання в цьому напрямку, в той час як ймовірність спонтанного випромінювання залишається сталою і ізотропною. Тому з деякого моменту ймовірність вимушеного випромінювання вздовж осі пучка стає домінуючою і надалі практично вся запасена інверсія буде потрачена на створення лазерного пучка. Таким чином завдяки резонатору випромінювання стає спрямованим, з шириною діаграми спрямованості близької до дифракційної межі (порядку кутових хвилин).

Іншою важливою функцією резонатора є формування спектрального складу генерованого випромінювання. Це відбувається внаслідок двох ефектів: звуження спектрального контуру випромінювання і інтерференції зустрічних хвиль, які виникають в резонаторі. Перший ефект обумовлений переважним підсиленням на центральній частоті контуру випромінювання. Інтерференція зустрічних хвиль призводить до виникнення стоячих хвиль, які називають **поздовжніми**, або **аксіальними модами резонатора**.

Оскільки в двохдзеркальному резонаторі ці хвилі утворюють вузли на поверхні обох дзеркал, то на довжині резонатора  $L$  повинно укладатись ціле число півхвиль:

$$L = \frac{\lambda}{2} q, \quad (2.1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі в активному середовищі. Ціле число  $q$ , що визначає кількість півхвиль, називається порядком аксіальної моди. Таким чином аксіальні моди це стаціонарні розподіли поля, які встановлюються вздовж осі резонатора і відрізняються одна від одної кількістю півхвиль, що вкладаються на довжині резонатора (Рис. 2.1) [6].

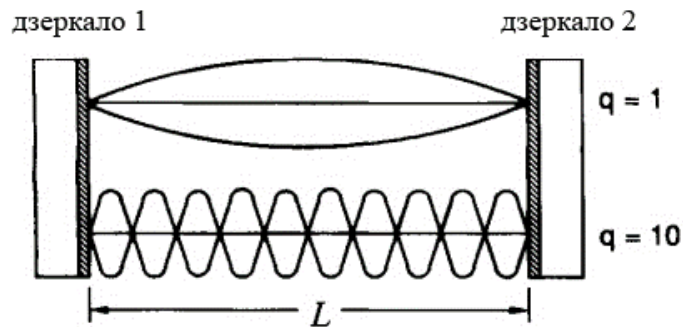


Рис. 2.1. Розподіл поля поздовжніх мод резонатора

Виникнення аксіальних мод призводить до того, що вимушене випромінювання відбувається на довжинах хвиль  $\lambda_q = \frac{2L}{q}$ , які зі збільшенням змінюються дискретно і утворюють лінійчатий спектр. На осі частот ці лінії  $f_q = \frac{c}{2L} q$  розташовані еквідистантно (Рис. 2.2) [3]:

$$\Delta f = f_q - f_{q-1} = \frac{c}{2L}. \quad (2.2)$$

Вплив резонатора на розподіл поля випромінювання в поперечному перерізі пучка відбувається завдяки дифракції на дзеркалах. Очевидно, що хвиля, яка відповідає рівномірному розподілу поля по поверхні дзеркал, матиме великі дифракційні втрати при багаторазовому проходженні

резонатора і тому швидко затухатиме. Хвиля, що відповідає полю, сконцентрованому в центрі дзеркал, матиме значно менші дифракційні втрати,

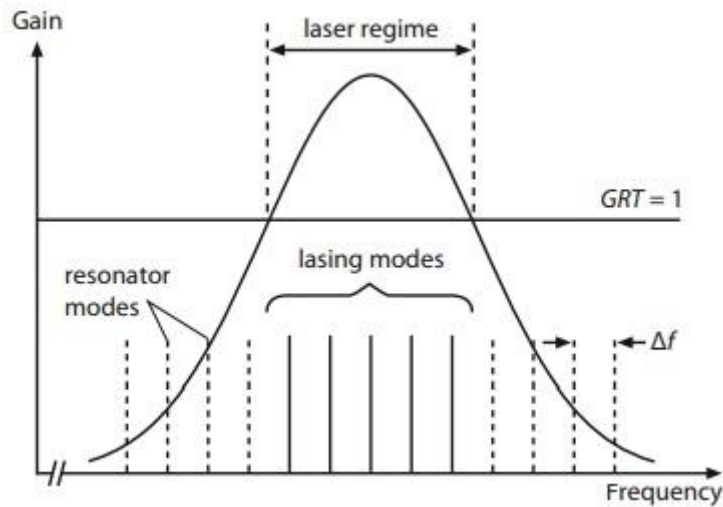


Рис. 2.2. Власні частоти резонатора

оскільки амплітуда її поля швидко зменшується до країв дзеркал. Тому така хвиля існуватиме в резонаторі набагато довше і при підсиленні в активному середовищі створить спрямований пучок із аналогічним розподілом інтенсивності в його поперечному перерізі. Майже такі ж малі втрати матиме і хвиля з розподілом поля, якому відповідає два максимуми інтенсивності на поверхні дзеркал. Аналогічно можуть існувати хвилі, яким відповідають поля з більшою кількістю таких максимумів. Хвилі з такими розподілами так само створюють спрямовані пучки з відповідним розподілом інтенсивності в поперечному перерізі. Очевидно, що дифракційні втрати цих хвиль зростатимуть із збільшенням кількості цих максимумів, оскільки зростатиме амплітуда поля на краях дзеркал.

Зрозуміло, що розподіл поля в поперечному перерізі пучка буде залежати також від форми дзеркал, оскільки від цього залежить дифракційна картина. Тому цей розподіл різний для пучків, сформованих в резонаторах з круглими і прямокутними дзеркалами (Рис. 2.3) [2, 7]. Хвилі, яким відповідають такі конфігурації електромагнітного поля в поперечному перерізі пучка, які не змінюються (тобто є стаціонарними) при багатократному

відбиванні випромінювання від дзеркал називаються **поперечними модами**. Ці конфігурації проявляються у відповідному розподілі напруженості поля і інтенсивності випромінювання на дзеркалах та в поперечному перерізі пучка, який формується в активному середовищі, і розповсюджується вздовж осі резонатора. Поперечні моди характеризуються двома індексами  $m$  і  $n$ , які задають розподіл напруженості поля і інтенсивності випромінювання вздовж поперечних координат. Найбільш важливою є мода з єдиним максимумом розподілу, яка називається основною, або найнижчою модою резонатора  $00$ , оскільки її випромінювання має найкращі параметри для застосування. При даній конфігурації поля в поперечному перерізі може встановлюватися багато стоячих хвиль, які відповідають різним поздовжнім модам. Тому при даній поперечній моді існує багато повздовжніх мод.

Таким чином, завдяки резонатору в активному середовищі утворюється поле випромінювання, яке є модами цього резонатора. Позначають моди  $TEM_{mnq}$  (transverse electromagnetic). Розрізняють поздовжні  $TEM_{00q}$  та поперечні  $TEM_{mn0}$  моди. Ці моди характеризуються певним розподілом поля в поздовжньому і поперечному напрямках, що призводить до дискретності частотного і просторового спектра випромінювання.

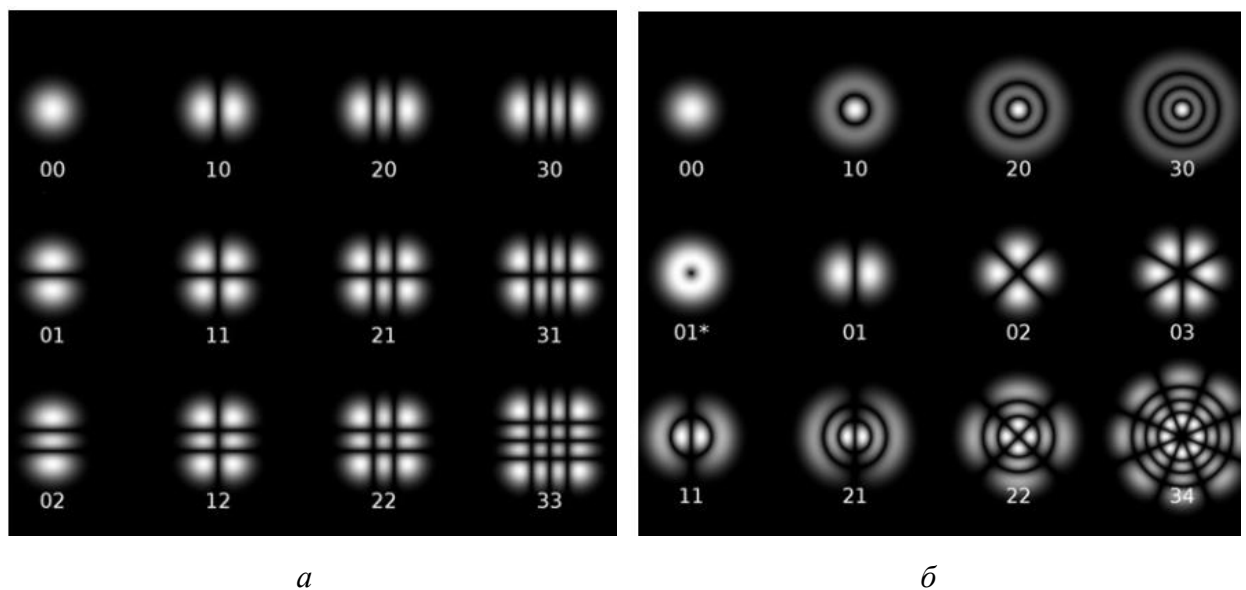


Рис. 2.3. Розподіл інтенсивності поперечних мод: а – для плоских дзеркал квадратної форми; б – для сферичних дзеркал круглої форми



Найбільш важливою є **основна мода  $TEM_{00}$** , яку ще називають «гаусова мода» (Рис. 2.4) [1]. Така мода може бути сфокусована в пучок розмірами порядку довжини хвилі випромінювання. Такий пучок має мінімальний розмір, так званий радіус перетяжки  $\omega_0$ , та симетрично збільшується в обох напрямках від перетяжки згідно з виразом:

$$\omega(z) = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.3)$$

де  $\omega(z)$  – радіус пучка на будь-якій відстані  $z$  від перетяжки,  $z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda$  – відстань, на якій радіус пучка збільшується до значення  $\sqrt{2} \omega_0$  (її ще називають релеєвська відстань). Відстань  $b = 2z_R$  називається конфокальним параметром.

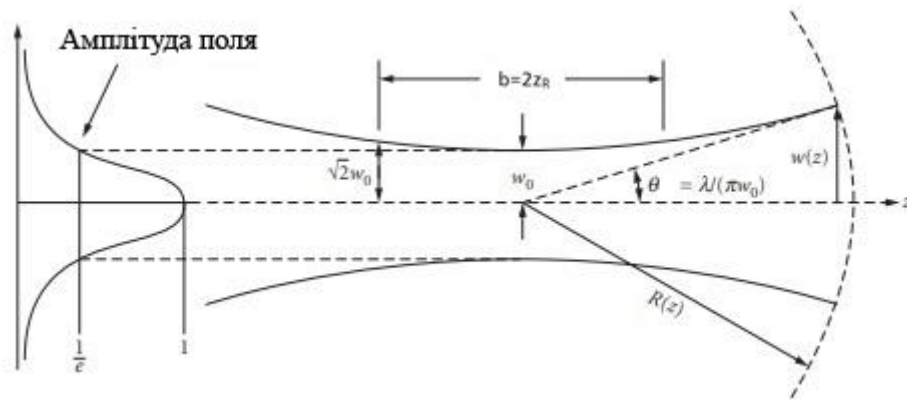


Рис. 2.4. Параметри гаусового пучка

Радіус перетяжки та релеєвська відстань пов'язані співвідношенням:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{z_R \lambda}{\pi}}. \quad (2.4)$$

Мода  $TEM_{00}$  має розподіл інтенсивності:

$$I(r, z) = I_0 e^{-2r^2 / \omega^2(z)}, \quad (2.5)$$

де  $I_0$  – інтенсивність на осі.

Хвильовий фронт описується наступним виразом:

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.6)$$

На великих відстанях від перетяжки ( $z \gg z_R$ ) радіус пучка збільшується лінійно зі збільшенням  $z$ :

$$\omega(z) = \omega_0 \frac{z}{z_R}. \quad (2.7)$$

Тоді розбіжність в дальній зоні:

$$\theta = \lim_{z \gg z_R} \frac{\omega(z)}{z} = \frac{\omega_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}. \quad (2.8)$$

В більшості випадків для побудови резонаторів лазерів використовуються сферичні дзеркала (Рис. 2.5) [4]. В даному випадку основна мода  $TEM_{00}$  повністю характеризується положенням та радіусом перетяжки, які визначаються радіусами кривизни дзеркал ( $R_1$  та  $R_2$ ), оскільки хвильовий фронт адаптується до поверхні дзеркал (радіуси кривизни дзеркал дорівнюють радіусам кривизни хвильового фронту).

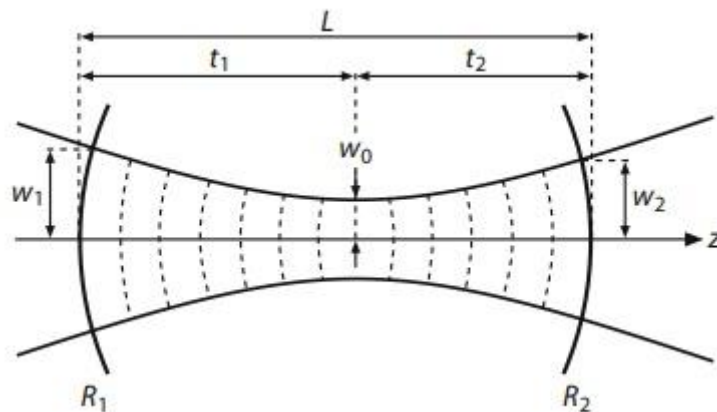


Рис. 2.5. Узгодження гаусового пучка з резонатором зі сферичними дзеркалами

Таким чином, радіуси пучка на дзеркалах  $\omega_1$  та  $\omega_2$  можна визначити через радіуси дзеркал  $R_1$  і  $R_2$  та відстань між дзеркалами  $L$ . Для цього вводять комплексні параметри пучка  $q_1$  і  $q_2$ :

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_1} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_1^2}, \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_2} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_2^2}. \quad (2.10)$$

Ці параметри пучка пов'язані між собою співвідношенням:

$$q_2 = q_1 + L. \quad (2.11)$$

Із попередніх рівнянь можуть бути виключені величини  $q_1$  і  $q_2$ , в результаті чого отримують комплексне рівняння, яке після розділу на дійсну та уявну частини дає два вирази для знаходження  $\omega_1$  і  $\omega_2$ :

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi}\right)^2 \frac{R_2 - L}{R_1 - L} \left(\frac{L}{R_1 + R_2 - L}\right), \quad (2.12)$$

$$\omega_2^4 = \left(\frac{\lambda R_2}{\pi}\right)^2 \frac{R_1 - L}{R_2 - L} \left(\frac{L}{R_1 + R_2 - L}\right). \quad (2.13)$$

Інколи замість радіусів кривизни дзеркал  $R_1$  і  $R_2$  використовують параметри дзеркал:

$$g_1 = 1 - L/R_1, \quad g_2 = 1 - L/R_2. \quad (2.14)$$

В формулах величини  $R_1$  і  $R_2$  вважаються додатними, якщо увігнута сторона дзеркала направлена всередину, в протилежному випадку вони мають від'ємні значення.

Радіуси пучка на дзеркалах  $\omega_1$  та  $\omega_2$  можна виразити через параметри дзеркал:

$$\frac{1}{\omega_1^4} = \left(\frac{\pi}{\lambda L}\right)^2 \frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2), \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{\omega_2^4} = \left(\frac{\pi}{\lambda L}\right)^2 \frac{g_2}{g_1} (1 - g_1 g_2). \quad (2.16)$$

На практиці також використовують формулу:

$$g_1 \omega_1^2 = g_2 \omega_2^2. \quad (2.17)$$

Аналогічно знаходять радіус перетяжки, враховуючи, що хвильовий фронт в даному положенні вироджується в площину ( $R_0 = \infty$ ):

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^2 \frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}. \quad (2.18)$$

Положення перетяжки відносно дзеркал резонатора визначають за допомогою формул:

$$t_1 = \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L} = \frac{g_2(1 - g_1)L}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}, \quad t_2 = L - t_1. \quad (2.19)$$

На практиці використовується декілька конфігурацій стійких резонаторів (Рис. 2.6) [3]. Радіус пучка  $\omega_1$  та  $\omega_2$  основної моди для таких резонаторів розраховуємо за формулами (2.12), (2.13) або (2.15), (2.16), а радіус перетяжки – за формулою (2.18).

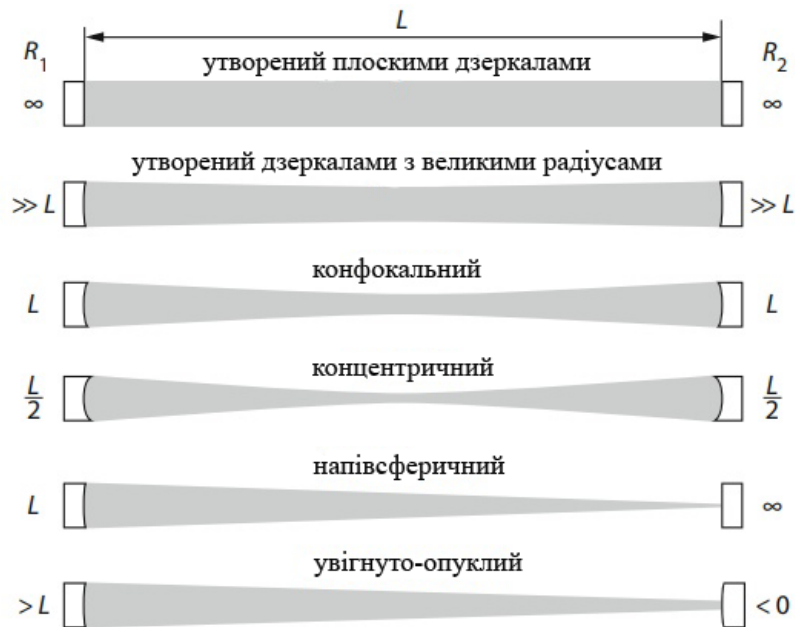


Рис. 2.6. Конфігурації стійких резонаторів

Симетричні резонатори мають дзеркала з рівними радіусами кривизни  $R = R_1 = R_2$ . Для них радіус пучка на обох дзеркалах визначається за формулою:

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2R-L}}, \quad (2.20)$$

а перетяжка пучка знаходиться посередині резонатора і має радіус:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R-L)}. \quad (2.21)$$

Для симетричного резонатора з радіусами кривизни  $R \gg L$  радіус пучка майже не змінюється:

$$\omega_1^2 \approx \omega_2^2 \approx \omega_0^2 \approx \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{RL}{2}}. \quad (2.22)$$

Для симетричного конфокального резонатора виконується умова  $R = R_1 = R_2 = L = 2f$ . Фокуси дзеркал з фокусною відстанню  $f = R/2$  співпадають посередині резонатора, а радіус пучка має мінімальні значення порівняно з іншими резонаторами при заданій довжині  $L$ :

$$\omega_1 = \omega_2 = \frac{\lambda L}{\pi}, \quad (2.23)$$

і

$$\omega_0 = \omega_1 / \sqrt{2}. \quad (2.24)$$

Конфокальні резонатори можуть мати і різні радіуси дзеркал. В такому випадку довжина резонатора  $L$  рівна:

$$R_1/2 + R_2/2 = f_1 + f_2 = L. \quad (2.25)$$

Асиметричні конфокальні резонатори мають параметри дзеркал  $g_1$  і  $g_2$  з різними знаками, тобто  $g_1 g_2 < 0$ , тому вони є нестійкими (Рис. 2.7).

Концентричний резонатор описується виразом  $R_1 = R_2 = R = L/2$ . Поверхні дзеркал для такого лазера розташовані на спільній сфері. Основна мода відповідає класичній сферичній хвилі. На дзеркалах радіус пучка має досить велике значення, а от радіус перетяжки є дифракційно обмеженим.

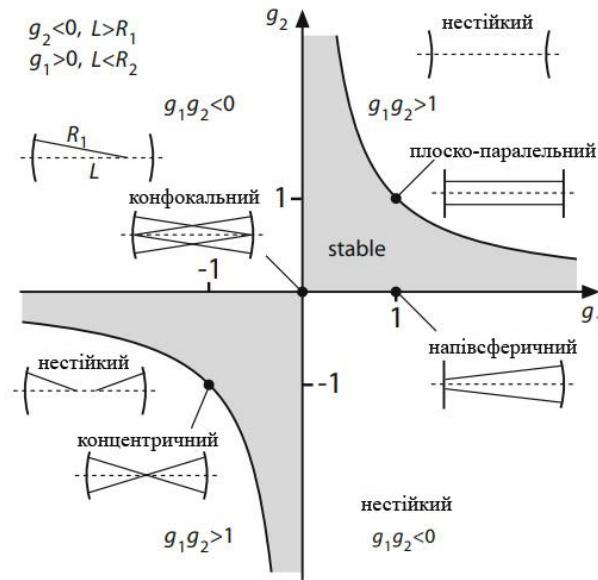


Рис. 2.7. Діаграма стійкості резонаторів

Для плоско увігнутого резонатора перетяжка пучка знаходиться на плоскому дзеркалі. Такий резонатор поводить себе аналогічно резонатору з двома сферичними дзеркалами довжиною  $2L$ , коли він доповнюється своїм дзеркальним відображенням.

Напівсферичний резонатор з  $R_1 = L$  та  $R_2 \rightarrow \infty$  особливий тим, що має дифракційно-обмежений радіус перетяжки  $\omega_2$  на плоскому дзеркалі (Рис. 2.6). Але дифракційні втрати великі, оскільки  $\omega_1 \rightarrow \infty$ . Тому бажано обрати  $R$  дещо більшим за  $L$ .

Плоско-паралельний або резонатор Фабрі-Перо використовується мало, переважно в поєднанні з активним середовищем лазера, що має високий коефіцієнт підсилення. Якщо підсилення недостатнє, то юстування лазера буде занадто складним.

Із формули (2.18) випливає, що дійсні значення для  $\omega_0$  можна отримати лише в тому випадку, коли виконується умова стійкості:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1. \quad (2.26)$$

Комбінації  $g$  параметрів, для яких виконується умова (2.26), показані на діаграмі стійкості (Рис. 2.7). Резонатори, що знаходяться в сірій області, є стійкими. В стійких резонаторах енергія сконцентрована в досить вузькій зоні

навколо осі резонатора, а отже лише незначна частина енергії втрачається внаслідок дифракції та кінцевих розмірів дзеркал.

Як для випадку сферичної, так і прямокутної симетрії, розповсюдження основної моди та мод більш високих порядків є аналогічним (Рис. 2.8) [6]. Всі моди мають однакову релеєвську відстань. В будь-якій площині радіус пучка для більш високих мод буде більшим за радіус гаусової моди на величину  $\sqrt{2p + l + 1}$ .

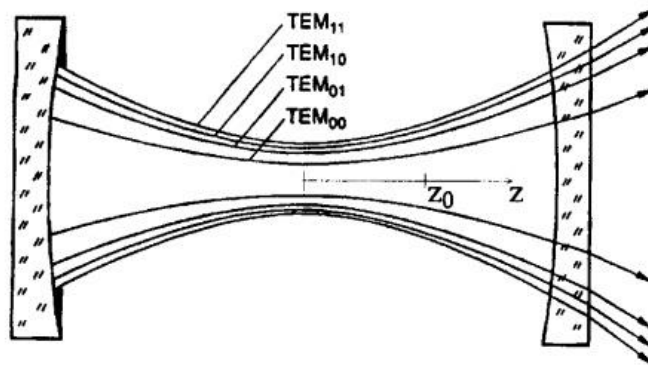


Рис. 2.8. Розповсюдження пучка для мод більш високих порядків

### **Керування параметрами лазерного випромінювання.**

Лазери можуть працювати як в неперевному, так і в імпульсному режимах. В найпростішому випадку для імпульсної генерації використовується імпульсна накачка. Також використовуються різні методи, такі як модуляція добротності, метод синхронізації мод та метод підсилення чирпованого імпульсу. При цьому вдається отримати імпульси тривалістю від кількох мікросекунд до кількох атосекунд ( $10^{-18}$  с) [3].

Для лазера, що працює в імпульсному режимі характерними параметрами є потужність імпульсу та середня потужність.

Потужність імпульсу або максимальна пікова потужність рівна:

$$P = W/\tau, \tag{2.27}$$

де  $W$  – енергія імпульсу в джоулях,  $\tau$  – тривалість імпульсу.

Середня потужність визначається за формулою:

$$P_{av} = W f_p, \quad (2.28)$$

де  $f_p$  – частота слідування імпульсів.

**Режим модуляції добротності** називають ще режим  $Q$ -модуляції або режим генерації гігантських імпульсів. Принцип роботи лазера в даному режимі полягає в тому, що за допомогою відповідного пристрою ( $Q$ -пристрою) можна змінювати добротність резонатора в процесі дії імпульсу накачування [8]. На початку дії імпульсу накачування добротність резонатора низька, тому поріг генерації, а отже і порогова інверсія населеності, великі. Це означає, що метастабільному рівні накопичується значно більше частинок при тому ж накачуванні, як у випадку «добротного» резонатора. Отримавши таким чином максимальну інверсію для низької добротності резонатора, виконується миттєве включення  $Q$ -пристрою, забезпечуючи високу добротність резонатора. В результаті, виникає суттєве перевищення підсилення в лазері над втратами і випромінюється короткий і потужний імпульс світла (Рис. 2.9) [3].

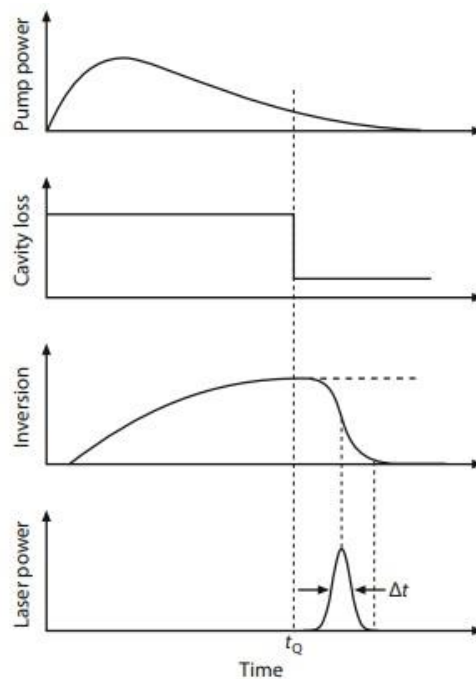


Рис. 2.9. Формування імпульсу в режимі модуляції добротності



Швидкість відкриття  $Q$ -перемикача має бути набагато більшою від швидкості утворення лазерного імпульсу. У протилежному випадку буде генеруватися декілька імпульсів.

Тривалість вихідного імпульсу в режимі модуляції добротності зазвичай порядку наносекунд і відповідає декільком проходкам світла по резонатору в прямому та зворотному напрямку. Час  $T$ , потрібний світлу щоб пройти резонатор в прямому та зворотному напрямку, залежить від довжини резонатора  $L$  та швидкості світла  $c$ :

$$T = \frac{2L}{c}. \quad (2.29)$$

Пікова потужність в режимі модуляції добротності може сягати гігават.

**Режим синхронізації мод.** В резонаторі поздовжні моди коливаються незалежно одна від одної з дещо різними частотами. Вони мають нестійкі фазові відношення. Якщо в резонаторі будуть підтримуватись лише декілька мод, то в результаті конструктивної та деструктивної інтерференції виникають сильні коливання інтенсивності, які ще більше підсилюються, коли світло циркулює в резонаторі. Така спонтанна синхронізація мод призводить до швидкої та випадкової модуляції потужності лазерного випромінювання.

Проте можливо забезпечити також конструктивну суперпозицію багатьох поздовжніх мод. Якщо різницю фаз поздовжніх мод, які коливаються в резонаторі, зробити такою, щоб амплітуди напруженості поля зазнавали конструктивної інтерференції, то можна отримати дуже короткі імпульси високої інтенсивності. При цьому амплітуда поля, що залежить від часу, в будь-якому місці резонатора довжиною  $L$  буде сумою  $N$  сусідніх поздовжніх мод:

$$E(t) = \sum_{q=q_0}^{q_0+(N-1)} E_q \cos(2\pi f_q t + \varphi_q) = \sum_{q=q_0}^{q_0+(N-1)} E_q \cos\left(2\pi q \frac{t}{T} + \varphi_q\right), \quad (2.30)$$

де  $E_q$  – амплітуда поздовжньої моди,  $f_q$  – її частота,  $\varphi_q$  – фаза,  $T$  – проходження світлом резонатора в прямому та зворотному напрямку,  $q_0$  – найнижча частота. Частота поздовжньої моди визначається згідно з виразом:

$$f_q = q \frac{c}{2L} = \frac{q}{T}. \quad (2.31)$$

Час  $T$  проходження світлом резонатора в прямому та зворотному напрямку визначається згідно з виразом (2.29).

Інтенсивність  $I \propto |E|^2$ , розрахована згідно з (2.30), показана на Рис. 2.10.

Коли поздовжні моди коливаються синфазно ( $\varphi_q = 0$ ), тобто фази

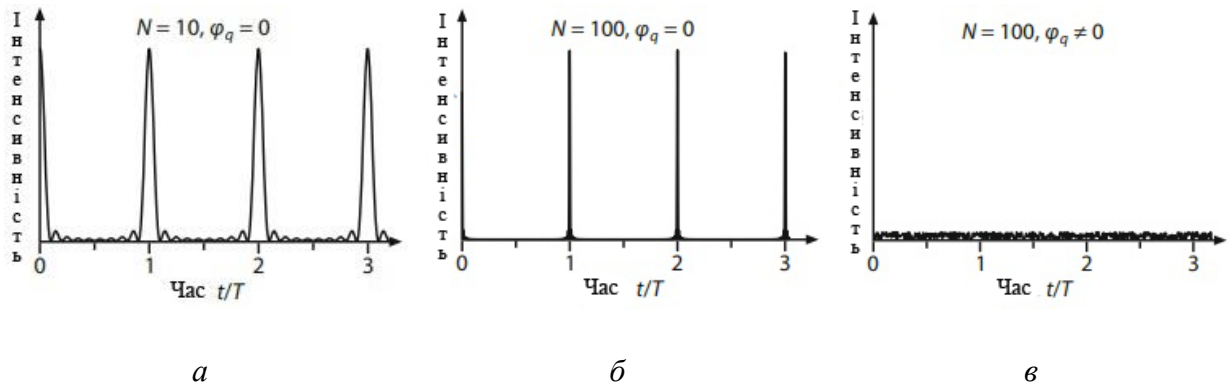


Рис. 2.10. Часова характеристика інтенсивності лазерного випромінювання: а – при суперпозиції 10 поздовжніх мод; б – при суперпозиції 100 поздовжніх мод; в – 100 мод без фазового узгодження

мод синхронізовані, то в певні моменти часу в певних місцях резонатора між цими модами відбувається конструктивна інтерференція. В результаті чого виникають яскраво виражені піки амплітуди з періодом  $T = 2L/c$  і формується одиничний імпульс. Тобто, короткі потужні імпульси утворюються через проміжок часу  $T = 2L/c$  (Рис. 2.11).

Тривалість кожного імпульсу  $\tau$  визначається числом мод  $N$ , що коливаються в фазі, і зазвичай знаходиться в діапазоні від десятків пікосекунд до одиниць фемтосекунд. Чим більше мод, а таким чином чим ширше спектральна смуга лазера, тим меншою буде тривалість імпульсу (Рис. 2.10). На практиці тривалість імпульсу визначається точним співвідношенням

амплітуди і фази кожної поздовжньої моди, що також впливає на форму імпульсу.

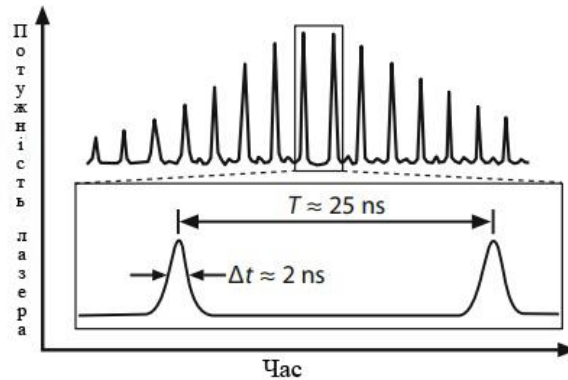


Рис. 2.11. Послідовність імпульсів твердотілого лазера із синхронізацією мод

Зв'язок між смугою пропускання  $\Delta f$  та тривалістю імпульсу  $\tau$  може бути виражений наступним чином:

$$\tau \cdot \Delta f \geq K, \quad (2.32)$$

де  $K$  – константа, що залежить від форми імпульсу.  $K \approx 0,44$  для гаусової форми імпульсу,  $K \approx 0,31$  для форми імпульсу, що задається квадратом гіперболічного секанса.

Кількість мод в межах смуги пропускання лазера  $\Delta f$  визначається формулою:

$$N = \Delta f \frac{2L}{c}. \quad (2.33)$$

Таким чином, тривалість імпульсу з врахуванням (2.32):

$$\tau \geq \frac{K 2L}{N c}. \quad (2.34)$$

## 2.2. Методика розв'язання типових задач

**Задача 2.1.** Знайти характерні радіуси пучка основної моди (TEM<sub>00</sub>) для резонатора Ar-лазера з довжиною хвилі  $\lambda=500$  нм і  $R_1=6$  м;  $R_2=2$  м;  $L=0,5$  м.

### Розв'язання.

За допомогою формули (2.14) знаходимо параметри дзеркал  $g_1$  і  $g_2$ :

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} = 1 - \frac{0,5 \text{ м}}{6 \text{ м}} = 0,917,$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} = 1 - \frac{0,5 \text{ м}}{2 \text{ м}} = 0,75.$$

Використовуючи формулу (2.15) знаходимо розмір пучка на першому дзеркалі:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt[4]{\left(\frac{\pi}{\lambda L}\right)^2 \frac{g_1}{g_2} (1-g_1 g_2)}} = \frac{1}{\sqrt[4]{\left(\frac{\pi}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot 0,5 \text{ м}}\right)^2 \frac{0,917}{0,75} (1-0,917 \cdot 0,75)}}.$$

Після розрахунку, отримаємо  $\omega_1 = 3,589 \cdot 10^{-4} \text{ м} \approx 0,36 \text{ мм}$ .

Розмір пучка на другому дзеркалі знаходимо із співвідношення (2.17):

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{g_1}{g_2}}.$$

Підставивши вхідні дані, отримаємо:

$$\omega_2 = 0,36 \text{ мм} \cdot \sqrt{\frac{0,917}{0,75}} = 0,398 \text{ мм} \approx 0,4 \text{ мм}.$$

Радіус перетяжки знаходимо із (2.18):

$$\omega_0 = \sqrt{\left(\frac{5 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot 0,5 \text{ м}}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{0,917 \cdot 0,75 \cdot (1-0,917 \cdot 0,75)}{(0,917+0,75-2 \cdot 0,917 \cdot 0,75)^2}} = 3,556 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,356 \text{ мм}.$$

Положення перетяжки знаходимо за формулою (2.19):

$$t_1 = \frac{L(R_2-L)}{R_1+R_2-2L} = \frac{0,5 \text{ м}(2 \text{ м}-0,5 \text{ м})}{6 \text{ м}+2 \text{ м}-2 \cdot 0,5 \text{ м}} = 0,107 \text{ м} = 107 \text{ мм}.$$

**Відповідь:**  $\omega_1 = 0,36 \text{ мм}$ ,  $\omega_2 = 0,4 \text{ мм}$ ,  $\omega_0 = 0,356 \text{ мм}$ ,  $t_1 = 107 \text{ мм}$ .

**Задача 2.2.** Якою повинна бути довжина He-Ne лазера та CO<sub>2</sub> лазера (100 Вт) для формування лише однієї повздовжньої моди?

### Розв'язання.

Число повздовжніх мод  $q$  приблизно можна виразити через ширину лінії лазера поділену на міжмодовий інтервал  $\Delta f$ , що визначається за формулою (2.2). Таким чином, отримаємо:

$$q = 1 = \frac{2L\Delta f_{\text{He-Ne}}}{c} \rightarrow L \approx \frac{c}{2\Delta f_{\text{He-Ne}}}.$$

Ширина лінії He-Ne лазера згідно з додатком Б  $\Delta f_{\text{He-Ne}} = 1,5$  ГГц.

Тож підставивши вхідні дані, отримаємо:

$$L = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{2 \cdot 1,5 \cdot 10^9 \text{ Гц}} = 0,1 \text{ м.}$$

Ширина лінії CO<sub>2</sub> лазера згідно з додатком Б  $\Delta f_{\text{CO}_2} = 60$  МГц.

Тож підставивши вхідні дані, отримаємо:

$$L = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{2 \cdot 60 \cdot 10^6 \text{ Гц}} = 2,5 \text{ м.}$$

**Відповідь:** для формування лише однієї поздовжньої моди довжина He-Ne лазера повинна бути рівна  $L = 0,1$  м, а довжина CO<sub>2</sub> лазера повинна бути рівна  $L = 2,5$  м.

**Задача 2.3.** Визначити кут дифракції He-Ne лазера для основної моди  $TEM_{00}$  з діаметром перетяжки 0,7 мм. Яким буде діаметр пучка на відстані 10 м від лазера?

### Розв'язання.

Розбіжність лазерного пучка визначаємо за формулою (2.8):

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}.$$

Згідно з додатком А довжина хвилі випромінювання He-Ne лазера  $\lambda = 632,8$  нм, а радіус перетяжки відповідно до умови задачі  $\omega_0 = 0,35$  мм.

Тож підставивши вхідні дані, отримаємо:

$$\theta = \frac{632,8 \cdot 10^{-9} \text{ м}}{\pi \cdot 0,35 \cdot 10^{-3} \text{ м}} = 5,755 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \approx 0,576 \text{ мрад.}$$

Оскільки на великих відстанях від перетяжки радіус пучка збільшується лінійно зі збільшенням  $z$ , то згідно з (2.8):

$$\omega(z) = \theta \cdot z = 0,576 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \cdot 10 \text{ м} = 5,76 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 5,76 \text{ мм},$$

а діаметр пучка буде рівний  $2\omega(z) = 11,52 \text{ мм}$ .

**Відповідь:**  $\theta = 0,576 \text{ мрад}$ ,  $2\omega(10 \text{ м}) = 11,52 \text{ мм}$ .

**Задача 2.4.** Резонатор утворений двома дзеркалами з радіусами  $R_1 = -0,8 \text{ м}$ ;  $R_2 = 1,2 \text{ м}$ . При якій довжині резонатора лазер стане нестійким?

**Розв'язання.**

Згідно з умовою стійкості (2.26) лазер є стійким, якщо виконується умова  $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$  або  $0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1$ .

Розв'язавши систему рівнянь, знаходимо, що лазер стає нестійким при  $L \geq 1,2 \text{ м}$  і  $L \leq 0,4 \text{ м}$ .

**Відповідь:** лазер стає нестійким при  $L \geq 1,2 \text{ м}$  і  $L \leq 0,4 \text{ м}$ .

**Задача 2.5.** Твердотільний лазер генерує імпульси тривалістю  $0,5 \text{ мс}$  потужністю  $10 \text{ мДж}$ . Яка потужність імпульсу? Як зміниться потужність імпульсу в режимі модуляції добротності (тривалість імпульсу в даному режимі  $5 \text{ нс}$ ; розглядається ідеальний варіант без втрат)? Яка середня потужність при частоті імпульсів  $100 \text{ Гц}$ ?

**Розв'язання.**

Згідно з (2.27) потужність імпульсу:

$$P = \frac{W}{\tau} = \frac{10 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}}{0,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}} = 20 \text{ Вт}.$$

В режимі модуляції добротності потужність імпульсу буде рівна:

$$P_Q = \frac{W}{\tau_Q} = \frac{10 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}}{5 \cdot 10^{-9} \text{ с}} = 2 \cdot 10^6 \text{ Вт} = 2 \text{ МВт}.$$

Середня потужність визначається згідно з (2.28):

$$P_{av} = W f_p = 10 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot 100 \text{ Гц} = 1 \text{ Вт}.$$

**Відповідь:** потужність імпульсу  $P = 20 \text{ Вт}$ , потужність імпульсу в режимі модуляції добротності  $P_Q = 2 \text{ МВт}$ , середня потужність  $P_{av} = 1 \text{ Вт}$ .

**Задача 2.6.** Визначити мінімальну тривалість імпульсів в режимі модуляції добротності для двох твердотільних лазерів з резонаторами довжиною 1 м і 0,3 м.

**Розв'язання.**

Мінімальну тривалість імпульсів знаходимо через час, за який світло проходить резонатор в прямому і зворотному напрямку (2.29):

$$\tau \approx \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 1 \text{ м}}{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}} = 6,667 \cdot 10^{-9} \text{ с} \approx 7 \text{ нс.}$$

$$\tau \approx \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 0,3 \text{ м}}{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 2 \text{ нс.}$$

**Відповідь:** мінімальна тривалість імпульсу в режимі модуляції добротності для твердотільного лазера з резонаторами довжиною 1 м становить 7 нс, а для твердотільного лазера з резонаторами довжиною 0,3 м – 2 нс.

**Задача 2.7.** Якою буде тривалість імпульсу аргонного лазера в режимі синхронізації мод? Довжина резонатора  $L = 1$  м, довжина хвилі  $\lambda = 448$  нм, смуга пропускання лазера 4 ГГц, форма імпульсу – гаусова.

**Розв'язання.**

Згідно з (2.32) тривалість імпульсу:

$$\tau \geq \frac{K}{\Delta f}.$$

Для гаусової форми імпульсу  $K \approx 0,44$ , отже

$$\tau = \frac{0,44}{4 \cdot 10^9 \text{ Гц}} = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ с} = 110 \text{ пс.}$$

**Відповідь:** тривалість імпульсу аргонного лазера в режимі синхронізації мод  $\tau = 110$  пс.

### 2.3. Завдання для самостійної роботи

1. Лазерний пучок виходить з резонатора, що складається з двох сферичних дзеркал  $R_1=11$  м та  $R_2=-15$  м. Відстань між дзеркалами  $L=1$  м. Визначити положення перетяжки, де хвильовий фронт вироджується в площину.
2. Лазерний пучок довжиною хвилі  $\lambda=632$  нм виходить з резонатора, що складається з двох сферичних дзеркал  $R_1=6$  м та  $R_2=-3$  м. Відстань між дзеркалами  $L=4$  м. Визначити розмір перетяжки, де хвильовий фронт вироджується в площину.
3. В He-Ne лазері, який працює на довжині хвилі  $\lambda=632$  нм, використовується конфокальний резонатор довжиною  $L=1$  м. Визначити розмір перетяжки та розмір пучка на дзеркалах.
4. Резонатор з сферичними дзеркалами з радіусами кривизни  $R_1=1$  м та  $R_2=\infty$ , розміщеними на відстані  $L=0,5$  м один від одного. Визначити узагальнені параметри резонатора та тип резонатора.
5. Визначити дифракційні втрати на дзеркалах резонатора зі сферичними дзеркалами з радіусами кривизни  $R_1=1$  м та  $R_2=-0,25$  м, які розміщені на відстані  $L=1$  м один від одного.
6. Визначити дифракційні втрати на дзеркалах резонатора лазера із обома плоскими дзеркалами, розміщеними на відстані  $L=1$  м один від одного.
7. Оцінити дифракційні втрати на дзеркалах резонатора за узагальненими параметрами  $g_1$  і  $g_2$ , якщо  $g_1 g_2 < 0$ .
8. Нехай резонатор складається з двох ідеально відбиваючих дзеркал. Визначити відстань між цими дзеркалами  $L$  резонатора лазера, на якій розміщується  $n = 2 \cdot 10^6$  хвиль довжиною  $\lambda=500$  нм та відстань між резонансними частотами  $\Delta f \Delta \nu$ .
9. Визначити сумарні витрати  $\beta_\Sigma$  відкритого оптичного резонатора, який використовує для генерації випромінювання довжину хвилі  $\lambda_0=0,63 \cdot 10^{-6}$  м.



<sup>4</sup>см, а його добротність становить  $Q=10^8$ . Відстань між резонансними частотами  $\Delta f=150$  МГц.

10. Визначити спектр власних частот оптичного резонатора He-Ne лазера ЛГН 303, якщо відомо, що довжина резонатора  $L = 0,23$  м і довжина хвилі  $\lambda = 0,6328$  мкм.
11. На скільки зміниться частота поздовжньої моди, якщо довжину резонатора збільшити на  $\lambda$ ?
12. Визначити конфокальний параметр резонатора, утвореного з двох дзеркал з радіусом кривизни 10 см і відстанню між ними 1 м.

## ПРАКТИКУМ 3. ОСНОВНІ ТИПИ ЛАЗЕРІВ

### 3.1. Теоретичні положення

З усіх типів лазерів одними з найбільш поширених, у тому числі у машинобудуванні, є твердотільні лазери [9].

Активне середовище класичних твердотільних лазерів являє собою циліндричні (або призматичні) стрижні, виконані з люмінесцуючих матеріалів – штучно вирощених монокристалів (синтетичного рубіну, активованого хромом, ітрій-алюмінієвого гранату з домішками хрому, тулія, неодиму, гольмію); скла, активованого неодимом.

Для збудження активного середовища в твердотільних лазерах застосовується переважно оптичний метод накачування – за допомогою інтенсивного світла газорозрядних (для імпульсного режиму) або дугових (для безперервного режиму) ламп, напівпровідникових діодів, інших лазерів. Сучасні твердотільні лазери здатні працювати як в імпульсному, так і в безперервному режимі. Довжина хвилі генерованого випромінювання характерна для видимої і ближньої інфрачервоної області спектра.

Застосовують твердотільні лазери в технологіях обробки матеріалів (лазери середнього рівня потужності – 50...500 Вт); в лазерній спектроскопії; в датчиках різних величин; у вимірювальній техніці, в медицині, у наукових дослідженнях, наприклад, лазерному термоядерному синтезі (лазери потужністю до 10<sup>7</sup> Вт).

У твердотільних лазерах накачування здійснюється шляхом поглинання випромінювання в широкій смузі енергетичного спектра [10]. Потім слідує дуже швидкі переходи на рівні з малою шириною, що зазвичай називаються метастабільними рівнями, де час життя квантових частинок великий порівняно із звичайним часом життя частинок на інших збуджених рівнях.

У твердотільних лазерах використовуються три- і чотирирівневі системи енергетичних рівнів (Рис. 3.1).

Випромінювання оптичного накачування переводить квантові частинки в широку смугу поглинання  $E_3$  ( $E_4$  в чотирирівневій системі), потім атоми

швидко переходять на метастабільний рівень  $E_2$  ( $E_3$  в чотирирівневій системі). Якщо потужність накачування достатня, між основним рівнем і метастабільним рівнем виникає інверсія населеності. Генерація вимушеного випромінювання відбувається з метастабільного рівня  $E_2$  на основний (або з рівня  $E_3$  на допоміжний рівень  $E_2$  в чотирирівневій системі).

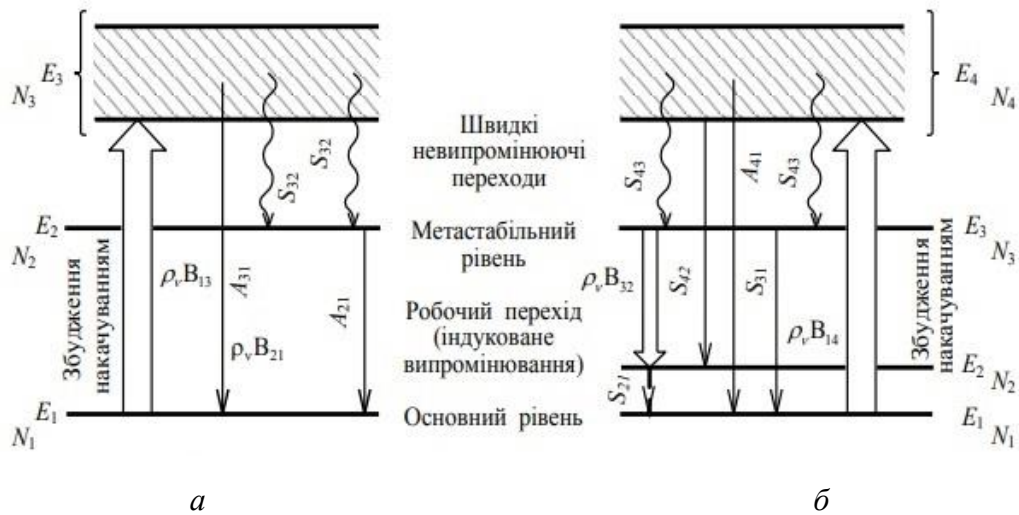


Рис. 3.1. Схеми квантових переходів: а – у трирівневому лазері; б – у чотирирівневому лазері

У загальному випадку зміна населеностей рівнів обумовлена трьома квантовими механізмами: спонтанними переходами на нижні рівні; індукованим випромінюванням і поглинанням; не випромінюючими переходами, збудженими тепловими процесами і взаємодіями з коливаннями кристалічної решітки.

За трирівневою системою працює лазер на рубіні. Недолік його полягає в тому, що для створення інверсії населеності повинно бути переведено з основного на метастабільний рівень більше 50 % квантових частинок. Тому кожний із збуджених атомів віддає велику частину енергії накачування (80...85 %) на нагрів кристалічної решітки при не випромінюючих переходах  $E_3 \rightarrow E_2$ .

Чотирирівнева система, за якою працюють багато твердотільних лазерів (на склі, активованому рідкоземельними елементами, антинідами, YAG та ін.),

ефективніша, оскільки інверсія населеності між рівнями  $E_2$  і  $E_3$  може бути досягнута при відносно низьких потужностях накачування.

**Рубіновий лазер** є першою реалізованою на практиці лазерною системою. В якості активного середовища використовується кристалічний стрижень із синтетичного рубіну, основу якого складає кристал оксиду алюмінію  $Al_2O_3$  (сапфір), легований 0,05 вагових % 3-валентних іонів хрому  $Cr^{3+}$ . Тобто в кристалічній ґратці приблизно  $10^{19}$  іонів алюмінію  $Al^{3+}$  заміщуються іонами хрому  $Cr^{3+}$ , в результаті чого кристал набуває характерного червоного кольору.

Лазерні переходи відбуваються в електронних оболонках іонів хрому  $Cr^{3+}$ . Діаграма рівнів енергії іонів  $Cr^{3+}$  в рубіні складається з двох наборів рівнів (Рис. 3.2, а): перший зліва – характерний для стану іона  $Cr^{3+}$  зі спіном  $S = 3/2$ , нижній рівень набору  ${}^4A_2$  – основний стан  $Cr^{3+}$  – має два підрівні з відстанню між ними  $0,38 \text{ см}^{-1}$ .

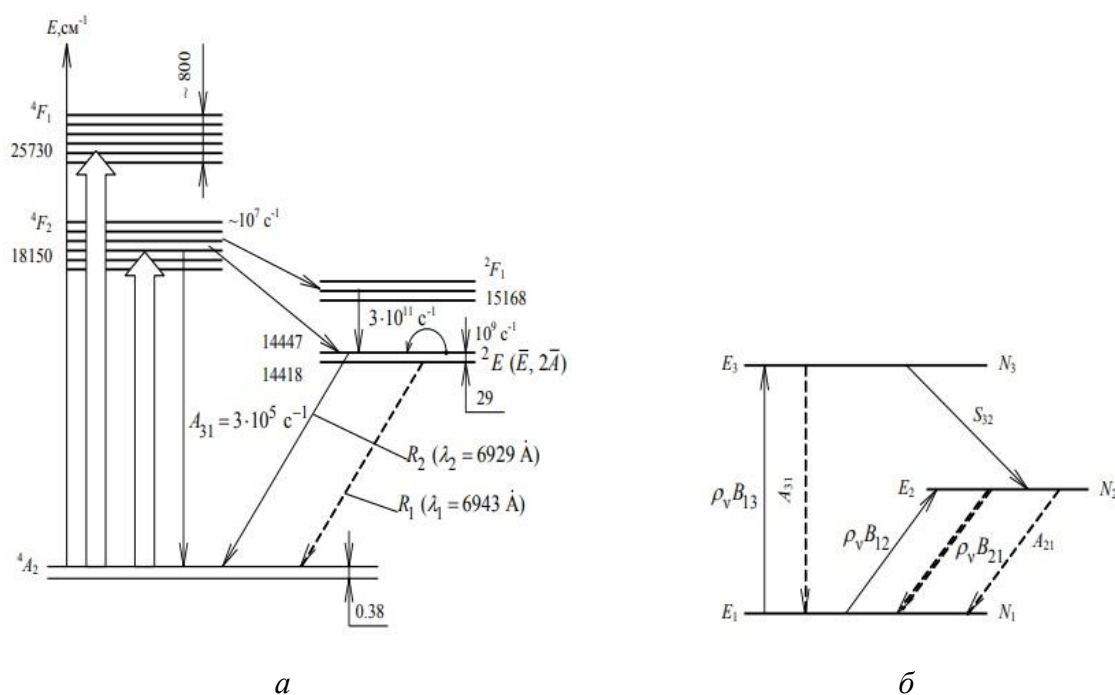


Рис. 3.2. Схема енергетичних рівнів та імовірності переходів: а – для іонів  $Cr^{3+}$  в рубіні при  $T = 4,2 \text{ K}$ ; б – для трирівневого лазера

Два верхні рівні – це рівні резонансного поглинання. Вони складаються з шести дублетів і внаслідок неоднорідності поля сильно розмиті. Другий

набір рівнів справа відповідає станам іонів  $Cr^{3+}$  зі спіном  $S = 1/2$ . Рівень  ${}^2E$  – метастабільний, двічі вироджений, розщеплений на два підрівні з проміжком  $29 \text{ см}^{-1}$ , рівні  $A$  є орбітальними синглетами. Рівні  ${}^2E$  і  ${}^2F_1$  відповідно двічі і тричі вироджені. Положення рівнів  ${}^2F_1$ ,  ${}^2E$  мало залежить від неоднорідностей кристала, і вони практично не мають розширення. В результаті спінорбітальної взаємодії іонів  $Cr^{3+}$  з полем кристала електронні стани, відповідні енергетичним рівням кристала, виявляються змішаними станами. Це призводить до того, що випромінювальні переходи з рівнів  ${}^4F_1$ ,  ${}^4F_2$  на рівні  ${}^2F_1$  і  ${}^2E$  заборонені правилами відбору для спіну. Проте між цими рівнями здійснюються інтенсивні безвипромінювальні переходи:

$$S_{32} \sim (2 \dots 5) \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$$

з величезним виділенням тепла.

В результаті оптичного накачування квантові частинки з основного рівня  ${}^4A_2$  переходять на рівні  ${}^4F_1$ ,  ${}^4F_2$ . Рівні  ${}^4F_1$ ,  ${}^4F_2$  внаслідок спонтанного переходу частинок на основний  ${}^4A_2$  рівень з імовірністю  $A_{31} = 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  і безвипромінювального переходу з вірогідністю  $S_{32} \sim (2 \dots 5) \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$  в метастабільний стан  ${}^2E$  швидко обідняються. Оскільки імовірність спонтанного переходу з рівня  ${}^2E$  мала  $A_{21} = 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$  (а час життя частинок досить великий і становить 3 мс), то на рівнях  $\bar{E}$  і  $2\bar{A}$  можливе утворення інверсії населеності частинок. Досягши порогового значення інверсії  $\Delta N = 0,5N_0$ , відбувається спонтанне та індуковане випромінювання.

Якщо інверсія населеності не досягає порогового значення, то спостерігається тільки спонтанне випромінювання у вигляді люмінесценції рубіна на одній з двох вузьких ліній  $R_1(\lambda_1 = 6943\text{Å})$  або  $R_2(\lambda_2 = 6929\text{Å})$  з рівнів  $2\bar{A}$  і  $\bar{E}$  відповідно (Рис. 3.2, а). Квантова ефективність в R-лініях становить  $\sim 0,52$ . Практично рубіновий лазер випромінює на  $R_1$ -лінії, оскільки вірогідність переходу в ній вище і простіше досягаються порогові умови. Як видно, не всі енергетичні стани беруть участь у процесі генерації індукованого

випромінювання. Тому з деякою часткою похибки зручно етапи поглинання і збудження, створення інверсії і випромінювання подавати у вигляді трирівневої моделі (Рис. 3.2, б) з відповідними квантовими переходами і населеностями. Проте при цьому не враховується наявність в рубіні дуплетних станів і другорядних рівнів, розширення рівнів, оскільки прийнято  $g_1 = g_2 = g_3 = 1$ . У рівень  $E_3$  зазвичай включають зелену ( ${}^4F_2$ ) і синю ( ${}^4F_1$ ) смуги поглинання, що виконують основну функцію у збудженні рівнів  $\bar{E}$  і  $2\bar{A}$ . Таким чином, на наближеній трирівневій моделі станів показано енергетичні рівні рубіна  $E_1, E_2, E_3$ , населеності кожного з рівнів  $N_1, N_2, N_1$  та імовірності переходів  $A_{21}, A_{31}, S_{32}, W_{12} = B_{12}\rho_\nu, W_{13} = B_{13}\rho_\nu, W_{21} = B_{21}\rho_\nu$ .

Оскільки рубіновий лазер працює за трирівневою моделлю, то йому притаманні недоліки цієї моделі. Тобто, для створення інверсії населеності повинно бути переведено з основного на метастабільний рівень більше 50 % квантових частинок. А це в свою чергу потребує високої енергії накачування. Позитивно ефект в даному випадку має довгий час життя (3 мс) частинок на верхньому лазерному рівні.

Також, слід зазначити, що поглинання випромінювання накачування має анізотропний характер, тобто залежить від напрямку напруженості світлового поля відносно осі кристалу. Той самий ефект спостерігається і для ефективного поперечного перерізу випромінювання, в зв'язку з чим лазерне випромінювання поляризоване в тому ж напрямку, де ефективний поперечний переріз має найбільше значення для вимушеного випромінювання.

Максимальна енергія в імпульсі рубінового кристалу визначається на основі концентрації хрому  $N_{Cr}$  та енергії фотонів:

$$E = N_{Cr}hf. \quad (3.1)$$

Стрижні комерційних рубінових лазерів зазвичай виготовляють довжиною до 30 см та діаметром до 2,5 см. Оптимальне легування складає 0,05 вагових відсотки  $Cr_2O_3$ , що відповідає концентрації хрому  $N_{Cr} = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для досягнення порогу лазерного випромінювання потрібна мінімальна

енергія накачування  $E_S \approx 0,5 \cdot N_{Cr} \cdot h \cdot f_p \sim 3,2 \text{ Дж/см}^3$ , причому  $h \cdot f_p = 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$  – енергія одного фотону накачування. Проте через втрати перетворення електричної енергії на світлову та втрати на ввід світлової енергії в лазерний стрижень щільність порогової електричної енергії накачування значно перевищує це число і сягає значення порядку  $100 \text{ Дж/см}^3$ . При щільності енергії накачування  $200 - 800 \text{ Дж/см}^3$  отримують щільність вихідної енергії від  $2$  до  $4 \text{ Дж/см}^3$  залежно від тривалості імпульса накачування; коефіцієнт корисної дії (ККД) при цьому складає  $1\%$ .

Джерело накачування має відповідати спектру поглинання рубіну. В результаті накачування лазерний стрижень нагрівається і може здійснювати фокусуєчу дію, тому частота імпульсів зазвичай знаходиться в межах декількох Гц.

Застосовуються рубінові лазери в голографії, при цьому суттєво зменшується кількість повздовжніх мод, щоб отримати довжину когерентності в декілька метрів. Крім того, на сьогоднішній день рубінові лазери з діодним накачуванням використовуються окрім голографії в гематології та секвенуванні ДНК.

Відомим твердотільним лазером є також неодимовий лазер, в якому генерується випромінювання іонів  $Nd^{3+}$ . Іон  $Nd^{3+}$  може бути вбудований як активатор у різні робочі речовини – кристали, скло. В даний час найчастіше для лазерів з неодимом використовують кристали ітрій-алюмінієвого (алюмоітрієвого) гранату ( $Y_3Al_5O_{12}$  або просто ІАГ). Кристал ІАГ має високе підсилення і необхідні механічні та термічні властивості, і тому використовується в багатьох лазерах неперервної та імпульсної генерації.

**Лазер на алюмоітрієвому гранаті з неодимом** широко застосовується в науці та техніці, зокрема для обробки матеріалів, медицині, спектроскопії та для накачування інших лазерів.

Чистий ітрій-алюмінієвий гранат ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) – це безбарвний, оптично ізотропний кристал кубічної структури. В результаті легування  $Nd_2O_3$  приблизно 1% іонів  $Y^{3+}$  заміщуються іонами  $Nd^{3+}$ , досягаючи концентрації  $Nd^{3+}$ :  $N_{Nd} = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Електронна конфігурація  $\{Kr\} 4d^{10}4f^35s^25p^6$  іону  $Nd^{3+}$  є особливою тим, що підрівень  $4f$  заповнений лише частково. Для вільних іонів при цій конфігурації утворюється цілий ряд енергетичних станів, які позначаються відповідно до схеми зв'язку Рассела-Саундерса (LS), наприклад  $^4F_{3/2}$ ,  $^4I_{11/2}$ . Вплив кристалічного поля досить слабкий порівняно із системою  $Cr^{3+}: Al_2O_3$ , оскільки рівень  $4f$  екранований електронами  $5s$  і  $5p$ . Тому енергетичні стани іонів  $Nd^{3+}$  в кристалі значною мірою відповідають енергетичним станам вільних іонів, при чому під дією електричного поля кристалу відбувається невелике додаткове розщеплення.

Спрощена схема енергетичних рівнів лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті, легуваному неодимом  $Nd$ : ІАГ, показана на Рис. 3.3 [3].

Більшість комерційних лазерів цього типу випромінюють найбільш інтенсивну лінію 1,064 мкм, яка утворюється в результаті переходів між  $^4F_{3/2}$  і  $^4I_{11/2}$  (Рис. 3.3, а). Інші лазерні лінії показані на Рис. 3.3, б.

Збудження частинок відбувається за допомогою оптичного накачування в широкі енергетичні зони та безвипромінювальних переходів на верхній лазерний рівень. Вивільнена при цьому енергія віддається кристалу у вигляді тепла.

Час життя частинок на верхньому лазерному рівні  $^4F_{3/2}$  приблизно 230 мкс. Час безвипромінювального переходу з нижнього лазерного рівня  $^4I_{11/2}$  в основний стан рівний 30 нс. Нижній лазерний рівень знаходиться на 0,24 еВ вище основного рівня, і тому при кімнатній температурі майже не заселений.



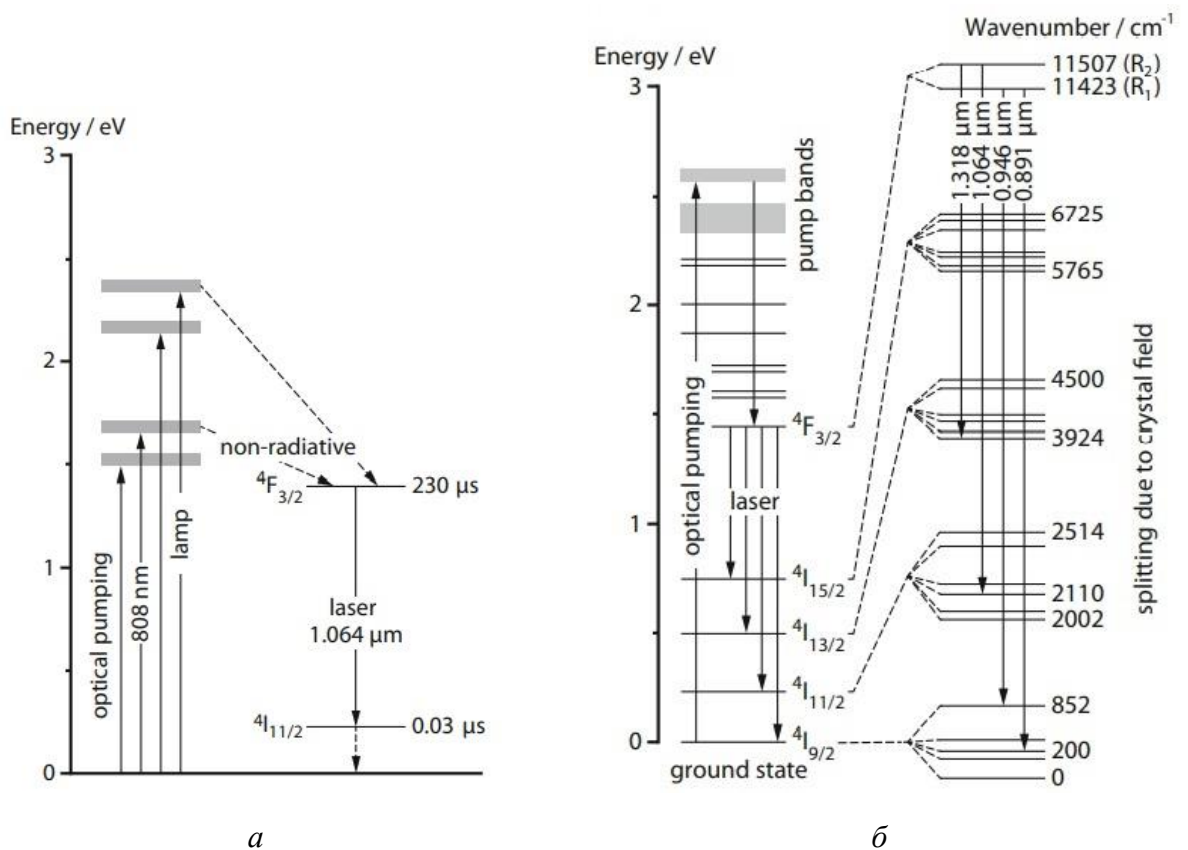


Рис. 3.3. Схема енергетичних рівнів: а – лазера  $Nd: \text{ІАГ}$ ; б – більш детальна схема рівнів лазера  $Nd: \text{ІАГ}$  згідно з Камінським

Неодимовий лазер працює за чотирирівневою моделлю, а тому може працювати в неперервному режимі. Лазерні лінії в алюмоітрієвому гранаті однорідно розширюються в результаті теплових коливань кристалічної ґратки. Ширина лінії при кімнатній температурі порядку 100 ГГц. А отже вдається отримати високе підсилення при відносно невеликій потужності накачування. Таким чином,  $Nd: \text{ІАГ}$  чудово підходить для як активне середовище для лазерів неперервної дії високої потужності.

Звичайні лазерні стрижні із алюмоітрієвого граната мають довжину до 150 мм та діаметр до 10 мм. Легування кристалу складає 0,7 вагових відсотки, що відповідає концентрації іонів  $Nd^{3+}$   $N_{Nd} = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Наприклад, в комерційному варіанті лазера з ІАГ-стрижнем довжиною 75 мм та діаметром 6 мм можна отримати вихідну потужність близько 300 Вт з ККД 4,5%. Поріг лазерного випромінювання досягається приблизно при 2 кВт електричної

потужності дугової криптонової лампи. Для більшості сфер застосування віддають перевагу оптичному накачуванню за допомогою лазерних діодів.

ІАГ лазери з неперевним накачуванням можуть також працювати в імпульсному режимі при застосуванні модуляції добротності, при чому генеруються імпульси тривалістю в декілька сотень наносекунд з піковою потужністю в декілька сотень кВт та частотою слідування імпульсів в декілька кГц. Ще більш короткі імпульси тривалістю від 10 до 100 пс можуть бути згенеровані в режимі активної синхронізації мод.

Замість кристалів в якості активного середовища може використовуватись скло. Леговане скло може витягуватись у вигляді тонких волокон, з яких будуються **волоконні лазери** з діодним накачуванням (Рис. 3.4).

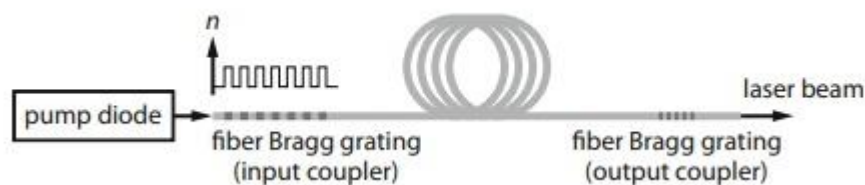


Рис. 3.4. Схема волоконного лазера

Такі волоконні лазери генерують дифракційно-обмежене випромінювання основної моди, якщо використовується одномодове волокно [11]. В сучасних волоконних лазерах відсутня необхідність в додатковому охолодженні. Для досягнення великих значень потужності випромінювання використовуються волоконні лазери з подвійною оболонкою (Рис. 3.5).

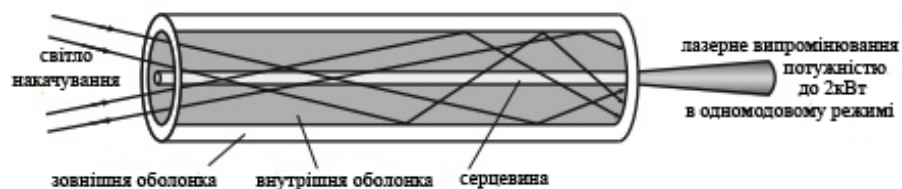


Рис. 3.5. Схема волоконного лазера з подвійною оболонкою

Активна серцевина, яка визначає якість лазерного пучка, оточена внутрішньою оболонкою (яку ще називають серцевиною накачки). Світло

накачки поширюється в межах внутрішньої оболонки, не виходячи в зовнішню оболонку (з нижчим показником заломлення), і частково проникає в сердцевину, де поглинається лазерними активними іонами.

Поперечний переріз внутрішньої оболонки зазвичай має шестикутну або *D*-подібну форму (Рис. 3.6). Вихідна потужність волоконних лазерів з подвійною оболонкою при неперервній генерації в одномодовому режимі ( $M^2 \approx 1$ ) може сягати декількох кВт і обмежена зазвичай нелінійними ефектами, такими як вимушене комбінаційне розсіювання та пошкодження матеріалу при високій інтенсивності світла.

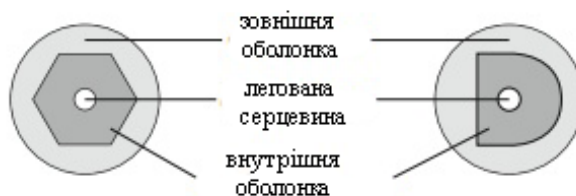


Рис. 3.6. Поперечний переріз внутрішньої оболонки

Подальше збільшення діаметру сердцевини до 100 мкм при збереженні одномодового режиму здійснюється в фотонно-кристалічних волокнах (photonic crystal fibers). В даному випадку легована сердцевина оточена наповненими повітрям капілярами, які періодично розташовані в поперечному перерізі, утворюючи оболонку, що зосереджує світло в сердцевині. Як і лазери з подвійною оболонкою фотонно-кристалічні волокна можуть мати великі значення числової апертури, що знижує вимоги до яскравості джерела накачування.

В якості оптичного волокна зазвичай використовується силікатне скло ( $SiO_2$ ), яке прозоре майже до 2,3 мкм і може бути леговане різними рідкоземельними іонами:

- ✓ неодим *Nd*, випромінювання на довжині хвилі 1064 нм;
- ✓ ітербій *Yb*, випромінювання від 1030 до 1080 нм, можливе більш високе легування порівняно з неодимом;

- ✓ ербій *Er*, випромінювання від 1530 до 1620 нм (безпечний для ока людини діапазон);
- ✓ тулій *Tm*, випромінювання від 1750 до 2100 нм (безпечний для ока людини діапазон)<sup>4</sup>
- ✓ гольмій *Ho*, випромінювання від 2050 до 2150 нм.

Ще одним цікавим матеріалом є так звані волокна ZBLAN. Скло ZBLAN перевершує силікатне скло в плані пропускання інфрачервоного випромінювання (пропускає в діапазоні від 0,3 мкм до 7 мкм), але є більш крихким та чутливим до кислот. Легування ZBLAN *Tm*, *Ho*, *Ho/Pr*, *Dy* і *Er* забезпечує лазерну генерацію до 4 мкм.

Волокна, леговані ербієм *Er*, мають велике комерційне значення, оскільки вони використовуються як оптичні підсилювачі в сфері телекомунікації (довжина хвилі 1,55 мкм). Волокна, леговані тулієм, використовуються як оптичні підсилювачі в так званій “S-band” області з довжиною хвилі 1,46 і 1,53 мкм. Волоконні підсилювачі, що використовують комбінаційне розсіювання Рамана, є альтернативою з низьким рівнем шуму Раманівським лазерам. Волоконні лазери активно використовуються в технологіях мікрообробки матеріалів, нанотехнологіях, а також в хірургії ока та дерматології.

Газовими називаються лазери, в яких активним середовищем є газ, суміш декількох газів або суміш газу з парою металу [10]. Особливістю активного середовища, що знаходиться в газовій фазі, є його висока оптична однорідність, яка дозволяє застосовувати великі оптичні довжини резонатора і внаслідок цього отримувати високу спрямованість і монохроматичність випромінювання. Інша особливість такого активного середовища – його невелика щільність, внаслідок чого енергетичний спектр активних частинок (атомів, іонів, молекул) не спотворюється через взаємодію з сусідніми активними частинками. Тому енергетичні рівні у спектрі газів вузькі, що дозволяє зосередити енергію випромінювання газового лазера в декількох або

навіть одній модах. При відповідному виборі активного середовища в газових лазерах можна здійснити генерацію в будь-якій частині спектра – від ультрафіолетової ділянки ( $\lambda \sim 0,2$  мкм) до далекої інфрачервоної ділянки випромінювання ( $\lambda \sim 0,4$  мм). Перевагами газових лазерів є їх здатність працювати як в безперервному, так і в імпульсному режимах. Ці лазери характеризуються широким діапазоном потужностей випромінювання ( $\sim 100$  кВт) і високим ККД (1,5...15 %). Першими були створені газові лазери, що збуджуються електричним розрядом, направленим уздовж оптичної осі резонатора, та отримали назву газорозрядних. Розрізняють три типи газорозрядних лазерів, де як активні частинки використовують нейтральні атоми, іони і молекули газів. Механізми збудження цих частинок різні. Інверсія населеності рівнів у газорозрядних лазерах створюється в результаті проходження крізь активне газове середовище електричного струму. У лазерах на нейтральних атомах основним механізмом збудження є непружне зіткнення електрона з атомом (зіткнення 1-го роду). Цей механізм використовують для збудження атомів неону, аргону, криптону і ксенону, а також пари свинцю, марганцю, міді. Іншим важливим механізмом є резонансне збудження атомів – непружне зіткнення збуджених атомів одного газу з атомами іншого (зіткнення 2-го роду). Цей механізм ефективний тоді, коли енергія метастабільного рівня першого газу близька до енергії збудженого рівня атомів іншого газу. Характерним прикладом активного газового середовища, що збуджується таким чином, є суміш гелію з неоном.

Найбільш ефективним процесом збудження іонних лазерів безперервної дії є спустошення нижнього лазерного рівня за рахунок спонтанного випромінювання і зіткнення збуджених іонів із стінками кювети. Висока населеність верхнього лазерного рівня забезпечується в результаті зіткнення іонів з швидкими електронами у газовому розряді. Активною речовиною в іонному лазері може бути інертний газ: аргон ( $\lambda \sim 0,48$  мкм), криптон ( $\lambda \sim 0,56$  мкм), неон ( $\lambda \sim 0,23$  мкм;  $0,33$  мкм), пари різних хімічних елементів

(кадмію, цинку, йоду  $\lambda \sim 1,01$  мкм), а також іони фосфору ( $\lambda \sim 0,42$  мкм), сірки ( $\lambda \sim 0,53$  мкм), хлору ( $\lambda \sim 0,7$  мкм), бромю ( $\lambda \sim 2,8$  мкм) та інших елементів.

У молекулярних лазерах інверсія населеності відбувається під впливом різних процесів (зіткнень молекул з швидкими електронами, непружних зіткнень молекул різних газів в робочій суміші, дисоціації і ін.), які якісно подібні до процесів збудження на нейтральних газах. Найбільш поширеними робочими речовинами в молекулярних лазерах, що використовують енергію коливального та обертального стану, є азот і вуглекислий газ ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda \sim 10,6$  мкм) в суміші з азотом і гелієм.

Газові лазери можуть збуджуватися не тільки подовжнім електричним розрядом. Великі потужності випромінювання забезпечують газодинамічні, хімічні, електроіонізаційні і ТЕА-лазери («Transversely Excited, Atmospheric Pressure»), газові імпульсні лазери, що працюють при високому тиску і збуджувані поперечним електричним розрядом з густиною струму близько  $300 \text{ A/cm}^2$ .

Типовим лазером на нейтральних атомах є газорозрядний **гелій-неоновий (He-Ne) лазер**, в якому використовується суміш гелію і неону в співвідношенні приблизно 10:1–5:1, при загальному тиску в газорозрядній трубці близько 130 Па. He-Ne лазер випромінює у видимій області спектру, потужність випромінювання знаходиться в діапазоні від 1 мВт до декількох десятків мВт. Застосовується He-Ne лазер в оптичній метрології та голографії завдяки високій просторовій когерентності, стабільності потужності та довгому часу життя частинок на збудженому рівні. В багатьох застосунках, таких як сканери штрих-кодів, лазерні принтери, He-Ne лазер був витіснений більш компактними та ефективними діодними лазерами.

Схема енергетичних рівнів гелію та неону, важливих для генерації випромінювання, показано на Рис. 3.7. Лазерні переходи відбуваються в атомі неону, причому найбільш інтенсивні лінії – 633 нм, 1153 нм і 3391 нм.

Електронна конфігурація основного рівня неону виглядає наступним чином:  $1s^2 2s^2 2p^6$ , причому перша оболонка ( $n = 1$ ) і друга оболонка ( $n = 2$ ) повністю заповнені двома та вісьмома електронами відповідно.

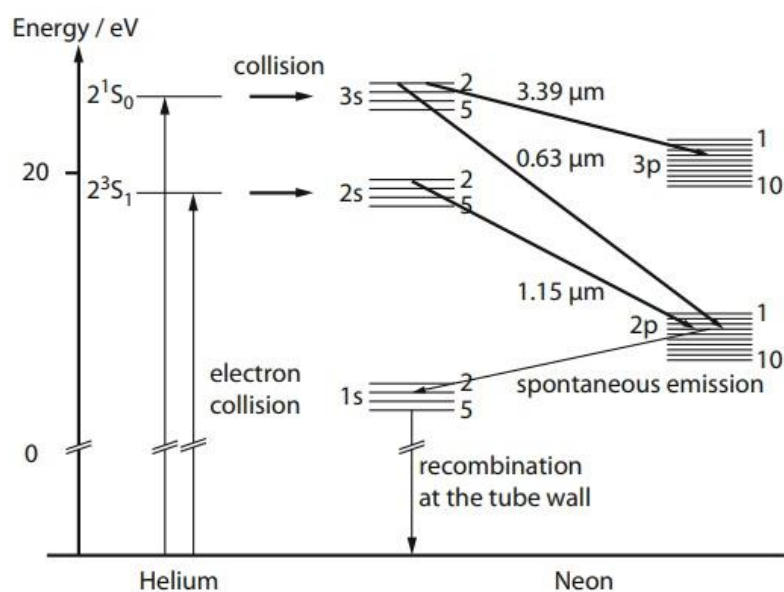
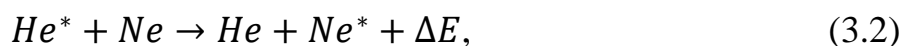


Рис. 3.7. Схеми енергетичних рівнів He-Ne лазера

Більш високі електронні стани виникають в результаті збудження валентного електрона на  $3s, 4s, 5s, \dots, 3p, 4p, \dots$  рівні, залишаючи  $1s^2 2s^2 2p^5$  конфігурацію атомного ядра. В LS схемі (Расела-Саундерса) енергетичні рівні неону описані одним електронним станом валентного електрона (наприклад  $5s$ ) а також вказано результуючий повний орбітальний кутовий момент  $L (= S, P, D, \dots)$ . В позначеннях  $S, P, D, \dots$  нижній індекс показує повний кутовий момент  $J$ , а верхній – мультиплетність  $2S + 1$ , наприклад  $5s^1 P_1$ . Також використовується феноменологічне позначення по Пашену. В даному випадку нумерація підрівнів збуджених електронних станів здійснюється від 2 до 5 (для  $s$ -станів) і від 1 до 10 (для  $p$ -станів).

Активне середовище He-Ne лазера – це суміш газів гелію і неону, до якої енергія подається у вигляді електричного розряду. Верхні лазерні рівні неону ( $2s$  і  $3s$  по Пашену) вибірково заселяються в результаті зіткнень з метастабільними атомами гелію ( $2^3S_1, 2^1S_0$ ). При цих зіткненнях відбувається не лише обмін кінетичною енергією, а і передача енергії збуджених атомів гелію атомам неону. Цей процес називається зіткненням другого роду:



де «\*» символізує збуджений стан. Різниця енергій між збудженим станом гелію і 2s-рівнем неону порядку  $\Delta E = 50$  меВ. При зіткненні надлишок енергії перетворюється в кінетичну енергію, яка потім розподіляється у вигляді тепла. Для 3s-рівня справедливі аналогічні умови. Така резонансна передача енергії від гелію неону є основним процесом при накачуванні для створення інверсії населеності.

У гелій-неоновому лазері робоча газова суміш знаходиться в газорозрядній трубці, довжина якої може досягати 0,2...1 м. Трубка виготовляється з високоякісного скла або кварцу. Потужність генерації істотно залежить від діаметра трубки. Збільшення діаметра веде до збільшення об'єму робочої суміші, що сприяє зростанню потужності генерації. Проте зі збільшенням діаметра трубки зменшується електронна «температура» плазми, що приводить до зменшення кількості електронів, здатних збуджувати атоми газів, що зрештою знижує потужність генерації. Для зменшення втрат торці газорозрядної трубки закриті плоскопаралельними пластинками, які розташовані під кутом Брюстера. В результаті для випромінювання, поляризованого в площині падіння, втрати у резонаторі мінімальні. Природно, що саме це плоскополяризоване випромінювання встановлюється в лазері і є переважаючим.

Найбільш перспективними є напівпровідникові лазери.

Найбільш важливі характеристики, які відрізняють напівпровідникові лазери від інших типів лазерів:

- ✓ невеликий розмір, від мікрометрів до міліметрів;
- ✓ функціонування при низькому інжекційному струмі та напрузі порядку 10 мА і 2 В для вихідної потужності 10 мВт;
- ✓ висока потужність до кількох кВт при збудженні високим струмом;
- ✓ високий ККД, до 80%;



- ✓ можливість прямої модуляції лазерного випромінювання через струм збудження з частотами до 25 ГГц, що важливо для передачі інформації по оптоволокну;
- ✓ невеликий діаметр пучка, що дозволяє напряду вводити випромінювання в оптоволокну при оптичній передачі інформації;
- ✓ висока ступінь інтеграції з електричними та оптичними компонентами;
- ✓ можливість масового виробництва з мінімальними затратами.

Серед недоліків в першу чергу варто виділити високу розбіжність пучка внаслідок невеликих розмірів резонатора. Однак це легко компенсується за допомогою спеціальних оптичних елементів. Крім того, недоліком є низька стабільність частоти. Але за допомогою спеціальних заходів можна збільшити довжину когерентності до 30 м, що дозволяє використовувати такі лазери для голографії. Однак основною сферою застосування залишається інформаційна та вимірювальна техніка.

Діодні лазери можна розділити на декілька груп:

- Лазери основані на III-V з'єднаннях такі як s GaAs, GaAlAs, InP, InGaAsP і GaSb. Дані лазери генерують випромінювання в жовтій, червоній та ближній інфрачервоній областях спектру в діапазоні довжин хвиль від 600 нм до 2200 нм. Можуть функціонувати як в неперервному так і в імпульсному режимах при кімнатній температурі. Використовуються в оптичному зв'язку, зберігання даних на CD, DVD та в обробці матеріалів.
- InGaN-лазери, що генерують випромінювання в зеленій, синій та ультрафіолетовій областях спектру. Їх бурхливий розвиток був викликаний застосування для оптичного зберігання інформації (Blu-ray), лазерних пікодисплеїв та автомобільних проєкційних дисплеїв. Крім того, дані лазери використовуються в спектроскопії та обробці матеріалів.
- Діодні лазери на солі свинцю. Генерують випромінювання в діапазоні довжин хвиль від 3 мкм до 30 мкм потужністю всього декілька мВт.

Вони можуть функціонувати лише при низьких температурах  $T < 200 \text{ K}$ . Застосовуються для спектроскопічних вимірювань, наприклад аналізу газів.

- Квантово-каскадні лазери (QCLs). Генерують випромінювання до 100 мкм і активно витісняють лазери на солі свинцю. КПД сягає 50%, але за умови криогенної роботи. Застосовуються для ТГц генерації та спектроскопії виявлення слідів газу, наприклад виявлення забруднення повітря.

Напівпровідникові шари, здатні до генерації лазерного випромінювання, реалізуються в різній формі:

- ✓ як гомоструктура;
- ✓ як гетероструктура;
- ✓ у вигляді квантових ям і квантових точок (quantum wells and quantum dots).

Ці шари в свою чергу використовуються для створення різних типів лазерів:

- лазери з краєвим випромінюванням:
  - хвилеводний лазер ребристої структури;
  - трапецеїдальні підсилювачі;
  - лазери зі зворотним зв'язком;
  - лазери з відбивачем Брегга;
  - широкосмугові лазери;
  - одномірні лазерні матриці (bars);
  - двомірні лазерні матриці (stacks).
- лазери з поверхневим випромінюванням (VCSELs).

Поряд з діодною реалізацією існують і напівпровідникові лазери, в яких збудження частинок відбувається в результаті оптичного накачування або шляхом бомбардування високоенергетичними електронами.

Специфіка процесів генерування випромінювання в напівпровідникових лазерах багато в чому обумовлена системою енергетичних рівнів напівпровідника. На відміну від окремих атомів і молекул, напівпровідникові кристали мають не вузькі енергетичні рівні, а широкі смуги – зони енергетичних станів.

У чистих бездомішкових напівпровідникових матеріалах отримати одночасну виродженість електронів і дірок практично неможливо. Якщо ввести в кристал певні домішки (типова концентрація  $> 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), які легко віддають електрони – донори (створюють рівні в забороненій зоні поблизу дна зони провідності), то можна створити напівпровідники *n*-типу. Так само можна створити напівпровідники *p*-типу, атоми яких легко приймають електрони – акцептори, створюючи енергетичні рівні поблизу верхнього краю валентної зони. Якщо з'єднати напівпровідники *p*- і *n*-типу, утвориться електронно-дірчастий (*p-n*) перехід, і прикласти зовнішню напругу, то відбудеться інжекція (вприскування) електронів з *n*-області і дірок з *p*-області в область електронно-дірчастого переходу (Рис. 3.8) [3], де вони рекомбінують. Вивільнена енергія випромінюється у вигляді фотонів. В лазерних діодах позитивний зворотний зв'язок зазвичай здійснюється за рахунок віддзеркалення від граней самого напівпровідникового кристала. Таким чином, випромінювання відбувається через напівпрозору грань кристалу.

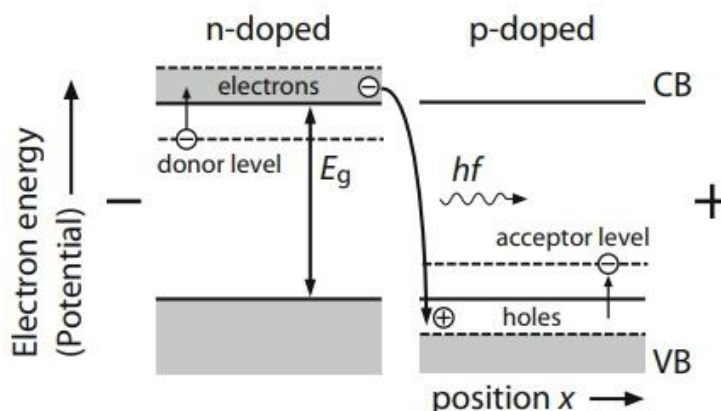


Рис. 3.8. Принцип діодного лазера

Енергетичні рівні неперервних зон заповнені електронами та дірками майже до рівня Фермі (квазі-Фермі)  $F_c$  і  $F_v$ . У випадку сильного легування рівні Фермі знаходяться прямо у відповідних зонах. Дифузія дірок в  $n$  область і електронів в  $p$  область буде відбуватись поки об'ємний заряд і відповідна різниця потенціалів  $V_D(E)$  достатні, щоб рівні Фермі  $F_c$  і  $F_v$  не співпадали.

$$V_D(E) \approx \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_1^2} \right), \quad (3.3)$$

де  $N_A$ ,  $N_D$  – щільність акцепторів і донорів в  $p$  і  $n$  області відповідно,  $n_1$  – щільність електронів в чистому напівпровіднику при температурі  $T$ ,  $k$  – стала Больцмана,  $e$  – елементарний заряд (заряд електрона).

Просторову залежність потенціалу  $V$  та щільність заряду  $\rho$  знаходимо із рівняння Пуасона:

$$-\partial^2 V / \partial x^2 = \rho / \varepsilon \varepsilon_0, \quad (3.4)$$

де  $\varepsilon_0$  – електрична стала,  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність.

При прикладенні напруги  $U$  в напрямку пропускання діода різниця потенціалів між двома енергетичними зонами зменшується. В результаті виникають потоки електронів та дірок в протилежних напрямках. Вільні електрони дрейфують в  $p$  область, а дірки – в  $n$  область. При чому електрони більш рухливі, тому випромінювання зазвичай виникає в  $p$  області. В результаті утворюється вузька зона з інверсією населеності (Рис. 3.9) [3].

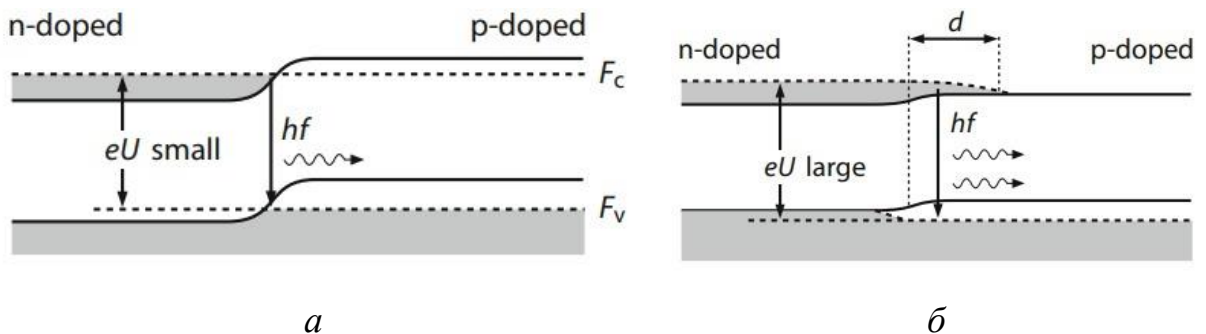


Рис. 3.9. Генерація випромінювання в діодному лазері: а – при низькій напрузі, б – при високій напрузі

Товщина  $d$ , в основному, залежить від постійної дифузії  $D$  електронів в  $p$  область та часу рекомбінації  $\tau$ :

$$d = \sqrt{D \cdot \tau}. \quad (3.5)$$

Для GaAs з  $D = 10 \text{ см}^2$  і  $\tau \approx 10^{-9} \text{ с}$  товщина  $d \approx 1 \text{ мкм}$ . Рекомбінація з випромінюванням фотонів, що виникає в так званій активній області, є основою лазерної генерації в напівпровідниках. В лазерах с гетероструктурою та квантовою ямою випромінююча зона має набагато менші розміри.

### 3.2. Методика розв'язання типових задач

**Задача 3.1.** Знайти максимальну енергію, яка може накопичуватись в кристалі після накачування рубінового лазера з концентрацією  $Cr = 0,05$  вагових %  $Cr_2O_3$ . Яка максимальна енергія в імпульсі при діаметрі кристалу  $d = 3$  мм та довжині  $l = 5$  см? Чому рівна пікова потужність імпульсу та інтенсивність при тривалості імпульсу 10 нс?

#### Розв'язання.

Легування 0,05 вагових відсотки  $Cr_2O_3$  відповідає концентрації хрому  $N_{Cr} = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Рубіновий лазер працює за трирівневою схемою, тому при повній інверсії населеності не більше половини атомів будуть приймати участь у формуванні лазерного імпульсу. Отже, максимальна енергія, згідно з (3.1) рівна:

$$E_S = 0,5 \cdot N_{Cr} h f = 0,5 \cdot N_{Cr} h \cdot c / \lambda$$

$$E_S = 0,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{0,694 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 2,3 \text{ Дж/см}^3$$

Енергія в імпульсі визначається за формулою:

$$E = E_S \cdot V,$$

де  $V$  – об'єм стрижня.

Об'єм стрижня лазера рівний:

$$V = l \pi d^2 / 4 = 5 \text{ см} \cdot \pi \cdot \frac{(0,3 \text{ см})^2}{4} = 0,35 \text{ см}^3.$$

Отже, енергія в імпульсі:

$$E = 2,3 \text{ Дж/см}^3 \cdot 0,35 \text{ см}^3 = 0,8 \text{ Дж}.$$

Пікова потужність в імпульсі згідно з (2.27) рівна:

$$P = \frac{E}{\tau} = \frac{0,8 \text{ Дж}}{10 \text{ нс}} = 80 \text{ МВт}.$$

Інтенсивність лазерного променя визначається за формулою:

$$I = \frac{P}{A} = \frac{P}{\pi d^2 / 4} = \frac{80 \cdot 10^6 \text{ Вт}}{\pi \cdot \frac{(0,3 \text{ см})^2}{4}} = 1,1 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2 = 1,1 \text{ ГВт/см}^2.$$

**Відповідь:** максимальна енергія  $E_S = 2,3 \text{ Дж/см}^3$ , максимальна енергія в імпульсі  $E = 0,8 \text{ Дж}$ , пікова потужність імпульсу  $P = 80 \text{ МВт}$ , інтенсивність лазерного променя  $I = 1,1 \text{ ГВт/см}^2$ .

**Задача 3.2.** Визначити порогову інверсію населеності для лазера на алюмоітрієвому гранаті легovanого неодимом. Дзеркала мають коефіцієнт відбиття  $R_1 = 1$  і  $R_2 = 0,8$ . Довжина стрижня  $5 \text{ см}$ . Ефективний поперечний переріз для вимушеного випромінювання  $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ .

**Розв'язання.**

Порогова інверсія визначається згідно з (1.45):

$$N_2 - N_1 = \frac{1 - RT}{\sigma d}.$$

Враховуючи (1.27) і  $T \approx 1$ , отримаємо

$$N_2 - N_1 = \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} T}{\sigma d} = \frac{1 - \sqrt{1 \cdot 0,8} \cdot 1}{3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \cdot 5 \text{ см}} = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

**Відповідь:** порогова інверсія  $N_2 - N_1 = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

**Задача 3.3.** Визначити квантову ефективність He-Ne лазера для червоної лінії ( $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ) в перерахунку на енергію збудження верхнього лазерного рівня  $W = 20 \text{ еВ}$ .

**Розв'язання.**

Квантова енергія червоного випромінювання визначається за формулою:

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 3,14 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,96 \text{ еВ}.$$

Квантова ефективність рівна:

$$\eta = \frac{hf}{W} = \frac{1,96 \text{ eV}}{20 \text{ eV}} = 10 \text{ \%}.$$

**Відповідь:** квантову ефективність  $\eta = 10 \text{ \%}$ .

**Задача 3.4.** Який коефіцієнт відбиття на межі GaAs-повітря? Як можна знизити даний коефіцієнт відбиття?

### Розв'язання.

Коефіцієнт відбиття визначається за формулою:

$$R = \left( \frac{n_{GaAs} - n_{\text{повітря}}}{n_{GaAs} + n_{\text{повітря}}} \right)^2 = \left( \frac{3,6 - 1}{3,6 + 1} \right)^2 \approx 32 \text{ \%}.$$

Коефіцієнт відбиття може бути зменшений за рахунок просвітлення четвертьхвильовим шаром з показником заломлення  $n = \sqrt{3,6} \approx 1,9$ .

**Відповідь:**  $R \approx 32 \text{ \%}$ , коефіцієнт відбиття може бути зменшений за рахунок просвітлення з показником заломлення  $n \approx 1,9$ .

### **3.3. Завдання для самостійної роботи**

1. Лінія  $R_1$  рубінового лазера має довжину хвилі 694,3 нм. Лінія  $R_2$  випромінюється при переході з рівня, який лежить вище на 29 см<sup>-1</sup>. Розрахувати довжину хвилі лінії  $R_2$ .
2. Імпульсний неодимовий лазер перетворює 1,5% енергії лампи-спалах в лазерне випромінювання. Розрахувати енергію в імпульсі, потужність імпульсу та середню потужність лазерного випромінювання при тривалості імпульсів 0,2 мс, енергії накачування 1 Дж та частоті слідування імпульсів 20 Гц. Визначити ті ж параметри в режимі модуляції добротності (без втрат), тривалість імпульсу 5 нс.



3. Визначити спектральну щільність для резонансної частоти ( $\omega \approx \omega_0$ ) рубінового лазера з урахуванням тривалості життя верхнього метастабільного рівня  $\tau = 10^{-3}$  с.
4. Розрахувати число мод, що генерує лазер на рубіні з показником заломлення  $n = 1,77$  активного середовища, довжиною хвилі  $\lambda = 694,3$  нм, довжина рубінового стержня  $l = 80$  мм.
5. Визначити кут розбіжності рубінового лазера з  $\lambda = 694,3$  нм і апертурним діаметром 1 см.
6. Визначити розбіжність He-Ne лазера ЛГН-208 при  $\lambda = 0,6328$  мкм, довжина резонатора 31,5 см, радіус дзеркала резонатора 56 мм, апертурний діаметр 1 см.
7. Визначити частоту моди випромінювання лазера на рубіні з показником заломлення  $n = 1,77$ , модовим числом  $m = 407892$  та довжиною рубінового стержня  $l = 80$  мм.
8. Який мінімальний коефіцієнт відбиття повинно мати вихідне дзеркало He-Ne лазера довжиною 20 см, що генерує зелену лінію?
9. Ефективний час життя на верхньому рівні лазера на парах міді – 10 нс, а на нижньому – від 10 до 100 пкс. Що можна сказати про властивості випромінювання такого лазера?
10. Діодний лазер має при температурі  $20^\circ\text{C}$  пороговий струм 10 мА. Характерна температура  $T_0 = 100^\circ\text{C}$ . Визначити пороговий струм при  $30^\circ\text{C}$ .
11. Діодний лазер з довжиною хвилі 750 нм має довжину 500 мкм при показнику заломлення  $n = 3$ . Ширина смуги підсилення 50 нм. Визначити частотний інтервал і максимальну кількість повздовжніх мод.
12. Для напівпровідникового лазера VCSEL із попереднього завдання буде лише одна повздовжня мода? Яким повинен бути коефіцієнт відбиття

дзеркал, щоб цей лазер почав генерувати випромінювання при  $g_0 = 100 \text{ см}^{-1}$ ?

13. Лазер на GaAlAs має наступні характеристики:  $\lambda = 780 \text{ нм}$ , оптична потужність  $P = 5 \text{ мВт}$  (на кожне вихідне вікно), пороговий струм  $I_{th} = 30 \text{ мА}$ , диференціальна квантова ефективність  $\eta = 25 \%$  (на вікно), послідовний опір  $R = 4 \text{ Ом}$ . Знайдіть електричну потужність  $P_e$ .  
Примітка: диференціальна квантова ефективність  $\eta = \frac{N_{\text{фотонів}}}{N_{\text{електронів}}} = \frac{e\lambda\Delta P}{hc\Delta I}$ , припускається, що напруга  $U_{th}$  (при  $I_{th}$ ) приблизно рівна міжзонному інтервалу.
14. Діодний лазер з довжиною хвилі  $800 \text{ нм}$  має випромінюючу поверхню розміром  $1 \text{ мкм}$  (в напрямку  $p$ - $n$  переходу, майже вісь) і  $5 \text{ мкм}$  (повільна вісь). Визначити відповідні кути розбіжності.
15. Чому дорівнює довжина хвилі другої гармоніки випромінювання рубінового лазера?

## ПРАКТИКУМ 4. РОЗРАХУНОК ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ДЛЯ РОБОТИ З ЛАЗЕРАМИ

### 4.1. Теоретичні положення

Проходження світлових променів через оптичні елементи можна з певним наближенням описати за допомогою законів геометричної оптики. Це є допустимим для некогерентних джерел випромінювання, для яких явищами інтерференції та дифракції можна знехтувати. Для лазерного ж випромінювання, особливо гаусового пучка, через високу когерентність та обмеженість діаметра, потрібно обов'язково враховувати дифракційні ефекти. Таким чином, на основі законів геометричної оптики, для гаусових пучків вводяться відповідні співвідношення.

#### Геометрична оптика

Лінза або лінзова система характеризується головними площинами  $H$  і  $H'$  та точками фокуса  $F$  і  $F'$  (Рис. 4.1) [3]. Якщо з обох сторін від лінзи знаходиться одне й те ж саме середовище, то задня фокусна відстань (в просторі зображень) і передня фокусна відстань (в просторі предметів) рівні  $f$ . Для тонкої лінзи головні площини  $H$  і  $H'$  співпадають з центром лінзи.

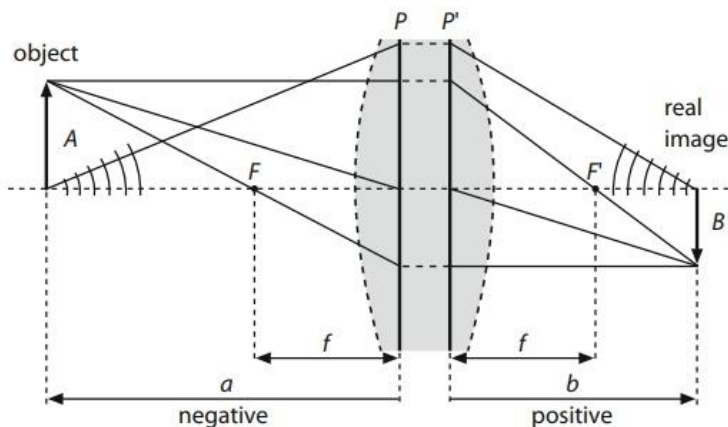


Рис. 4.1. Формування зображення лінзою на основі законів геометричної оптики

При цьому потрібно дотримуватись правил знаків [12]:

- горизонтальний відрізок має знак «+» (є позитивним), якщо з початкової точки відрізка до його кінцевої точки рух здійснюється зліва направо;

- горизонтальний відрізок має знак «-» (є негативним), якщо з початкової точки відрізка до його кінцевої точки рух здійснюється справа наліво;
- вертикальний відрізок має знак «+», якщо з початкової точки відрізка до його кінцевої точки рух здійснюється знизу догори;
- вертикальний відрізок має знак «-», якщо з початкової точки відрізка до його кінцевої точки рух здійснюється зверху вниз.

Положення зображення визначається за формулою Гауса:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} - \frac{1}{a} \text{ або } \frac{1}{b} = \frac{1}{a} + \frac{1}{f}. \quad (4.1)$$

Лінійне збільшення зображення:

$$\beta = \frac{B}{A} = \frac{b}{a}. \quad (4.2)$$

Формули (4.1) і (4.2) дозволяють розрахувати положення та розмір зображення.

### Перетворення гаусового пучка

Розглянемо проходження гаусового пучка через лінзу з фокусною відстанню  $f$ . Нехай ми маємо пучок з радіусом перетяжки  $\omega_0$  на відстані  $a$  від лінзи (Рис. 4.2). Потрібно знайти відповідні параметри перетвореного пучка  $\omega'_0$  та  $a'$ .

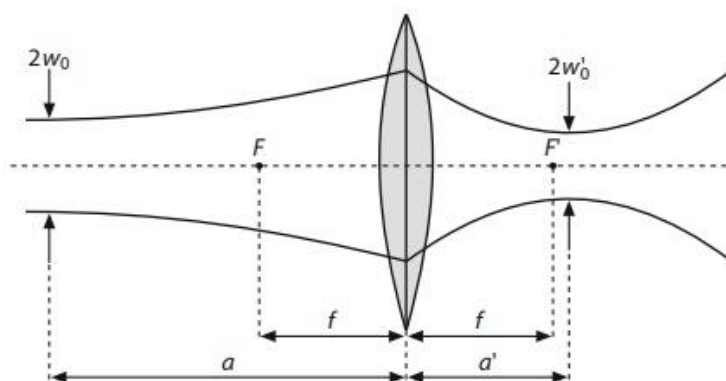


Рис. 4.2. Перетворення гаусового пучка при проходженні через лінзу

Лінза перетворює падаючу сферичну хвилю з радіусом кривизни  $R_1 = -a$  на сферичну хвилю, що проходить з радіусом  $R_2 = -b$ . Таким чином, із (4.1) маємо:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}. \quad (4.3)$$

Радіуси  $R$  є позитивними величинами для опуклих хвильових фронтів та негативними – для увігнутих. Оскільки радіус гаусового пучка  $\omega$  безпосередньо до і після лінзи (тонкої) залишається незмінним, то справедливе дане співвідношення:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f}, \quad (4.4)$$

де  $q_2, q_1$  – комплексні параметри пучка.

Комплексні параметри пучка  $q_1$  і  $q_2$  до та після лінзи знаходяться із релеєвських довжин  $z_R$  і  $z'_R$  та перетяжок пучка  $\omega_0$  і  $\omega'_0$ :

$$q_1 = a + iz_R, \quad q_2 = a' + iz'_R. \quad (4.5)$$

Із (4.4) та (4.5) знаходимо:

$$a' = -f + \frac{f^2(f-a)}{(f-a)^2 + z_R^2}, \quad (4.6)$$

$$\omega'_0 = \omega_0 f / \sqrt{(a-f)^2 + z_R^2}, \quad z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (4.7)$$

Якщо  $z_R$  є невеликою величиною порівняно з  $a - f$ , то отримаємо класичні формули (4.1) і (4.2) геометричної оптики.

Цікавий випадок виникає, коли перетяжка падаючого пучка співпадає з передньою фокальною площиною, тобто  $a = f$ . В такому випадку  $a' = -f$ , а  $\omega'_0 = \lambda f / \pi \omega_0$ . Тобто, перетяжка пучка за лінзою знаходиться в задній фокальній площині.

Для розрахунків часто використовують коефіцієнт повздовжнього збільшення:

$$\alpha = \frac{z'_R}{z_R} = \left(\frac{\Theta}{\Theta'}\right)^2 = \left(\frac{\omega'_0}{\omega_0}\right)^2 = \frac{f^2}{z_R^2 + (a-f)^2}. \quad (4.8)$$

Конфокальний параметр перетвореного пучка:

$$z'_R = \frac{\omega'_0}{\Theta'}. \quad (4.9)$$

### **Фокусування гаусового пучка**

Для багатьох сфер застосування важливо сфокусувати лазерний пучок в пляму якомога меншого розміру з радіусом  $\omega'_0$ . Для цього  $z_R$  і, згідно з (4.7),  $\omega_0$  повинні максимально можливі значення:

$$\omega'_0 = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0}. \quad (4.10)$$

Формула (4.10) зазвичай використовується для визначення радіуса перетяжки  $\omega'_0$  при фокусуванні лазерного пучка лінзою ( $z_R \gg a - f$ ).

Крім того, потрібно, щоб діаметр лазерного пучка  $2\omega_0$  не зрізався лінзою з діаметром  $D$  ( $\omega_0 < D/2$ ). Таким чином:

$$2\omega'_0 \geq \frac{4\lambda f}{\pi D}. \quad (4.11)$$

Отже, необхідно мати великі розміри вхідного пучка та лінзу великого діаметру для того, щоб отримати мінімальний діаметр сфокусованого пучка. Саме тому на практиці лазерний пучок спершу розширюють, а потім фокусують. Оскільки фокусна відстань  $f$  для двояко-увігнутої лінзи відповідає радіусу кривизни, то не може бути більшою за її діаметр, а, отже, мінімальний розмір пучка буде порядку довжини хвилі лазерного випромінювання  $\omega'_0 \geq 2\lambda/\pi$ . Конфокальний параметр розраховується згідно з (2.4).

### **Телескопічні системи та фільтри просторових частот**

Для розширення лазерного пучка застосовують телескопічні системи, які забезпечують ще і зменшення розбіжності, що є важливим при передачі лазерного випромінювання на великі відстані.

### Телескопічна система Кеплера.

Телескопічна система Кеплера складається з двох компонентів. Фокусна відстань  $f_1$  одного компонента (окуляра) є меншою за фокусну відстань  $f_2$  другого компонента (об'єктиву). Точки фокусів обох компонентів співпадають при фокусуванні на безкінечність (Рис. 4.3, а).

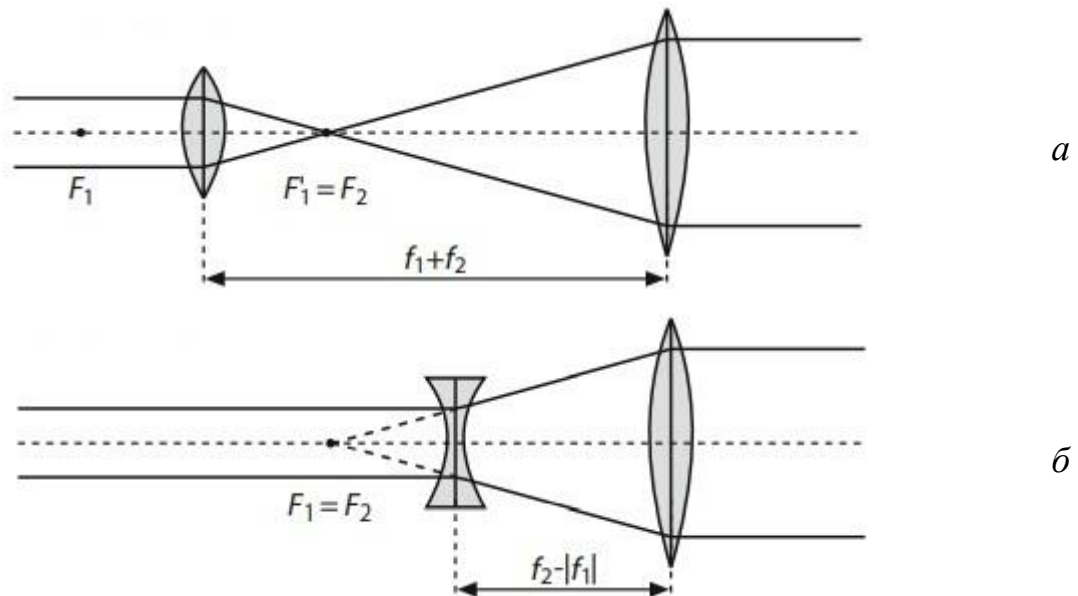


Рис. 4.3. Телескопічні системи: а – Кеплера; б – Галілея

Після телескопічної системи діаметр колімованого пучка розширюється від значення  $d$  до значення  $D$ . Згідно із законами геометричної оптики справедливим є:

$$D/d = f_2/f_1. \quad (4.12)$$

При більш точному описанні розширення пучків потрібно враховувати хвильову природу світла. Розширення гаусового пучка після проходження телескопічної системи показано на Рис. 4.4. Лазерний пучок з радіусом перетяжки  $\omega_{01}$  після лінзи 1 буде мати радіус перетяжки  $\omega'_{01} = \omega_{02}$  трохи далі точки фокуса. Лінза 2 (об'єктив) розширює пучок до радіуса  $\omega'_{02}$ . Вихідний пучок буде мати максимальний радіус, якщо проміжна перетяжка  $\omega'_{01} = \omega_{02}$  знаходиться в фокальній площині лінзи 2. В такому випадку перетяжка розширеного пучка буде в задній фокальній площині об'єктиву. Радіус перетяжки розширеного пучка буде рівний:

$$\omega'_{02} = \omega_{01} \frac{f_2}{f_1} \sqrt{((a - f_1)^2 + z_{R1}^2) / z_{R1}^2}. \quad (4.13)$$

Якщо радіус перетяжки  $\omega_{01}$  лазерного пучка знаходиться в фокальній площині  $F_1$  і при цьому  $F'_1 = F_2$ , то:

$$\omega'_{02} = \omega_{01} \frac{f_2}{f_1}, \quad a = f_1. \quad (4.14)$$

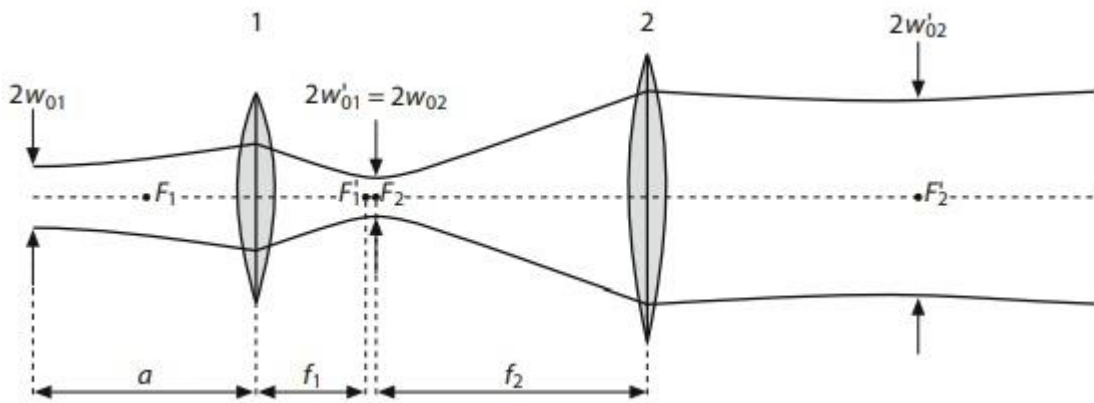


Рис. 4.4. Розширення гаусового пучка телескопічною системою

При збільшенні радіуса пучка розбіжність зменшується:

$$\theta_2 = \theta_1 \frac{f_1}{f_2}. \quad (4.15)$$

### Телескопічна система Галілея

При розширенні пучка за допомогою телескопічної системи Кеплера випромінювання фокусується першою лінзою, що може викликати високі флуктуації та призвести до електричного пробоя в повітрі. З такої точки зору особливо для лазерів високої потужності доцільно використовувати телескопічну систему Галілея (Рис. 4.3, б). В системі Галілея лінза 1 є увігнутою з від'ємною фокусною відстанню. У випадку співпадіння фокусів обох лінз застосовуються ті ж формули (4.14), (4.15), що і для системи Кеплера, з єдиним уточненням -  $f_1$  потрібно замінити на  $|f_1|$ .



## Фільтр просторових частот

Розподіл поля реального лазерного випромінювання дуже часто відрізняється від ідеального розподілу моди  $TEM_{00}$ . В результаті наявності пилу на шляху лазерного випромінювання чи подряпин оптичних компонентів виникають спотворення або модуляції розподілу поля в профілі пучка (Рис. 4.5). Так зване «очищення» лазерного пучка можна здійснити за допомогою фільтра просторових частот. Лазерний пучок фокусується лінзою в її фокальній площині. В фокусі розташовують точкову діафрагму з діаметром трохи більшого розміру за діаметр сфокусованого пучка. В результаті гаусовий пучок вільно проходить через діафрагму, а «паразитні» хвилі просторово відділяються від гаусового пучка та блокуються діафрагмою. Фільтр просторових частот часто поєднують із телескопічною системою Кеплера.

Більш точне описання принципу роботи фільтра просторових частот базується на Фур'є оптиці. В фокальній площині лінзи 1 утворюється спектр Фур'є або спектр просторових частот профілю падаючого пучка. Центральна частина профілю відповідає гаусовому пучку, а бокові частини відповідають більш високим просторовим частотам, які є результатом спотворень пучка. Тому такий фільтр ще називають низькочастотним фільтром.

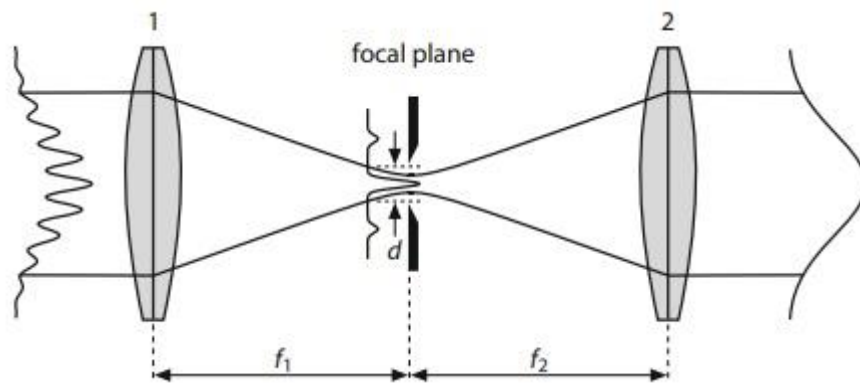


Рис. 4.5. Принцип просторового фільтру

Діаметр  $d$  діафрагми має бути більше діаметра перетяжки ідеального гаусового пучка:

$$d > 2\lambda f / \pi \omega, \quad (4.16)$$

де  $\omega$  – радіус падаючого пучка. З іншої сторони,  $d$  не може бути дуже великим, щоб бічні максимуми не проходили через діафрагму. Ця умова виконується, коли діаметр  $d$  менше за першу зону Френеля:

$$d < 2\sqrt{f\lambda}, \quad (4.17)$$

На практиці  $d$  обирають з максимально можливим значенням, щоб полегшити процес юстування. Типовим значенням для фільтру просторових частот в голографії є  $d \approx 40$  мкм, при цьому використовується об'єктив мікроскопа з фокусною відстанню  $f = 4$  мм.

### **Розповсюдження реальних лазерних пучків**

Лазерні пучки в ідеалі є гаусовими  $TEM_{00}$ -пучками. В реальності лазери генерують випромінювання зі складним розподілом інтенсивності. Для оцінки якості реальних пучків сучасні міжнародні стандарти використовують добуток параметрів пучка (BPP) і параметр поширення пучка ( $M^2$ ).

Розповсюдження ідеального гаусового пучка визначається радіусом перетяжки  $\omega_0$  та довжиною хвилі  $\lambda$ . На великих відстанях від перетяжки ( $z \gg z_R$ ) радіус пучка збільшується лінійно зі збільшенням  $z$  і розбіжність пучка визначається згідно з (2.8):

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}. \quad (4.18)$$

Для визначення якості лазерного пучка зазвичай в лазерній фізиці використовується добуток параметрів пучка (BPP – beam parameter product). Добуток параметрів пучка визначається як добуток радіуса пучка в перетяжці на половину кута розбіжності:

$$BPP = \theta \cdot \omega_0. \quad (4.19)$$

Одиницею вимірювання BPP параметру є (мм·мрад). Добуток параметрів пучка залежить лише від довжини хвилі гаусового пучка  $BPP = \lambda/\pi$ . В

літературі ще можна зустріти назву стала перетворення пучка [13], це і є ВРР параметр в англійській літературі.

В реальних лазерних пучках як радіус в перетяжці  $\omega_0$ , так і кут розбіжності в  $M$ -раз більше, ніж у гаусового пучка. Тобто, добуток параметрів пучка буде мати вигляд:

$$\theta \cdot \omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi}, \quad (4.20)$$

де  $M^2$  – параметр поширення пучка. Параметр поширення пучка дорівнює одиниці для гаусового пучка ( $M^2 = 1$ ) і є більшим за одиницю для реальних лазерних пучків ( $M^2 > 1$ ).

Величину, обернено пропорційну  $M^2$ , називають показник поширення пучка або показник якості пучка  $K$ :

$$K = \frac{1}{M^2}. \quad (4.21)$$

Для стійкого резонатора цей показник визначається співвідношенням:

$$K = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\omega_0 \theta}. \quad (4.22)$$

На ррис. 4.6 показано розповсюдження дифракційно-обмеженого пучка та реального пучка при однаковій позиції та розмірі пучка в перетяжці.

Якщо ж маємо два лазерних пучка однакового діаметру  $D$ , але з різними значеннями  $M^2$ , які фокусуються однією і тією самою лінзою (з фокусною відстанню  $f$ ), то пучок з більшим значенням  $M^2$  сфокусується в пучок з більшим радіусом перетяжки та більшою розбіжністю. А, отже, вираз (4.11), що визначає найменший розмір сфокусованого пучка набуде вигляду:

$$2\omega'_0 \geq M^2 \frac{4\lambda f}{\pi D}. \quad (4.23)$$

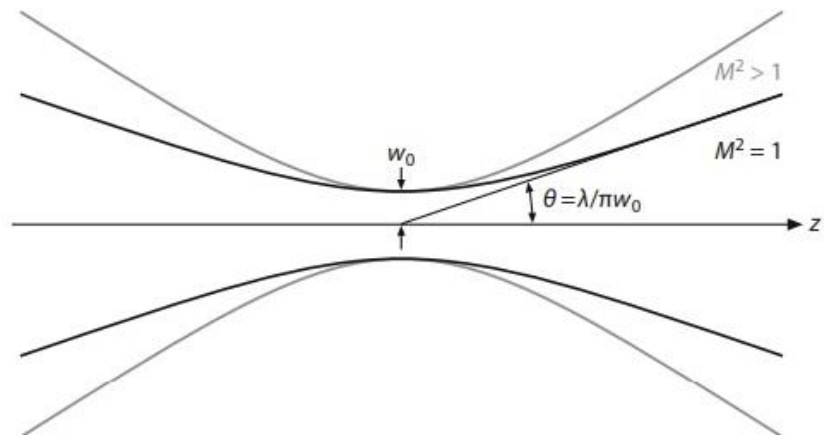


Рис. 4.6. Розповсюдження лазерних пучків з  $M^2 = 1$  та  $M^2 > 1$  при однаковому діаметрі перетяжки

Таким чином, найменший діаметр сфокусованого пучка змінюється зі зміною параметру поширення пучка  $M^2$ .

## 4.2. Методика розв'язання типових задач

**Задача 4.1.** Лінза з фокусною відстанню  $f = 0,5$  м знаходиться на відстані 0,2 м від перетяжки лазерного пучка ( $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад). Знайти параметри сформованого лінзою пучка.

### Розв'язання.

Знаходимо конфокальний параметр пучка згідно з (2.8):

$$z_R = \frac{\omega_0}{\theta} = \frac{1,65 \cdot 10^{-3} \text{ м}}{1,12 \cdot 10^{-3} \text{ рад}} = 1,47 \text{ м.}$$

Радіус пучка в перетяжці за лінзою визначаємо згідно з (4.7):

$$\omega'_0 = \omega_0 f / \sqrt{(a-f)^2 + z_R^2},$$
$$\omega'_0 = \frac{\frac{1}{2} \cdot 1,65 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot 0,5 \text{ м}}{\sqrt{(0,2 \text{ м} - 0,5 \text{ м})^2 + (1,47 \text{ м})^2}} = 2,749 \cdot 10^{-4} \text{ м}$$

Діаметр перетяжки сформованого пучка рівний:

$$2\omega'_0 = 2 \cdot 2,749 \cdot 10^{-4} \text{ м} \approx 0,55 \text{ мм}$$

Згідно з (4.8) знайдемо коефіцієнт повздовжнього збільшення:

$$\alpha = \frac{f^2}{z_R^2 + (a-f)^2} = \frac{(0,5 \text{ м})^2}{(1,47 \text{ м})^2 + (0,2 \text{ м} - 0,5 \text{ м})^2} = 0,111.$$

Конфокальний параметр сформованого пучка згідно з (4.8) рівний:

$$z'_R = z_R \cdot \alpha = 1,47 \text{ м} \cdot 0,111 = 0,163 \text{ м.}$$

Кут розбіжності сформованого пучка знаходимо згідно з (4.9):

$$2\theta' = \frac{2\theta}{\sqrt{\alpha}} = \frac{1,12 \cdot 10^{-3} \text{ рад}}{\sqrt{0,111}} = 0,003 \text{ рад.}$$

**Відповідь:** діаметр перетяжки сформованого пучка  $2\omega'_0 = 0,55$  мм, кут розбіжності сформованого пучка  $2\theta' = 0,003$  рад, конфокальний параметр сформованого пучка  $z'_R = 0,163$  м.

**Задача 4.2.** Знайти розміри пучка, який формує телескопічна система ( $f_1 = 3$  см,  $f_2 = 30$  см). Вхідний пучок з параметрами  $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад розташований на відстані 10 см від телескопічної системи.

**Розв'язання.**

Знаходимо конфокальний параметр пучка згідно з (2.8):

$$z_R = \frac{\omega_0}{\theta} = \frac{1,65 \cdot 10^{-3} \text{ м}}{1,12 \cdot 10^{-3} \text{ рад}} = 1,47 \text{ м} = 147 \text{ см.}$$

Радіус перетяжки сформованого пучка знаходимо згідно з (4.13):

$$\omega'_{02} = \omega_{01} \frac{f_2}{f_1} \sqrt{((a - f_1)^2 + z_{R1}^2) / z_{R1}^2},$$

$$2\omega'_{02} = 1,65 \text{ мм} \frac{30 \text{ см}}{3 \text{ см}} \sqrt{\frac{((10 \text{ см} - 3 \text{ см})^2 + (147 \text{ см})^2)}{(147 \text{ см})^2}} = 16,5 \text{ мм}$$

**Відповідь:** діаметр перетяжки сформованого пучка  $2\omega'_{02} = 16,5$  мм.

**4.3. Завдання для самостійної роботи**

1. Визначити розмір сфокусованого на сітківці ока пучка Ar лазера та щільність потужності при потужності лазерного випромінювання 1 Вт ( $f_{\text{ока}} = 25$  мм,  $\lambda = 488$  нм).
2. Пучок CO<sub>2</sub> лазера (діаметр 10 мм, TEM<sub>00</sub> мода, генерація в неперервному режимі, потужність 1 кВт) фокусується лінзою ( $f = 15$  см). Розрахувати в фокусі діаметр пучка, середню щільність потужності та глибину різкості.
3. Розрахуйте оптичну систему для He-Ne лазера, у якого пучок розширюється з 0,7 см до 2 см. Як змінилася б система для твердотільного лазера з модуляцією добротності?

4. Розрахуйте для He-Ne лазера (діаметр пучка 1 мм) діаметр діафрагми для фільтра просторових частот, який використовується з об'єктивом зі збільшенням 40х.
5. Лінза з фокусною відстанню  $f = 0,5$  м знаходиться на відстані 0,2 м від перетяжки лазерного пучка ( $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад). Знайти діаметр пучка на відстані 1 м за лінзою.
6. Лазерний пучок ( $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад) сфокусувати таким чином, щоб діаметр сфокусованого пучка  $2\omega'_0 = 22,8$  мкм.
7. Лазерний пучок ( $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад) сфокусувати таким чином, щоб його розбіжність становила  $2\theta' = 0,2 \cdot 10^{-3}$  рад.
8. За допомогою лінзи ( $f = 50$  мм) потрібно отримати пучок з мінімальним радіусом на відстані 100 мм від неї  $2\omega_0 = 10$  мм,  $2\theta = 8,7 \cdot 10^{-3}$  рад.
9. Лазерний пучок ( $2\omega_0 = 1,65$  мм,  $2\theta = 1,12 \cdot 10^{-3}$  рад) сфокусувати таким чином, щоб діаметр перетяжки став  $2\omega'_0 = 10$  мкм на відстані 30 мм від лінзи.
10. Відстань від плоского дзеркала лазера ( $2\omega_0 = 1$  см,  $2\theta = 8,7 \cdot 10^{-3}$  рад) до мішені становить 3 м, товщина мішені – 10 см. Розрахувати параметри пучка, який необхідно отримати, щоб розрізати мішень. Знайти параметри фокусувальної лінзи.
11. Лазерний пучок із довжиною хвилі 0,69 мкм і діаметром перетяжки 1,8 мм попадає на об'єктив з фокусною відстанню  $f = 5$  мм, що розташований на відстані 1 м. Знайти параметри перетвореного пучка.

## ПРАКТИКУМ 5. ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРІВ

### 5.1. Теоретичні положення

#### 5.1.1. Фізика взаємодії лазерного випромінювання з прозорими та непрозорими матеріалами

Коли лазерний промінь попадає на метал чи інший матеріал, енергія випромінювання поглинається і метал нагрівається. В залежності від кількості поглинутої енергії та часу взаємодії матеріал може плавитися та випаровуватися. Ці теплові процеси успішно використовуються для обробки різних матеріалів табл. 5.1.

Таблиця 5.1  
Фізичні процеси при лазерній обробці матеріалів

|               |   |
|---------------|---|
| Нагрівання    | Закалювання, модифікація поверхні   |
| Плавлення     | Зварювання, легування   |
| Випаровування | Свердління, маркування, різка, нанесення покриття   |
| Переваги      | Виготовлення деталей будь-якої форми<br>Обробка твердих матеріалів<br>Відсутність зношування інструменту<br>Можливість мікрообробки<br>Гнучке управління завдяки оптичним волокнам<br>Застосування автоматизованих систем |
| Недоліки      | Висока вартість<br>Наявність ряду особливих вимог до конструкції та матеріалів. Спеціальні умови експлуатації   |

При застосуванні лазерного випромінювання для обробки матеріалів потрібно адаптувати щільність потужності та тривалість впливу в залежності від бажаного ефекту (Рис. 5.1) [3]. При низькій щільності потужності та тривалому часу опромінення великий об'єм речовини нагрівається на основі теплопровідності. При високій щільності потужності та короткому часі опромінення матеріал нагрівається тільки в зоні падаючого лазерного променя і втрати внаслідок теплопровідності не такі суттєві.

Глибина проникнення  $d$  може бути виражена через тривалість імпульсу  $\tau$ :



$$d \approx \sqrt{4\alpha\tau}, \quad (5.1)$$

де  $\alpha$  – температуропровідність матеріалу, що опромінюється.

Температуропровідність визначається за формулою:

$$\alpha = \frac{k}{c_p \rho}, \quad (5.2)$$

$k$  – теплопровідність матеріалу, що опромінюється,  $c_p$  – питома теплоємність,  $\rho$  – щільність. Для сталі з 1% вуглецю при  $\alpha = 0,12 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$  глибина проникнення  $d \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 1 \text{ мкм}$ . Глибина оптичного проникнення лазерного випромінювання в метали (обернена показнику поглинання) порядку  $10^{-6} \text{ см} = 10 \text{ нм}$ .

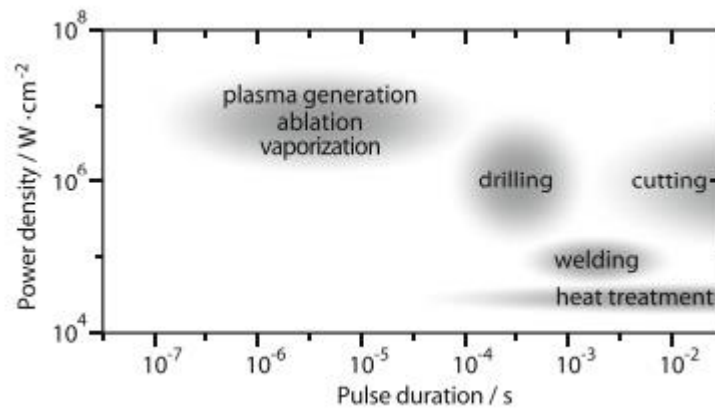


Рис. 5.1. Типові значення щільності потужності та тривалості імпульсів для різних процесів лазерної обробки матеріалів: plasma generation – генерація плазми; ablation – абляція; vaporization – випаровування; drilling – свердління; cutting – різання; welding – зварювання; heat treatment – термічна обробка

Скло та напівпровідники характеризуються слабким поглинанням у видимій та ближній інфрачервоній області спектру, що дозволяє застосовувати випромінювання низької інтенсивності. При високих інтенсивностях виникають багатофотонні процеси, що призводить до нелінійного поглинання і зменшення глибини проникнення до кількох нанометрів. Таким чином, пікосекундні та фемтосекундні лазери з високою піковою потужністю в імпульсі застосовуються для точної абляції, свердління та різання прозорих матеріалів.

В основному, для різання, зварювання та свердління середніх та великих заготовок використовуються CO<sub>2</sub> лазери.

За допомогою твердотільних лазерів здійснюється мікрообробка, наприклад свердління отворів діаметром в декілька мікрометрів, виготовлення і обробка інтегральних електронних схем, підлаштування електричних резисторів, зварювання струмопровідних доріжок на друкованих платах електронних приладів.

Для обробки матеріалів стали активно використовуватись діодні лазери, твердотільні лазери з діодним накачуванням та волоконні лазери. Вони є особливими в тому плані, що випромінювання з довжиною хвилі порядку 1 мкм може передаватися по кварцовому волокну. Це забезпечує гнучке управління лазерним променем та прямий зв'язок з промисловим роботом. Крім того, ефективність перетворення електричної енергії в оптичну набагато вище в діодних лазерів та твердотільних лазерів з діодним накачуванням, ніж у CO<sub>2</sub> лазера.

Більшість лазерних технологій оснований на тепловій дії випромінювання, тобто передбачається нагрівання об'єкта до заданої температури [14]. Температура  $T$ , до якої нагрівається об'єкт, визначається щільністю поглинутої потужності випромінювання  $q$ . В свою чергу  $q$  залежить від поглинальної здатності об'єкта  $A$ , потужності випромінювання  $P_0$  і її розподілу по поверхні  $S$ , що опромінюється. При рівномірному розподілі щільності потужності в межах зони опромінення маємо:

$$q = P_0 A / S. \quad (5.3)$$

Нагрівання тіла під дією випромінювання описується диференціальним рівнянням теплопровідності, яке при сильному поглинанні випромінювання, має вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (5.4)$$

де  $t$  – час,  $x, y, z$  – декартова система координат, що пов'язана з об'єктом, що опромінюється.

Гранична умова на поверхні задає дію поверхневого джерела:

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q(x, y, t), \quad (5.5)$$

де  $q = q_0(1 - R)$ ,  $q_0$  – щільність потужності падаючого випромінювання,  $R$  – коефіцієнт відбиття поверхні, вісь  $z$  перпендикулярна поверхні і направлена вглибину матеріалу.

Якщо розміри об'єкта, що нагрівається досить великі ( $l_x, l_y, l_z \gg \sqrt{a\tau}$ ), на практиці  $\geq 1$  мм для металів при  $\tau = 10^{-3}$  с, його можна вважати напівбезкінечним середовищем:

$$T|_{x\pm\infty} = T|_{y\pm\infty} = T|_{z=\infty} = T_s, \quad (5.6)$$

де  $T_s$  – початкова температура ( $T|_{t=0} = T_s$ ).

Таким чином, із розв'язку рівняння теплопровідності в кожному конкретному випадку можна знайти зв'язок температури об'єкта, що опромінюється  $T(x, y, z, t)$ , з щільністю потужності лазерного випромінювання  $q_0$ . Це дозволяє ввести поняття порогового значення щільності потужності випромінювання – такого, при якому температура поверхні тіла в центрі опроміненої області до моменту припинення дії випромінювання досягає заданого значення.

При розрахунку порогових значень щільності потужності випромінювання зручно використовувати формулу, що визначає максимальну температуру об'єкта при його нагріванні лазерним випромінюванням (на поверхні об'єкта в центрі опроміненої зони у вигляді круга радіуса  $r_0$  в момент закінчення впливу). Дану формулу отримуємо при рішенні системи рівнянь (5.4)-(5.6) для випадку постійної в часі та по площі опроміненої зони:

$$T = \frac{2q_0(1-R)\sqrt{a\tau}}{k} \left( \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i \operatorname{erfc} \frac{r_0}{2\sqrt{a\tau}} \right) + T_s. \quad (5.7)$$

Вираз (5.7) має два часткові випадки:

➤ при  $r_0 \gg \sqrt{a\tau}$  (імпульсне нагрівання):

$$T = \frac{2q_0(1-R)\sqrt{a\tau}}{k\sqrt{\pi}} + T_s, \quad (5.8)$$

➤ при  $r_0 \ll \sqrt{a\tau}$  (стаціонарний режим нагрівання):

$$T = \frac{q_0(1-R)r_0}{k} + T_s, \quad (5.9)$$

Тривалість впливу випромінювання визначає температуру об'єкта, що нагрівається, темп нагрівання і охолодження, величину температурних градієнтів і розміри прогрітих шарів в матеріалі. При використанні імпульсних лазерів тривалість впливу визначається тривалістю імпульсу випромінювання  $\tau$ . Тривалість дії лазерів, які працюють в безперервному режимі, залежить від швидкості сканування  $V_{scan}$  лазерного пучка по поверхні матеріалу:

$$\tau = \frac{2r_0}{V_{scan}}. \quad (5.10)$$

Розбіжність лазерного пучка  $\Theta$  визначає можливість його фокусування. Мінімальний розмір пучка в фокусі визначається формулою, що слідує із геометричної оптики телецентричних пучків:

$$d_0 = 2\Theta f, \quad (5.11)$$

де  $2\Theta$  – повний кут розбіжності лазерного пучка,  $f$  – фокусна відстань оптичної системи.

### 5.1.2. Лазерні мікротехнології

Лазерна мікрообробка, основана на видаленні матеріалу, включає в себе процеси свердління отворів, різання, а також гравірування та маркування. Основним механізмом видалення матеріалу є його випаровування і витіснення

розплаву із зони опромінення під впливом тиску парів або зовнішніх механічних сил.

Початкова стадія **процесу свердління** може бути описана моделлю поверхневого випаровування речовини. Вважаючи, що вся енергія витрачається на випаровування  $L_v$ , отримаємо швидкість росту циліндричного отвору з діаметром рівним діаметру світлового пучка  $d_0$  та глибиною  $h$ :

$$V = \frac{q}{L_v}, \quad (5.12)$$

де  $V = h/\tau$  ( $\tau$  – тривалість впливу).

Із (5.12) слідує, що глибина отвору  $h$  зростає лінійно з часом, а діаметр  $d$  залишається постійним. Експериментальні дані підтверджують дану модель для початкової стадії процесу руйнування, коли  $h(t) < d(t)$ . Після цього ріст отвору в глибину уповільнюється, а його діаметр починає збільшуватись. На цій стадії утворення отвору потрібно враховувати рух розплаву і взаємне розташування поверхні матеріалу та сфокусованого лазерного пучка.

Згідно з найбільш розповсюдженою моделлю, при фокусуванні випромінювання нижче передньої поверхні зразка, в матеріалі утворюється лунка, профіль якої близький до циліндричного. Зміна розмірів лунки з часом відбувається таким чином, що її радіус  $r(t)$  та глибина  $h(t)$  пов'язані між собою рівнянням:

$$r(t) = r_0 + tgyh(t). \quad (5.13)$$

Припускаючи, що матеріал з дна лунки тільки випаровується, а зі стінок виходить у вигляді розплаву, при чому обидва процеси є квазістаціонарними, отримаємо рівняння енергетичного балансу в лунці (нехтуємо температурною залежністю теплоти випаровування та екрануванням поверхні продуктами руйнування):

$$P(t)dt = \rho L_v \pi r^2(t)dh + \rho L_m 2\pi r(t)h(t)dr, \quad (5.14)$$

де  $P(t)$  – поточне значення поглинутої потужності випромінювання,  $L_m$  – питома теплота плавлення матеріалу (на одиницю об'єму).

В результаті розв'язку системи (5.13)-(5.14) для  $P = \text{const}$  і  $L_v \gg L_m$ , отримаємо:

$$h = \sqrt[3]{\left(\frac{r_0}{tg\gamma}\right)^3 + \frac{3Pt}{\pi tg^2\gamma \cdot \rho L_v}} - \frac{r_0}{tg\gamma}, \quad (5.15)$$

$$r = \sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3Pt \cdot tg\gamma}{\pi \rho L_v}}. \quad (5.16)$$

Аналіз (5.15) і (5.16) дозволяє зробити висновок, що на початковій стадії процесу утворення лунки ( $h \ll r_0$ ) її глибина росте лінійно з часом за рахунок випаровування матеріалу по площі світлової плями, а діаметр майже не змінюється. З часом швидкість росту лунки в глибину уповільнюється, в граничному випадку ( $t \rightarrow \infty$ ) її глибина та радіус ростуть пропорційно  $t^{1/3}$ , тобто форма лунки не змінюється. Такий режим квазістаціонарного утворення лунки встановлюється при  $q = 10^7 - 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> при тривалості імпульсу  $\tau = 1$  мс.

При заданих значеннях  $h$  і  $r$  параметри режиму обробки (зазвичай енергія випромінювання та фокусна відстань оптичної системи) визначаються із балансу енергії та геометричних співвідношень (в залежності від відношення  $h/r$ ).

Умови фокусування значною мірою впливають на профіль лунки. При обробці пучком променів, що сходяться, характерною є конічна форма лунки, при обробці пучком променів, що розходяться, – циліндрична. Зі збільшенням відстані між площиною фокусування та поверхнею матеріалу збільшується радіус лунки та зменшується її глибина.

Для підвищення точності та якості свердління отворів застосовують наступні методи:

- ✓ застосування імпульсу певної форми та структури;

- ✓ застосування проєкційної оптичної системи;
- ✓ застосування багатоімпульсного методу обробки. При цьому лунка росте в глибину за рахунок пошарового випаровування матеріалу кожним імпульсом. Кінцева глибина отвору визначається сумарною енергією серії імпульсів (у формулі (5.15)  $Pt = W = \sum_{i=1}^n W_i$ , де  $n$  – кількість імпульсів,  $W_i$  – енергія  $i$ -го імпульсу), а радіус отвору – усередненими параметрами окремого імпульсу (у формулі (5.16)  $Pt = W = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n W_i$ ). Багатоімпульсний режим застосовується для точних або максимально глибоких отворів. Таким є режим обробки серією коротких імпульсів тривалістю мкс або нс;
- ✓ застосування систем автоматичного регулювання фокусу. Відбувається відносне переміщення оптичної системи перед кожним імпульсом на величину рівну товщині випареного протягом попереднього імпульсу шару.

**Лазерне різання** основане на тепловій дії випромінювання. Характерною особливістю є те, що нагрівання відбувається під впливом джерела тепла, що рухається. В залежності від величини  $\frac{V_{scan}r_0}{\alpha}$  ( $V_{scan}$  – швидкість сканування лазерним пучком поверхні матеріалу,  $r_0$  – радіус опроміненої ділянки,  $\alpha$  – температуропровідність матеріалу) джерело можна вважати таким, що рухається швидко чи таким, що рухається повільно. При лазерному різанні металів та напівпровідників з швидкістю  $V_{scan} \leq 1$  см/с та розмірі опроміненої ділянки  $r_0 \leq 0,5$  мм джерело зазвичай вважають таким, що рухається повільно і температура в центрі опроміненої області визначається за формулою:

$$T \approx \frac{q_0(1-R)r_0}{k} \left(1 - \frac{V_{scan}r_0}{4\alpha}\right) + T_s, \quad (5.17)$$

В даному випадку внаслідок великої теплопровідності матеріалу температура поверхні може залежати і від товщини матеріалу  $h$ , якщо час  $2r_0/u_0$  буде

більше часу теплопровідного прогріву зразка  $h^2/\alpha$ , тобто при  $h < (2\alpha r_0/u_0)^{\frac{1}{2}}$ . Для випадку, коли за рахунок теплопровідності температура в центрі зони опромінення стає однаковою по товщині пластини, маємо:

$$T \approx \frac{qr_0^2}{2kh} \ln \frac{2,25}{r_0 V_{scan}}. \quad (5.18)$$

При лазерному різанні діелектричних матеріалів чи металевих плівок на діелектричній підкладці джерело випромінювання є таким, що рухається швидко, і температура в найбільш нагрітій точці визначається:

$$T \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q_0(1-R)}{k} \sqrt{\frac{2\alpha r_0}{V_{scan}}} + T_s. \quad (5.19)$$

Якщо лазер працює в імпульсному режимі, генерує серію імпульсів тривалістю  $\tau$  з частотою слідування імпульсів  $f_p$ , то при тривалості імпульсу  $\tau < 0,1 r_0/V_{scan}$  імпульсне джерело можна розглядати як нерухоме (це є справедливим для випадків  $V_{scan} < 1$  см/с і  $r_0 > 10$  мкм). По закінченню чергового імпульсу матеріал починає оходжуватись, і якщо частота слідування імпульсів  $f_p < \alpha/30r_0^2$ , то накопичення тепла від імпульсу до імпульсу не відбувається, а, отже, результат впливу залежить лише від енергетичних параметрів окремого імпульсу.

В мікроелектроніці широко використовується **лазерна обробка нанесених на підкладку тонких плівок**.

Фізичні механізми дії лазерного випромінювання на тонкі плівки багато в чому аналогічні дії випромінювання на товсті матеріали, але є й певні особливості. Особливості поглинання лазерного випромінювання в плівці та перетворення променевої енергії в теплову пов'язані з тим, що довжина вільного пробігу електрона  $l_e$  в матеріалі плівки співмірна з її товщиною. Оскільки електрон віддає свою енергію ґратці на відстані  $\approx 100l_e$ , просторовий розподіл теплоти по товщині плівки майже рівномірний. Таке



припущення є прийнятним для більшості поглинаючих плівок товщиною до 5 мкм.

Специфіка лазерного нагрівання плівок пов'язана з тим, що плівка на підкладці є двокомпонентною системою. Температура плівки в середині опроміненої області досить великого розміру  $r_0$  ( $r_0 \gg \sqrt{\alpha_1 t}$ ) може бути визначена в результаті рішення системи двох диференціальних рівнянь теплопровідності (для плівки та підкладки) з відповідними граничними та початковими умовами:

$$T_1 = \frac{q_0 A_1 \sqrt{\alpha_2 t}}{k_2} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} + \psi [\exp(\psi^{-2}) \operatorname{erfc}(\psi^{-1}) - 1] \right\} + T_s, \quad (5.20)$$

де  $\psi$  – визначає інтенсивність тепловідводу із плівки в підкладку,  $\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-u^2} du$  – додатковий інтеграл імовірності, індекс «1» відноситься до плівки, «2» – до підкладки. Комплекс  $\psi$  визначається за формулою:

$$\psi = \frac{\rho_1 c_1 h}{\rho_2 c_2 \sqrt{\alpha_2 t}}. \quad (5.21)$$

Фізична суть  $\psi$  полягає в тому, дана величина характеризує відношення кількості тепла в плівці до кількості тепла запасеного в прогрітому шарі підкладки. При  $\psi \gg 1$  (теповідвід в підкладку невеликий, характерний масштаб часу для металевих плівок і діелектричних підкладок  $t < 10^{-7}$  с) плівка нагрівається як адіабатично ізольована, і вираз (5.20) набуває вигляду:

$$T_1 = \frac{q_0 A_1 t}{\rho_1 c_1 h} + T_s. \quad (5.22)$$

При  $\psi \ll 1$  (нагрівання плівки в основному визначається теплопровідністю підкладки, а оптичні характеристики плівки впливають лише на кількість поглинутої енергії,  $t > 10^{-4}$  с):

$$T_1 = \frac{2q_0 A_1 \sqrt{\alpha_2 t}}{k_2 \sqrt{\pi}} + T_s. \quad (5.23)$$

### 5.1.3. Технології лазерної обробки

Лазерне випромінювання є ефективним інструментом в інженерній поверхні, який дозволяє значно розширити можливості управління якістю поверхневих шарів різних конструкційних матеріалів, створювати на їх поверхнях нові композиційні матеріали з наперед заданими властивостями, проводити формоутворення виробів складної просторової форми шляхом пошарового їх вирощування з порошкових матеріалів, згинати, витягати тонколистові матеріали за рахунок локальної зміни їх напруженого стану та інше. Наприклад, останнє можна використовувати для підвищення жорсткості тонколистових, в тому числі і ажурних конструкцій.

Розглянемо технологічні процеси зміцнення та зварювання. Фізичною основою цих процесів є явища нагрівання та плавлення.

Особливості застосування лазерної термічної обробки визначаються специфікою лазерного нагрівання матеріалів. Так, високі швидкості нагрівання поверхні та її охолодження забезпечують ефективне термічне зміцнення поверхні при нагріванні вище температури загартування, а великі значення температури та її градієнтів в зоні лазерної дії полегшують дифузію легуючих елементів в матеріал, що підлягає термічній обробці.

Основною метою **лазерного загартування** є підвищення твердості та зносостійкості матеріалів в результаті зміни їх структури. Швидке охолодження поверхні матеріалу за рахунок теплопровідності (з швидкістю порядку  $10^8$  К/с) після припинення дії лазерного випромінювання призводить до підвищення твердості приповерхневих шарів в результаті структурних змін. Загартування здійснюють як неперервним, так і імпульсним лазерним випромінюванням. Для термічного зміцнення заданої області поверхні використовують сканування лазерного пучка по поверхні або переміщення деталі, що обробляється. Температуру нагрівання поверхні та глибину прогрівання можна регулювати шляхом зміни потужності лазерного випромінювання, ступеня його фокусування та тривалості впливу або ж

швидкості переміщення пучка по поверхні матеріалу. Глибину загартованого шару можна кількісно оцінити із виразу для розподілу температури в матеріалі при рівномірному опроміненні його поверхні. Для матеріалу, який сильно поглинає (наприклад, металу), за умови, що розмір опроміненої області  $r_0$  набагато більше товщини прогрітого шару ( $r_0 \gg \sqrt{\alpha\tau}$ ), маємо:

$$T(x, t) = \frac{2q_0(1-R)\sqrt{\alpha t}}{k} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} + T_s, \quad (5.24)$$

де  $q_0$  – щільність потужності падаючого випромінювання,  $R$  – коефіцієнт відбиття,  $T_s$  – початкова температура матеріалу,  $t$  – час від початку опромінення, вісь  $x$  направлена вглиб матеріалу перпендикулярно його поверхні ( $x = 0$  відповідає поверхні).

Вираз (5.24) дозволяє також визначити швидкість нагрівання та градієнт температури в матеріалі.

Після завершення дії випромінювання ( $t \geq \tau$ ) розподіл температури визначається за формулою:

$$T(x, t) = (T_0 - T_s) \sqrt{\frac{\pi}{\tau}} \left[ \sqrt{t} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} - (\sqrt{t - \tau}) \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha(t - \tau)}} \right], \quad (5.25)$$

де  $T_0$  – температура поверхні в момент закінчення дії випромінювання. Вираз (5.25) дозволяє визначити швидкість охолодження матеріалу.

Загартування може проводитися як в твердій фазі,  $T < T_m$ , так і через розплав, при  $T > T_m$  ( $T_m$  – температура плавлення матеріалу). Глибина загартованого шару  $h_s$  в першому випадку обмежена нагріванням поверхні до  $T_m$ , а в другому випадку,  $h_l$ , – до  $T_b$ , тобто  $h_l > h_s$ . Проте при загартуванні в твердій фазі зберігається початкова якість поверхні деталі, а при загартуванні з рідкої фази вона погіршується через конвекцію та тиск віддачі.

Можливий ще один вид лазерного загартування – ударне загартування. Воно відбувається при випаровуванні з поверхні деталі попередньо нанесеного тонкого шару матеріалу, що має низьку температуру

випаровування, за рахунок ударного впливу тиску віддачі парів на нагрітий матеріал.

Іншим напрямком лазерної термічної обробки є лазерне легування. Лазерне поверхнєве легування здійснюється шляхом введення в задані ділянки поверхні різних компонентів, які, змішуючись з матеріалом основи, утворюють тверді розчини, хімічні сполуки або композиції необхідного складу. При цьому обов'язковою умовою є збереження в оброблених лазером ділянках поверхонь значної кількості матеріалу основи.

Одна з поширених технологічних схем процесу лазерного легування – це оплавлення певних ділянок матеріалу основи і подача в утворений розплав легуючих елементів. Легуючі елементи можуть вводитися в розплав з попередньо нанесеного шару, з газового або рідинного навколишнього середовища, інжекцією (вдмухуванням) в розплав порошкових легуючих елементів транспортуючим газом. Легуючі елементи у ванні розплаву завдяки виникненню гідродинамічних потоків, обумовлених розподілом температур, механічно перемішуються з матеріалом основи. Паралельно в розплаві протікають і дифузійні процеси. Лазерне легування застосовується для додання певним ділянкам поверхонь виробів комплексу властивостей: високої твердості, корозійної стійкості, опірності зношування, теплостійкості і т. д.

**Лазерне зварювання.** Лазерне зварювання має ряд переваг порівняно з більшістю інших методів.

Висока щільність потужності випромінювання забезпечує можливість зварювання тугоплавких матеріалів (вольфрам, тантал, молібден) та матеріалів, що мають високу теплопровідність (мідь, срібло). Локальність та короткий час лазерного впливу дозволяють зварювати деталі малої товщини (~10 мкм) та малих розмірів. Велике значення мають також безконтактність дії та можливість зварювання в прозорому газовому чи рідкому середовищі.

Основний процес, що лежить в основі лазерного зварювання, – це плавлення під дією лазерного випромінювання. При цьому можливість зварювання визначається, в першу чергу, матеріалом.

При лазерному зварюванні металів світловий пучок, який отримують в результаті фокусування лазерного випромінювання на поверхні деталей, що підлягають зварюванню, є поверхневим джерелом нагрівання, оскільки випромінювання поглинається тонким поверхневим шаром товщиною в декілька сотих долей мікрона. При значеннях щільності потужності випромінювання недостатніх для інтенсивного випаровування ( $q \approx 10^5 - 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при тривалості впливу  $\tau \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  с) передача тепла в глибину матеріалів, які зварюють, відбувається в основному за рахунок теплопровідності. При цьому форма зони проплавлення близька до кульового сегменту (теплопровідний режим).

Якщо щільність потужності випромінювання достатня для випаровування матеріалу з поверхні зразка (це зазвичай і відбувається при лазерному зварюванні) поверхня зварювальної ванни прогинається під дією тиску пари. При відносно невеликій щільності потужності випромінювання поверхневий натяг розплавленого металу перевищує силу тиску парів, що перешкоджає виплеску розплаву, тобто:

$$P_{\sigma} = \frac{\sigma}{h_m/2} > P_p, \quad (5.26)$$

де  $h_m$  – товщина розплавленого шару,  $h_m/2$  – радіус кривизни на краю зони розплаву. При цьому після завершення дії випромінювання розплавлений метал заповнює утворене заглиблення, але глибина проплавлення збільшується порівняно з нагрівом без помітного випаровування. Форма зони проплавлення близька до конічної (зварювання прогином).

При збільшенні щільності потужності випромінювання до величини  $q \approx 5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> в зварювальній ванні утворюється вузький глибокий отвір, метал із якого частково випаровується, частково витісняється до периферії зони впливу під дією тиску пари. При цьому після завершення дії випромінювання отвір заповнюється розплавом із периферійної частини зони впливу, де інтенсивність випромінювання була недостатньою для

випаровування розплаву (режим «кинджального» або глибокого проплавлення).

Оцінка глибини проплавлення при зварюванні за відсутності випаровування може бути отримана при вирішенні крайової задачі теплопровідності одномірного нагріву матеріалу (5.24).

Зварювання може бути точковим або шовним. Точкове зварювання ефективно використовується в мікроелектронній технології при зварюванні проводів, приварювання дротів до контактних майданчиків та тонких плівок, зварюванні тонких пластин. Шовне зварювання здійснюється за допомогою лазерів, що працюють в неперервному режимі та в імпульсно-частотному режимі методом перекриття зон впливу.

Швидкість шовного імпульсного зварювання визначається діаметром зварних точок  $d$ , коефіцієнтом їх перекриття  $p$  і частотою слідування імпульсів  $f_p$ :

$$V = f_p d (1 - p). \quad (5.27)$$

При заданому коефіцієнті перекриття, від якого залежить якість шва, збільшення швидкості зварювання може бути досягнуто за рахунок збільшення діаметру світлового пучка або його видовження вздовж шва. Через обмеження, що накладаються теплопровідністю, високі швидкості зварювання можливі лише для тонких деталей.

#### **5.1.4. Обробка даних та оптичний зв'язок**

Крім обробки матеріалів лазери активно використовуються в електронних пристроях для читання і запису інформації, оптичного зв'язку, пристроях для зчитування штрих-кодів, лазерних принтерах, лазерних дисплеях, лазерних шоу, в проєктах зі збереження пам'яток мистецтв та архітектури.

Принцип, за яким працюють оптичні диски (CD, DVD чи Blu-Ray), використовується давно. Дані на цих носіях зберігаються у вигляді тонкої спіральної доріжки, нанесеної на спеціальний захищений шар диска, яка складається з мікроскопічних заглиблень або темних ділянок і проміжків між ними. Ці поглиблення (темні ділянки) називаються пітами (англ. pit – поглиблення), а проміжки – лендами (англ. land – простір). Під збільшенням їх можна роздивитися. Глибина пітів CD диску становить 0,1 мкм, ширина  $\sim 0,6$  мкм. Довжина піта коливається від 0,83 мкм до 3,5 мкм. Ямки скануються сфокусованим діодним лазерним променем, що є безконтактним процесом без зношування.

Двійкова інформація (логічний нуль або логічна одиниця) безпосередньо не кодується у вигляді пітів і лендів. Натомість зміна з піта на ленд або навпаки представляє логічну одиницю, тоді як відсутність змін вказує на послідовність логічних нулів (Рис. 5.2). Коли сфокусований лазерний промінь падає на ленд, він відбивається від плоскої поверхні та детектується фотодетектором. Проте, якщо промінь розташований над краєм піту, частина світла відбивається від дна піту, а решта відбивається від рівня за межами піту. Глибина піту становить  $\lambda/4$  довжини хвилі лазера, щоб різниця ходу двох частин променя становила  $\lambda/2$ . Отже, деструктивна інтерференція виникає на переході між пітом та лендом, що призводить до зниження сигналу на фотодетекторі.

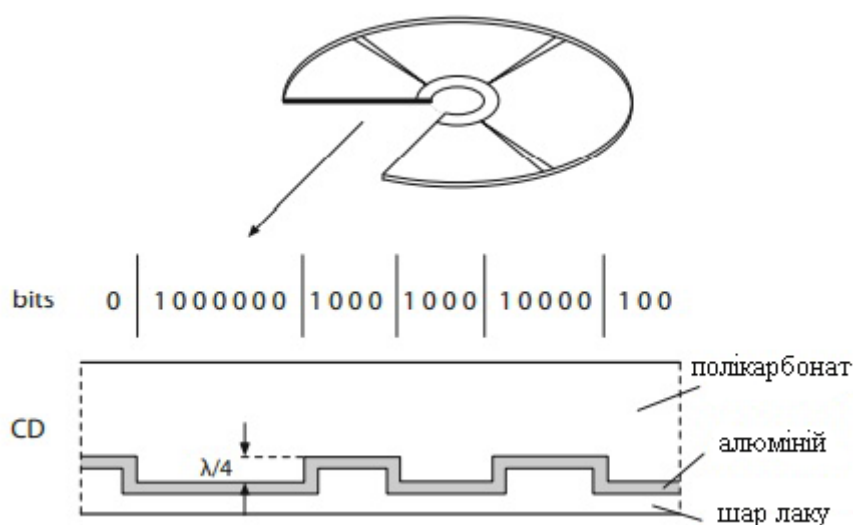


Рис. 5.2. Шарова структура компакт диску

Послідовність високої та низької інтенсивності перетворюється на цифровий сигнал, що складається з нулів і одиниць. Потім його можна декодувати, посилити і, у випадку аудіо компакт-диска, подати в динамік для відтворення звуку.

Для зчитування компакт дисків використовуються діодні лазери потужністю до 1 мВт. Лазери AlGaAs з довжиною хвилі 780 нм і лазери AlGaInP з довжиною хвилі 650 нм використовуються для формату CD і DVD, короткохвильові лазерні діоди на основі GaN, які випромінюють 405 нм, включені в пристрої Blu-ray. Коротша довжина хвилі дозволяє зменшити довжину піту з 0,83 мкм (CD) і 0,4 мкм (DVD) до 0,15 мкм, таким чином дозволяючи зберігати більше інформації в одній області. CD та DVD-диски мають ємність лише 0,65 Гбайт та від 5 до 17 Гбайт відповідно, залежно від формату даних. В цей час звичайні диски Blu-ray містять 25 Гбайт на шар, а двошарові диски – 50 Гбайт. Ultra-High-Definition Blu-ray диски ємністю 100 Гбайт, які підтримують 4K відео з роздільною здатністю 3840×2160 пікселів і дуже широким спектром кольорів, прийшли на зміну звичайному формату Blu-ray.

Лазери використовуються не лише для читання, але й для виготовлення оптичних запам'ятовуючих пристроїв. Короткохвильові твердотільні лазери використовуються в процесі виготовлення, де світлочутливий матеріал (фоторезист) вибірково освітлюється для створення бажаного паттерна пітів на чистому компакт-диску (запис лазерним променем). Фоточутливий шар експонується на диску, що обертається, в такт цифровій інформації, яка поступає. Після хімічного проявлення та травлення в засвічених місцях утворюються заглиблення. На наступних технологічних етапах виготовляється матриця та пресуються CD-заготовки із полікарбонату товщиною 0,5 мм з піт-структурою. Полікарбонатний шар металізований і захищений від пошкоджень шаром лаку товщиною 5-10 мкм. Таким чином, подряпини, пил або відбитки пальців на поверхні не заважають відтворенню



так сильно, як ті, що знаходяться в площині ямки, на яку фокусується лазерний промінь. На поверхні підкладки із полікарбонату пучок розходить і, отже, на нього лише незначно впливають втрати на розсіювання, внесені дрібними частинками пилу.

Попередньо друквані компакт-диски, як показано на Рис. 5.2, є носіями, призначеними лише для читання (CD-ROM). Структура шарів CD-R, який можна записати один раз і прочитати довільну кількість разів, показана на Рис. 5.3. Нижня сторона полікарбонатного шару, на яку направляється лазерний промінь, є плоскою та гладкою, а верхня сторона містить спіральну канавку, яка служить для юстування лазерного променя під час запису та зчитування інформації.

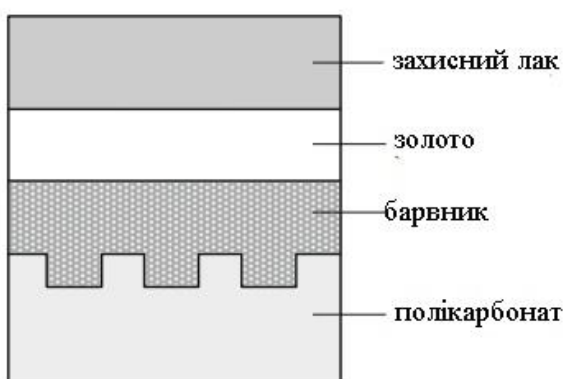


Рис. 5.3. Шарова структура CD-R

Сторона попередньої канавки покрита тонким шаром органічного барвника, після чого наноситься відбиваючий металевий шар (срібло, срібний сплав або золото) і захисне лакове покриття. Запис здійснюється напівпровідниковим лазером набагато більшої потужності ( $>10$  мВт), ніж лазер для зчитування, який нагріває («спалює») барвник, створюючи послідовність вигорілих і невипалених плям. Переходи між вигорілими та невигорілими ділянками розпізнаються зчитуючим лазером завдяки різним характеристикам відбиття та поглинання подібно до пітів та лендів копійованих ROM-дисків.

У перезаписуваних оптичних дисках (CD-RW) інформаційний шар складається з фазозмінної плівки металевого сплаву, наприклад зроблений з GeSbTe, яка нагрівається пишучим лазером. Локальне нагрівання в точці експозиції викликає зміну фази з кристалічного стану в аморфний і навпаки, що контролюється температурою горіння пишучого лазера. Швидке охолодження досягається шарами діелектрика з обох сторін металевого сплаву. Аморфні ділянки відбивають світло зчитуючого лазера з меншою інтенсивністю, ніж кристалічні області, що дозволяє зареєструвати перехід між двома станами. Таким чином, дані можуть бути стерті та перезаписані до 1000 разів.

Ера CD та DVD підходить до кінця. Незважаючи на набагато більші можливості зберігання, технологія (UHD) Blu-ray стикається з сильною конкуренцією з боку послуги відео на замовлення (video-on-demand services) та твердотільних сховищ (solid-state storage devices).

Цифрова передача даних стала важливою і невід'ємною частиною сучасного світу. Системи оптичного зв'язку зазвичай складаються з передавача, який кодує послання в оптичний сигнал, оптоволокна, по якому передається сигнал до місця призначення, та приймача, який відновлює інформацію з отриманого оптичного сигналу (Рис. 5.4).



Рис. 5.4. Оптичний зв'язок

Передача інформації по волоконно-оптичним лініям зв'язку може здійснюватися на великі відстані. Інформація «приєднується» до світла шляхом відповідної модуляції. Перевагою таких систем є висока пропускна здатність. Об'єднання в кабелі 10 (інколи навіть до 100) оптоволокон дозволяє одночасно транслювати більш ніж 1000 телевізійних каналів.

В якості передавача в системах оптичного зв'язку використовуються напівпровідникові лазери. Вони є ключовим компонентом широкосмугових систем зв'язку.

Лазери з краєвим випромінюванням, наприклад лазерні діоди Фабрі-Перо, зазвичай використовуються для передачі даних на невеликі відстані з невеликими швидкостями. Лазери зі зворотним зв'язком використовуються для передачі даних на великі відстані. Найбільшу ефективність порівняно з лазерами з краєвим випромінюванням та лазерами зі зворотним зв'язком демонструють VCSELs лазери. Однак максимальна потужність в одномодовому режимі нижча, тому потрібні підсилювачі для збільшення потужності. Таким чином, багатомодові VCSELs, що випромінюють з довжиною хвилі 850 мкм, в основному застосовуються в системах зв'язку для передачі даних на невеликі відстані (<100 м) та середні відстані (<1000 м). Це такі системи як Gigabit Ethernet та Fibre Channel, де передача даних відбувається з частотою до 100 Гбіт/с.

Лазери також використовуються для передачі інформації в системах без оптоволокна, наприклад обмін інформацією між супутниками або між супутником та Землею. Також використовуються в безпілотних автомобілях та літаках. Працюють такі системи на безпечній для ока людини довжині хвилі  $\lambda = 1,5$  мкм. На відстанях до кількох кілометрів при помірних частотах передачі даних замість лазерів можуть використовуватись LED діоди.

### **5.1.5. Голографія**

Голографія – це метод запису та відтворення інформації хвильових полів; отримання об'ємних зображень. Для отримання голограми на фотопластинку одночасно направляються два когерентних світлових пучки – предметний (відбитий від об'єкта чи розсіяний ним) та опорний (проходить безпосередньо від лазера). На відміну від фотографії, голограма містить

інформацію не лише про амплітуду, а й про фазу предметної хвилі. Зазвичай голограма не схожа на об'єкт, але при відповідному освітленні з неї може бути відновлена предметна хвиля, в результаті чого виходить об'ємне зображення об'єкта.

Слід уточнити, що реєстрація швидкості зміни фази інтерференційних смуг у просторі, а не самої по собі фази, надає голограмі властивості відновлювати об'ємне зображення [15].

Схематично процес запису голограми показано на Рис. 5.5, а.

Для математичного описання голографічного процесу напруженість електричного поля об'єктної та опорної хвиль записують у вигляді рівняння:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} E_0(x, y, z) \exp[i2\pi(ft + \varphi(x, y, z))] + c. c., \quad (5.28)$$

де  $f$  – частота,  $E_0$  – амплітуда,  $\varphi$  – фаза. Амплітуда  $E_0$  і фаза  $\varphi$  можуть бути об'єднані в комплексну амплітуду  $A$ :

$$A = (E_0/2) \exp(i2\pi\varphi). \quad (5.29)$$

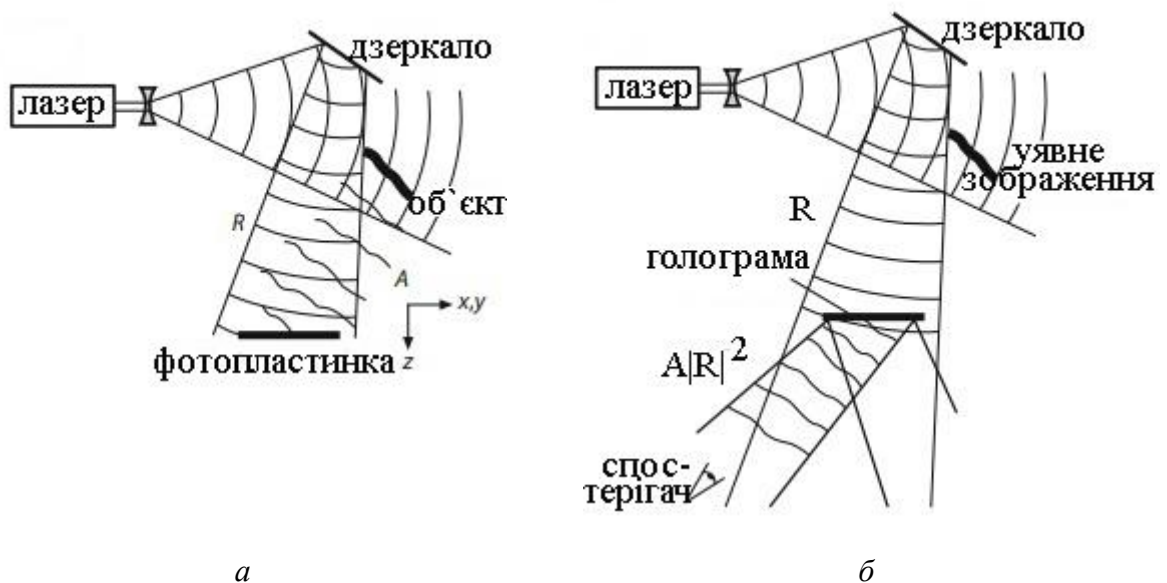


Рис. 5.5. Голографія: а – схема запису голограми; б – відновлення голограми

Враховуючи (5.29) амплітуди  $E_{A,R}^0(x, y, z)$  і фази  $\varphi_{A,R}(x, y, z)$  можуть бути об'єднані в комплексну амплітуду об'єктної та опорної хвиль:

$$A = (E_A^0/2)\exp(i2\pi\varphi_A), \quad (5.30)$$

$$R = (E_R^0/2)\exp(i2\pi\varphi_R). \quad (5.31)$$

Інтенсивність накладених хвиль на фотопластинці ( $z = 0$ ) рівна  $|A(x, y, 0) + R(x, y, 0)|^2$ . Освітлення фотопластинки викликає амплітудну модуляцію  $t(x, y)$ , яка приблизно пропорційна інтенсивності та часу експозиції:

$$t(x, y) \propto |A + R|^2 = |A|^2 + |R|^2 + AR^* + A^*R, \quad (5.32)$$

де  $A^*$  і  $R^*$  – комплексно-спряжені амплітуди. Інформація про амплітуду і фазу об'єктної хвилі зберігається в інтерференційному доданку  $A(x, y, 0) \cdot R^*(x, y, 0)$  та  $A^*(x, y, 0) \cdot R(x, y, 0)$ . Експонована фотопластинка і є голограмою.

Якщо освітити голограму хвилею ідентичною опорній  $R$ , то відбувається відновлення поля об'єктної хвилі. Амплітуда поля за голограмою:

$$Rt(x, y) \propto |A + R|^2 = R(|A|^2 + |R|^2) + A|R|^2 + A^*R^2. \quad (5.33)$$

Якщо інтенсивність  $|R|^2$  опорної хвилі постійна в площині голограми, то доданок  $A|R|^2$  в (5.33) описує амплітуду поля, що є ідентичною об'єктній хвилі  $A(x, y, 0)$ . Таким чином, відновлена хвиля, що виходить з голограми, є копією об'єктної хвилі  $A(x, y, z)$ .

Комплексний хвилевий фронт визначається в усьому просторі, якщо амплітуда і фаза хвилевого фронту відомі в одній площині. Інші доданки в (5.33) описують додаткові хвилі, що виникають за голограмою, але вони розповсюджуються в іншому напрямку, ніж відновлена об'єктна хвиля. Спостерігач чи камера, розташовані у відновленій об'єктній хвилі, отримують точно таку ж картину, яку б бачили дивлячись безпосередньо на об'єкт.

Дане описання стосується амплітудних голограм. Амплітудними називають голограми, які спричиняють чисто амплітудну модуляцію зчитуючої хвилі. В таких голограмах поглинання, залежить від величини

експозиції у функції просторових координат. Окрім амплітудних широко розповсюджені фазові голограми. Фазовими називаються голограми, які здійснюють чисто фазову модуляцію зчитуючої хвилі, тобто поглинання відсутнє, або, ширше, постійне по площині голограми. Такі голограми прозорі, як звичайне безбарвне (віконне) скло. Експонування інтерференційним полем реєструючих середовищ, призначених для запису фазових голограм, призводить не до виникнення просторово неоднорідного розподілу почорніння, а до зміни інших параметрів середовища, наприклад, показника заломлення.

Під дією експозиції від точки до точки може змінюватись показник заломлення емульсії. Такі голограми називаються рефракційними. Дифракція зчитуючого пучка відбувається на неоднорідностях показника заломлення. Від експозиції може залежати і товщина реєструючого шару. Такі голограми називаються рельєфно-фазовими, оскільки дифракція відбувається на поверхневому рельєфі. Рефракційні та рельєфно-фазові голограми володіють подібними зображуючими властивостями. Як і будь-яка амплітудна голограма, фазова голограма завжди відновлює позитивне зображення, яке формується в області геометричної тіні зчитуючого пучка. У більшості фазових середовищ реалізуються обидва механізми фазової модуляції. Проте на низьких просторових частотах (до  $100 \text{ мм}^{-1}$ ), що відповідають малим опорним кутам – кутам сходження опорної та об'єктної хвиль, – переважає рельєфно-фазова модуляція, а на високих просторових частотах (більше  $500 \text{ мм}^{-1}$ ) – рефракційна.

Рельєфні голограми широко використовуються на кредитних картках, банкнотах, паспортах, ID картах та інших документах для ідентифікації особистості.

### **5.1.6. Контроль та метрологічне забезпечення лазерних технологій**

Вимоги до лазерної апаратури та безпечної роботи з нею регламентуються державними стандартами. Так, згідно з наказом № 466 від 21.12.2019 Державного підприємства "Український науково-дослідний і навчальний центр проблем стандартизації, сертифікації та якості" ухвалено прийняти національні стандарти, гармонізовані з європейськими та міжнародними стандартами, методом перекладу з наданням чинності з 01 січня 2021 року:

- ✓ ДСТУ EN 60825-1:2019 (EN 60825-1:2014, IDT; IEC 60825-1:2014, IDT) Безпека лазерних виробів. Частина 1. Класифікація обладнання та вимоги - На заміну ДСТУ EN 60825-1:2016 (EN 60825-1:2014, IDT);
- ✓ ДСТУ EN ISO 11554:2019 (EN ISO 11554:2017, IDT; ISO 11554:2017, IDT) Оптика та оптичні прилади. Лазери та лазерна апаратура. Методи випробування потужності, енергії та часових характеристик лазерного пучка - На заміну ДСТУ EN ISO 11554:2018 (EN ISO 11554:2017, IDT; ISO 11554:2017, IDT).

## 5.2. Методика розв'язання типових задач

**Задача 5.1.** Визначити потужність та енергію імпульсів випромінювання  $N_2$ -лазера при тривалості  $\tau=10^{-8}$ с, необхідні для досягнення щільності потужності випромінювання у фокусі  $q_0 = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, якщо розбіжність пучка 1 мрад, а фокусна відстань оптичної системи 3 см.

### Розв'язання.

Потужність імпульсів лазерного випромінювання визначають за формулою:

$$P_0 = q_0 S_0,$$

де  $S_0 = \pi d_0^2/4$  – площа пучка в фокальній площині.

Враховуючи (5.11), отримаємо:

$$P_0 = q_0 \pi d_0^2/4 = q_0 \pi (2\theta \cdot f)^2/4,$$

$$P_0 = 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \pi \frac{(10^{-3} \text{ рад} \cdot 3 \text{ см})^2}{4} = 70 \text{ Вт}.$$

Енергія імпульсів рівна:

$$W = P_0 \tau = 70 \text{ Вт} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 7 \cdot 10^{-7} \text{ Дж}.$$

**Відповідь:**  $P_0 = 70$  Вт,  $W = 7 \cdot 10^{-7}$  Дж.

**Задача 5.2.** Визначити діапазон швидкостей сканування  $V_{scan}$  пучка випромінювання неперервного лазера при фокусуванні його випромінювання в пляму діаметром 100 мкм, за яких час ефективного впливу знаходиться в діапазоні  $10^{-3} - 10^{-9}$  с.

### Розв'язання.

Швидкість сканування  $V_{scan}$  лазерного пучка по поверхні матеріалу згідно з (5.10) рівна:



$$V_{scan} = \frac{2r_0}{\tau} = \frac{d_0}{\tau}.$$

Тоді діапазон швидкостей при заданому часі ефективного впливу буде наступним:

$$\frac{d_0}{\tau_1} < V_{scan} < \frac{d_0}{\tau_2},$$

$$\frac{100 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{10^{-3} \text{ с}} < V_{scan} < \frac{100 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{10^{-9} \text{ с}}, \quad 0,1 \text{ м/с} < V_{scan} < 10^5 \text{ м/с}.$$

**Відповідь:**  $0,1 \text{ м/с} < V_{scan} < 10^5 \text{ м/с}$ .

**Задача 5.3.** Визначити щільність потужності лазерного випромінювання необхідного для нагрівання міді до температури плавлення і температури кипіння ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ,  $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ ).

### Розв'язання.

При імпульсному впливі лазерного випромінювання на метали температура поверхні визначається згідно з (5.8):

$$T = \frac{2q_0(1-R)\sqrt{a\tau}}{k\sqrt{\pi}} + T_s.$$

Звідки щільність потужності з врахуванням (5.2) рівна:

$$q_0 = \frac{(T-T_s)k\sqrt{\pi}}{2(1-R)\sqrt{a\tau}} = \frac{(T-T_s)k\sqrt{\pi}}{2(1-R)\sqrt{\frac{k}{c_p\rho}\tau}}.$$

Враховуючи дані додатку В (температура плавлення міді рівна  $1083^\circ$ , температура кипіння  $2595^\circ$ , коефіцієнт відбиття  $R = 0,91$ , теплопровідність  $k = 373 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ , щільність  $\rho = 8,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , теплоємність  $c_p = 386 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$ ), отримаємо:

$$q_{0,пл} = \frac{((1083^\circ\text{C}+273\text{K})-273\text{K}) \cdot 373 \text{ Вт/м} \cdot \text{К} \cdot \sqrt{\pi}}{2(1-0,91) \sqrt{\frac{373 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}}{386 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К} \cdot 8,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3} \cdot 10^{-3} \text{ с}}} = 1,2 \cdot 10^{10} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2},$$

$$q_{0,\text{кип}} = \frac{((2595^\circ\text{C}+273\text{K})-273\text{K})\cdot 373\text{Вт/м}\cdot\text{К}\cdot\sqrt{\pi}}{2(1-0,91)\sqrt{\frac{373\text{Вт/м}\cdot\text{К}}{386\text{ Дж/кг}\cdot\text{К}\cdot 8,2\cdot 10^3\text{ кг/м}^3}\cdot 10^{-3}\text{ с}}} = 2,8\cdot 10^{10}\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

**Відповідь:**  $q_{0,\text{пл}} = 1,2\cdot 10^{10}\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ ,  $q_{0,\text{кип}} = 2,8\cdot 10^{10}\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ .

**Задача 5.4.** Яке максимальне число телевізійних каналів (ширина смуги 5 МГц) можна одночасно транслювати за допомогою лазерного променя при  $\lambda = 1,5\text{ мкм}$ , зробивши припущення, що ширина смуги каналу передачі складає 10% центральної частоти?

**Розв'язання.**

Центральна частота рівна:

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3\cdot 10^8\text{ м/с}}{1,5\cdot 10^{-6}\text{ м}} = 2\cdot 10^{14}\text{ Гц}.$$

Ширина смуги передачі буде  $2\cdot 10^{13}\text{ Гц}$ .

Кількість каналів, які можна одночасно транслювати рівна:

$$\frac{2\cdot 10^{13}\text{ Гц}}{5\cdot 10^6\text{ Гц}} = 4\cdot 10^6.$$

**Відповідь:** за допомогою лазерного променя можна одночасно транслювати  $4\cdot 10^6$  каналів.

**Задача 5.5.** Визначити крок дифракційної ґратки в голограмі, якщо є плоска опорна і плоска об'єктна хвилі, напрямки розповсюдження яких утворюють кут  $\alpha$ .

**Розв'язання.**

Для дифракції на ґратці маємо:

$$\sin \alpha = \lambda/d,$$

звідки крок ґратки:

$$d = \lambda / \sin \alpha.$$

**Відповідь:** крок дифракційної ґратки в голограмі  $d = \lambda / \sin \alpha$ .

**Задача 5.6.** Визначити діапазон допустимих значень щільності потужності випромінювання для зварювання «встик» двох пластин із фольги золота і хрому товщиною 0,1 мм за допомогою  $Nd$ : ІАГ лазера ( $\tau = 10^{-4}$  с). Вважати, що до початку плавлення однієї з пластин вони теплоізолювані одна від одної, після чого температури пластин в області опромінення рівні. Область опромінення є симетричною відносно шва зварювання.

### Розв'язання.

Для утворення зварного з'єднання потрібно, щоб обидва метали досягли температури плавлення, але не почали випаровуватися. Щільність потужності випромінювання, яка необхідна для нагрівання кожного з металів до температури  $T$  протягом імпульсу випромінювання за умови відсутності їх теплового контакту, знайдемо із рівняння балансу енергій у розрахунку на одиницю площі опроміненої області:

$$q_0 A \tau = \rho c h (T - T_s),$$

звідки

$$q_0 = \frac{\rho c h (T - T_s)}{A \tau} = \frac{\rho c h (T - T_s)}{(1 - R) \tau}.$$

Розрахунки показують, що для  $Cr$  досягнення температури плавлення потребує щільності потужності випромінювання:

$$q_0 = \frac{7,1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3 \cdot 460 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К} \cdot 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot ((1903^\circ\text{C} + 273)\text{К} - 273\text{К})}{(1 - 0,57) \cdot 10^{-4} \text{ с}} = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ Вт/м}^2.$$

$$q_0 = 1,4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2.$$

Для золота досягнення температури плавлення потребує щільності потужності випромінювання:

$$q_0 = \frac{19,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3 \cdot 128 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К} \cdot 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot ((1063^\circ\text{C} + 273)\text{К} - 273\text{К})}{(1 - 0,98) \cdot 10^{-4} \text{ с}} = 13 \cdot 10^{10} \text{ Вт/м}^2.$$

$$q_0 = 13 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$$

Таким чином, при  $q_0 > 1,4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  відбувається плавлення фольги *Cr* в опроміненій області. Після цього будемо вважати температуру обох металів в опроміненій області однаковою. Рівняння балансу енергій при цьому має вигляд:

$$q_0 (A_{Cr} + A_{Au}) \tau = (\rho_{Cr} c_{Cr} + \rho_{Au} c_{Au}) h (T - T_s),$$

звідки

$$q_0 = \frac{(\rho_{Cr} c_{Cr} + \rho_{Au} c_{Au}) h (T - T_s)}{(A_{Cr} + A_{Au}) \tau} = \frac{(\rho_{Cr} c_{Cr} + \rho_{Au} c_{Au}) h (T - T_s)}{(2 - R_{Cr} - R_{Au}) \tau}.$$

Діапазон допустимих значень щільності потужності випромінювання визначається за формулою:

$$\max\{q_0(T_{m,Cr}), q_0(T_{m,Au})\} < q_0 < \min\{q_0(T_{b,Cr}), q_0(T_{b,Au})\},$$

де  $T_m$  – температура плавлення,  $T_b$  – температура кипіння.

Підставивши вхідні дані, отримаємо:

$$2,4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2 < q_0 < 3,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2.$$

**Відповідь:**  $2,4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2 < q_0 < 3,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$

### 5.3. Завдання для самостійної роботи

1. Промінь терапевтичного твердотілого лазера може розвивати потужність до 10 Вт. Знайти довжину хвилі лазера, якщо він випромінює  $4 \cdot 10^{20}$  фотонів за секунду.
2. Визначити щільність потужності лазерного випромінювання необхідного для нагрівання алюмінію до температури плавлення і температури кипіння ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 10^{-3}$  с).
3. Визначити щільність потужності лазерного випромінювання необхідного для нагрівання заліза до температури плавлення і температури кипіння ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 10^{-7}$  с).
4. Визначити щільність потужності випромінювання  $N_2$  лазера (тривалість імпульсу 10 нс), необхідного для плавлення плівки хрому товщиною 0,1 мкм на скляній підкладці.
5. Визначити щільність потужності випромінювання у фокусі  $N_2$ -лазера при тривалості  $\tau = 10^{-8}$  с, якщо потужність імпульсів випромінювання 80 Вт, розбіжність пучка 1 мрад, а фокусна відстань оптичної системи 3 см.
6. Визначити кут розбіжності рубінового лазера з  $\lambda = 694,3$  нм і апертурним діаметром 1 см.
7. Визначити розбіжність He-Ne лазера ЛГН-208 при  $\lambda = 0,6328$  мкм, довжина резонатора 31,5 см, радіус дзеркала резонатора 56 мм, апертурний діаметр 1 см.
8. Визначити потужність та щільність потужності випромінювання у фокусі, якщо енергія імпульсів лазера  $8 \cdot 10^{-4}$  Дж, тривалість імпульсу  $10^{-5}$  с, розбіжність пучка 1 мрад, фокусна відстань оптичної системи 5 см.
9. Визначити глибину різання при різанні лазерним променем без врахування теплопровідності. Прийняти до уваги лише приблизну

- енергію випаровування  $L$  ( $v$ =швидкість різання,  $r$ = радіус пучка,  $P$ = потужність лазера,  $\rho$ =щільність речовини).
10. CO<sub>2</sub> лазер потужністю 100 Вт з діаметром  $D = 1$  см генерує випромінювання на завісу (пластик товщиною 0,5 мм). Через який час відбудеться займання цієї завіси (400°C) ( $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 4,2$  кДж/кг К)?
  11. Медичний Nd лазер повинен за 15 с створити зону коагуляції глибиною  $d = 5$  мм (нагрівання тканини з 37°C до 70°C). Визначити щільність потужності лазерного випромінювання з певними припущеннями – плоска геометрія, без теплопровідності,  $c \approx 4100$  Дж/кг К,  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>). Яка потужність лазера при діаметрі пучка 10 мм?
  12. Для корекції кривизни рогівки використовується лазер на ексимері. На яку глибину  $x$  можливе знімання тканини імпульсом 100 мДж при діаметрі пучка  $d = 6$  мм (теплота випаровування  $L = 2,2 \cdot 10^6$  кДж/кг К, щільність  $\rho = 1200$  кг/м<sup>3</sup>)?
  13. Скільки біт інформації може зберігатись на компакт диску площею 10 см<sup>2</sup> при використанні лазера з довжиною хвилі  $\lambda_1 = 0,8$  мкм і  $\lambda_2 = 0,4$  мкм?
  14. Визначити значення щільності потужності випромінювання, необхідного для отримання отвору глибиною 1 мм ( $\tau = 10^{-3}$  с). Вивести залежність поглинутої щільності потужності лазерного випромінювання від глибини отвору.
  15. Запропонувати оптико-механічну схему лазерного свердління отворів діаметром від 10 до 200 мкм у фользі товщиною 100 мкм, якщо продуктивність лазера рівна 600 отв/хв, фокусна відстань оптичної системи  $f = 50$  мм, матеріал – сталь та мідь.
  16. Оцінити параметри багатоімпульсного режиму обробки для отримання отворів глибиною 1 мм діаметром 100 мкм при швидкості випаровування  $V_v = 1$  км/с. Розрахунок здійснити для імпульсів тривалістю 1 мс, 0,1 мкс, 10 нс.

17. Проаналізувати можливість використання напівпровідникового лазера (потужність 100 Вт, розбіжність  $250 \times 150$  мрад) для різання паперу.
18. Знайти поріг лазерного різання матеріалів неперервним випромінюванням  $\text{CO}_2$  лазера та  $Nd$ : ІАГ лазера. Визначити глибину різання при потужності випромінювання  $Nd$ : ІАГ лазера 100 Вт,  $\text{CO}_2$  лазера – 1000 Вт. Знайти максимальну швидкість різання  $V_{max}$  пластини сталі товщиною  $d = 1$  мм для цих же лазерів.
19. Порівняти пороги різання для імпульсного та неперервного  $Nd$ : ІАГ лазера та швидкості різання при товщині пластини  $d = 1$  мм і при одній і тій же середній потужності  $P = 500$  Вт.
20. Визначити максимальну швидкість зварювання сталених виробів випромінюванням  $\text{CO}_2$  лазера в неперервному режимі потужністю 1 кВт при радіусі плями опромінення на поверхні 0,5 мм.
21. Оцінити швидкість нагрівання та охолодження при лазерному імпульсному загартуванні сталі.
22. Визначити максимальну швидкість різання  $V_{max}$  мідної фольги товщиною  $h = 0,1$  мм неперервним лазерним випромінюванням  $Nd$ : ІАГ лазера потужністю  $P_0 = 500$  Вт при радіусі пучка  $r_0 = 50$  мкм.
23. Визначити максимальну швидкість різання  $V_{max}$  мідної фольги товщиною  $h = 0,1$  мм імпульсним випромінюванням  $Nd$ : ІАГ лазера зі середньою потужністю  $P_{cp} = 500$  Вт,  $\tau = 10^{-7}$  с, частотою слідування імпульсів  $f_p = 10$  кГц,  $r_0 = 50$  мкм, куті сходження випромінювання  $\gamma = 3^\circ$ .

## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Bass M. Handbook of Optic. Volume II. Design, Fabrication and Testing, Sources and Detectors, Radiometry and Photometry / Michael Bass. – [3<sup>d</sup> ed.]. – McGraw Hill, 2009. – 1264 p. – ISBN 978-0071498906.
2. Лазерні технології. Конспект лекцій [Електронний ресурс] : навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою «Комп'ютерно-інтегровані системи та технології в приладобудуванні» спеціальності 151 Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології / КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад. Г. С. Тимчик. – Електронні текстові дані (1 файл 6,22 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022. – 276 с. – Назва з екрана.
3. Eichler H.J., Eichler J., Lux O. Lasers. Basics, Advances and Applications / Hans Joachim Eichler, Jürgen Eichler, Oliver Lux. – Springer Nature Switzerland, 2018. – 511p.
4. Eichler H.J., Eichler J. Laser. Bauformen, Strahlführung, Anwendungen / Hans Joachim Eichler, Jürgen Eichler. – [8<sup>th</sup> ed.]. – Springer, 2015. – 488 p.
5. Ящук В.П. Вибрані питання фізики лазерів. Посібник для студентів спеціальності «Лазерна фізика та оптоелектронна техніка» і спеціалізації «фотоніка». – 2017.
6. Hodgson N., Weber H. Laser Resonators and Beam Propagation; Fundamentals, Advanced Concepts and Applications / Norman Hodgson, Horst Weber. – [2<sup>nd</sup> ed.]. – Springer, 2005. – 821 p. – ISBN 9780387400785
7. Прикладна фізика. Лазерна поляриметрія: Методичний посібник до лабораторного практикуму для студентів 4 курсу факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем / Оберемок Є.А. – Київ: Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка, 2014. – 69 с.
8. Лазерна фізика: Підруч. для студ. вищ. навчс. закл. / В.І. Григоров, П.А. Коротков, А.І. Хижняк. – 2-е вид. – К.: «МП Леся», 1999. – 528 с.



9. Лазерні технології у машинобудуванні: навч. посібник для студентів спеціальності «Прикладна механіка» денної, заочної та дистанційної форм навчання / Л. І. Пупань. – Харків: НТУ «ХПІ», 2020. – 109 с.
10. Колесник Ю.І. Елементи та пристрої квантової електроніки: навч. посіб. / Ю.І. Колесник, А.В. Кіпенський. Х.: НТУ «ХПІ», 2016. – 320 с. – Серія «Фізична та біомедична електроніка»
11. Навчальний посібник «Квантова електроніка». Частина 2 [Електронний ресурс] / Л. М. Шмирьова, О. М. Бевза, Н. В. Слободян; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 2,48 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 101 с. – Назва з екрана.
12. Чиж, І. Г. Теорія оптичних систем. Підручник [Електронний ресурс] : підручник для студентів, які навчаються за спеціальністю 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології» / І. Г. Чиж ; КПІ ім. Ігоря Сікорського. - Електронні текстові дані (1 файл: 22,3 Мбайт). - Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. - 426 с. - Назва з екрана.
13. Основи фізики лазерів: навчальний посібник / В.П. Гарашук. – Київ: Пульсари, 2012. – 342 с
14. Grigoryants A. G. Basics of Laser Material Processing / A. G. Grigoryants; translated from Russian by P.S. Ivanov. – CRC Press: Boca Raton, Florida. – 2000. – 320 p.
15. Голографія: навч. Посібник / П. В. Полянський, Х. В. Фельде, Г. В. Богатирьова; за ред. П. В. Полянського. – Чернівці: Чернівецький нац. Ун-т, 2013. – 208с.

## ДОДАТКИ

### Додаток А

Діапазон довжин хвиль випромінювання найбільш поширених лазерів показано на Рис. А.1 [1].

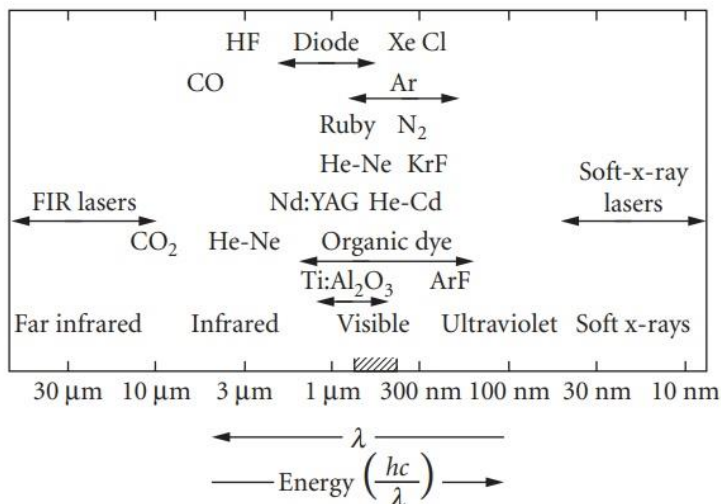


Рис. А.1. Довжина хвилі випромінювання найбільш поширених лазерів

Час життя частинок на окремих лазерних рівнях та величина поперечного перерізу для вимушеного випромінювання наведені в табл. А.1.

Таблиця А.1

#### Окремі параметри лазерних переходів

| Активне середовище | $\lambda$ , нм | $\tau_2$ (верхній лазерний рівень) | $\tau_1$ (нижній лазерний рівень) | $\sigma$ (поперечний переріз вимушеного випромінювання), $\text{см}^2$ |
|--------------------|----------------|------------------------------------|-----------------------------------|--|
| He-Ne              | 633            | 10...20 нс                         | 12 нс                             | $3 \cdot 10^{-13}$   |
| Ar <sup>+</sup>    | 488            | 9 нс                               | 0,4 нс                            |  |
| Ексимер (KrF)      | 248            | 1...10 нс                          | <1 пс                             | $10^{-16}$   |
| CO <sub>2</sub>    | 10.6           | 1...10 мс                          |                                   | $10^{-16}$   |
| Низький тиск       |                |                                    | 100 нс                            |  |
| Високий тиск       |                |                                    | 1 нс                              |  |
| Rh6G               | 600            | 5 нс                               | ≤10 пс                            | $2 \cdot 10^{-18}$   |
| Рубіновий          | 694            | 3 мс                               | ∞                                 | $2 \cdot 10^{-20}$   |
| Nd: ІАГ            | 1064           | 230 мкс                            | 30 нс                             | $8 \cdot 10^{-19}$   |
| Nd: скло           | 1064           | 300 мкс                            | 50...100 нс                       | $4 \cdot 10^{-20}$   |
| GaAs               | 800            | 4 нс                               |                                   | $10^{-16}$   |

## Додаток Б

Реальна ширина лінії оптичних переходів (табл. Б.1) є значно ширшою за природню ширину лінії внаслідок різних механізмів розширення.

Таблиця Б.1

### Ширина лінії та механізм розширення окремих лазерних переходів

| Тип лазера   | Довжина хвилі, мкм | Ширина лінії               | Механізм розширення   |
|--|--------------------|----------------------------|---|
| Гелій-неоновий лазер<br>– температура газу 300 К                 | 0,6328             | 1,5 ГГц                    | Доплерівський, неоднорідний   |
| Іонний аргонний лазер<br>– температура газу 2000 К               | 0,488              | 4 ГГц                      | Доплерівський, неоднорідний   |
| Лазер на ексимері KrF  | 0,248              | 10 ТГц                     | Перекриття коливальних рівнів   |
| CO <sub>2</sub> лазер<br>– 10 мбар, 300 К<br>– 1 бар<br>– 10 бар | 10,6               | 60 МГц<br>4 ГГц<br>150 ГГц | Доплерівський, неоднорідний<br>Зіштовхувальний, однорідний<br>Перекриття обертальних рівнів |
| Лазер на барвнику Rh6G   | 0,6                | 80 ТГц                     | Перекриття коливальних рівнів   |
| Рубіновий лазер  | 0,694              | 330 ГГц                    | Коливання ґратки, однорідний  |
| Nd: ІАГ лазер  | 1,06               | 12 ГГц                     | Коливання ґратки, однорідний  |
| Лазер на склі, легovanому Nd                                     | 1,06               | 7500 ГГц                   | Ефект Штарка, неоднорідний  |
| Напівпровідний лазер GaAs  | 0,89               | 10 ТГц                     | Енергетичні зони електронів в періодичному полі кристалу                                    |

## Додаток В

Основні теплофізичні та оптичні параметри деяких матеріалів наведені в табл. В.1 та табл. В.2.

Таблиця В.1

### Параметри металів

| Метал | Параметри                                       |                                  |                               |                                      |                                    |  |   |   |
|-------|---|----------------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|--|---|---|
|       | щільність,<br>10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup> | тепло-<br>провідність,<br>Вт/м·К | тепло-<br>ємність,<br>Дж/кг·К | темпера-<br>тура<br>плавлення,<br>°С | темпера-<br>тура<br>кипіння,<br>°С | теплота<br>плавлення,<br>10 <sup>6</sup> Дж/кг | теплота<br>випарову-<br>вання,<br>10 <sup>6</sup> Дж/кг | коефіцієнт<br>відбиття<br>(λ=1,06<br>мкм) |
| Al    | 2,7   | 233                              | 920                           | 660                                  | 2447                               | 0,396  | 10,9  | 0,93                                      |
| Au    | 19,3  | 300                              | 128                           | 1063                                 | 2700                               | 0,065  | 1,65  | 0,98                                      |
| Bi    | 9,7   | 8                                | 122                           | 271                                  | 1559                               | 0,052  | 0,72  | 0,55                                      |
| Cr    | 7,1   | 45                               | 460                           | 1903                                 | 2642                               | 0,280  | 6,71  | 0,57                                      |
| Cu    | 8,2   | 373                              | 386                           | 1083                                 | 2595                               | 0,205  | 4,78  | 0,91                                      |
| Fe    | 7,9   | 50                               | 450                           | 1535                                 | 2900                               | 0,278  | 7,0   | 0,63                                      |
| Ni    | 8,7   | 68                               | 440                           | 1453                                 | 2800                               | 0,303  | 6,48  | 0,74                                      |
| V     | 6,0   | 31                               | 514                           | 1730                                 |                                    | 0,344  | 8,98  | 0,55                                      |
| W     | 19,3  | 190                              | 105                           | 3380                                 | 5530                               | 0,191  | 4,35  | 0,68                                      |

Таблиця В.2

### Орієнтовні значення параметрів неметалічних матеріалів

| Матеріал  | Фізичні параметри                               |                             |                          |                               |  |                          |
|-----------|---|-----------------------------|--------------------------|-------------------------------|--|--------------------------|
|           | щільність,<br>10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup> | теплопровідність,<br>Вт/м·К | теплоємність,<br>Дж/кг·К | температура<br>руйнування, °С | показник<br>поглинання<br>(λ=10,6 мкм) | поглинальна<br>здатність |
|           |   |                             |                          |                               |  |                          |
| Папір     | 0,7   | 0,25                        | 1,5                      | 600                           | 100                                    | 0,55                     |
| Фанера    | 0,7   | 0,5                         | 2,5                      | 1800                          | 100                                    | 0,8                      |
| Кераміка  | 1,5   | 0,8                         | 0,6                      | 1500                          | 100                                    | 0,9                      |
| Пластмаса | 2,2   | 0,5                         |                          | 600                           | 50                                     | 0,5                      |
| Скло      | 2,3   | 0,75                        | 0,8                      | 1700                          |  | 0,9                      |
| Гума      | 1,2   | 0,15                        | 0,9                      | 900                           |  |                          |