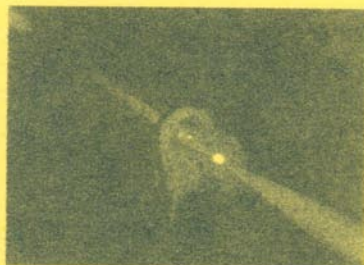


Новіков А.О.
Шубін О.В.



Лазерна техніка та технологія

Міністерство науки і освіти України
Вінницький національний технічний університет

ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА ТА ТЕХНОЛОГІЯ

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як навчальний посібник для студентів напряму підготовки "Електронні прилади та пристрої". Протокол № 9 від 28 квітня 2005 р.

Рецензенти:

В.М.Кичак, доктор технічних наук, професор
В.П.Кожем'яко, доктор технічних наук, професор
Г.І.Гаврилюк, кандидат технічних наук

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України

Новіков А.О., Шубін О.В.
Н 73 **Лазерна техніка та технологія.** Лабораторний практикум.
Навчальний посібник. – Вінниця: ВНТУ, 2006. – 106 с.

Посібник підготовлено згідно з навчальним планом підготовки бакалаврів з електроніки. Методика підготовки лабораторних робіт включає системний підхід до вивчення структури побудови технологічних лазерів та технології їх застосування. Наведено основні вимоги до підготовки лабораторних робіт, їх структури та захисту.

УДК 535.35

ЗМІСТ

Вступ	5
ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА	6
1 ЗАГАЛЬНА СТРУКТУРА ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА	6
1.1 Схема лазерного технологічного комплексу	6
1.2 Спонтанне і вимушене випромінювання	7
1.3 Принцип дії лазерів	8
1.4 Способи отримання інверсної заселеності середовища	9
1.5 Квантові підсилювачі	12
1.6 Поглинання та випромінювання світла квантовою системою	15
1.7 Енергетичні характеристики лазерів	17
1.8 Одномодові та багатомодові лазери, їх будова і застосування	18
1.9 Однопроменеві і багатопроменеві лазери, їх будова і застосування	19
1.10 Лазери безперервної й імпульсно-періодичної дії, їх характеристики	21
1.11 Вимоги до промислових технологічних лазерів	22
1.12 Основні вимоги щодо забезпечення безпеки при роботі з технологічними лазерами	25
2 РОБОЧЕ ТІЛО ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА	30
2.1 Будова і характеристики твердотільних лазерів	30
2.2 Будова і характеристики газорозрядних лазерів з дифузійним охолодженням робочої суміші	31
2.3 Будова і характеристики швидкопроточних газорозрядних технологічних лазерів	31
2.4 Відмінності в створенні інверсії в CO і CO ₂ -лазерах	32
2.5 Принцип дії газодинамічних лазерів	33
2.6 Виникнення інверсної заселеності в хімічних лазерах	33
2.7 Принцип дії атомарних лазерів та їх характеристики	34
2.8 Принцип дії іонних лазерів та їх характеристики	34
2.9 Принцип дії ексимерних лазерів та їх характеристики	35
2.10 Особливості рідинних лазерів	36
2.11 Лазери на основі напівпровідників	37
2.12 Рентгенівські, гамма-лазери і лазери на вільних електронах	38
3 ОПТИЧНІ ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА	39
3.1 Характеристики і властивості лазерного випромінювання	39
3.2 Фізичні характеристики дзеркал технологічних лазерів	40
3.3 Геометричні характеристики дзеркальних поверхонь і їхній вплив на якість відбиваного пучка електромагнітного випромінювання	41
3.4 Променева стійкість дзеркал технологічних лазерів	42
3.5 Виготовлення й охолодження дзеркал лазерів	43
3.6 Фізичні характеристики матеріалів оптичних елементів, прозорих	

ГЧ-вікон	45
3.7 Механізми лазерного руйнування і характеристики якості ГЧ-вікон	46
3.8 Виготовлення ГЧ-вікон	48
3.9 Оптичні резонатори технологічних лазерів	49
3.10 Системи керування і перетворення лазерного пучка	57
3.11 Системи транспортування і формування випромінювання технологічних лазерів	60
3.12 Способи порівняння характеристик випромінювання різних лазерів	64
4 ВИВЧЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ СХЕМИ ЖИВЛЕННЯ І КЕРУВАННЯ ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА	67
4.1 Електрична блок-схема живлення і керування оптичного квантового генератора	67
4.2 ВАХ і способи одержання несамостійних газових розрядів в технологічних лазерах	67
4.3 Самостійні розряди для збудження технологічних лазерів	73
4.4 Збудження газових лазерів за допомогою змінних електромагнітних полів	78
4.5 Особливості імпульсних електричних розрядів для збудження лазерів	81
4.6 Схеми формування вихідних імпульсів у блоках живлення оптичних квантових генераторів	83
4.7 Зарядні пристрої смісних накопичувачів енергії у блоках живлення оптичних квантових генераторів	87
4.8 Вимоги, що висувають до джерел живлення лазерних установок ..	89
4.9 Призначення, склад і функції систем вимірювання, контролю і автоматичного керування технологічним лазером	91
4.10 Системи керування лазерним випромінюванням	92
4.11 Датчики параметрів стану системи технологічного лазера та виконавчі механізми	96
4.12 Правила електробезпеки при експлуатації технологічних лазерів	98
ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА	100
Лабораторна робота №1. Вивчення загальної структури оптичного квантового генератора	100
Лабораторна робота №2. Вивчення робочого тіла оптичного квантового генератора	101
Лабораторна робота №3. Вивчення оптичних елементів оптичного квантового генератора	102
Лабораторна робота №4. Вивчення електричної схеми живлення і керування оптичного квантового генератора	103
БІБЛІОГРАФІЯ	105

ВСТУП

Курс “Лазерної техніки та технології” (ЛТТ) призначений для студентів, що спеціалізуються у області лазерної техніки і технології. Задачами курсу є:

1. Вивчення технічних характеристик основних типів технологічних лазерів і установок, їх призначення і сфери застосування.

2. Вивчення пристрою і взаємозв'язку інженерних систем і елементів технологічного лазера (оптичних елементів і систем, пристроїв охолодження і організації потоку робочої суміші, приладів і систем контролю і управління).

3. Освоєння основ інженерних методів якісного аналізу і вибору пристроїв лазерної техніки.

4. Практичне і теоретичне освоєння основ обслуговування і експлуатації технологічних лазерів.

5. Перспективами розвитку лазерної техніки і технології.

Розвиток фізики взаємодії лазерного випромінювання з речовиною і початок промислового випуску лазерів сприяв перетворенню лазера з фізичного приладу в інструмент для проведення різних технологічних процесів. Інтерес до лазерів з боку технологів обумовлений унікальними характеристиками лазерного випромінювання. Можливість отримання монохроматичних пучків світла робить лазер незамінним джерелом випромінювання при рішенні задач зв'язку, метрології і медицини. Висока інтенсивність і монохроматичність лазерних пучків дозволяє впливати на газові середовища і речовини, що характеризуються великим числом рівнів збудження, селективно і відкриває тим самим перспективи використання лазерів для розділення ізотопів, проведення хімічних реакцій, для направленої дії на різні біологічні об'єкти.

Можливість досягнення високих значень потужності і густини потоку енергії робить лазерний промінь унікальним інструментом і для проведення різних операцій в термічній технології. Експерименти показали, що лазерне різання і зварювання, поверхневе термозміцнення, плакування і легування дозволяють не тільки економити матеріали, але і надавати нові властивості оброблюваній речовині, недосяжні за допомогою традиційних термічних технологій. Вже перші результати використання лазерів в промисловості продемонстрували можливість і економічну ефективність їх застосування в умовах масового виробництва.

«Технологічна» здатність лазерних пучків змінила відношення до лазера як приладу, призначеного тільки для наукових досліджень, і ініціювали проведення провідними науковими організаціями нашої країни широкої програми робіт, направлених на вдосконалення надійності і ефективності способів збудження вже відомих лазерів, а також пошуки принципово нових лазерних систем. Результати цих досліджень і лягли в основу більшості технологічних лазерів, що розробляються в даний час в нашій країні.

ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА

1 ЗАГАЛЬНА СТРУКТУРА ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

1.1 Схема лазерного технологічного комплексу

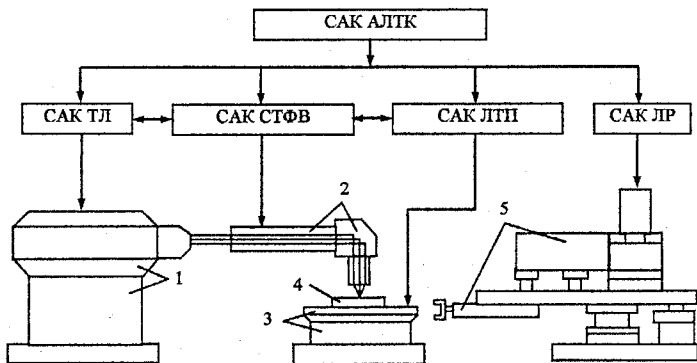


Рисунок 1.1 – Схема автоматизованого лазерного технологічного комплексу (АЛТК)

Лазерний технологічний комплекс призначений для виконання операцій лазерної обробки виробів (або речей) як автономно, так і в складі більш загального комплексу обладнання. Для реалізації таких переваг лазерної технології, як високі швидкості, претензійність, локальність обробки, а також для забезпечення вимог безпеки в роботі, безаварійності, високого ресурсу, мінімум обслуговуючого персоналу, лазерний технологічний комплекс (АЛТК) повинен бути повністю автоматизованим, а в випадку його використання в складі більш загального комплексу обладнання також роботизованим. В склад АЛТК входять основні системи (рис. 1.1): 1 – технологічний лазер (ТЛ), 2 – система транспортування і фокусування випромінювання (СТФВ), 3 – лазерний технологічний пост (ЛТП), 4 – виріб, що обробляється, 5 – лазерний робот.

Лазерний технологічний пост повинен здійснювати відносні переміщення зразка і пучка, подачу допоміжних газів. При наявності робота в складі АЛТК в його функції входить, крім можливого маніпулювання зразком, що обробляється, зняття заготовки з конвеєра, встановлення її в маніпулятор, зняття виробу з маніпулятора і передача його на конвеєр. Система автоматичного керування (САК) АЛТК призначена для програмного або адаптованого керування усіма його складовими системами і включає ЕОМ верхнього рівня, яка керує системою автоматичного керування технологічним лазером (ТЛ), системами транспортування й фокусування випромінювання (СТФВ), лазерним технологічним постом (ЛТП), лазерним роботом (ЛР) і відповідними пристроями зв'язку [2].

1.2. Спонтанне і вимушене випромінювання

Випромінювання, що супроводжує спонтанний перехід частинки, називають спонтанним випромінюванням. В силу випадковості спонтанних переходів окремих частинок спонтанне випромінювання характеризується випадковими величинами параметрів: фази, поляризації, напрямку розповсюдження.

Переходи частинок у системі з одного енергетичного рівня на інший можуть відбуватися під дією зовнішнього електромагнітного поля, якщо частота його коливань відповідає квантовій умові Бора. Відповідно до квантової механіки атом чи молекула не можуть знаходитися в збудженому стані нескінченно довго. Збуджений стан розпадається з кінцевою швидкістю, обумовленою імовірністю цього переходу в одиницю часу A_{12} , випускаючи при цьому квант світла з енергією, рівною відповідно до постулату Бора

$$h \cdot \nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (1.1)$$

Схематично цей перехід можна зобразити у вигляді

$$A(2) \rightarrow A(1) + h \cdot \nu_0 \quad (1.2)$$

Середній час життя частинки в збудженому стані, при наявності тільки спонтанних переходів, пов'язаний з імовірністю цього переходу в одиницю часу A_{12} , що називається коефіцієнтом Ейнштейна для спонтанних переходів, співвідношенням

$$\tau = 1/A_{21} \quad (1.3)$$

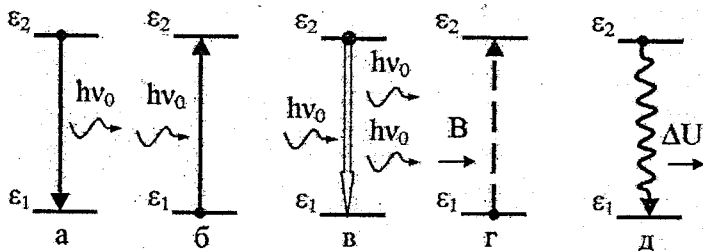
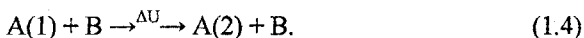


Рисунок 1.2 – Випромінювальні (а, в), поглинальні (б, г) і не випромінювальні (д) переходи в квантовій системі

Кванти світла, що з'явилися в результаті спонтанних переходів та мають однакову енергію, ніяким чином не пов'язані між собою. Напрямки розповсюдження цих квантів у просторі рівноймовірні. В зв'язку з тим, що народження кванта може з рівною імовірністю відбутися в будь-який момент часу, електромагнітні хвилі, що відповідають цим квантам, не зв'язані між собою за фазою і мають довільну поляризацію.

А. Ейнштейн у 1916 р. висловив гіпотезу про наявність у природі процесу індукованого випромінювання. Суть його полягає в тому, що в квантових системах, тобто в системах з дискретними можливими станами, крім спонтанних і не випромінювальних переходів можуть відбуватися так

звані вимушені переходи, індуковані магнітним полем. На відміну від спонтанних переходів, здатних відбуватися в ізольованій частинці, невипромінювальні переходи можливі лише при наявності взаємодії частинки А з іншою частинкою чи системою частинок В. У результаті такої взаємодії частинка переходить із стану 1 у стан 2 чи навпаки без випромінювання кванта світла і без його участі. Процес збудження за допомогою зіткнень, показаний на рис. 1.2, г пунктиром, вимагає витрат кінетичної енергії частинок, що зіштовхуються, $\Delta U = -\Delta \epsilon$ та протікає за схемою



Процес релаксації в результаті зіткнення (рис. 1.2, д) навпаки, або супроводжується переходом енергії $\Delta \epsilon$ в поступальну енергію взаємодіючих частинок, або витрачається на збудження частинки В. Цей перехід відбувається за схемою



Індуковані чи змушені переходи відповідно до гіпотези А.Ейнштейна можуть відбуватися тільки при взаємодії частинки А с резонансними квантами, що задовольняють умову (1.2).

Інакше кажучи, частинка переходить на більш низький енергетичний рівень, випромінюючи при цьому квант енергії. Таке випромінювання називають індукованим. Індуковане випромінювання когерентне випромінюванню, що його викликало [1].

1.3 Принцип дії лазерів

Лазер є автоколивальною системою з додатним зворотним зв'язком, генерація електромагнітних коливань у якій здійснюється за рахунок когерентного посилення в результаті індукованих квантових переходів.

Необхідний для генерації зворотний зв'язок здійснюється в лазері за рахунок розміщення робочого середовища в об'ємному резонаторі, в якому можливе збудження електромагнітної хвилі, узгодженої з властивостями стоячої. Найпростіша схема лазера складатиметься з необхідних компонентів – активного середовища і резонатора.

Під дією накачування в речовині, розташованій між дзеркалами резонатора, виникає стан інверсної заселеності. До початку процесу накачування більшість атомів робочої речовини знаходиться в стаціонарному стані. Завдяки енергії накачування атоми переходять у збуджений стан, у результаті чого на одному з верхніх рівнів виникає надлишкова заселеність у порівнянні з розташованими нижче рівнями. Якщо в оптичному квантовому генераторі (ОКГ) спонтанно випромінені фотони мають напрямки розповсюдження, що не рівнобіжні осі активної речовини, то вони просто виходять за межі речовини.

Процес індукованого випромінювання починається в той момент, коли, принаймні, один збуджений атом спонтанно випромінює фотон, рівнобіжний осі резонатора. Цей фотон змушує інший збуджений атом

випускати другий фотон, і процес починає лавиноподібно розвиватися, тому що фотони переміщуються уздовж збудженої речовини, багаторазово відбиваючись від дзеркал резонатора [3].

1.4 Способи отримання інверсної заселеності середовища

Дотепер ми розглядали можливість створення інверсної заселеності в середовищі, не враховуючи повної структури енергетичних рівнів частинок і формально описуючи взаємодію між ними шляхом введення швидкостей заселення рівнів M_1 і M_2 .

Розглянемо конкретні способи досягнення інверсної заселеності [1].

Необхідно відзначити, що в системі, яка складається тільки з двох енергетичних рівнів (так звані дворівневі системи), отримання стаціонарної інверсії неможливе. Дійсно, якщо верхній рівень збуджується резонансним випромінюванням, то при $N_2 g_1 = N_1 g_2$ вірогідність процесів вимушеного поглинання і випуску порівнюється, і отримання інверсії стає неможливим. Аналогічна ситуація має місце і при збудженні частинок в результаті процесів зіткнення (наприклад, з електронами або атомами). В цьому випадку із збільшенням заселеності верхнього рівня зростає вірогідність його згасання в процесах зіткнення з частинками. Проте заселеність верхнього рівня не може перевищувати описуваній рівнянням Больцмана рівень заселеності з температурою збуджених частинок. Оскільки ця температура завжди позитивна, то N_2 завжди менше N_1 . Інверсна заселеність може виникати лише в тому випадку, якщо кінетика збудження і заселення верхнього і нижнього рівнів визначається різними процесами. Для отримання інверсії система повинна мати не менше трьох енергетичних рівнів. Один з цих рівнів може бути основним.

Найпростіша тривірнева система отримання інверсної заселеності зображена на рис. 1.3, а. Інверсія створюється в ній між метастабільним рівнем 2 і основним рівнем 1. Заселення рівня 2 здійснюється через рівень 3 шляхом невипромінювального переходу релаксації $3 \rightarrow 2$, що відбувається з вірогідністю S_{32} . Рештою невипромінювальних переходів для простоти нехтуватимемо. Їх врахування не змінить правильності кінцевого результату. Якщо позначити вірогідність прямих і зворотних переходів між рівнями 1 і 3 й 1 і 2, відповідно W_{13} , W_{31} , W_{12} , W_{21} , то в умовах рівноваги баланс частинок на цих рівнях можна записати у вигляді системи

$$\left. \begin{aligned} dN_3/dt &= W_{13}N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32})N_3 = 0 \\ dN_2/dt &= W_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

і

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (1.6)$$

де N_0 – повна концентрація активних частинок (тобто, таких що мають резонансний перехід); N_1 , N_2 і N_3 – їх концентрації на відповідних рівнях; A_{31} і A_{21} – вірогідність спонтанних переходів. З рівнянь (1.5) і (1.6) витікає,

що відносна заселеність рівнів 1 і 2 складає

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13}(S_{32}/(W_{31} + A_{31} + S_{32})) + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (1.7)$$

Ефективне заселення верхнього рівня 2 можливе лише при виконанні умов

$$A_{31} \ll S_{32}, \quad W_{31} \ll S_{32} \quad (1.8)$$

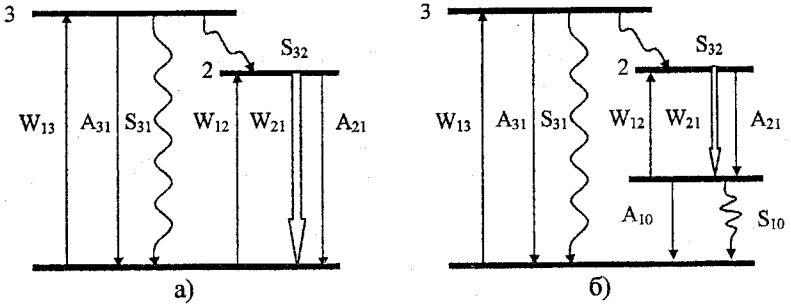


Рисунок 1.3 – Утворення інверсної заселеності в квантовій системі з трьох (а) і чотирьох (б) рівнів

В цьому випадку (1.7) приймає вигляд

$$N_2/N_1 \approx (W_{13} + W_{12})(A_{21} + W_{21}) \quad (1.9)$$

Віднімаючи від обох частин цієї рівності по одиниці, одержимо

$$(N_2 - N_1)/N_1 \approx (W_{13} + A_{21})/(A_{21} + W_{21}). \quad (1.10)$$

При виконанні приведених вище нерівностей $N_3 \rightarrow 0$ і $N_1 + N_2 \approx N_0$. За відсутності виродженості рівнів 1 і 2 ($W_{12} = W_{21}$), заселеність рівня 1 складе

$$N_1 = \frac{N_0(A_{21} + W_{21})}{A_{21} + W_{13} + W_{21}} \quad (1.11)$$

Підставивши N_1 в (1.10), після нескладних перетворень одержимо

$$N_2 - N_1 = N \frac{(W_{13} - A_{21})}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}}, \quad (1.12)$$

звідки видно, що при виконанні нерівностей (1.8) інверсія може мати місце при

$$W_{13} > A_{21}, \quad (1.13)$$

тобто, якщо вірогідність заселення рівня 3 перевищить вірогідність спонтанного випромінювання з рівня 2.

Прикладом використовуваної в лазерах активної частинки з розглянутою тривірневою системою є іон хрому в кристалі рубіна.

Істотним недоліком тривірневої системи створення інверсії є необхідність збудження великого числа активних частинок. Дійсно, з урахуванням того, що $N_0 \approx N_1 + N_2$, умову інверсії $N_2 > N_1$ можна подати у вигляді $N_0 - N_1 > N_1$, звідки

$$N_1 > N_0/2 \quad (1.14)$$

Таким чином, інверсна заселеність в трирівневій системі можлива лише в тому випадку, якщо у збудженому стані знаходиться більше половини всіх активних частинок. Ця умова висуває серйозні вимоги на швидкість збудження, а отже, і потужність енергії накачування.

Більш поширеною і вільною від вказаних недоліків є чотирирівнева схема отримання інверсної заселеності, зображена на рис. 1.3,б. Підсилення випромінювання середовищем з такою енергетичною схемою рівнів активних частинок можливе для переходу між рівнями 2 і 1. Збудження рівня 2 здійснюється так само, як і на рис. 1.3,а, шляхом невипромінювального переходу $3 \rightarrow 2$, а нижній робочий рівень 1 повинен ефективно розселятися шляхом невипромінювальних переходів $1 \rightarrow 0$. Умови, при яких в такій системі може виникнути стаціонарна інверсна заселеність, мають вигляд

$$W_{13} > A_{21}, \quad W_{31} < S_{32}, \quad S_{10} > W_{21}. \quad (1.15)$$

Оскільки нижній робочий рівень не є основним, то інверсія визначається відносною заселеністю рівнів 1, 2, і, на відміну від трирівневої системи для її отримання не потрібна висока абсолютна заселеність верхнього рівня. Ця обставина дозволяє одержувати інверсну заселеність в середовищі при значно менших потужностях накачування. Прикладом активної частинки лазера з чотирирівневою системою збудження можуть служити молекули CO_2 , CO в газових лазерах, іони неодиму в твердотільних системах і ін.

Способи створення інверсної заселеності активних частинок залежать не тільки від конкретної схеми рівнів і властивостей цих частинок, але і від властивостей інших компонент активного середовища, названого **робочим тілом лазера**. В якості робочих тіл сучасних технологічних лазерів з успіхом використовуються газові суміші, а також різні конденсовані середовища: кристали, стекла, напівпровідники і рідини. Найбільше поширення в лазерних системах набули оптичний, газорозрядний, газодинамічний і хімічний методи накачування.

При **оптичному** накачуванні робоче тіло піддається дії потоку світла, випромінюваного імпульсною або безперервно діючою газорозрядною лампою. Світло лампи поглинається системою збудження смуг або рівнів активних частинок робочого тіла, а потім ця енергія збудження передається шляхом невипромінювальних переходів на верхній лазерний рівень. Істотним недоліком оптичного методу збудження є невідповідність спектра випромінювання джерела і спектра поглинання активного елемента, що приводить до зниження ефективності перетворення світлової енергії в енергію збудження середовища. Оптичне накачування широко використовується для збудження лазерів, які використовують в якості робочих тіл конденсовані середовища.

При **газорозрядному** способі збудження активні частинки робочого тіла піддаються дії підтримуваного в ньому електричного розряду.

Заселення рівня здійснюється в результаті зіткнення частинок середовища між собою, а також з електронами газового розряду. Правильно вибираючи середню енергію електронів шляхом зміни електричного поля і тиску газу в розряді, можна добитися ефективного збудження активних частинок і здійснювати інверсію у великих об'ємах. Останнім часом, у зв'язку з розвитком техніки сильноточових пучків електронів, великий інтерес викликає їх використання для накачування робочого тіла. Інверсна заселеність активних частинок, а іноді і їх утворення відбуваються аналогічно газорозрядному способу і тому ці методи збудження подібні один з одним. Відмінність полягає лише у тому, що при пучковому збудженні електрони не народжуються в робочому тілі, а вводяться в нього із спеціального прискорювача.

При **газодинамічному** способі інверсна заселеність середовища виходить за рахунок різних часів релаксації верхнього і нижнього лазерних рівнів, що відбувається при різкому розширенні заздалегідь нагрітого робочого тіла з рівноважною заселеністю рівнів. Він відрізняється від інших способів збудження тим, що перетворення теплової енергії в енергію випромінювання здійснюється безпосередньо без використання електричної енергії. Завдяки можливості отримання великих витрат суміші газодинамічний спосіб накачування використовується при створенні технологічних лазерів підвищеної потужності.

При **хімічному** способі утворення і збудження активних частинок середовища відбувається в результаті нерівноважних хімічних реакцій. Основна перевага даного методу накачування – можливість її здійснення без джерел теплоти і електричної енергії.

У лазерах технологічного призначення в даний час практично найширше використовуються оптичні і газорозрядні способи збудження активного середовища.

1.5 Квантові підсилювачі

Вивчене в попередніх розділах явище вимушених переходів відкриває принципову можливість когерентного підсилення електромагнітної хвилі при проходженні її через активне середовище з інверсною заселеністю і створення, таким чином, квантових підсилювачів світла. Оскільки задача таких підсилювачів зводиться практично до збільшення амплітуди електромагнітної хвилі, що подається на їх вхід, то квантовий підсилювач аналогічний своїм попередникам – електронним підсилювачам.

Для того, щоб встановити основні закономірності зміни амплітуди або інтенсивності електромагнітної хвилі в квантовому підсилювачі і визначити можливість таких підсилювачів, розглянемо процес проходження монохроматичної хвилі через напівнескінченне резонансне середовище, що характеризується коефіцієнтом посилення слабкого сигналу K_0 і інтенсивністю насичення I_s . Початкову інтенсивність світла,

тобто інтенсивність на межі активного середовища, позначимо I_0 . Спершу вважатимемо, що нерезонансні втрати випромінювання в цьому середовищі повністю відсутні. В цьому випадку зміна інтенсивності світла із проходженням ним відстані x описуватиметься рівнянням

$$dI(x)/dx = K(x)I(x). \quad (1.16)$$

Враховуючи характер зміни K із зростанням I , (1.16) можна привести до вигляду

$$\left(1 + \frac{I}{I_s}\right) \frac{dI}{I} = K_0 dx. \quad (1.17)$$

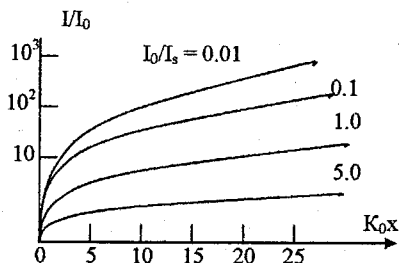


Рисунок 1.4 – Зміна інтенсивності електромагнітного випромінювання при проходженні середовища з резонансною інверсною заселеністю

Інтегруючи це рівняння з урахуванням граничних умов ($I = I_0$ при $x = 0$), одержуємо трансцендентне рівняння, що зв'язує інтенсивність електромагнітного випромінювання в точці з координатою x з інтенсивністю на вході і підсиловальними властивостями середовища:

$$\ln(I/I_0) + (I/I_s) - (I_0/I_s) = K_0 x. \quad (1.18)$$

Розв'язки цього рівняння для різних значень безрозмірного параметра I_0/I_s зображені на рис. 1.4.

Як видно з цього рисунка і рівняння (1.18), при малих рівнях інтенсивності (тобто поки $I \ll I_s$, $I_0 \ll I_s$ і процеси вимушеного випромінювання не позначаються помітно на балансі частинок у збудженому стані) інтенсивність випромінювання зростає експоненціально із проходженням активності середовища

$$I(x) \sim I_0 \exp(K_0 x), \quad (1.19)$$

проте ефективність перетворення енергії збудження середовища в когерентне випромінювання, рівна відношенню вірогідності вимушених переходів (∞I) до вірогідності гасіння збудженого рівня за рахунок решти процесів, при цьому мала і складає $\sim I/I_s$. Із зростанням I/I_s роль процесів вимушеного випромінювання зростає і при $I \gg I_s$ практично вся ($\sim I/(I+I_s)$) енергія збудження середовища переходить в енергію когерентного випромінювання. Швидкість росту інтенсивності при цьому зменшується і прямує до постійної величини

$$\Delta/\Delta x \cong I_s K_0,$$

визначуваної тільки характеристиками активного середовища. Дотепер ми нехтували нерезонансними втратами енергії в активному середовищі. У реальних умовах вони завжди існують. По-перше, розміри пучка завжди обмежені, а отже, пучок розширяється в поперечному напрямі (щодо напрямку розповсюдження) через дифракцію і виходить (втрачається) за межі системи, обмеженої розмірами активного середовища. Кутове розширення пучка з поперечним розміром 2ω складає $\theta_d \approx \lambda/2\omega^*$. На довжині L радіус пучка збільшиться на $\sim \theta_d L$. Всі промені, що потрапили в кільце з цією товщиною і діаметром $\sim 2\omega$, йтимуть (втрачатимуться) з активного середовища, поперечні розміри якого також $\sim 2\omega$. Відносна величина цих втрат складе $\sim \lambda/\omega^2$ і буде максимальна в ІК-діапазоні спектра. При характерних для лазерної техніки $\omega \sim 1$ см і $\lambda = 1 - 10$ мкм ці втрати складуть $\sim (0.1 - 1) \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, тобто на довжині 1 м через дифракцію втрачатиметься 1 - 10 % випромінювання. По-друге, як правило, в підсилювачах присутні оптичні елементи (вікна, дзеркала), на яких також втрачається частина випромінювання, яка падає на них. Ці втрати залежать від матеріалів, якості їх обробки і в більшості випадків складають $\geq 0.1 - 1$ % на кожному оптичному елементі. Нарешті, реальне активне середовище не є ідеально однорідним і тому пучок світла може зазнавати на них розсіювання (рефракцію), що також приводить кінець кінцем до втрат. Не вдаючись в конкретний механізм втрат, характеризуватимемо їх надалі загальним коефіцієнтом нерезонансних втрат β_0 [см⁻¹] (втрати, перераховані на одиницю довжини).

Величина втрат при проходженні одиниці довжини активного середовища складе при цьому $\beta_0 l$ і лінійно зростатиме із зростанням інтенсивності. В той же час, як вже відмічено вище, швидкість зростання інтенсивності пучка, тобто приріст когерентної енергії пучка на одиницю довжини активного середовища, падає із зростанням I до величини $I_s K_0$ і далі залишається незмінною. Через різний характер залежності зростання і втрат інтенсивності випромінювання від її величини посилення електромагнітної хвилі в підсилювачі відбувається лише до тих пір, поки зростання і втрати інтенсивності не порівнюються за величиною. Після цього електромагнітна хвиля розповсюджується в підсилювачі без зміни амплітуди. Максимальну інтенсивність електромагнітного випромінювання в підсилювачі можна визначити, прирівнявши приріст і втрати. Вона складе

$$I_{\max} = I_s K_0 / \beta_0. \quad (1.20)$$

Оскільки однією з відмітних особливостей приладів квантової електроніки є висока монохроматичність випромінювання, то доречно відзначити, що квантові підсилювачі здатні звужувати спектральну ширину лінії і підсилювати монохроматичність падаючого випроміню-

вання. Ця властивість підсилювачів пов'язана з тим, що профіль коефіцієнта посилення має максимум на резонансній частоті і тому центральна частина лінії посилюється сильніше, ніж її крила.

Закінчуючи розгляд квантових підсилювачів, необхідно ще раз нагадати, що ефективне з енергетичної точки зору використання активного середовища в них можливе лише при високих значеннях інтенсивності випромінювання в середовищі, а це досягається лише на виході підсилювача. Одержати високу інтенсивність випромінювання і ефективно використовувати активне середовище простіше в квантових генераторах [1].

1.6 Поглинання і випромінювання світла квантовою системою

Квантова електроніка як наука формувалася на базі термодинаміки, квантової механіки і уявлень про природу світла, існуючих в кінці XIX – початку XX сторіч.

Донині вже були продемонстровані можливості корпускулярного і хвильового описів різних фізичних процесів в оптиці.

Багато оптичних явищ, наприклад дифракцію, інтерференцію, можна пояснити виходячи лише з хвильової природи світла. В цьому випадку світло розглядається як один з видів електромагнітних коливань, які характеризуються амплітудою електричних і магнітних полів, а також частотою ν і довжиною хвилі λ , зв'язаних між собою відомим співвідношенням

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (1.21)$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Діапазон частот, який зустрічається в природі електромагнітних коливань, досить широкий. Для зручності орієнтування прийнято розбивати його умовно на ряд областей, які характеризуються певними властивостями цих коливань або способами їх отримання і застосування. Основні діапазони спектра частот і довжин хвиль електромагнітних коливань зображені на рис. 1.5 [1].

Енергетичною характеристикою електромагнітних полів є об'ємна густина електромагнітної енергії $\tilde{\rho}$, що дорівнює

$$\tilde{\rho} = \int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu = (E^2 + H^2)8\pi, \quad (1.22)$$

де $\tilde{\rho}$ – спектральна об'ємна густина випромінювання, Дж/(см³·Гц);
 E і H – середньоквадратичні напруженості електричного і магнітного поля хвилі.

Характер і ефективність дії електромагнітних хвиль на речовину визначається густиною потоку енергії або інтенсивністю

електромагнітного поля I (Вт/см²). Інтенсивність взаємопов'язана з електромагнітним полем E (В/см) співвідношенням

$$E = (4\pi I/c)^{1/2} = a_0 \sqrt{I}. \quad (1.23)$$

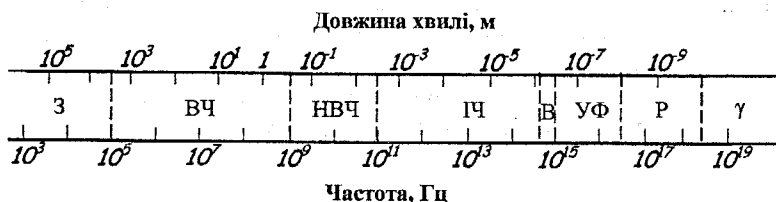


Рисунок 1.5 – Основні діапазони спектра частот і довжин хвиль електромагнітних коливань: З – звукові частоти; ВЧ – високі частоти; НВЧ – надвисокі частоти; ІЧ – інфрачервоний діапазон спектра; В – видима ділянка спектра; УФ – ультрафіолетова ділянка спектра; Р – рентгенівське випромінювання; γ – γ -кванти

Значення коефіцієнта F залежать від поляризації випромінювання. Він рівний 27 для лінійно поляризованої хвилі і 19 для хвилі з круговою поляризацією.

У наближенні геометричної оптики світло зручно описувати у вигляді потоку світлових квантів, що прямолінійно розповсюджується в однорідному середовищі та енергія яких визначається частотою випромінювання і складає

$$U_p = h\nu, \quad (1.24)$$

де $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постійна Планка.

У атомній фізиці і квантовій електроніці енергію елементарних частинок і енергію збудження прийнято виражати не в джоулях (Дж) – одиницях системи СІ, а в електрон-вольтах еВ (1 еВ – енергія, що отримується електроном в електричному полі з різницею потенціалів 1В) або см⁻¹ (1 см⁻¹ – енергія кванта з довжиною хвилі $\lambda = 1$ см, тобто з частотою $\nu = 3 \cdot 10^{10}$ Гц). З приведених означень виходить, що 1 еВ = $= 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж = $8,1 \cdot 10^3$ см⁻¹, а 1 см⁻¹ = $2 \cdot 10^{-23}$ Дж = $1,24 \cdot 10^{-4}$ еВ.

При такому корпускулярному підході інтенсивність монохроматичного світла виражається через об'ємну концентрацію фотонів n_p і їх енергію:

$$I = h\nu n_p c. \quad (1.25)$$

На початку століття одним з невирішених до кінця питань залишалося питання про способи опису спектральної густини випромінювання термодинамічно рівноважних систем. Одержана з класичної термодинаміки формула Релея – Джинса

$$\rho_\nu = 8\pi\nu^2 kT/c^3 \quad (1.26)$$

описувала експериментально отримані залежності $\rho_\nu(\nu)$ лише при великих довжинах хвиль у разі, коли $h\nu \ll kT$ ($k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постійна Больцмана; T – рівноважна температура системи). В той же час результати експерименту чудово узгоджувалися із запропонованою Планком емпіричною формулою

$$\rho_\nu = \frac{8\pi^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.27)$$

1.7 Енергетичні характеристики лазерів

Основною характеристикою лазерного випромінювання є його потужність P . В загальному розумінні очевидно, що потужність стаціонарної генерації лазера визначається об'ємом робочого тіла і швидкістю відведення теплоти, яка виділяється при роботі лазера. Якщо площа поперечного перерізу активного середовища s , то потужність P складе $P \approx I \cdot s$, де I – середня інтенсивність випромінювання, яке пройшло через вихідне дзеркало резонатора.

Для лазерів, що працюють в імпульсному й імпульсно-періодичному режимі генерації, настільки ж важливими характеристиками є енергія лазерного випромінювання, його тривалість, частота проходження цих імпульсів, а також усереднена й імпульсна потужності випромінювання.

Важливим показником є також ККД лазера. Загальний ККД лазера η , який визначається відношенням потужності (у випадку імпульсного режиму роботи) чи енергії випромінювання до споживання для генерації електричної потужності (чи енергії), можна зобразити у вигляді:

$$\eta = \eta_{\text{кв}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{с.о.}} \quad (1.28)$$

де $\eta_{\text{кв}}$ – квантовий ККД; $\eta_{\text{у}}$ – ККД збудження; $\eta_{\text{р}}$ – ККД резонатора; $\eta_{\text{с.о.}}$ – ККД систем обслуговування.

Квантовий ККД $\eta_{\text{кв}}$ визначається як відношення енергії генерованого кванта $h\nu_0$ до енергії збудження найбільш високого рівня $E_{\text{в}}$, яка бере участь у процесі створення інверсної заселеності, тобто

$$\eta_{\text{кв}} = h\nu_0 / E_{\text{в}} \quad (1.29)$$

Величина $\eta_{\text{кв}}$ визначається конкретною схемою рівнів активної частинки і змінюється для різних активних середовищ у діапазоні від $\sim 10^{-3}$ до ~ 0.9 .

ККД резонатора $\eta_{\text{р}}$ характеризує частку всіх збуджених на верхньому лазерному рівні частинок, що переходять на нижній рівень з випускненням когерентного кванта. Величина $\eta_{\text{р}}$ визначається відношенням імовірності процесу змушеного випромінювання до суми імовірностей усіх процесів звуження верхнього лазерного рівня і нерезонансних втрат квантів у резонаторі. Переважно $\eta_{\text{р}}$ складає 0.3 – 0.7.

ККД системи збудження активного середовища $\eta_{\text{у}}$ характеризує ефективність переведення використовуваної для накачування лазера

електричної чи теплової енергії в енергію збудження верхнього лазерного рівня активного середовища і складає $\sim 0.1 - 0.7$.

ККД систем обслуговування $\eta_{c.o.}$ враховує необхідні для роботи лазера енергетичні витрати, не пов'язані зі збудженням середовища чи генерацією лазера безпосередньо. Звичайно вони враховують ККД джерел живлення, витрати на прокачування робочої суміші, холодоагенту, живлення додаткових обслуговуючих систем. Величина $\eta_{c.o.}$ залежить від типу конкретного лазера і знаходиться в інтервалі $0.5 - 0.9$ [1].

1.8 Одномодові і багатомодові лазери, їх конструкція та застосування

Технологічний лазер з високою якістю випромінювання пучка, який генерує пучок з гауссовим радіальним розподілом інтенсивності, що відповідає поперечній моді, умовно називають **одномодовим** (генерує один тип коливань) [2].

Одномодові лазери з дифузійним охолодженням (ЛДО) мають такі переваги:

1. Пучок їхнього випромінювання легко трансформується і фокусується в пляму розміром $50 - 100$ мкм, що дозволяє одержати інтенсивність випромінювання в плямі понад 10^7 Вт/см².

2. Вісь пучка зберігає стабільне кутове положення завдяки її збігу з віссю симетрії профілю ненасиченого коефіцієнта підсилення активного середовища. Це дозволяє контролювати з високою точністю місце розташування сфокусованого пучка на оброблюваному виробі.

3. Мала апертура генерованого пучка ($10 - 30$ мм) дозволяє використовувати відносно дешеві оптичні елементи, механічні вузли і приводи.

Одномодові ЛДО використовуються в задачах прецизійного лазерного різання, розмірної обробки, гравірування, пробивання отворів (вони, як правило, мають крім безперервного також і імпульсно-періодичний режим генерації), та у задачах лазерного зварювання і поверхневої термічної обробки.

Конструктивно ТЛ скомпонований у вигляді єдиного блока, у якому змонтовано оптичний резонатор з секціями газорозрядних труб 3 (рис. 1.6), схема охолодження і термостабілізації, система газообміну і схема електроживлення. Струм розряду стабілізований з точністю 0.1 %; елементи блока електроживлення термостабілізовані. Для роботи в імпульсно-періодичному режимі в секціях газорозрядних труб передбачені підпалювальні електроди; у джерелі живлення є імпульсний блок модуляції розряду. Оптичний резонатор і секції газорозрядних труб 3 кріпляться до сталеві оптичної лави 6 і труби 8. Секції газорозрядних труб охолоджуються маслом і термостабілізуються з точністю ± 0.5 °С (разом з резонатором) за допомогою теплообмінника масло – вода, поворотні дзеркала резонатора 5 термостабілізуються з точністю ± 0.1 °С.

Випромінювання лазера лінійно поляризоване, це реалізується за допомогою дзеркала, що розташовують в резонаторі під кутом 45° до осі. Юстирування резонатора відбувається на заводі-виготовлювачі, при експлуатації ТЛ необхідне тільки під'юстирування вихідного дзеркала до максимуму вихідної потужності.

Автоматична мікропроцесорна система контролю і керування ТЛ виконує функції блокувань, контролю струму і напруги розряду, контролю вихідної потужності випромінювання (за допомогою безупинного вимірювача потужності), програмного задання циклограми потужності випромінювання.

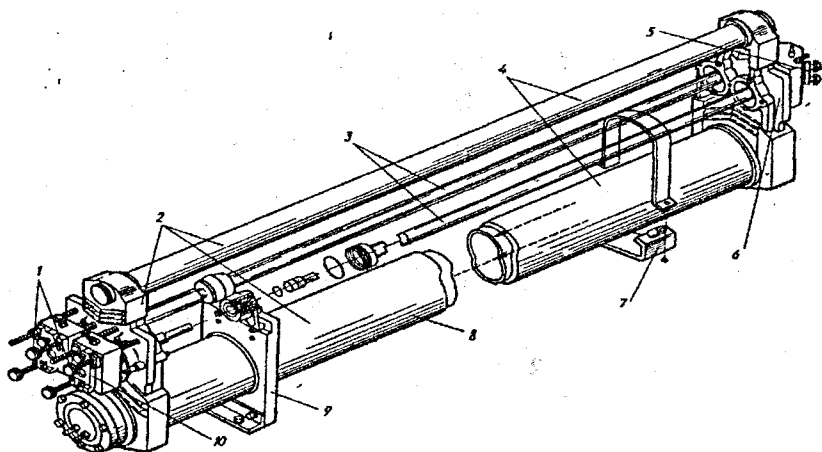


Рисунок 1.6 – Конструкція оптичного резонатора і газорозрядного блока одномодового ТЛ: 1 – юстирувальні гвинти, 2 – штанги оптичної лави резонатора; 3 – газорозрядні труби, 4 – напрямок потоку холодоагенту, 5 – поворотні дзеркала, 6 – кінцеві плити, 7 – опори резонатора, 8 – сталева труба, 9 – монтажна плата для електродів, 10 – знімні оптичні тримачі

1.9 Однопроменеві і багатопроменеві лазери, їх конструкція та застосування

Досягти рівня потужності випромінювання більше 1 кВт в однопроменевих ЛДО із самостійним розрядом можна тільки при загальній довжині розрядної області > 20 м, що за звичайною схемою розташування розрядних трубок, послідовно включених в оптичний резонатор, приводить до необхідності використання різного виду згорток оптичного тракту. Це дозволяє скоротити габарити лазера, але погіршує стабільність вихідних параметрів, збільшує втрати на поворотних дзеркалах, ускладнює налаштування й експлуатацію оптичної системи резонатора. Заміна схеми ЛДО з послідовним включенням розрядних трубок у резонатор на схему з

паралельним розташуванням трубок малого діаметра всередині загального резонатора, утвореного двома плоскими дзеркалами, дозволяє зняти обмеження на потужність.

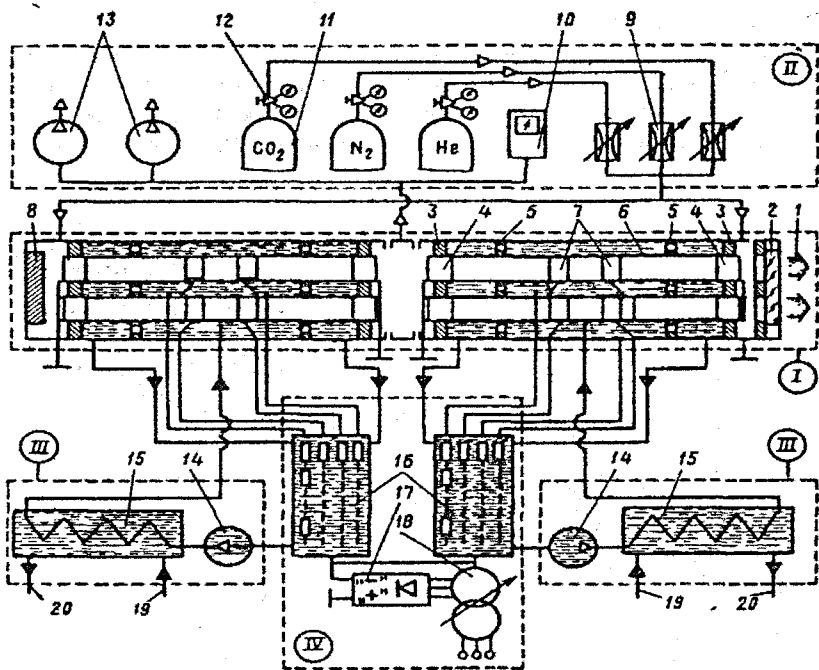


Рисунок 1.7 – Принципова схема багатопроменевого ТЛ "ІГЛАН-3": 1 – лазерні промені, 2 – охолоджуване вихідне дзеркало, 3 – сепаратор-уцілювач, 4 – анод, 5 – сепаратор, 6 – розрядна трубка, 7 – катод, 8 – охолоджуване глухе дзеркало, 9 – натікач, 10 – вакуумметр ВДГ-1, 11 – балон з робочим газом, 12 – редуктор; 13 – вакуумний насос, 14 – маслонасос, 15 – теплообмінник, 16 – бак з баластовими опорами, 17 – випрямляч, 18 – регульований високовольтний трансформатор; 19, 20 – подача і злив охолоджувальної води

Лазери з дифузійним охолодженням і паралельним розташуванням трубок називаються багатопроменевими. При збереженні загальних переваг (велика економічність виготовлення, експлуатації) багатопроменеві ЛДО мають додаткові переваги в порівнянні з швидкопроточними лазерами (ШПЛ): високу стабільність параметрів випромінювання (потужності, кутової розбіжності, кутового положення осі діаграми направленості), причому на відміну від швидкопроточного газорозрядного лазера збільшення потужності лазера не супроводжується погіршенням

якості випромінювання: високу компактність блока генерації; можливість створення практично будь-якого розподілу густини потужності на поверхні виробів.

Багатопроменева схема ЛДО була вперше реалізована в зразку лазера типу «ІГЛАН» потужністю випромінювання 3 кВт, у якому застосований розряд постійного струму.

Основним недоліком багатопроменевих лазерів є порівняно велика загальна апертура пучка, який складається з набору паралельних пучків від кожної трубки, при відносно високій розбіжності випромінювання, що визначається діаметром одиночної трубки. Це створює труднощі для систем транспортування, випромінювання і перешкоджає гострому фокусуванню променя. Тому ці ТЛ найбільш перспективні для поверхневої термообробки, де необхідний рівень густини потужності не перевищує $\sim 10^5$ Вт/см² [2].

1.10 Лазери безперервні й імпульсно-періодичної дії, їх характеристики

Імпульсний режим роботи лазера здійснюється двома способами: або за допомогою модуляції добротності при безперервному накачуванні, або за допомогою імпульсного накачування (як у режимі модуляції добротності, так і в режимі вільної генерації).

Таблиця 1.1 – Основні технічні характеристики твердотільних технологічних лазерів

Тип технологічного лазера	Довжина хвилі випромінювання, мкм	Середня потужність випромінювання, Вт	Частота повторення імпульсів, кГц	Діаметр променя на виході, мм	Розбіжність випромінювання, рад	Маса установки, кг
Лазери перервної дії						
ЛТН-101	1,064	63	—	4	$1 \cdot 10^{-2}$	190
ЛТН-02А	1,064	125	—	4	$1 \cdot 10^{-2}$	220
ЛТН-102Б	1,32	31	—	4	$1 \cdot 10^{-2}$	220
ЛТН-103	1,064	250	—	4	$1,2 \cdot 10^{-2}$	340
ЛТН-01А	0,532	1	—	4	$1 \cdot 10^{-2}$	210
ЛТН-401Б	0,532	2	—	4	$1 \cdot 10^{-2}$	210
Імпульсні лазери						
ЛТИ-501	1,064	8	5–50	1,5	$1,0 \cdot 10^{-3}$	225
ЛТИ-502	1,064	16	8–50	1	$2,0 \cdot 10^{-3}$	225
ЛТИ-504	1,064	4	5–25	2	$2,0 \cdot 10^{-3}$	280
ЛТИ-701	0,532	4	1–25	0,8–1	$1,5 \cdot 10^{-3}$	225
ЛТИ-702	0,532	2	1–25	0,8–1	$1,5 \cdot 10^{-3}$	225

Перший спосіб реалізований у лазерах серії ЛТИ (табл. 1.1), розроблених на єдиній основі з лазерами серії ЛТН. Для модуляції добротності в лазерах серії ЛТИ використовується автоматичний затвор МЗ-301. При вимиканні затвора лазери працюють у безперервному режимі зі збереженням потужності випромінювання.

Другий спосіб реалізований у ЛТУ серії «Квант». Конструкція лазерів, що працюють у режимі вільної генерації, виявляється більш простіша, а енергія в імпульсі – найвища (до 30 Дж) при високій середній потужності випромінювання (до 125 Вт) [2].

1.11 Вимоги до промислових технологічних лазерів

Технологічні лазери (ТЛ) і комплекси лазерного технологічного устаткування, сконструйовані і виконані з урахуванням вимог максимальної реалізації фізичних переваг лазерного випромінювання, а також з урахуванням техніко-економічних вимог промислової експлуатації, демонструють такі переваги лазерної техніки, як гнучкість (швидке перестроювання на різні види обробки), безвідходність, малі габарити виробничої лінії, безшумність, надійність і відтворюваність обробки, можливість повної автоматизації [2].

Технологічний лазер являє собою пристрій, призначений для роботи в складі комплексу промислового устаткування, що виготовляє вироби машинобудування, приладобудування або матеріали (речовини) із заданими фізичними і хімічними характеристиками. Тому ТЛ повинен задовольняти, по-перше, загальні вимоги, висунуті і до будь-якого промислового технологічного устаткування; по-друге, специфічні вимоги, необхідні і при лазерному технологічному процесі, або пов'язані з особливостями лазерного променя як робочого інструмента. Для виконання цих вимог ТЛ повинний мати відповідні параметри конструкції і робочого тіла, бути повністю автоматизованим, бути складовою частиною автоматизованого лазерного технологічного комплексу; конструкція ТЛ і умови його експлуатації повинні забезпечувати повну безпеку в роботі і задовольняти гігієнічні, екологічні і естетичні вимоги.

Особливою групою умов промислового застосування ТЛ є техніко-економічна доцільність використання кожного конкретного виду лазерної технології при виготовленні певних промислових виробів. Це питання повинне завжди розглядатися, по-перше, стосовно до поточного стану промислової технології і, по-друге, у перспективі на найближчі роки.

Вимоги до параметрів лазерного випромінювання з боку лазерних технологічних процесів. Основними вимогами, що визначають фізичну можливість того або іншого процесу лазерної обробки виробів (при термічній технології), або речовин (при селективній технології), є інтенсивність випромінювання на поверхні оброблюваного виробу (або в перетині пучка при обробці речовин) і тривалість впливу випромінювання. Відповідні величини для процесів термічної лазерної обробки виробів

показані в табл. 1.2. Наступною важливою вимогою є середня потужність випромінювання, що визначає продуктивність процесу, а в деяких випадках – і його принципову фізичну можливість (наприклад, у випадках зварювання з глибоким проплавленням). Діапазон потужностей ТЛ від 0.5 до 5 кВт у даний час, за експертними оцінками, покриває велику частину потреб застосування ТЛ у технології машинобудування.

Вимоги до кутової розбіжності й апертури пучка лазерного випромінювання пов'язані з вимогами досягнення необхідної інтенсивності випромінювання при фокусуванні.

Таблиця 1.2 – Параметри термічної лазерної обробки виробів

Параметр	Процес лазерної технології			
	Поверхнева термообр.	Зварювання	Різання	Пробив. отворів
Інтенсив. випром. на поверхні оброблюваного виробу, Вт/см ²	$0.5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6 - 10^7$	$10^7 - 10^8$
Тривалість впливу випромінювання, с	$10^{-2} - 1$	$10^{-3} - 1$	$10^{-3} - 1$	$10^{-5} - 10^{-3}$
Діапазон середньої потужності випромінювання, кВт	1 – 5	2 – 5	0.3 – 1	0.5 – 1
Кутова розбіжність за рівнем 0.86 повної потужності, мрад	2 – 5	1 – 2	0.3 – 1	0.5 – 1
Апертура пучка, мм	20 – 80	20 – 30	10 – 30	20 – 40
Довжина транспортування випромінювання, м	3 – 10	3 – 10	1 – 15	1 – 5
Припустима нестабільність повної потужності, %	± 3	± 3	± 2	± 2
Припустима нестабільність кутової розбіжності, %	± 2	± 3	± 2	± 2
Припустима кутова нестабільність осі пучка, мрад	0.2	0.25	0.03	0.05
Поляризація випромінювання	Лінійна	Кругова	Кругова	Кругова

Довжина транспортування випромінювання визначається розмірами лазерного технологічного поста і довжинами переміщення зони фокусування випромінювання на оброблюваному виробі. Припустимі величини нестабільностей повної потужності випромінювання кутової розбіжності і кутового положення осі пучка визначають якість процесу лазерного оброблення (однорідність загартованого або наплавленого шару,

однорідність глибини і ширини проплавленої зони при зварюванні, шорсткість розрізу і т.д.). Аналіз вимог до якості лазерної обробки виробів приводить до досить жорстких значень припустимих величин нестабільності потужності лазерного випромінювання в діапазоні частот $0 - 10^3$ Гц. Що стосується нестабільностей потужності кутових параметрів пучка, то діапазон частот нестабільностей розширюється до $10^3 - 10^5$ Гц, оскільки нестабільності кутових параметрів пучка на високих частотах приводять до еквівалентного збільшення кутової розбіжності випромінювання.

У випадку процесів селективної атомно-молекулярної лазерної технології (лазерний хімічний синтез, лазерне надтонке хімічне очищення речовин) додаються вимоги до інших параметрів лазерного випромінювання: монохроматичності $\left[\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{\max} \leq 10^{-8} - 10^{-9} \right]$, діапазону довжин хвиль випромінювання ($\lambda = 0,2 - 20$ мкм), тривалості імпульсу ($\tau_i = 10^{-12} - 10^{-7}$ с) і пікової потужності ($P_{\text{вм}} = 10^8 - 10^{10}$ Вт).

Вимоги до промислової експлуатації устаткування з боку лазерної технології. Крім загальнопромислових техніко-економічних і експлуатаційних вимог до устаткування для лазерних технологічних операцій (насамперед до ТЛ) специфічні особливості експлуатації лазерної техніки додають ряд особливих вимог. У сукупності всі ці вимоги можна розділити на три групи.

1. Техніко-економічні вимоги: незалежно від виду лазерної технології як технологічний лазер, так і інші системи лазерних технологічних комплексів (технологічний пост, система транспортування і фокусування випромінювання, лазерний робот, САК) повинні мати повний ресурс роботи не менше 10^4 год., характеризуватися високим середнім відсотком (не менш 90 %) часу роботи устаткування з генерацією і використанням лазерного випромінювання; бути компактними, економічними при витраті електроенергії, робочих газів, рідин, експлуатаційних матеріалів і деталей; лазерний технологічний комплекс повинний бути повністю автоматизованим.

2. Технічні вимоги до приміщення, інженерних і енергетичних систем підприємства, на якому використовується лазерний технологічний комплекс: повинні бути забезпечені належні потужність і стабільність силової електромережі, тиск, витрата і якість охолодної води і стиснутого повітря; повинні бути в межах норми рівні вібрації і шуму, електромагнітних наведень, а також температури, вологості і запиленості повітря. Конкретні значення всіх цих норм залежать від типу моделі і виконання ТЛ і технологічного комплексу, тому що останнім часом намітилася тенденція до створення максимально самозабезпечених конструкцій (з автономними замкнутими системами охолодження і

газозабезпечення, активними фільтрами, фільтрами газів і рідин, захистом оптичних елементів і т.п.).

3. Вимоги забезпечення санітарно-гігієнічної й екологічної безпеки експлуатації лазерного устаткування. Ці вимоги мають не тільки соціально-економічний, але і юридичний характер; вони визначаються офіційними державними «Санітарними нормами і правилами пристрою й експлуатації лазерів».

Економічні вимоги виготовлення ТЛ включають: модульність конструкції ТЛ; максимальне використання готових комплектуючих вузлів, і виробів що випускаються промислово; уніфікацію і стандартизацію ТЛ і його комплектуючих; використання недорогих і недефіцитних матеріалів у конструкції ТЛ; високий рівень конструкторського пророблення ТЛ, що полягає в мінімальному числі окремих блоків, у максимальному забезпеченні ТЛ необхідними в експлуатації механічними, оптичними й електронними аксесуарами, в оптимальному з'єднанні ТЛ з іншими частинами автоматизованого лазерного технологічного комплексу й у розумному співвідношенні універсалізації і спеціалізації ТЛ. Оскільки розмір амортизаційних відрахувань складає біля половини вартості 1 (кВт·год) лазерної енергії, економічність виготовлення ТЛ є одним із принципових факторів, що визначають перспективність промислового впровадження лазерної технології.

Усе викладене визначає в сукупності поняття «промисловий ТЛ». До промислових лазерів висувають такі вимоги:

1. Необхідні параметри: рівень потужності, якість і стабільність випромінювання – у залежності від виду лазерної технології, для якої даний ТЛ призначений.

2. Економічності експлуатації та виготовлення, що відображаються у мінімальній вартості 1 (кВт·год) енергії випромінювання, на величинах загального і міжремонтного ресурсу і надійності.

3. Керованість системою автоматичного керування потужністю і просторовим положенням пучка, а також основними внутрішніми параметрами ТЛ.

4. ТЛ повинний бути схемною і конструктивною складовою частиною АЛТК.

5. Безпека в експлуатації, високий рівень гігієнічності і дизайну.

6. Наявність промислового випуску ТЛ і його комплектуючих.

1.12 Основні вимоги щодо забезпечення безпеки при роботі з технологічними лазерами

Технологічний лазер є джерелом декількох видів небезпек, головним з яких є його випромінювання. Тому при розробці й експлуатації ТЛ і лазерних технологічних комплексів необхідно виконувати «Санітарні норми і правила пристрою й експлуатації лазерів».

Правила є обов'язковими при проектуванні, будівництві, експлуатації і реконструкції підприємств, цехів, ділянок, призначених для робіт із застосуванням лазерів.

Правила відзначають, що в залежності від конструкції лазерів і умов його експлуатації на обслуговуючий персонал можуть впливати такі небезпечні і шкідливі виробничі фактори: лазерне випромінювання (пряме, розсіяне, відбите); світлове випромінювання від імпульсних ламп накачування і зони взаємодії лазерного випромінювання з матеріалами мішені; ультрафіолетове випромінювання від ламп накачування чи кварцових газорозрядних трубок; шум і вібрація, що виникають при роботі лазера; іонізуюче випромінювання; висока напруга в електричному колі живлення ламп накачування чи газового розряду; електромагнітні поля ВЧ і НВЧ діапазону від генераторів накачування; інфрачервоне випромінювання і тепловиділення від устаткування і нагрітих поверхонь; зашплення і загазованість повітря робочої зони продуктами взаємодії лазерного променя з мішенню; агресивні і токсичні речовини, використовувані в конструкції лазера.

Усі перераховані шкідливі фактори, за винятком лазерного випромінювання, розглядаються у відповідних нормативних документах, що регламентують правила техніки безпеки і промсанітарії при роботі з загальнопромисловим устаткуванням, ці правила повністю поширюються на лазерне устаткування.

Біологічні ефекти впливу лазерного випромінювання (ЛВ) на організм (насамперед, на шкіру й очі) залежать від енергетичної експозиції опромінення, довжини ЛВ хвилі, часу впливу і площі ділянки, що опромінюється, від частоти повторення і тривалості імпульсів.

За гранично припустимі рівні лазерного випромінювання (ГПР) приймаються енергетичні експозиції (у Дж/см²) тканин, що опромінюються.

ГПР лазерного випромінювання відносяться до спектрального діапазону від 0.2 до 20 мкм. і регламентуються для роговиці, сітківки ока і шкіри.

При безупинному лазерному випромінюванні ГПР встановлені в залежності від довжини ЛВ хвилі:

1) для ультрафіолетової області спектра ($\lambda = 0.2 - 0.4$ мкм) нормується енергетична експозиція (H_{yf}) на роговиці ока і шкірі за загальний час опромінення протягом робочого дня. «Правила» приводять таблицю для H_{yf} у залежності від λ ; для оцінювання можна скористатися формулою

$$\lg [H_{yf}] \leq -14.2 + 31 \cdot \lambda ; \quad (1.30)$$

2) для видимої ($\lambda = 0.4 - 0.75$ мкм) і ближньої ІЧ-області спектра ($\lambda = 0.75 - 1.4$ мкм) ГПР, що не викликають первинних біологічних ефектів (H_n), регламентуються для роговиць ока і визначаються за формулою

$$H_n = H_1 \cdot k_1 , \quad (1.31)$$

де H_1 – енергетична експозиція на роговиці ока в залежності від тривалості впливу τ і кутового розміру θ джерела випромінювання при максимальному діаметрі зіниці ока; k_1 – поправковий коефіцієнт на довжину хвилі лазерного випромінювання і діаметр зіниці ока.

Для $\theta = 1 - 5$ мрад можна використати оціночну формулу:

$$\lg k_1 \cong -3 + 0.25 \cdot \lg [\tau]. \quad (1.32)$$

Для максимального діаметра зіниці (0.8 мм) величину k_1 можна прийняти рівною: $k_1 \cong 1$ при $0.4 < \lambda < 1$ мкм, $\lg k_1 \cong -2.5 + 2.5 \cdot \lambda$ (мкм) при $1 < \lambda < 1.4$ мкм;

3) для далекої ПЧ-області спектра ($9.3 < \lambda < 20$ мкм) ГПР лазерного випромінювання (Н) на роговиці ока і шкірі можна оцінити за формулою

$$\lg H = -0.55 + 0.57 \cdot \lg [\tau] + 0.01 \cdot (\lg \tau)^2. \quad (1.33)$$

У діапазоні $\tau = 10^{-4} - 1$ с можна приблизно вважати $H \approx 0.2 \cdot \tau^{1/2}$.

Класифікація лазерів за ступенем небезпеки випромінювання, яке генерується ними.

Лазери за ступенем небезпеки випромінювання, що генерується ними, підрозділяються на чотири класи: I клас – вихідне випромінювання лазера не є небезпечним для очей і шкіри; II клас – вихідне випромінювання становить небезпеку при опроміненні очей прямим чи дзеркально відбитим випромінюванням; III клас – вихідне випромінювання становить небезпеку при опроміненні очей прямим, дзеркально відбитим, а також дифузно відбитим випромінюванням на відстані 10 см від дифузійно відбиваючої поверхні і (чи) при опроміненні шкіри прямим і дзеркально відбитим випромінюванням; IV клас – вихідне випромінювання становить небезпеку при опроміненні шкіри дифузно відбитим випромінюванням на відстані 10 см від дифузійно відбиваючої поверхні.

Для лазерів II – IV класів і лазерних установок, до складу яких входять лазери цих класів, визначення рівнів опромінення персоналу повинне проводитися періодично, не рідше одного разу в рік у порядку поточного санітарного нагляду.

Вимоги до конструкції й експлуатації лазерів. У паспорті і технічних даних на лазер повинні бути зазначені такі параметри випромінювання: довжина хвилі, потужність (енергія), тривалість імпульсу, частота повторення імпульсів, початковий діаметр і розбіжність пучка, клас лазера за первинними і вторинними біологічними ефектами.

Лазери III – IV класів, що генерують випромінювання у видимому діапазоні, і лазери II – IV класів з генерацією в ультрафіолетовому й інфрачервоному діапазонах повинні забезпечуватися сигнальними пристроями, що працюють з моменту початку генерації і до її закінчення.

Лазери IV класу повинні забезпечуватися ключовим тумблером. Конструкція лазерів IV класу повинна забезпечувати можливість дистанційного керування.

Усі системи спостереження і засоби колективного й індивідуального захисту (окуляри, маски) повинні забезпечувати зниження інтенсивності лазерного випромінювання до ГПР.

Лазери повинні бути марковані знаком лазерної небезпеки відповідно до ДСТ (рис. 1.8).



Рисунок 1.8 – Знак «Лазерна небезпека» (ДСТ12.4.026–76)

Для короткочасного перекриття прямого лазерного випромінювання, а також для обмеження його поширення за межі області оброблюваної деталі (матеріалу) лазери III – IV класів повинні забезпечуватися екранами (заслінками), виготовленими з вогнестійкого, неплавкого, світлопоглинаючого матеріалу, що перешкоджатиме поширенню випромінювання.

Лазери II – IV класів до початку їхньої експлуатації повинні бути прийняті комісією, призначеною адміністрацією установи з обов'язковим включенням у її склад представника Держсаннагляду.

Вимоги до виробничих приміщень, розміщення устаткування й організації робочих місць

Лазери IV класу повинні розміщатися в окремих приміщеннях.

Внутрішня обробка стін і стелі приміщень повинна мати матову поверхню.

Для лазерів III – IV класів двері приміщень повинні бути обладнані внутрішніми замками, табло «Стороннім вход заборонений» і знаком лазерної небезпеки (для лазерів II – IV класів).

У технологічних процесах повинні використовуватися лазерні установки закритого типу.

Забороняється: проводити візуальне юстирування і спостереження лазерів II – IV класів без необхідних засобів захисту (очей, шкіри), у момент генерації випромінювання здійснювати візуальний контроль влучення променя в мішень (III – IV клас), направляти випромінювання лазера на людину, обслуговувати лазери III – IV класів однією людиною,

знаходиться в зоні спостереження людям, не пов'язаним з налаштуванням, випробуванням і експлуатацією лазерів, розміщувати в зоні лазерного променя предмети, що викликають його дзеркальне відбиття, якщо це не пов'язано з виробничою необхідністю.

При використанні лазерів II – III класів, з метою виключення опромінення персоналу, необхідно або огороження лазерно-небезпечної зони, або екранування пучка випромінювання. Екрани й огороження повинні виготовлятися з матеріалів з найменшим коефіцієнтом відбиття на довжині хвилі генерації лазерів, бути вогнестійкими і не виділяти токсичних речовин при впливі на них лазерного випромінювання [2].

2 РОБОЧЕ ТІЛО ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

2.1 Будова і характеристики твердотільних лазерів

В оптичних квантових генераторах на твердому тілі застосовуються, як правило, методи оптичної накачки. Робоча речовина складається з двох основних компонентів: підставки (матриці) і активатора, що має принаймні 3 або 4 енергетичних рівні. За допомогою світлової накачки атоми з основного стану переходять на більш високі рівні, а потім швидко переходять на робочий рівень.

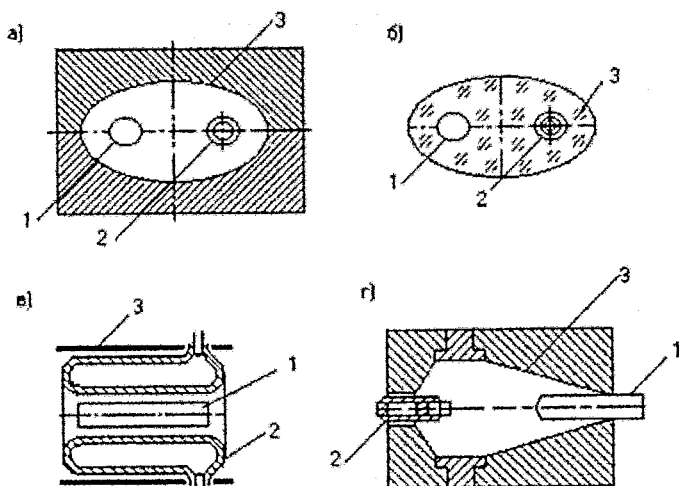


Рисунок 2.1 – Схеми пристрою випромінювачів твердотільного лазера: а, б – з відбивачем (3) у вигляді еліптичного циліндра з розміщенням активного елемента (1) і імпульсної лампи (2) уздовж фокальних осей; в – з порожнистою лампою (2), розташовуваною всередині циліндричного відбивача (3), уздовж осі лампи розміщується активний елемент (1); г – з відбивачем у вигляді двох конусів (3), активний елемент (1) і лампа (2) розміщуються вздовж загальної осі конусів

Ймовірність спонтанного переходу вгору повинна бути набагато меншою ніж вниз. Накачка, яка необхідна для створення інверсної населеності, здійснюється шляхом опромінення робочого тіла світлом газорозрядних ламп. В якості активаторів використовують елементи групи заліза, актиноїдів і рідкоземельних елементів таких як хром, неодим і уран, а в якості основ – корунд Al_2O_3 , флюорит CaF_2 . В якості підвищення перетворення енергії накачки в енергію когерентного випромінювання в основу поряд із іонами активатора вводяться іони-сенсibilізатори, які мають широку смугу поглинання і передають поглинуту енергію активаторам [2].

2.2 Будова і характеристики газорозрядних лазерів з дифузійним охолодженням робочої суміші

Конструктивно газорозрядний лазер з дифузійним охолодженням робочої суміші виконаний у вигляді єдиного блока, в який вмонтовано оптичний резонатор з секціями газорозрядних труб, схема охолодження і термостабілізації, система газообміну і схема електроживлення. Струм розряду стабілізований з точністю 0.1 %; елементи блока електроживлення стабілізовані. Для роботи в імпульсно-періодичному режимі в секціях газорозрядних труб передбачені підпаловальні електроди; в джерелі живлення є імпульсний блок модуляції розряду. Секції газорозрядних труб охолоджуються маслом і термостабілізуються з точністю ± 0.5 °C за допомогою теплообмінника масло-вода, поворотні дзеркала резонатора термостабілізуються з точністю ± 0.1 °C.

Конструкцію CO_2 -лазера з дифузійним охолодженням робочої суміші показано на рис. 2.2. Звичайно він складається з охолоджуваної водою розрядної трубки 1, всередині якої за допомогою системи електродів 2 створюється газорозрядна плазма 3. По торцях розрядної трубки розміщуються дзеркала резонатора: глухе дзеркало 4 і напівпрозоре (чи з отвором) дзеркало 5. Стабільність підсилювальних властивостей середовища протягом тривалого часу підтримується шляхом слабкого прокачування лазерної суміші чи розміщенням всередині лазера відпаяного елемента, що регенерує. У дифузійних лазерах використовується, як правило, суміш $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ у співвідношеннях 1:1:3 чи 1:1:6 (чи близько до цього) при повному тиску до 20 – 40 Тор [2].

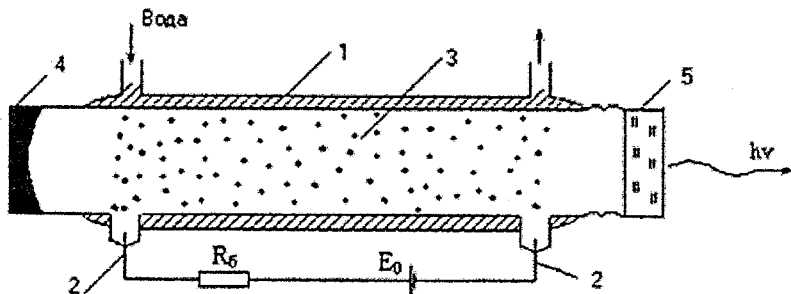


Рисунок 2.2 – Конструкція CO_2 -лазера з дифузійним охолодженням

2.3 Будова і характеристики швидкопроточних газорозрядних технологічних лазерів

Створення потужних технологічних лазерів виявилось можливим за рахунок використання способу конвективного охолодження робочої суміші, що привело до створення швидкопроточних лазерів. Швидкопроточні газорозрядні лазери можуть генерувати лазерне

випромінювання потужністю більше 1 кВт при питомих габаритах, що складають 1 – 3 м³ об'єму конструкції на 1 кВт вихідної потужності лазера. Прокачування робочої суміші потребує створення перепаду тисків прокачним засобом 1.01 – 1.5 атм. Конструктивно даний лазер являє собою герметичну вакуумну сміть, що складається із послідовно встановлених газорозрядних камер, теплообмінника, вентилятора, дифузора і елементів для повертання газового потоку, які утворюють газодинамічний контур. В каналах контуру встановлені елементи для вирівнювання профілю швидкості газового потоку [2].

2.4 Розбіжності в створенні інверсії в CO і CO₂-лазерах

Одним з перспективних, з погляду практичного використання, є газовий лазер на молекулі оксиду вуглецю (чадного газу). Як і CO₂-лазер, лазер на CO працює на коливально-обертальних переходах в основному електронному стані. Незважаючи на те, що в цих лазерах використовуються практично однакові способи коливального збудження молекул, механізми створення інверсії в CO- і CO₂-лазерах істотно різні. Схема рівнів молекули CO показана на рис. 2.3.

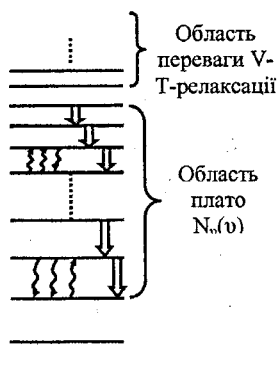


Рисунок 2.3 – Схема рівнів CO-лазера

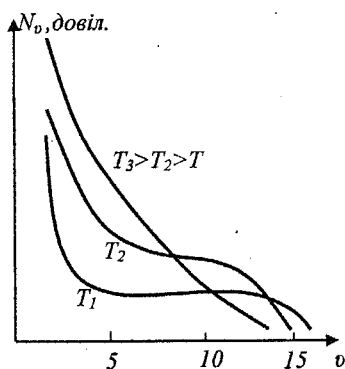


Рисунок 2.4 – Результати кількісного розрахунку заселеності обертельних рівнів молекули CO

Вона має вигляд ряду, що поступово зближається з ростом енергії коливальних рівнів, кожний з яких зображає у свою чергу набір обертельних підрівнів. Аналогічно молекулі CO₂, через малу відстань між обертельними підрівнями і ефективний обмін енергією між ними при зіткненнях, розподіл молекул CO по обертельних підрівнях описується формулою Больцмана [1].

2.5 Принцип дії газодинамічних лазерів

Газодинамічні лазери ґрунтуються на способі одержання інверсної населеності в молекулярних газах на коливальних рівнях молекул шляхом пропускання газу через сопло Лавалю з надзвуковою швидкістю. Принцип дії ГД ОКГ: при нагріванні газової суміші до високих температур значна кількість молекул переходить на більш високі енергетичні рівні, і теплова рівновага встановлюється при більш високій заселеності верхніх енергетичних рівнів. Але при цьому зберігається основна квантово-механічна умова для рівноважного середовища – заселеність нижніх рівнів перевищує заселеність верхніх рівнів. При проходженні газу через сопло створюються умови, при яких відбувається збіднення нижніх рівнів і зберігається заселеність верхніх. Таким чином, виникає інверсія заселеності.

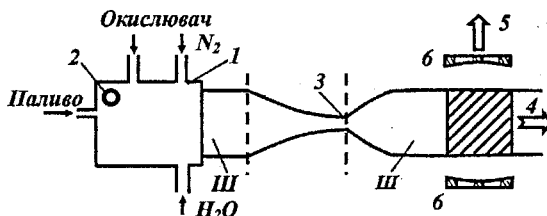


Рисунок 2.5 – Схема газодинамічного ОКГ: 1 – камера згоряння; 2 – запальний пристрій; 3 – сопло; 4 – потік відпрацьованого газу; 5 – напрямок індукованого випромінювання; 6 – дзеркала резонатора

Створено ГД ОКГ із потужністю випромінювання 60 кВт у багатомодовому, і 30 кВт – в одномодовому безперервному режимі. Подальше підвищення потужності цього типу газових ОКГ багато в чому визначається можливістю створення дзеркал резонатора, здатних тривалий час працювати без ушкодження відбиваючих поверхонь. Існуючі дзеркала здатні працювати при потужності безперервного випромінювання 50 кВт не більш 15 хвилин [1].

2.6 Виникнення інверсної заселеності в хімічних лазерах

Особливим видом газових ОКГ є генератори з хімічною накачкою, інверсна заселеність в робочому середовищі яких створюється за рахунок енергії хімічних реакцій її компонентів. Розрізняють два типи подібних лазерів – з ініціюванням хімічної реакції і без зовнішнього ініціювання.

У першому випадку для забезпечення умов, необхідних для виникнення і протікання хімічної реакції, потрібно попереднє збудження тих чи інших реагентів, які вступають у реакцію, що приводить до необхідності використання спеціальних додаткових ініціувальних пристроїв таких, як електричні розрядники, нагрівальні камери, ударні труби і т.д..

В другому випадку хімічна реакція виникає мимовільно при простому змішуванні компонентів. Останній тип генераторів відрізняється найбільшою простотою конструктивного виконання. До теперішнього часу відома ціла група хімічних реакцій, що приводять до утворення інверсної населеності і можливості генерації індукованого випромінювання. Індуковане випромінювання у відомих ОКГ із хімічним накачуванням обумовлено переходами між коливально-обертальними рівнями дво-, триатомних молекул, у силу чого довжина хвилі випромінювання цих генераторів знаходиться в ІЧ-області спектра [1].

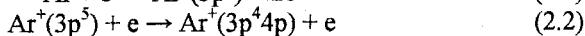
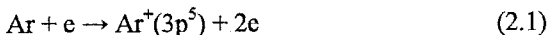
2.7 Принцип дії атомарних лазерів, їх характеристики

Дія атомарного гелій-неонового ОКГ полягає у використанні енергетичних рівнів гелію і неону. Завдяки непружним електронним зіткненням атоми гелію переходять на метастабільний рівень. Внаслідок непружних зіткнень збуджених атомів гелію з незбудженими атомами неону останні переходять з основного рівня на збуджений рівень, а атоми гелію повертаються назад. В результаті виникає інверсія населеності рівнів неону. При цьому мають місце випромінювальні переходи з довжиною хвилі випромінювання $\lambda = 3.39$ мкм [2].

2.8 Принцип дії іонних лазерів, їх характеристики

Одержання генерації можливе не тільки при переходах між рівнями нейтральних атомів, але й іонів. В даний час отримана генерація на переходах між рівнями іонів більше 30 хімічних елементів. Найбільше поширення серед іонних лазерів одержав аргоновий лазер, що використовує переходи між електронними станами іона Ar^+ відповідними видимій області спектра ($\sim 0.455 - 0.515$ мкм).

Повне число рівнів і процесів, що беруть участь у створенні інверсної заселеності в іоні Ar^+ , дуже велике. Тому розглянемо принцип роботи аргонового лазера за допомогою спрощеної схеми (рис. 2.6), рівні $3p^4 4p$ і $3p^4 4s$ якої містять у собі всі рівні конфігурацій $4p$ і $4s$. Збудження верхніх лазерних рівнів Ar^+ відбувається в газовому розряді східчасто в результаті двох зіткнень атомів з електронами. Перше зіткнення іонізує атом, друге – збуджує його:



Радіаційний час життя верхніх лазерних рівнів ($\sim 10^{-8}$ с) істотно більший, ніж нижніх ($\sim 10^{-9}$ с). Саме ця обставина і дозволяє створити стаціонарну інверсію між цілим рядом рівнів зазначених конфігурацій.

Утворення збуджених іонів відбувається при зіткненні електронів з іонами в основному стані. Тому щільність частинок на верхньому лазерному рівні

$$N_2 = k^* n_e n_1 \tau_2 = k^* n_e^2 \tau_2 \omega_j^2, \quad (2.3)$$

де k^* – константа порушення; τ_2 – радіаційний час життя верхнього лазерного рівня.

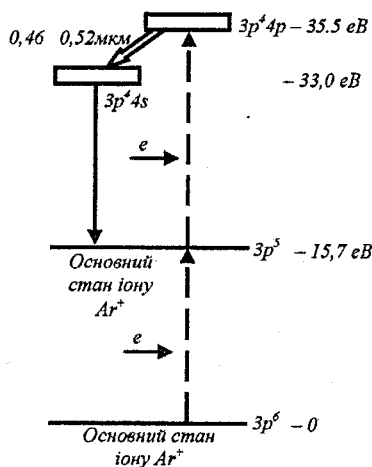


Рисунок 2.6 – Спрощена схема рівнів іона Ar

Високі питомі параметри Ag-лазера можливі лише при високих густинах струмів, тобто при використанні дугових розрядів. Ця обставина позначається на конструкції іонних лазерів. Для забезпечення однорідного потужнострумового розряду розрядну трубку приходиться робити у вигляді досить тонкого капіляра. Іноді для досягнення максимальної концентрації заряджених частинок розрядний капіляр поміщають у подовжене магнітне поле. Незважаючи на обмежену потужність, випромінювання Ag-лазера можна сфокусувати в пляму з щільністю потужності $>10^7$ Вт/см². Це дозволяє з успіхом використовувати їх у промисловості, зокрема для скрайбування тонких плівок у мікросхемах [1].

2.9 Принцип дії ексимерних лазерів, їх характеристики

Робочим тілом в ексимерних лазерах є молекули-димери деяких благородних газів і їхніх галоїдів, здатні існувати стійко тільки в збудженому стані. Ця обставина пояснює їхню назву excited dimer, тобто димери в збудженому стані. Механізми створення інверсної заселеності ексимерних лазерів ілюструються схемою електронних рівнів димера XY (X відповідає атомам інертних газів: Xe, Kr, Ar, а Y – галогенів F, Cl, Br і т.д.) (рис. 2.7). Основний стан молекули XY нестійкий, тобто характеризується відштовхувальним термом. Потенціальна яма, що свідчить про можливість появи стійкого стану, може утворитися тільки при збудженні молекули. Створення збуджених молекул XY і XY*

можливе за допомогою пучків швидких електронів чи зіткнень збудженого атома з незбудженим



у так званих гарпунних реакціях



а також реакціях типу



Час життя збуджених молекул X_2^* чи XY^* щодо радіаційних процесів складає $10^{-9} - 10^{-7}$ с. Опинившись в основному стані, молекула розпадається. Тому радіаційне руйнування верхнього рівня відбувається за схемою

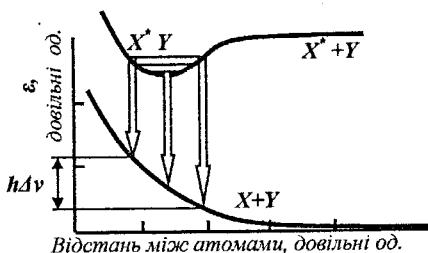
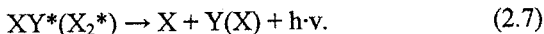


Рисунок 2.7 – Створення інверсної заселеності в ексимерних лазерах

Розвал молекули в основному стані забезпечує автоматичне спустошення нижніх лазерних рівнів. Через відштовхувальний характер нижнього терму генерація ексимерних лазерів, як видно на рис. 2.7, може здійснюватися в широкій смузі довжин хвиль. Відмітною рисою ексимерних лазерів є також дуже високі значення квантового ККД.

Широка лінія підсилення, малий час життя верхнього лазерного рівня, а також необхідний для ефективного протікання процесів високий тиск робочої суміші приводять до необхідності здійснення високоінтенсивного накачування з енерговкладом $0.1 - 1$ Дж/см³ за час $0.1 - 1$ нс. Збуджувані електронним пучком за схемою (1) лазери на димерах інертних газів працюють на однокомпонентних середовищах при тисках >10 атм. і дозволяють одержувати потужність випромінювання в імпульсі до $10^7 - 10^8$ Вт при ККД до 20 % [2].

2.10 Особливості рідинних лазерів

Крім газоподібних і твердих речовин, у лазерах можна використовувати і спеціальні рідини. Переваги рідинних лазерів настільки ж великі, як і твердотільних. Число активних частинок і можливість прокачування робочої рідини значно полегшує задачу охолодження.

У таких лазерах працюють як органічні, так і неорганічні рідини. На даний час відомі лазерні органічні рідини двох видів – металоорганічні комплекси (або хелати) і барвники. Хелати представляють собою складні сполуки, у якому рідкоземельний елемент, наприклад європій, затиснутий, як клішнями, між декількома молекулами комплексу, які називають лігандами. Через таку структуру хелати іноді іменують клішневидними з'єднаннями.

Конструкція хелатного лазера, як і всіх інших рідинних лазерів, являє собою ніби гібрид конструкції газового і твердотільного лазерів. У рідинному лазері робоча речовина заливається в прозору скляну чи кварцову довгасту кювету, найчастіше круглого перерізу з брюстеровськими вікнами на кінцях, розташовану між двома дзеркалами. Кювету розташовують в освітлювач, у якому розташована лампа накачки.

Більш перспективними в порівнянні з хелатними лазерами є лазери на органічних барвниках, таких, як родамін, триафлафін, піропін і інші. Ці барвники заливають у лазерну кювету у вигляді спиртового або водяного розчину і збуджують світлом лампи накачки або випромінюванням неодимового чи рубінового лазера. Оскільки барвник сам по собі без усяких присадок служить активною речовиною і має широкі смуги люмінесценції, то виявилось можливим створити лазер на барвнику з достатньо широким діапазоном перебудови частот його генерації. Для цього в резонаторі лазера на барвнику одне з дзеркал, що складається з великої кількості вузьких (біля одного мікрона) дзеркальних смужок, розділених настільки ж вузькими проміжками. На відміну від звичайного дзеркала дифракційна ґратка відбиває світлові хвилі не під одним і тим же кутом, а під різними, в залежності від довжини хвилі світла, що падає на ґратку. Тому якщо в резонаторі лазера, що складається з плоского дзеркала і дифракційної ґратки, повертати останню відносно дзеркала, то лазер буде генерувати світлові промені різного кольору, наприклад, від червоного до жовтого [2].

2.11 Лазери на основі напівпровідників

Хоча напівпровідники є одним з різновидів кристалічних матеріалів, напівпровідникові лазери звичайно виділяють в окрему групу через їх специфічні властивості. Це насамперед великий коефіцієнт підсилення світла на одиницю довжини збудженого напівпровідника і відповідно малі, порядку 1 мм, розміри лазерного елемента, високий ККД у принципі аж до 100 %, простота модуляції випромінювання напівпровідникового лазера і надзвичайно широкий, приблизно від 0.3 до 30 мкм. діапазон випромінюваних довжин хвиль. За найбільш вживаним способом одержання «активного» середовища, що створюється пропусканням через напівпровідник електричного струму, напівпровідникові лазери частково примикають до газорозрядних лазерів.

Для створення напівпровідникового лазера необхідно будь-яким примусовим методом створити надлишок електронів в зоні провідності і дірок у валентній зоні і потім змусити їх синхронно рекомбінувати з випромінюванням світла. Для цього використовують так звані збуджені стани напівпровідника, в яких дірки накопичуються біля стелі валентної зони, а електрони заповнюють зону провідності і можуть звідти стікати на дірки у валентній зоні.

Найбільш вдалим матеріалом для напівпровідникового лазера виявився арсенід галію, в який добавляється телур для отримання провідності р-типу або цинк для створення провідності n-типу. Сам лазер схожий на двошаровий шпиріг, одна частина якого виконана з напівпровідника р-типу, а друга – з напівпровідника n-типу. Робочою частиною, в якій відбувається рекомбінація електронів і дірок, є тонкий проміжний шар, що називається р-n переходом. Якщо до такого “шпиріга” підключити електричну батарею то під її впливом через р-n перехід потече електричний струм, який складається з електронів і дірок, що рухаються назустріч. Ці частинки інjektуються в р-n перехід і зустрічаючись в ньому, рекомбінують між собою випромінюючи світло. Тобто, в напівпровідниковому лазері так, як і в газорозрядному, енергія джерела електричного струму трансформуються в світлову енергію.

Оскільки практично кожен електрон і дірка беруть участь в рекомбінації з випромінюванням світла, віддаючи йому всю свою енергію, то теоретично ККД досягає 100 %. Реально досягнуто ККД 70 %, що набагато краще ніж в лазерах інших типів. Якщо врахувати, що в напівпровідникових лазерах можна легко, з великою швидкістю і за будь-яким законом, модулювати потужність світлового випромінювання, змінюючи відповідним чином силу електричного струму, що протікає через напівпровідник, то стає очевидною перспективність їх застосування в системах широкополосного оптичного зв'язку з пропускною можливістю в мільйони телефонних і тисячі телевізійних каналів [1].

2.12 Рентгенівські, гамма-лазери і лазери на вільних електронах

У цих лазерах когерентне випромінювання виникає при проходженні пучка швидких електронів через ондулятор – систему з магнітним полем, яке постійно змінюється у часі і періодично в просторі. На відміну від всіх інших лазерів, що є принципово квантовими системами, лазер на вільних електронах допускає класичний розгляд і, як наслідок, принципову можливість безперервності спектра можливих частот генерації. Довжина хвилі випромінювання лазера на вільних електронах визначається характерним розміром, на якому відбувається зміна магнітного поля чи ондулятора $\Lambda(\lambda \ll \Lambda)$, і енергією електронів $U(\lambda \propto U^{-2})$ і при параметрах, існуючих сьогодні, електронних прискорювачів відповідає ІЧ- і видимому діапазону спектра [1].

3 ОПТИЧНІ ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

3.1 Характеристики і властивості лазерного випромінювання

Монохроматичність. Монохроматичність лазерного випромінювання характеризує здатність лазерів випромінювати у вузькому діапазоні довжин хвиль і визначається величиною $\Delta\nu/\nu_0$. Монохроматичність лазерного випромінювання не є критичною у випадку термічних процесів лазерної технології. Однак для лазерної хімії, поділу ізотопів, медицини, біології й інших технологічних процесів, в основі яких лежить селективність впливу лазерного випромінювання на певні компоненти середовища, що піддаються опроміненню, монохроматичність випромінювання лазера, так само як і можливість плавного настроювання його частоти, відіграє не меншу роль, ніж інтенсивність випромінювання [1].

Когерентність лазерних пучків. Випромінювання лазера когерентне, тобто пов'язані з ним коливання електромагнітного поля мають постійний у часі зсув фаз для двох довільних точок. Необхідно виділяти часову і просторову когерентність. Перша має місце при наявності різниці оптичного шляху лазерних променів, а друга – при розгляді фазових властивостей випромінювання з різних, рознесених точок поперечного перерізу пучка.

У реальних коливальних процесах, у тому числі і лазерних, фаза і частота коливань не залишаються точно постійними і тому ступінь когерентності пучка необхідно охарактеризувати спеціальними показниками.

У багатопроменевих лазерних системах когерентність випромінювання безпосередньо впливає на його граничну інтенсивність, а, отже, і технологічні можливості лазера [1].

Поляризація лазерного випромінювання. Поляризація лазерного пучка характеризує орієнтацію вектора електричного поля в електромагнітній хвилі. Розділяють поляризацію на **лінійну** (якщо в кожній точці світлового пучка вектор електричного поля \vec{E} коливається уздовж однієї лінії в площині, перпендикулярної напрямку поширення), **еліптична** (при додаванні двох пучків лінійно поляризованого світла з взаємно перпендикулярними площинами поляризації і при фіксованому зсуву фаз) і **кругову** (якщо амплітуди обох поляризаційних складових рівні, а різниця фаз складає $\pi/2$ чи $3\pi/2$).

Поляризація лазерного пучка може істотно впливати на ефективність технологічних процесів, у яких відображення випромінювання відіграє важливу роль. Вибір поляризації випромінювання повинен проводитися з урахуванням особливостей конкретного технологічного процесу [1].

Просторові характеристики лазерних пучків. Доцільність застосування лазера в технології багато в чому залежать від можливості транспортування його випромінювання на великі відстані і концентрації енергії пучка на малих площах. Ця можливість залежить, насамперед, від

його просторових характеристик розподілу інтенсивності в лазерному пучку і його розбіжності.

Розподіл інтенсивності випромінювання на вихідній апертурі лазера визначається типом використовуваного резонатора і складом збуджуваних у ньому коливань.

Випромінювання ніколи не виходить з лазера у вигляді рівнобіжних променів. Лазерний пучок розходить (розширюється) у просторі. Розбіжність лазерного пучка характеризується повним кутом розбіжності 2Θ , у межах якого міститься певна частина ψ потужності (чи енергії) лазерного випромінювання $\Theta_p(\psi)$ чи інтенсивність падає у визначене ψ число раз $\Theta_1(\psi)$ [1].

3.2 Фізичні характеристики дзеркал технологічних лазерів

Дзеркала технологічних лазерів, як правило, мають відбиваючу металеву поверхню. З метою збільшення коефіцієнта відбиття на неї наносять спеціальні шари діелектриків, прозорі для робочої хвилі випромінювання. Для роботи з випромінюванням великої потужності (понад 1 кВт) і великою інтенсивністю ($0.5 - 5 \text{ кВт/см}^2$) поверхню дзеркал виготовляють з металів з високою електропровідністю (мідь, золото, срібло, молибден і т.д.), а охолоджуване тіло дзеркала – з металу чи напівпровідника (наприклад із кремнію).

Таблиця 3.1 – Фізичні характеристики матеріалів дзеркал ТЛ

Метал	$E, 10^4$ МПа	$\sigma_T \cdot 10^2$ МПа	$\rho, \text{г/см}^3$	$\alpha, 10^{-6} \cdot \text{К}^{-1}$	$K,$ Вт/(см·К)	$c,$ Дж/(г·град)	$T_{пл}, \text{°C}$	$R_{від}, \%$ ($\lambda=10$ мкм)
Au	8.2	35	19.3	14	2.97	0.13	1063	98.7
Ag	8.1	35	10.5	19	4.1	0.236	961	99.0
Al	7.2	50	2.7	26	2.12	0.90	660	98.2
Mg	4.4	40	1.74	26	1.58	1.05	650	98.5
Mo	33	350	10.22	5.4	1.45	0.287	2610	97.3
W	41	750	19.3	4.5	2.02	0.135	3410	98.0
Be	25	100	1.85	1.23	1.47	1.79	1284	97.4
Cu	13.2	70	8.94	17	3.86	0.387	1083	99.0
ПХ-15	21	1700	7.87	14	0.37	0.45	1500	94.8

При виборі матеріалу і конструкції дзеркала необхідно знати такі її фізичні і геометричні характеристики, як коефіцієнти відображення $R_{від}$, поглинання A_D і дифузійного розсіювання R_d випромінювання поверхнею дзеркала, форму відбиваючої поверхні, термічний коефіцієнт лінійного розширення α , коефіцієнт теплопровідності K , температуру плавлення $T_{пл}$, питому теплоємність C , модуль пружності E , межу механічної міцності σ_p , щільність ρ (табл. 3.1). Ці характеристики визначають променеву стійкість дзеркала і зміну хвильового фронту відбитого пучка лазерного випромінювання, тобто оптичну якість цього пучка [2].

3.3 Геометричні характеристики дзеркальних поверхонь і їхній вплив на якість відбиваного пучка електромагнітного випромінювання

Поверхня дзеркал характеризується: геометричною формою, відхиленням від заданої форми, шорсткістю, якістю обробки (кількістю і глибиною подряпин) [2].

У залежності від призначення дзеркала геометрична форма його поверхні може бути плоскою, сегментом сфери, а також більш складною – параболоїдом чи гіперболоїдом обертання, сегментом еліпсоїда, поверхнею більш високого порядку. Плоскі дзеркала служать для повороту пучка ЕМВ в оптичному резонаторі лазера чи в системі транспортування випромінювання. Сферичні дзеркала служать для формування поля лазерного випромінювання в оптичних резонаторах, а також для фокусування лазерного випромінювання.

При падінні на дзеркало широкого пучка рівнобіжних променів ЕМВ із загальним плоским хвильовим фронтом це дзеркало вносить у хвильовий фронт відбитого пучка перекручування, що не завжди піддаються коректуванню сферичними оптичними елементами (дзеркалами і лінзами). Ці перекручування викликаються дифракцією й аберациями. Дифракція приводить до того, що кутова розбіжність θ відбитого від плоского дзеркала рівнобіжного пучка на відстанях $z \gg D^2/\lambda$ складає $\theta_d \approx \lambda/D$, де D – діаметр пучка.

Явище дифракції обумовлює кінцевий (ненульовий) розмір радіуса плями фокусування а увігнутих дзеркалом навіть під час відсутності абераций: $a = \theta_d \cdot F \sim (F/D)\lambda$.

Сферична аберация. Сферичне дзеркало фокусує пучок променів не в точку (навіть у межах геометричної оптики, тобто при $\lambda \rightarrow 0$), а на деяку поверхню обертання (каустику) з мінімальним поперечним радіусом плями розсіювання $a_{\text{сф}} \approx 0.8 \cdot 10^{-2} \cdot F \cdot (D/F)^3$ ($a_{\text{сф}}$ – радіус плями розсіювання, що відповідає сферичній аберация). Сферична аберация відсутня у дзеркала, що є параболоїдом обертання.

Астигматизм. Цей вид аберация виникає при похилому падінні пучка на сферичне дзеркало ($\varphi \neq 0$) з нормаллю до його поверхні. У цьому випадку після відбиття хвильовий фронт перестає бути сферичним. У результаті цього фокусування відбитого пучка відбувається не в точці, а в двох взаємно перпендикулярних відрізках прямих, що знаходяться на деякій відстані один від одного уздовж оптичної осі.

Явище астигматизму викликано змінами кривизни поверхні сферичного дзеркала в різних площинах поздовжнього перерізу похило падаючого на дзеркало пучка випромінювання зі сферичним хвильовим фронтом. Мінімальний розмір викликаной астигматизмом плями розсіювання дорівнює $a_{\text{аст}} \approx 0.5 \cdot \varphi^2 \cdot F \cdot (D/F)$. Цей вид аберация найбільш небезпечний, тому при використанні сферичних поворотних дзеркал необхідні коректори астигматизму (тобто елементи циліндричної оптики).

Місцеві відхилення форми поверхні дзеркала. Місцевими називаються відхилення форми поверхні від заданої, розміри цих відхилень уздовж поверхні лежать у межах $\lambda^{1/2} \cdot F \ll a_s < D$, де F – фокусна відстань оптичної системи, що фокусує випромінювання, відбите від дзеркала (практично $\lambda^{1/2} \cdot F \approx 0.1 - 1$ см). Місцеві відхилення приводять до перекручування хвильового фронту відбитого пучка і, відповідно, до збільшення його кутової розбіжності. При використанні дзеркала в системах фокусування чи повороту пучка критерієм малості стрілки прогину Δ місцевих відхилень від середньої форми поверхні дзеркала є нерівність

$$(\Delta/\lambda) \ll 1/20 \quad (3.1)$$

При використанні дзеркала в схемі оптичного резонатора критерій малості стає жорсткішим: $(\Delta/\lambda) \ll 10^{-2} \dots 10^{-3} \dots$

Розсіювання світла оптичними поверхнями. Розсіюванням світла (у тому числі і ІЧ-випромінювання) поверхнею називається одночасне з падінням світла вторинне випускнення світла тієї ж довжини хвилі в напрямках, відмінних від напрямку дзеркального відображення (чи напрямків, обумовлених дифракційними кутами, якщо на поверхні існує регулярна структура). Існують такі види розсіювання:

- 1) розсіювання шорсткуватою поверхнею;
- 2) розсіювання на ізольованих неоднорідностях;
- 3) розсіювання на макронеоднорідностях (подряпини, виступи).

3.4 Променева стійкість дзеркал технологічних лазерів

Механізми руйнування і параметри стабільності поверхні дзеркал
Інтенсивність потоку випромінювання ТЛ досягає значень ($10 - 10^4$ Вт/см²), що може призвести до оборотного чи необоротного порушення форми поверхні дзеркала, зміни коефіцієнта відбиття, часткового чи повного руйнуванню дзеркала. Поверхня дзеркала в умовах опромінення потоком електромагнітної хвилі великої потужності може втратити свою форму внаслідок:

- 1) оборотної термодформації при нагріванні за рахунок поглинання випромінювання;
- 2) необоротної механічної деформації при підвищенні потужності випромінювання;
- 3) оплавлення поверхні при подальшому збільшенні потужності випромінювання;
- 4) зміни хімічного складу матеріалу поверхні (окислювання, з'єднання з речовиною поверхневого забруднення і т.п.);
- 5) утворення приповерхневої плазми.

Кожний з цих процесів визначається фізичними характеристиками матеріалу дзеркала, його геометрією, а також інтенсивністю падаючого випромінювання. Можна вказати деякі комбінації фізичних параметрів

матеріалу дзеркала, порівнюючи стійкість дзеркала до кожного з зазначених процесів [2].

3.5 Виготовлення й охолодження дзеркал лазерів

Вимоги до дзеркал ТЛ. Загальні вимоги до випромінювання ТЛ, а також фізичні властивості лазерних дзеркал дозволяють визначити такий діапазон параметрів дзеркал ТЛ: $R_{\text{від}} > 98 \%$; $R_{\text{д}} < 0.1 \%$, шорсткість $R_a < 10 - 20$ нм; мікроподряпини – не більше 40 шт.; точність виготовлення і величина термодформацій, обумовлені відхиленням (стрілкою прогину) поверхні від середньої форми на апертурі дзеркала ($D = 100 - 200$ мм), може складати не більш $\lambda/20$, променева стійкість – до $5 - 10$ кВт/см² у безупинному режимі і до 20 Дж/см² в імпульсному режимі; ресурс роботи – не менше $1000 - 5000$ ч [2].

Вибір матеріалу дзеркал. Необхідні матеріали з високим стабільним значенням $R_{\text{від}}$, зі стійкими плівками оксидів. Значення K , σ_T і $T_{\text{пл}}$ повинні бути максимальні, значення a , E – мінімальні.

Матеріал повинен мати максимальну твердість (для полегшення полірування і забезпечення стійкості до мікроруйнувань) і мікрокристалічну структуру, близьку до аморфної, з високою температурою рекристалізації. З цими властивостями пов'язані вимоги мінімального дифузійного розсіювання і максимальної адгезії (при нанесенні шарів інших матеріалів). Необхідна об'ємна однорідність механічних властивостей матеріалу.

Жоден з відомих матеріалів не задовольняє одночасно всі перераховані вимоги. Сполучення різних матеріалів у вигляді шарів дозволяє поєднати їх кращі властивості.

Суперполірування дзеркал. Суперполіруванням називається обробка поверхні з $R_a < 1 - 10$ нм, яка полягає в механічній обробці підготовленої поверхні суспензією з мікронними зернами абразиву – алмаза чи оксиду алюмінію – полірувальником, покритим шаром спеціальної смоли.

Поряд з механічним застосовують метод електромеханічного полірування, що полягає в анодному розчиненні металу в середовищі електроліту з утворенням оксидної плівки і наступним видаленням її виступів абразивом. Після операцій полірування роблять фінішні операції: іонно-променеву обробку, плазмову обробку, хімічистку, нанесення тонких плівок металу. Іонно-променева обробка застосовується для полірування, асферизації поверхні, доведення форми, гравіювання дифракційних ґраток (з використанням масок), очищення поверхні від окислів і шаржованих мікрочастинок, нанесення покриттів. Плазмова обробка застосовується для очищення полірованої поверхні газовим розрядом низького тиску. Тонкі ($10 - 1000$ нм) плівки металу наносяться методами катодного розпилення, іонного осадження в тліючому розряді, вакуумного напилювання.

Алмазне обточування дзеркал, що все ширше застосовується в останні роки, має ряд переваг: можна відразу виготовляти поверхні складної (асферичної) форми; після обточування поверхня не містить шаржованих частинок; метод не чутливий до механічних об'ємних неоднорідностей матеріалу дзеркала; висока продуктивність обробки (час виготовлення оптичної поверхні скорочується в 6 – 10 разів у порівнянні з часом виготовлення при суперполіруванні).

Діелектричні покриття дзеркал. Тонкі (1 – 10 мкм) плівки діелектриків наносять на поверхню дзеркал методом вакуумного напилювання з метою: захисту дзеркала від вологи окислювання, абразивних частинок; збільшення коефіцієнта відображення $R_{\text{від}}$; керування поляризацією відбиваного випромінювання. Для досягнення найкращого ефекту і підвищення $R_{\text{від}}$ для випромінювання з $\lambda = 10$ мкм наносять до чотирьох пар шарів, кожен шар товщиною $l = \lambda/4n$ (n – показник заломлення). Для нанесення шарів застосовуються такі комбінації діелектриків: $\text{As}_2\text{S}_3/\text{GeSe}$; ThFe_4/Zn ; Th_4/ZnSe і ін. Для забезпечення механічної міцності покриття на поверхню дзеркала наносять послідовно тонкі (10 – 100 нм) шари металів, що забезпечують сполучення структур контактуючих матеріалів. Наприклад, гарні результати показало при панесенні на мідне дзеркало покриття $\text{Mo/Cr/Au/ZnSe}(\text{Th}_4/\text{ZnSe})^2\text{Ce}_3$. Реально досягнуті значення $R_{\text{від}}$ складають 99.4 – 99.9 %.

Системи охолодження дзеркал ТЛ. При потужності випромінювання ТЛ порядку 1 кВт і вище необхідно застосовувати охолоджувані дзеркала, оскільки без охолодження вони, по-перше, можуть нагрітися до температури, при якій почнеться сильне окислювання поверхні і відповідно зменшення коефіцієнта відбиття; по-друге, рівень термодформації поверхні дзеркала Δ може перевищити припустиме значення ($\Delta_{\text{дов}}/\lambda \sim 0.1 - 0.01$); по-третє, термонапруження що виникають в дзеркалі можуть перевищити границю текучості матеріалу дзеркала.

Найбільше поширення для ТЛ одержали багатоканальні системи охолодження (рис. 3.2), поперечні розміри каналів яких можуть бути від частин міліметрів до декількох міліметрів. Конструкція охолоджуваного дзеркала складається з:

- 1) суцільного відбиваючого шару;
- 2) охолоджуваного шару із системою каналів;
- 3) твердої масивної основи, через яку підводиться і відводиться теплоносій, а також кріпиться дзеркало.

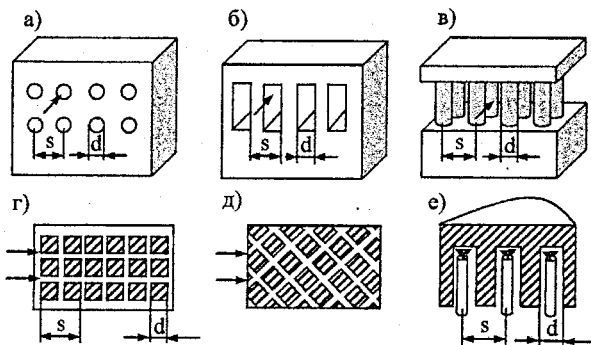


Рисунок 3.2 – Схеми багатоканальних систем охолодження дзеркал ТЛ: а – трубчаста, б – щілинна, в – шіткова, г, д – вафельні, е – струминна. Стрілками показаний напрямок руху холодоагенту

3.6 Фізичні характеристики матеріалів оптичних елементів, прозорих у ІЧ - області

Прозорі оптичні елементи технологічних лазерів (вікна, лінзи, напівпрозорі дзеркала) зазнають великих теплових і механічних навантажень, а також піддані руйнівним факторам лазерного випромінювання, (утворення плазми, хімічні реакції і т.п.), особливо у випадку їх застосування в технологічних лазерах ІЧ-діапазону, насамперед у CO₂-лазерах. Для проектування, виготовлення й експлуатації промислових технологічних лазерів необхідне знання фізичних властивостей матеріалів оптичних елементів, прозорих у ІЧ-області (ІЧ-матеріалів), технології їх виготовлення, способів охолодження і захисту [2].

Рефракційні характеристики ІЧ-матеріалів містять у собі значення n , а і $dn/d = f(T)$ (табл. 3.3). Коефіцієнт дзеркального відображення $R_{\text{від}}$ від границі поділу діелектричних середовищ може бути знайдений за формулами Френеля.

Механізми поглинання ІЧ-випромінювання. Об'ємне і поверхневе поглинання електромагнітного випромінювання, що проходить через прозорі оптичні елементи, приводить до нагрівання їх, що, у свою чергу, може викликати перекручування хвильового фронту прохідного випромінювання через термодформації елемента, а також необоротні деформації останнього, плавлення, випаровування його матеріалу і т.д.

Коефіцієнт об'ємного поглинання β підраховується за формулою:

$$\beta = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}, \quad (3.2)$$

де I – інтенсивність випромінювання, що проходить через оптичний елемент у напрямку x .

1. Поглинання кристалічними ґратками. В іонних кристалах поглинання енергії електромагнітних хвиль відбувається на коливаннях ґраток.

2. Поглинання вільними носіями заряду має місце в напівпровідниках.

3. Поглинання зв'язаними електронами відбувається на іонах легуючих домішок.

4. Поглинання домішки в об'ємі. У лужно-галоїдних кристалах характерні домішки: VH ; SH_4 ; CO_2 ; NO_2 , що приводять до поглинання ІЧ-випромінювання.

5. Поглинання домішок на поверхні. Об'ємне поглинання за наявності абсорбованих домішок.

3.7 Механізми лазерного руйнування і характеристики якості ІЧ-вікон

Оптичні елементи технологічних лазерів, прозорі в ІЧ-області, можуть спотворювати хвильовий фронт прохідного через них випромінювання чи руйнуватися з таких причин [2]:

1) деформація вікна відведення лазерного випромінювання під дією перепаду тисків між атмосферним повітрям і робочим газом в обсязі вакуумного корпусу лазера;

2) термодформація через нагрівання, внаслідок поглинання частини прохідного лазерного випромінювання;

3) термічне розжарювання;

4) поверхневий чи об'ємний оптичний пробій.

Деформація вікна під дією перелазу тиску Δp . При малих значеннях Δp відбувається перекручування хвильового фронту, що проходить через вікно випромінювання через деформацію вікна, а при подальшому збільшенні Δp – механічне розколонування вікна.

Перекручування хвильового фронту лазерного випромінювання при термодформації оптичного елемента (ОЕ). При поглинанні частини енергії пучка лазерного випромінювання, яке проходить через ОЕ, відбуваються нагрівання і термодформації ОЕ, що приводить до перекручувань хвильового фронту за рахунок неоднорідностей нагрівання і термодформацій.

Терморозжарювання при поглинанні лазерного випромінювання. При перевищенні потужності деякої критичної величини $P_{кр}$ азимутальна напруга в деякій області вікна перевищує межу міцності, відбувається терморозжарювання.

Оптичний пробій матеріалу ОЕ. При великих інтенсивностях прохідного лазерного випромінювання, насамперед в імпульсних лазерах, основними процесами, що приводять до руйнування ОЕ, є приповерхневий чи об'ємний оптичний пробій.

Об'ємний пробій може відбуватися через наявність включень, неоднорідностей, самофокусування пучка й електричного пробою.

Наявність частинок включень (звичайно розміром 0.5 – 1 мкм) приводить до розвитку пробою в результаті поглинання випромінювання цими частинками: при цьому гранична енергія руйнування ІЧ-вікна може знижуватися на 1 – 2 порядки.

Таблиця 3.2 – Експлуатаційні характеристики матеріалів ІЧ-вікон

Матеріал		Експлуатаційні характеристики				
		Оптична якість κ 10^{-6} K^{-1}	Стойкість до викривлення ВФ $\text{K/V}\kappa, 10^4 \text{ Вт}$	Стойкість до термо- розжарю- вання $\frac{\sigma_{\text{т}} \cdot \text{K}}{\alpha \text{ВЕ}}$, Вт	Променева стійкість (експеримент)	
					Безперер- вний режим	Імпульсний режим
Напівпровідні ікові кристали	Ge	317	0.15	$0.8 \cdot 10^4$	0.35 кВт/см^2	600 МВт/см^2
	GaAs	160	0.37	$1.7 \cdot 10^4$	50 кВт/см^2	100 МВт/см^2
	CdTe	–	–	–	–	–
	ZnS	67	2.6	$1.7 \cdot 10^4$	$5 \text{ кВт} (\text{Ø}52)$	100 МВт/см^2
	Алмаз	9.7	–	$1.7 \cdot 10^6$	$10 \text{ кВт} (\text{Ø}1)$	–
Іонні кристали	NaCl	–0.6	83	108	$10 \text{ кВт} (\text{Ø}100)$	1600 МВт/см^2
	KCl	–0.5	186	$3.9 \cdot 10^3$	$10 \text{ кВт} (\text{Ø}150)$	46 Дж/см^2
	KBr	–	–	–	–	–
	CsI	–	–	–	–	–
	AgCl	–	–	–	–	–
	KRS-5	–103	0.025	600	–	–
	KRS-6	–	–	–	–	–
	BaF ₂	–1.8	0.35	16	–	–

Самофокусування пучка відбувається через неоднорідне нагрівання матеріалу по перерізу пучка.

Електричний пробій в об'ємі відбувається за рахунок багатифотонного поглинання при досить сильних інтенсивностях пучка.

Приповерхневий пробій відбувається на входній і вихідній поверхнях вікна, причому при менших інтенсивностях, ніж ті, при яких відбувається пробій в об'ємі. Основні механізми приповерхневого пробою:

1) емісія електронів і УФ-випромінювання з мікротріщин з наступним лавинним розмноженням в електричному полі ІЧ- випромінювання;

2) пробій у парах матеріалу вікна;

3) пробій у парах води, абсорбованої поверхневим шаром матеріалу, яка випарувалася при нагріванні лазерним випромінюванням.

Застосування хімічного й іонного травлення поверхні, нанесення просвітлювальних покриттів, дозволяють збільшити граничну інтенсивність поверхневого руйнування.

3.8 Виготовлення ПЧ-вікон

Технологія виготовлення вікон. Заготовки для вікон із лужно-галоїдних кристалів вирощують у вигляді монокристалів з розплаву солі в інертній атмосфері, застосовується також технологія ізостатичної плавки порошку KCl з наступним поліруванням диском із плавленого кварцу в атмосфері гелію (для запобігання адсорбції кисню поверхневим шаром вікна); після полірування хімічним травленням усувають поглинальний поверхневий шар.

При виготовленні заготовок для вікон з ZnSe використовуються методи кристалізації з розплаву, пального пресування порошку до одержання кераміки, хімічного осадження з газової фази в реакції $H_2Se + Zn \rightarrow ZnSe + H_2$. Метод хімічного осадження дає найкращі результати (за величиною β і механічними властивостями).

Після полірування вікна роблять контроль залишкових напруг (за допомогою поляриметра), а потім контроль плоскопаралельності і місцевих відхилень форми обох оптичних поверхонь вікна, що не повинні перевищувати $\lambda/20$.

Захисні покриття оптичних просвітлювальних елементів, вікна з лужно-галоїдних кристалів мають потребу в захисті від вологи, а також поверхневого просвітленні; вікна з напівпровідників мають потребу в істотному поверхневого просвітленні. Умови гасіння відбитої хвилі на одному шарі мають вигляд

$$n_1 = (n_0)^{1/2}, \quad 2n_1 \cdot l = (2m+1) \lambda / 2, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.3)$$

де n_0 , n_1 – показники заломлення матеріалів підкладки і плівки, відповідно; l – товщина покриття. Ці умови дозволяють вибрати матеріал і товщину покриття.

При поглинанні лазерного випромінювання можливі різні механізми порушення оптичної якості і руйнування покриття: 1) оптичні перекручування і руйнування через нагрівання при поглинанні; 2) оптичні перекручування і руйнування через поглинання макровключеннями; 3) відшаровування покриття від підкладки через нагрівання; 4) внутрішні ушкодження, у тому числі пробій.

Газостатичні вікна. У деяких випадках, особливо при виведенні великої потужності з вакуумного об'єму ТЛ, замість кристалічних вікон застосовують, так звані газостатичні (газові діафрагмові) вікна. Це вікно являє собою набір діафрагм між вакуумним об'ємом лазера і зовнішньою атмосферою, розташованих перпендикулярно виведеному пучку випромінювання. Пучок фокусується в площині однієї з діафрагм (рис. 3.3). Для запобігання натіканню атмосферного повітря у вакуумний контур лазера з міждіафрагмові простору здійснюється додаткове відкачування. Недоліками вікна є необхідність додаткового відкачування, незручність юстировки і наявність оптичних перекручувань хвильового фронту прохідного випромінювання [2].

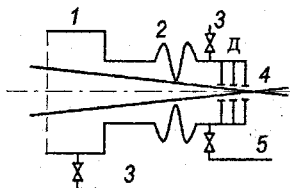


Рисунок 3.3 – Схема газового діафрагмового вікна: 1 – вакуумний контур ТЛ, 2 – сильфон; 3 – магістраль вакуумного насоса, 4 – вихідне лазерне випромінювання, 5 – магістраль підживлення ТЛ робочою сумішшю; Д₁, Д₂, Д₃ – діафрагми

3.9 Оптичні резонатори (ОР) технологічних лазерів

Для забезпечення загальних вимог до ТЛ при конструюванні, виготовленні й експлуатації оптичних резонаторів необхідно [2]:

- оптимально вибирати тип і схеми ОР, що відповідають задачам лазерного технологічного процесу і рівню потужності лазерного випромінювання; способи досягнення оптимального модового складу випромінювання ОР;

- враховувати енергетичну ефективність (ККД) ОР, способи оцінюого й інженерного розрахунків параметрів ОР і газорозрядної камери ТЛ;

- використовувати способи усунення впливу аберацій в оптичних елементах ОР і в активному середовищі лазера на кутову розбіжність і тимчасову стабільність випромінювання;

- дотримуватись основних принципів конструювання ОР.

Практично в ТЛ застосовується три типи ОР: стійкі ОР (СОР), нестійкі ОР (НР) і хвилеводні ОР (останні – у багатопроменевих, а також у капілярних лазерах). Хвилеводний ОР за своїми властивостями (можливість генерації високих мод випромінювання, відносно слабка чутливість до роз'юстировки дзеркал) близький до СОР.

Резонатори лазерів

Резонатор є оптичною системою, що дозволяє сформувати стоячу електромагнітну хвилю й одержати високу інтенсивність випромінювання, необхідну для ефективного протікання процесів змушеного випромінювання збуджених частинок робочого тіла лазера, а отже, когерентного посилення хвилі, що генерується. Оптичні резонатори в квантовій електроніці не тільки збільшують час життя кванта в системі й імовірність змущених переходів, але і, так само як резонансні контури і хвилеводи в класичній електроніці, визначають спектральні характеристики випромінювання [1].

У довгохвильовому діапазоні класичної електроніки довжина хвилі випромінювання істотно більша розмірів контуру і його спектральні характеристики визначаються зосередженими параметрами електричного

кола. Довгі радіохвилі при цьому випромінюються в простір практично ізотропно. При скороченні довжини хвилі і переходу до НВЧ-діапазону для формування електромагнітної хвилі використовуються пустотілі об'ємні резонатори з розмірами, порівнянними з довжиною хвилі. При цьому з'являється можливість формування спрямованих (анізотропних) розподілів випромінювання в просторі за допомогою зовнішніх антен. У ПЧ- і видимому діапазоні довжина хвилі випромінювання багато менше характерних розмірів резонатора. У цьому випадку оптичний резонатор визначає не тільки частоту, але і просторові характеристики випромінювання.

Найпростішим типом резонатора є резонатор Фабрі-Перо, що складається з двох плоских паралельних дзеркал, розташованих один від одного на відстані L_p . У технологічних лазерах резонатор Фабрі-Перо використовується вкрай рідко через зазначені вище великі дифракційні втрати. Частіше використовуються резонатори з однією або двома сферичними поверхнями для відображення. Властивості цих резонаторів залежать від знака і величини радіуса їх кривизни R , а також від L_p і визначаються стабільністю існування в ньому електромагнітної хвилі.

У так званому стійкому (стабільному) резонаторі розподіл електромагнітного поля відтворюється ідентично при багаторазових проходах випромінювання між дзеркалами і має стаціонарний характер. У результаті позмінного відображення електромагнітних хвиль від дзеркал воно формується таким чином, що в наближенні геометричної оптики випромінювання не виходить за межі дзеркал у поперечному напрямку і виводиться зі стійкого резонатора тільки завдяки частковому пропущенню самих відбиваючих елементів. У випадку відсутності втрат ($\xi = \chi = 0$) випромінювання могло б існувати в стійкому поперечному осі резонатора напрямку до периферії і залишати його.

Властивості резонаторів і характеристики створюваних ними пучків можна описувати і в хвильовому, і в геометричному наближенні. У нестійкому (нестабільному) резонаторі світлові пучки (або електромагнітні хвилі, які їх описують) в результаті послідовних відображень від дзеркал переміщуються, в критерії застосовності цих наближень зручно використовувати так зване число Френеля:

$$N_F = a^2 / \lambda L, \quad (3.4)$$

де a і L — характерні розміри задачі поперек і уздовж напрямку його поширення. Умова $N_F \gg 1$ відповідає застосовності геометричного наближення. При $N_F \leq 1$ необхідно враховувати хвильові властивості електромагнітного випромінювання.

У геометричному наближенні умова стійкості резонатора має вигляд:

$$0 < \left(1 - \frac{L_p}{R_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L_p}{R_2}\right) < 1. \quad (3.5)$$

Відстань між дзеркалами L_p у цьому виразі завжди додатна, а R_1 і R_2 додатні для ввігнутих, тобто для фокусувальних дзеркал, і від'ємні для дзеркал з опуклою поверхнею.

Області значень L_p , R_1 і R_2 , що відповідають стійкому або нестійкому резонаторові, показані на діаграмі стійкості (рис. 3.4). Заповнена точками область стійкості в системі координат $X_1 = 1 - L_p/R_1$, $X_2 = 1 - L_p/R_2$ обмежена гіперболою $X_1 \cdot X_2 = 1$ і осями координат.

Розглянемо більш докладно деякі специфічні точки й області на цій діаграмі. Насамперед відзначимо, що всім так званим симетричним резонаторам з однаковими дзеркалами ($R_1 = R_2$) відповідає безліч точок на прямій $X_1 = X_2$. Центральна точка $A(X_1 = X_2 = 0)$, для якої $R_1 = R_2 = L_p$, відповідає симетричному конфокальному резонаторові. Фокальні точки для дзеркал цього резонатора збігаються і знаходяться посередині дзеркал, тобто $F_1 = F_2 = L_p/2$. Точка B з координатами $X_1 = X_2 = -1$ обмежує максимальну довжину симетричних стійких резонаторів. Їй відповідає концентричний резонатор, утворений відбиваючою сферою ($R_1 = R_2 = L_p/2$). Точка C з координатами $X_1 = X_2 = 1$ відповідає плоскому резонаторові ($R_1 = R_2 = \infty$). Симетричним резонаторам з опуклими дзеркалами відповідає безліч точок на прямій AC , що задовольняють нерівність $X_1 = X_2 > 1$.

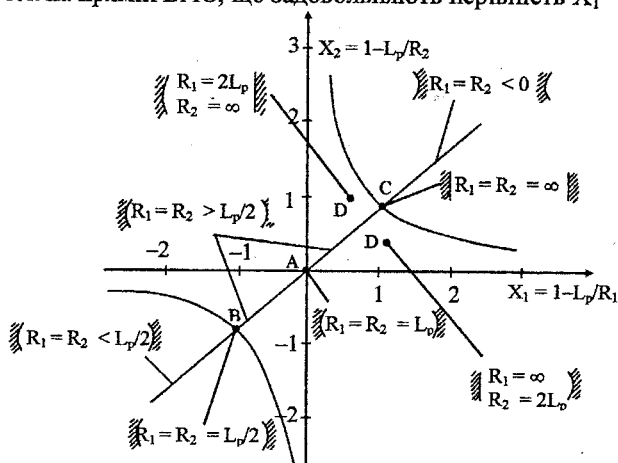


Рисунок 3.4 – Діаграма стійкості резонатора

Як уже зазначалось вище, для стійких резонаторів існує стаціонарний розподіл інтенсивності електромагнітного поля. В загальному випадку інтенсивність випромінювання в стійких резонаторах розподілена не рівномірно по всьому об'ємі резонатора, а зосереджена всередині позначеної точками (рис. 3.5) області, що називається **каустикою**.

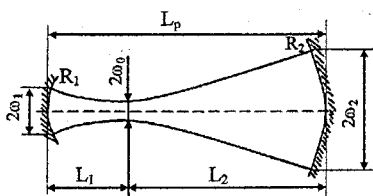


Рисунок 3.5 – Основні параметри стійкості резонатора

Радіуси ω_1 і ω_2 цієї області на дзеркалах, а також її мінімальний радіус ω_0 у місці перетяжки визначаються довжиною хвилі і параметрами резонатора (R_1, R_2, L_p). Для основного типу коливань їх можна розрахувати за допомогою співвідношень:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^4 &= \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{(R_2 - L_p)L_p}{(R_1 - L_p)(R_1 + R_2 - L_p)}, \\ \omega_2^4 &= \left(\frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \frac{(R_2 - L_p)L_p}{(R_2 - L_p)(R_1 + R_2 - L_p)}, \\ \omega_0^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{L_p(R_1 - L_p)(R_2 - L_p)(R_1 + R_2 - L_p)}{(R_1 + R_2 - 2L_p)^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

Відстані L_1 і L_2 від місця положення перетяжки до дзеркал складають при цьому:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= L_p(R_1 - L_p)/(R_1 + R_2 - 2L_p) \\ L_2 &= L_p(R_2 - L_p)/(R_1 + R_2 - 2L_p) \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Форма каустики також залежить від геометричних параметрів резонатора. Її вигляд для деяких з них зображений на (рис. 3.12, а – г). Для конфокального резонатора:

$$L_1 = L_2 = L_p/2, \quad (3.8)$$

а значення ω_0 у випадку гауссівських пучків приймає вигляд:

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda L_p}{4\pi} \right)^{1/2}. \quad (3.9)$$

Профіль каустики $\omega(x)$ описується при цьому рівнянням:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + (x\lambda/x\lambda x_0)^2. \quad (3.10)$$

Відстань x відраховується від площини перетяжки. Розмір зайнятої випромінюванням зони на дзеркалах ($x = L_p/2$) складе при цьому:

$$\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{2}\omega_0^2 = (L_p\lambda/2\pi)^{1/2}. \quad (3.11)$$

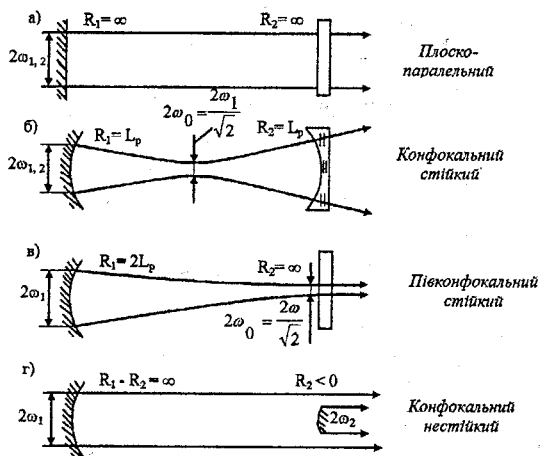


Рисунок 3.6 – Форма каустики для деяких типів резонаторів

Найбільше поширення серед стійких резонаторів одержав так званий півконфокальний резонатор, у якого одне дзеркало плоске ($R_2 = \infty$), а друге має радіус $R_1 = 2L_p$, тобто його фокус лежить на плоскому дзеркалі. Для цього резонатора $x_1 x_2 = 1/2$. Незважно бачити, що півконфокальний резонатор (точка D на рис. 3.4) являє собою половину симетричного конфокального резонатора, що складається з двох однакових, віддалених на відстані $2L_p$ один від одного дзеркал з радіусом кривизни $R_1 = R_2 = 2L_p$. Основна зручність півконфокального резонатора, що визначає його широку поширеність, полягає в можливості використання для виведення випромінювання плоских вікон з частково прозорих матеріалів, а також у паралельності вихідного пучка. У випадку використання металевих дзеркал випромінювання можна виводити через один або систему отворів в одному з них.

Стійкий резонатор порівняно простий в експлуатації. Він легко юстирується, досить стійкий стосовно роз'юстирування. Його сферичні дзеркала порівняно легко піддаються виготовленню і контролю радіуса кривизни. Тому вони знаходять широке застосування в лазерній техніці, особливо в техніці малопотужних (≤ 1 кВт) лазерів. До числа недоліків стійких резонаторів варто віднести незбіг об'єму каустики з об'ємом активного середовища, що приводить до зменшення ККД і збільшення розмірів лазера, а також до підвищення значення щільності потужності в перегрузці. У випадку малих розмірів резонатора це може призвести до оптичного пробою. Однак найсерйознішим недоліком стійких резонаторів є невисока променева стійкість використовуваних як вихідні вікна діелектричних оптичних матеріалів. Саме ця обставина обмежує використання стійких резонаторів при великих густинах випромінювання.

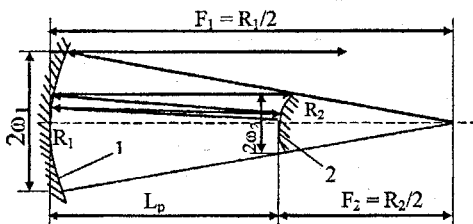


Рисунок 3.7 – Основні параметри і хід променів у нестійкому резонаторі (F_1 і F_2 – фокусні відстані дзеркал 1 і 2)

У лазерах підвищеної потужності останнім часом широке поширення одержали нестійкі резонатори із сферичними металевими дзеркалами. Найчастіше в лазерній техніці використовується телескопічний конфокальний нестійкий резонатор, що дає на виході рівнобіжний пучок. Схема такого резонатора зображена на (рис. 3.7). Він складається з двох металевих дзеркал, одне з яких – ввігнуте з радіусом R_1 , а друге, з радіусом R_2 – опукле. Конфокальність для такого резонатора має місце при виконанні умови:

$$R_1 - R_2 = 2L_p \quad (3.12)$$

У лазері з нестійким резонатором генерація виникає в приосьовій зоні. Випромінювання, що залишає цю зону, підсилюється при багаторазових проходах між дзеркалами, зміщаючись при цьому до периферії резонатора. Відносна величина зсуву положення променя на опуклому дзеркалі за один прохід називається коефіцієнтом збільшення резонатора $M = \omega_1/\omega_2$.

Як видно з рис. 3.7, величина M легко виражається через радіуси кривизни дзеркал R_1 і R_2 :

$$M = R_1 / R_2 \quad (3.13)$$

Розмір центральної зони, де зароджується генерація, можна оцінити виходячи з таких міркувань. Посланий паралельно оптичній осі повз край вихідного дзеркала промінь повинний послідовно наближатися до осі й у геометричному наближенні залишитися на ній. Цей процес стиску променя, починаючи з деякого радіуса ω^* , компенсується дифракційною розбіжністю. Саме цей розмір і визначає зону зародження генерації. Оцінити величину ω^* можна, прирівнявши геометричний зсув променя до центра на одному проході $\omega^*(1 - 1/M)$ до дифракційної розбіжності променя на середньому для цього проходу характерному розмірі $\omega^*(1 + 1/M)/2$, тобто до $2\lambda L_p / \omega^*(1 + 1/M)$. Величина ω^* при цьому складе

$$\omega^* \cong \sqrt{2\lambda L_p / (1 - 1/M^2)} \quad (3.14)$$

Розмір цієї зони порівняно великий. Наприклад, для CO_2 -лазера ($\lambda = 10^{-3}$ см) з характерними параметрами $L_p \geq 1$ м він складе $\omega^* \geq 0,4$ см. Цією обставиною часто користуються на практиці для полегшення процесу юстирування резонатора. У центрі одного з дзеркал просвердлюють отвір

розміром, меншим, ніж ω^* , і, запускаючи туди випромінювання котирувального лазера, домагаються рівномірно освітленого кільця на виході з резонатора.

На відміну від стійкого резонатора прозорість нестійкого резонатора визначається не пропущенням випромінювання вихідним дзеркалом, а геометричними розмірами системи і складає відношення площі кільця вихідного випромінювання до площі перерізу, зайнятого випромінюванням, тобто

$$\xi = 1 - (\omega_2/\omega_1)^2 = 1 - \frac{1}{M^2} \quad (3.15)$$

Умова конфокальності (3.12) разом з виразами (3.13) і (3.15) і визначають геометричні розміри дзеркал нестійкого резонатора.

Через геометричне розширення випромінювання в резонаторі його інтенсивність падає на одному проході в M^2 разів. Однак у стаціонарних умовах генерації і при малих внутрішньорезонаторних втратах ($x \approx 0$) посилення випромінювання на одному проході також складе M^2 . Таким чином, весь нестійкий резонатор заповнений випромінюванням із практично рівною інтенсивністю, що на відміну від стійких резонаторів забезпечує повне і рівномірне використання всього активного середовища (див. рис. 3.6, г). Якщо додати до цього високу променеву стійкість металевих дзеркал, то перевага нестійких резонаторів для потужних лазерних систем стає очевидною.

Як і в будь-якому іншому резонаторі, в оптичному резонаторі може існувати певний набір можливих типів коливань. Виділений вид електромагнітних коливань, що відповідає певному стійкому розподілу поля хвилі в резонаторі, називається модою. Модовий склад випромінювання в резонаторі визначає спектр та просторові параметри генерувального пучка і тому є важливою характеристикою лазера.

Різні коливання в резонаторі характеризуються набором модових чисел q , m , n , що прийнято писати поруч з літерним позначенням типу електромагнітних хвиль (наприклад $TEM_{q,m,n}$). Стояча електромагнітна хвиля в резонаторі має як поздовжню (вздовж оптичної осі), так і поперечну структуру розподілу електричного поля.

Поздовжній розподіл поля описується модовим числом q , що відповідає різним, так званим поздовжнім модам коливань. Поздовжні моди визначаються наявністю вузлів поля на дзеркалах, тому число q повинне задовольняти умову:

$$q\lambda/2 = L_p \quad (3.16)$$

У реальних умовах q досить велике. Наприклад, у типових умовах CO_2 -лазерів ($\lambda = 10^{-3}$ см, $L_p \sim 10^2$ см) $q \sim 2 \cdot 10^5$. Коливання, що відповідають різним поздовжнім модам, мають однаковий поперечний розподіл інтенсивності випромінювання на виході з резонатора і відрізняються

лише частотами цього випромінювання. У літературі цим модовим числом дуже часто нехтують (наприклад, пишуть $TEM_{m,n}$).

Поперечна структура поля характеризується наявністю вузлів електричного поля на радіусі і куту й описується числами m і n . У випадку циліндричного резонатора m означає число вузлів поля на радіусі резонатора, а n – число вузлів на половині його периметра. Якісний вигляд розподілу поля на вихідному вікні стійкого півконфокального резонатора для поперечних мод нижчого порядку ілюструється на (рис. 3.8). Там же показані якісно відповідні розподіли інтенсивності в лазерному пучку.

Як видно з показаних рисунків, з ростом поперечних модових чисел число областей, у яких зосереджене поле, зростає, а їхній характерний розмір, природно, зменшується. Оскільки саме цей розмір визначає дифракційну розбіжність лазерного випромінювання, то моди вищого порядку гірше фокусуються і тому від них, як правило, прагнуть звільнитись.

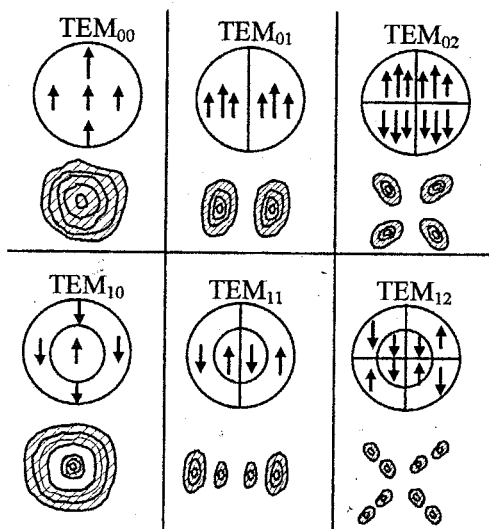


Рисунок 3.8 – Якісний вигляд розподілу амплітуди електромагнітного поля і структури лінійно поляризованого лазерного пучка в стійкому резонаторі для деяких мод нижчого порядку

Як уже відзначалося вище, у резонаторі можуть стаціонарно існувати лише ті коливання, для яких виконуються умови генерації. Тому що з ростом поперечного модового числа зменшується характерний розмір області, зайнятої полем, то дифракційні втрати випромінювання повинні рости з ростом модового числа. Ці якісні міркування підтверджуються приведеними на рис. 3.9 результатами чисельних розрахунків дифракційних втрат для плоского і стійкого конфокального резонатора. Ця

обставина дає перевагу в розвитку поперечних мод нижчого порядку. Тому поблизу порога генерації здійснити одномодовий режим порівняно просто. При істотному перевищенні порога розходження в дифракційних втратах зменшуються і лазер починає працювати в багатомодовому режимі. В цьому випадку для придушення мод високого порядку приходится вводити штучні втрати. Звичайно з цією метою діафрагмують вихідне вікно всередині резонатора. Викликані цим додаткові втрати стосуються насамперед зосереджених по периферії мод вищого порядку і приводять до їх ефективного придушення.

У нестійких резонаторах, де дифракційні втрати в зоні виникнення генерації досить помітні (саме вони і визначають розмір цієї зони ω^*), поява і посилення мод вищих порядків сильно утруднено. Тому лазери з нестійкими резонаторами працюють, як правило, у режимі генерації однієї поперечної моди.

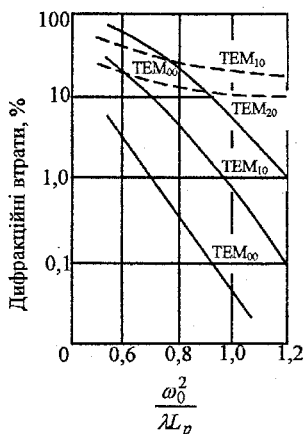


Рисунок 3.9 – Результати чисельних розрахунків дифракційних втрат для плоского і стійкого конфокального резонатора

3.10 Система керування і перетворення лазерного пучка

Керування лазерним пучком полягає в модуляції чи в перериванні його потужності, у зміні (чи стабілізації) його напрямку; зокрема, сюди відносяться юстирування і автопід'юстирування резонатора і тракту транспортування і фокусування пучка, а також сканування пучка [2].

Переривання пучка. Основний спосіб переривання пучка полягає у використанні механічної заслінки, яка охолоджується водою, з поглинаючим покриттям (рис. 3.10), що приводиться в рух електро- чи пневмоприводом. Час спрацьовування механічних заслінок складає 50 – 100 мс. Переривання випромінювання лазера може здійснюватися також за допомогою легкої неохолоджуваної заслінки, що поміщається перед одним із дзеркал усередині резонатора, при її введенні припиняється генерація.

Переривання випромінювання відключенням електроживлення газорозрядної камери, застосовуване в аварійному режимі, недоцільне в робочому режимі, тому що повторне включення розряду і відновлення генерації – процес інерційний.

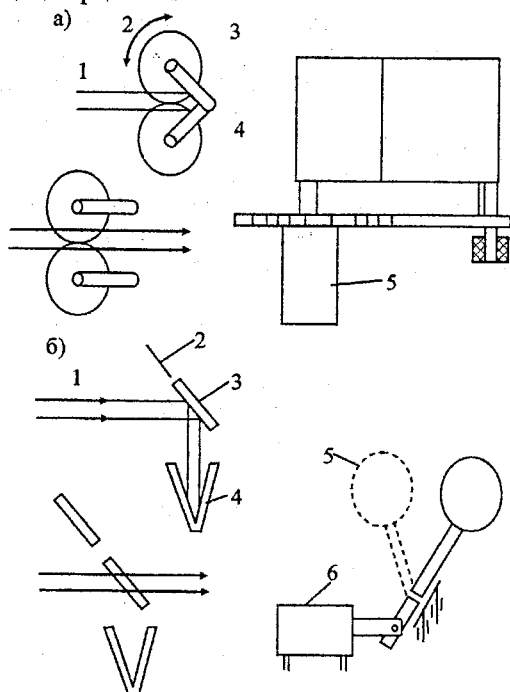


Рисунок 3.10 – Схеми механічних заслінок для переривання пучка лазерного випромінювання: а) у ТЛ Модель 820 («Спектра Фізикс»), угорі заслінка закрита: 1 – лазерний пучок, 2 – сигнал від САК, 3 – зубчаста передача, 4 – мідні пластини з поглинаючим покриттям, що охолоджуються водою, 5 – електромагніт приводу обертання, внизу заслінка відкрита; б) у ТЛ 5, угорі заслінка закрита: 1 – лазерний пучок, 2 – сигнал від САК, 3 – мідне дзеркало, що охолоджується водою, 4 – поглинаючий калориметричний конус, що охолоджується водою, 5 – механізм повороту дзеркала, 6 – пневмоциліндр, внизу заслінка відкрита

Найбільшу швидкодію мають електрооптичні затвори (Керра). Вони характеризуються «півхвильовою» напругою, яка необхідна для повного переривання пучка і використовуються звичайно при роботі з імпульсними CO_2 лазерами.

Системи створення заданого розподілу інтенсивності на поверхні оброблюваного виробу. Найбільш застосовуваним способом задання

розподілу інтенсивності лазерних пучків великої потужності є оптико-механічні сканери. Застосування сканувальних пучків у лазерній технології (наприклад, при термозміцненні, легуванні, плакуванні, аморфізації і т.п.) повинне забезпечувати сталість інтенсивності випромінювання у фокальній плямі при скануванні по плоскій поверхні.

Використання для сканування коливального дзеркала дозволяє здійснювати зворотні рухи пучка по поверхні. Для сканування цієї поверхні в поперечному напрямку необхідно застосовувати або барабанне дзеркало, або інше коливальне дзеркало з перпендикулярним напрямком обертання чи коливання.

Перетворення просторового розподілу лазерного пучка можливо також за допомогою спеціальних дифракційних ґраток (відбивних чи прохідних), названих «плоскими фокусаторами». Дифракційні ґратки спеціальної форми при належному виборі закономірності зміни відстаней між штрихами і глибин штрихів перетворюють пучок когерентного випромінювання будь-якої форми просторового розподілу в будь-яку іншу, необхідну для лазерної обробки матеріалів.

Автопід'юстирування лазерних пучків. Під юстируванням пучка розуміється корекція його кутового і просторового положення (без корекції кривизни його хвильового фронту (ХФ)). При автопід'юстируванні резонатора основною задачею є збереження напрямку його оптичної осі з заданою кутовою точністю і з заданою тимчасовою стабільністю.

Методи корекції ХФ-пучка лазерного випромінювання. Крім роз'юстирування кутового і координатного положення пучка можуть відбуватися аберації (перекручування) його ХФ. Корекція ХФ-пучка лазерного випромінювання передбачає відновлення його плоскої чи сферичної форми, тому що всі аберації, які відповідають несферичним перекручуванням поверхонь рівних амплітуд і особливо фаз ХФ, приводять у кінцевому рахунку до погіршення кутової розбіжності пучка і зниження інтенсивності в плямі фокусування. Якщо застосування цих способів не приводить до досягнення потрібної якості ХФ, необхідно застосовувати автоматичну корекцію. Корекція кутового положення пучка з плоским (чи сферичним) ХФ здійснюється методами автопід'юстирування. Корекція форми ХФ може здійснюватися методом адаптивної оптики.

Звичайно в цьому методі використовується багатоелементне складене дзеркало, форма поверхні якого підбудовується в реальному масштабі часу за допомогою системи зворотного зв'язку. Ця система реагує на якість ХФ таким чином, щоб на виході із середовища, яке вносить аберації у ХФ-пучок, поверхня ХФ стала плоскою чи сферичною. Переміщення кожного елемента складеного дзеркала може здійснюватися або електромеханічно, або за допомогою п'єзоприводу. Одна зі схем адаптивної корекції ХФ технологічного CO_2 -лазера приведена на рис. 3.11.

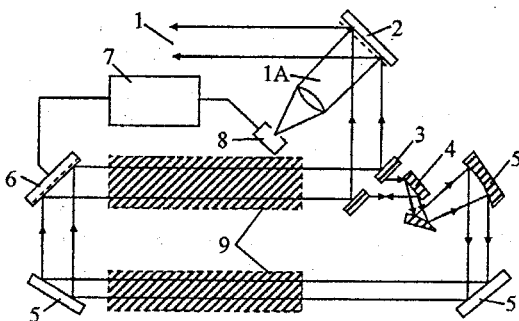


Рисунок 3.11 – Схема адаптивної корекції ХФ пучка CO₂-лазера з НР:
 1 – вихідний пучок випромінювання ТЛ, 2 – поворотне дзеркало з фазовими ґратками для відгалуження пучка, 3 – дзеркало виводу, 4 – дзеркало зв'язку, 5 – дзеркало НР, 6 – адаптивне дзеркало НР, 7 – САК, 8 – фотоприймач, 9 – активне середовище

3.11 Системи транспортування і формування випромінювання технологічних лазерів

Функції СТФВ полягають у перетворенні ЧВ пучка, що вийшов з лазера і пройшов систему транспортування, у сфальцьований пучок – для різання і зварювання чи в пучок спеціальної форми – для термообробки.

Система транспортування випромінювання складається з вхідного телескопа-коліматора, захисного хвилеводу, всередині якого проходить пучок, і поворотних дзеркал із пристроями юстирування. У систему транспортування випромінювання входить також прохідний датчик потужності випромінювання й оптичний затвор. Останнім часом розробляються рухомі системи транспортування випромінювання на основі гнучких хвилеводів для потужності випромінювання до 1 кВт, і колінчатих хвилеводів з відбивною «шарнірною» оптикою для більшої потужності випромінювання. Вихідна головка такого хвилеводу, що обладнана фокусувальним пристроєм, може бути затиснута в захоплення робота відповідної конструкції для виконання складних маніпуляцій при лазерній обробці виробів.

Система формування складається з фокусувальних пристроїв (лінзових чи дзеркальних) і, якщо це необхідно, із пристроїв сканування чи іншого перетворення форми пучка. Система формування повинна бути забезпечена засобами контролю і під'юстирування положення фокуса. Вона повинна мати також блокування, що виключають випромінювання лазера чи зупиняють відносно переміщення технологічного столу і фокусувального пристрою об'єктива з появою неприпустимих механічних і теплових перевантажень. У систему формування входять також пристрої захисту оптичних елементів від випромінювання, від пари, бризок і пилу,

що йдуть від оброблюваного зразка (газові завіси, механічні відбивачі бризок, системи додаткового охолодження оптичних елементів і ін.) [2].

Фокусування лазерного випромінювання. Для більшості технологічних процесів щільність потужності випромінювання безпосередньо на виході з лазера не є достатньою. У безперервних лазерах ця величина не перевищує $10^3 - 10^4$ Вт/см² і тому лазерний промінь приходится фокусувати. У цьому випадку середня щільність потужності на оброблюваному виробі зростає і може досягати:

$$\bar{S} = P / \pi r_{\min}^2 \quad (3.17)$$

де r_{\min} – мінімальний характерний радіус плями фокусування.

В зв'язку з тим, що сфокусований пучок не має різких границь, то завжди необхідно обумовлювати критерій, за яким він визначається. Звичайно, за аналогією з розбіжністю, під радіусом сфокусованого лазерного пучка мають на увазі розмір $r_p(\psi)$ або $r_s(\psi)$, у межах якого зосереджена певна частинка ψ потужності (або енергії) лазерного випромінювання P або при якому локальна інтенсивність складає певну частину максимальної інтенсивності S_0 . У випадку однорідних фокусувальних пучків звичайно використовують $r_p(0,84)$, для гауссових пучків застосовують $r_s(e^{-2}) \equiv r_p(0,86)$ або $r_s(e^{-1}) \equiv r_p(0,63)$.

Іноді сфокусовану лазерну пляму зручно характеризувати так званим яскравістним розміром r_0 , до якого входить повна енергія однорідного пучка з щільністю, рівною максимальній щільності в реальній плямі. Відповідно до означення:

$$r_0 = \left(\frac{P}{\pi S_0} \right)^{1/2} \quad (3.18)$$

Приведені способи опису сфокусованих пучків дають в основному енергетичну характеристику розподілу й у загальному випадку не дають уявлення про його просторову структуру. Тому для більш повної характеристики розподілу енергії й інтенсивності в лазерному пучку іноді корисно використовувати такі додаткові поняття, як, наприклад, зосередженість і контрастність, описувані кількісно відповідними параметрами:

$$\Pi_\psi \equiv r_0/r_p(\psi) \quad , \quad (3.19)$$

$$\text{і } \Omega_\psi \equiv S_0/S(r_p(\psi)) \quad (3.20)$$

Деяких розрахункові і обмірювані для реальних технологічних лазерів характеристики сфокусованих пучків приведені в табл. 3.3.

Технологічні можливості лазера багато в чому визначаються мінімальним розміром сфокусованого пучка. При використанні безабераційних лінз цей розмір визначається розбіжністю і фокусною відстанню. У випадку дифракційної розбіжності:

$$r_d \equiv F A_d \lambda / b_d \quad (3.21)$$

Таблиця 3.3 – Характеристики сфокусованих пучків ТЛ

Характеристика фокусувального пучка	Умови фокусування, координата площини вимірювань	Π_{ψ}		Ω_{ψ}	
		$\psi = 0,63$	$\psi = 0,84$	$\psi = 0,63$	$\psi = 0,84$
Гауссовий (розрахунок)	Безабераційна, $\Delta x = 0$	1,00	0,74	2,70	6,24
Однорідне коло (розрахунок)	Безабераційна, $\Delta x = 0$	0,91	0,50	2,70	∞
Однорідне кільце (розрахунок)	Безабераційна, $\Delta x = 0$	0,74	0,46	7,70	25,0
Пучок з хиткого резонатора Z_2 – лазери з $D_k \cong 7 \text{ см}$ і $a_k \cong 1,2 \text{ см}$	$F = 13 \text{ см}$ $\Delta x = -2 \text{ мм}$	0,77	0,59	5,00	6,70
	$F = 13 \text{ см}$ $\Delta x = 1 \text{ мм}$	0,64	0,46	8,40	17,0
	$F = 13 \text{ см}$ $\Delta x = 4 \text{ мм}$	0,37	0,28	20,0	33,0

Більш точний вираз для розміру пучка в області перетяжки r_F , що враховує відстань l_0 від перетяжки випромінювання в резонаторі до лінзи, що фокусує, має вигляд

$$\frac{1}{r_F^2} = \frac{1}{\omega_0^2} \left(1 - \frac{l_0}{F}\right)^2 + \frac{1}{(F\Theta_d)^2}. \quad (3.22)$$

Під час відсутності аберації цей мінімальний розмір пучка має місце на відстані від лінзи:

$$l = F + (l_0 - F) \cdot F^2 [(l_0 - F)^2 + (\omega_0/\Theta_d)^2]^{-1} \quad (3.23)$$

Нескінченне скорочення r_A шляхом використання короткофокусних лінз обмежено насамперед сферичною аберацією. У випадку відсутності дифракції, тобто для ідеально рівнобіжного пучка, радіус абераційного кружка та у фокальній площині лінзи можна оцінити за допомогою теорії аберації третього порядку, використовуючи співвідношення:

$$r_A = A_a \cdot \frac{b_a^2}{F^2}, \quad (3.24)$$

де b_a – характерний розмір, що визначає аберацію. У випадку гауссового й однорідного пучка – це його розміри, у випадку кільцевого – це $b_a \cong a_k$. коефіцієнт A_a , що характеризує абераційні властивості лінзи, обчислюється за допомогою співвідношення:

$$A_a = \frac{1}{64 \left(1 - \frac{1}{n_0}\right)^2} \left[\left(\frac{2}{n_0} + 1\right) \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{R_1}{R_2}\right)^2 n_0^2} - \left(2 + \frac{1}{n_0}\right) \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{R_1}{R_2}\right) n_0} + 1 \right], \quad (3.25)$$

у якому n_0 – показник заломлення матеріалу лінз, а R_1 і R_2 – радіуси кривизни першої і другої поверхонь лінзи в порядку їхнього проходження випромінюванням. При оптимальному співвідношенні між R_1 і R_2 мінімально можливі для одиничних лінз значення A_a для більшості розповсюджених оптичних матеріалів складають $A_a \approx 10^{-2}$.

Розміри плями у фокальній площині при врахуванні спільної дії дифракції й аберацій можна зобразити приблизно у вигляді:

$$r_F \approx \Theta F + A_a \frac{b_a^2}{F^2}. \quad (3.26)$$

Як видно з показаних на рис. 3.12 залежностей r_d і r_a , значення r мають мінімум при:

$$F_{\text{opt}} = \left(\frac{2A_a}{\Theta} \right)^{1/3} b_a. \quad (3.27)$$

При реальних для більшості технологічних лазерів значеннях $\Theta \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ рад і $A_a \sim 10^{-2}$ оптимальна фокусна відстань фокусувальної системи складе $F_{\text{opt}} \sim (3 - 10)b_a$.

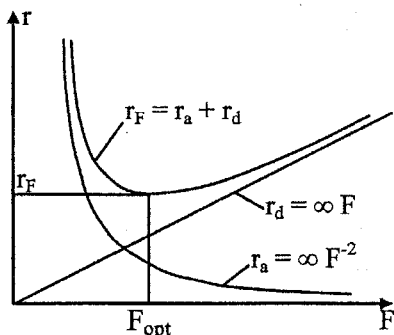


Рисунок 3.12 – Залежність розміру сфокусованого лазерного променя від фокусної відстані лінзи

Досить важливим для технологічного застосування є забезпечувана глибина різкості пучка фокусувальною системою, тобто розмір перетяжки пучка в напрямку його поширення. Як видно з приведених на рис. 2.6 типових експериментальних даних, профіль лазерного пучка поблизу фокальної площини лінзи істотно залежить від наявності абераційних ефектів. При $F \gg F_{\text{opt}}$, коли аберацією можна знехтувати, перетяжка симетрична (крива 1) і під її довжиною можна мати на увазі довжину δx , у межі якої розмір пучка, що геометрично сходиться, залишається менше його реального розміру у фокальній площині, тобто:

$$\delta x \approx \frac{4r_F F}{b}, \quad (3.28)$$

де b – діаметр фокусувального пучка. Якщо розбіжність випромінювання визначається дифракцією, то:

$$\delta x \cong \frac{4\lambda \lambda_d F^2}{bb_d} \quad (3.29)$$

У тому випадку, якщо характерний дифракційний розмір збігається з розміром вихідного пучка $b \approx b_d$ з виразу (2.45), думаючи, що $A_d \cong 1$, можна привести до вигляду:

$$\delta x \cong 4r_d \frac{r_d}{\lambda} \quad (3.30)$$

У випадку помітної сферичної аберації профіль пучка поблизу фокальної площини залежить від радіального розподілу інтенсивності у вихідному пучку.

При цьому максимальна щільність потужності може мати місце і поза фокальною площиною. Приклад такого розподілу приведений на рис. 3.13 (крива 2). Як видно з даних табл. 3.3, при наявності аберації форма розподілу інтенсивності в межах перетяжки лазерного випромінювання може змінюватися істотно. Цією обставиною іноді вигідно користуватися при оптимізації умов лазерного впливу в конкретних технологічних процесах.

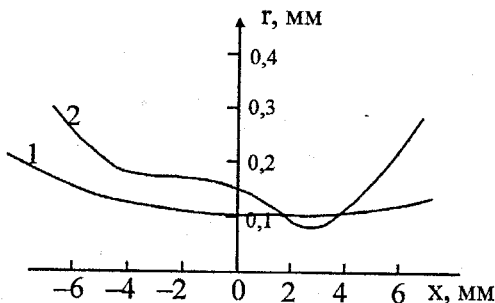


Рисунок 3.13 – Форма перетяжки лазерного випромінювання під час відсутності (1) і при наявності (2) помітної аберації: $D_k \cong 7$ см, $a_k \cong 1,2$ см, $F = 83$ (1) і 22 (2) см

3.12 Способи порівняння характеристик випромінювання різних лазерів

Вимоги, висунуті до параметрів лазерного випромінювання різними технологічними процесами, дуже різноманітні, а часом і суперечливі. Так, наприклад, у селективній технології найбільш важливими параметрами випромінювання є інтенсивність і монохроматичність лазерного пучка, а в термічній технології монохроматичність практично несуттєва. У зв'язку з цим вибір єдиного критерію оцінювання якості випромінювання лазера практично неможливий. Проте на практиці існує гостра необхідність у

наявності показників, що дозволяють порівнювати різні лазери між собою чи характеризують придатність конкретного лазера до тих чи інших технологічних операцій (див. табл. 3.4). Здатність лазерного випромінювання до фокусування зручно описувати безрозмірним коефіцієнтом розбіжності B_{Θ} , рівним:

$$B_{\Theta} = \frac{\Theta}{\Theta_d} \quad (3.31)$$

Оскільки $F_{opt} \approx 10 \cdot b$, а $r_{min} \approx \Theta \cdot F_{opt}$, то з врахуванням $\Theta_d \approx \lambda / b$ можна одержати

$$r_{min} \approx \Theta \cdot \lambda \cdot B_{\Theta} \quad (3.32)$$

Для оцінювання придатності лазерів для термічної технології можна використовувати розмірний параметр, що характеризує здатність даного лазера нагрівати зразок, який опромінюється. Стационарна температура T напівнескінченного зразка з теплопровідністю χ_M і коефіцієнтом поглинання A , що нагрівається лазерним променем з гауссовим профілем радіуса r , дається виразом:

$$T = \frac{ASr_T}{2\chi_M} \sqrt{\pi} \quad (3.33)$$

Цю комбінацію лазерних параметрів можна використовувати для характеристики його «нагрівальних здібностей». Як параметр B_T можна взяти, наприклад,

$$B_T = \frac{P}{\Theta b_a} \quad (3.34)$$

де P вимірюється в кВт, Θ – у мрад, b_a – у см.

Конкретне значення T буде визначатися, звичайно, крім B_T , теплофізичними коефіцієнтами матеріалу, що опромінюється. Так, наприклад, лазер з $B_T = 1$ ($P = 1$ кВт, $\Theta = 1$ мрад і $b_a \approx 1$ см) у відсутності променистих втраг у стані забезпечити нагрівання матеріалу з теплопровідністю алюмінію і коефіцієнтом поглинання $A \approx 0.01$ до $T \approx 500$ °К.

Із загальних розумінь ясно, що параметр, який характеризує ефективність використання лазера в селективних процесах з характерною шириною лінії поглинання $\Delta\nu_{\nu}$, повинний містити також ширину спектра генерації $\Delta\nu_{\nu}$ і I . Конкретний вигляд параметра для порівняння лазерів повинний враховувати особливості конкретного процесу [1].

Таблиця 3.4 – Характеристики оброблюваного технологічним лазером зразка

Матеріал		Оптичні характеристики			Фізико-математичні характеристики								Механічні характеристики		
		Діапазон прозорості, мкм	λ , см		n	$R_{\text{від.}}$, %	$T_{\text{поб}}$, °C	$K, \text{Вт}/(\text{с}\cdot\text{м}\cdot\text{°C})$	Питома об'ємна теплоємність c , Дж/($\text{см}^3\cdot\text{°C}$)	Коеф. терм. розшир. $\alpha\cdot 10^6$ (град $^{-1}$)	Розчинність, г/100г води	Модуль Юнга E , 10^5 МПа	ρ , г/см 3	Руйнівна напруга σ_r , МПа	Твердість (по відношенню к NaCl)
			експериментальне значення	теоретичне значення											
Напів-провідникові кристали	Cl	3–23	$4\pm 2\cdot 10^{-2}$	$2\cdot 10^{-2}$	4.02	52.9	936	0.59	1.65	5.7	$5\cdot 10^{-3}$	1.05	5.33	92.5	160
	GaAs	1–15	$8\cdot 10^{-3}$	10^{-4}	3.3	44.0	1238	0.48	1.42	5.7	$5\cdot 10^{-3}$	0.86	5.3	140	44
	CdTe	2–28	$2\cdot 10^{-3}$	10^{-4}	2.67	32.0	1041	0.06	1.23	5.9	н/р	0.36	5.85	31.0	2.5
	ZnCl	0.5–20	$5\cdot 10^{-3}$	10^{-4}	2.4	30.0	1525	0.18	2.65	8.5	0.001	0.70	5.72	55.0	8.3
	Алмаз	6–100	$6\cdot 10^{-2}$	10^{-2}	2.41	–	3500	20	1.8	0.8	н/р	10.0	3.5	10000	600
Іонні кристали	NaCl	0.25–16	$1.3\cdot 10^{-3}$	10^{-3}	1.49	8.7	801	0.065	1.20	44	39	0.40	2.16	3.9	1.0
	KCl	0.3–20	$5\cdot 10^{-4}$	$7\cdot 10^{-5}$	1.46	7.6	776	0.065	1.36	36	34.7	0.30	1.99	4.4	0.3
	KBr	0.25–25	$2\cdot 10^{-3}$	10^{-5}	1.52	9.1	730	0.048	1.20	42	65.2	0.27	2.75	3.3	4.1
	CsJ	0.25–60	$2\cdot 10^{-3}$	10^{-9}	1.74	15.1	621	0.011	0.91	48	80	0.22	4.53	4.0	м'який
	AgCl	1–25	10^{-2}	–	1.98	20.0	457	0.010	1.98	30	$1.5\cdot 10^{-4}$	0.60	5.59	–	0.5
	KRS-5	1–38	$6\cdot 10^{-4}$	$8\cdot 10^{-5}$	2.37	36.0	414	0.0054	1.27	61	0.05	0.16	–	41.0	2.2
	KRS-6	–	$4\cdot 10^{-4}$	$6\cdot 10^{-5}$	2.18	25.0	432	0.006	1.46	55	0.32	0.3	–	32.0	2.6
	BaF $_2$	0.15–15	0.19	0.13	1.39	7.2	1280	0.12	–	20.3	0.17	0.50	4.83	27.0	11.4

4 ВИВЧЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ СХЕМИ ЖИВЛЕННЯ І КЕРУВАННЯ ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

4.1 Електрична блок-схема живлення і керування оптичного квантового генератора

При керуванні технологічними лазерами (ТЛ) використовується ручне й автоматичне керування.

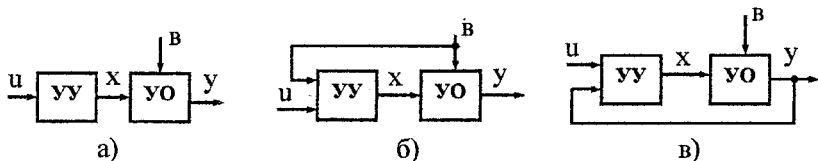


Рисунок 4.1 – Типи систем керування: а – із програмним керуванням; б – з керуванням по збудженню; в – з керуванням по відхиленню, де УУ – пристрій керування; УО – керований об'єкт; u , y , x – вхідні, вихідні і керуючі змінні; B – збудження

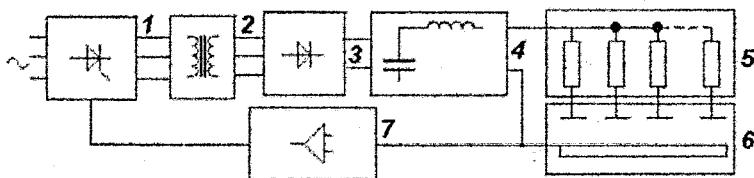


Рисунок 4.2 – Схема живлення ТЛ-5

Регулювання напруги живлення забезпечується за рахунок тиристорного регулятора напруги 1, встановленого на низькій стороні підвищувального трансформатора 2. При підвищенні до необхідного рівня (декілька кВ) напруга випрямляється в трифазному діодному мості 3. Для згладжування пульсацій напруги встановлений фільтр 4, що, як правило, будується за Т-подібною LC-схемою. Робоча напруга на ГРК 6 подається через активне баластове навантаження 5. Характеристика джерела струму забезпечується за рахунок активного баластового навантаження, а також системи стабілізації сили струму за допомогою зворотного зв'язку 7 на тиристорний регулятор [5].

4.2 ВАХ і способи одержання несамостійних розрядів в технологічних лазерах

Як видно з рис. 4.3, залежність $U(J)$ на різних ділянках ВАХ носить зовсім різний характер. Кожний з них характеризується своєю структурою розряду, своїми особливостями в розподілі електричних полів і щільності зарядів, перевагою тих чи інших елементарних процесів. Область ОА відповідає лінійній ділянці, ВС – режиму насичення несамостійного

розряду, CD – несамостійному розряду в режимі посилення струму, DE – темному (гаунсендовському) розряду, FG – нормальному тліючому розряду, GH – аномальному тліючому розряду, HKL – дуговому розряду, а області AB, EF – перехідним режимам цих розрядів.

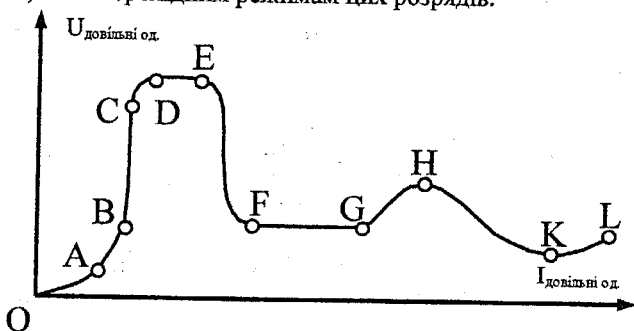


Рисунок 4.3 – Загальний вигляд ВАХ газового розряду

Одержимо аналітичний вираз для вольт-амперної характеристики сталого несамостійного розряду в найпростішому одновимірному випадку, вважаючи, що розрядний проміжок розміщений між плоскими електродами з розмірами, що значно перевищують відстань H між ними. Нехай газ іонізується тільки під дією зовнішнього іонізатора, що забезпечує постійну для всього розрядного проміжку об'ємну швидкість іонізації z_0 ($\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$), а загибель електронів і іонів відбувається в результаті електронно-іонної рекомбінації і дрейфу частинок до електродів. Припустимо також, що емісія на електродах відсутня, концентрація заряджених частинок (електронів і позитивних іонів) мала й електричним полем об'ємного заряду в силу цього можна знехтувати, тобто

$$\nabla \vec{E} = 0 \quad (4.1)$$

Нехай також спрямований рух заряджених частинок викликається тільки електричним полем і $u_{e,i} \propto E$.

Рівняння балансу заряджених частинок при цьому має вигляд:

$$\begin{cases} \nabla(\bar{u}_e n_e) = z_0 - k_r n_e n_i, \\ \nabla(\bar{u}_i n_i) = z_0 - k_r n_e n_i \end{cases} \quad (4.2)$$

Для знаходження залежності $J(U)$ систему рівнянь (4.1) і (4.2) для несамостійних розрядів необхідно вирішувати з урахуванням крайових умов:

$$\left. \begin{array}{l} \text{на аноді } (y = H) \\ \text{на катоді } (y = 0) \end{array} \right\} \begin{array}{l} j_i = 0 \\ j_e = 0 \end{array} \quad (4.3)$$

У загальному випадку систему вдається звести до трансцендентного рівняння, мало зручного для обчислень, тому розглянемо граничні

випадки. Якщо електричне поле відсутнє ($E = 0$), то $j = 0$ і рівняння (4.2) зводяться до $z_0 - k_r n_e n_i$ звідки $n_e = n_i = (z_0/k_r)^{1/2}$.

У випадку слабого електричного поля, тобто коли рекомбінаційні втрати заряджених частинок в обсязі істотно перевищують дрейфовий відхід заряджених частинок на електроди, маємо

$$\begin{aligned} j_e &= e\sqrt{z_0/k_r} b_e U/H, \\ j_i &= e\sqrt{z_0/k_r} b_i U/H, \end{aligned} \quad (4.4)$$

і повний струм через розрядний проміжок

$$J = S_p (j_e + j_i) = S_p e\sqrt{z_0/k_r} (b_e + b_i) U/H, \quad (4.5)$$

де S_p – площа поперечного перерізу розрядного проміжку. Як видно з (4.5), струм несамостійного розряду при малих E росте лінійно з U і розрядний проміжок характеризується постійним опором

$$R_{\text{ин}} = \sqrt{k_r/z_0} \frac{H}{S_p e (b_e + b_i)} \quad (4.6)$$

Рекомбінаційні втрати електронів не залежать від напруженості електричного поля, а втрати через дрейф ростуть пропорційно E . Тому у випадку сильного поля можна знехтувати рекомбінаційними втратами частинок і з урахуванням крайових умов (4.3) одержати залежності для густин струмів заряджених частинок

$$\begin{aligned} j_i &= ez_0 y, \\ j_e &= ez_0 (H - y) \end{aligned}$$

і повного струму

$$J = ez_0 HS_p. \quad (4.7)$$

Як видно з цих рівнянь, при великих полях густини струмів заряджених частинок змінюються в просторі між електродами лінійно, а повний електричний струм, що називається струмом насичення, залишається постійним і не залежить від напруженості поля. Фізично насичення струму означає, що всі народжені під дією зовнішнього іонізатора електрони й іони досягають електродів і інших шляхів їхньої загибелі немає.

Отримані рівняння (4.5) і (4.7) описують обидві характерні ділянки вольт-амперної характеристики: лінійну – OA і струму насичення – BC . Ділянка характеристики AB є перехідною. На ній необхідно враховувати обидва процеси загибелі заряджених частинок.

Дотепер ми нехтували електричними полями, пов'язаними з просторовими зарядами, і тому розподіл електричного поля в розрядному проміжку вважався постійним. Просторові заряди з'являються поблизу електродів на лінійній ділянці VAX і існують майже у всьому об'ємі в режимі струму насичення. Величину створюваних ними електричних полів E_q , можна оцінити за допомогою рівняння Пуассона для електричного поля

$$\nabla \epsilon_0 \vec{E}_a = (n_i - n_e) e, \quad (4.8)$$

де ϵ_0 – діелектрична стала.

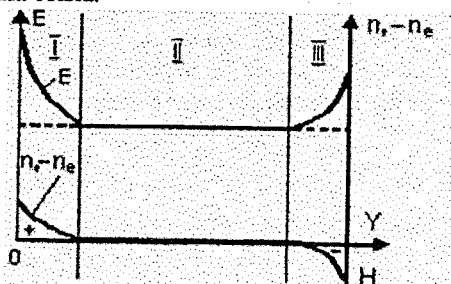


Рисунок 4.4 – Розподіл електричного поля в розрядному проміжку під час відсутності (пунктир) і при наявності об'ємного заряду

Вважаючи $n_i - n_e \sim n_e$, а область існування цих розрядів $\sim H$, одержуємо $E_q \cong H n_e e / \epsilon_0$. Враховувати ці поля необхідно, якщо $E_q \geq E = U/H$, тобто при досить великих концентраціях заряджених частинок, обумовлених умовою

$$n_e \geq \frac{U \epsilon_0}{H^2 e}. \quad (4.9)$$

Необхідно відзначити, що в більшості газорозрядних лазерів ця нерівність виконується.

При врахуванні електричних полів об'ємних зарядів весь розрядний проміжок несамостійного розряду можна розбити на три зони, дві крайні з яких характеризуються наявністю об'ємних зарядів і помітним перекручуванням полів, а центральна заповнена квазінейтральною плазмою з постійним електричним полем. У випадку слабких полів розміри зон I і III і E_q невеликі і ми будемо мати майже такий же вираз (4.7) для лінійної ділянки ВАХ несамостійного розряду.

З ростом електричних полів відбувається розширення зон I і III і звуження зони II і в межі сильних полів зона II зникає. У цьому випадку через розряд тече несамостійний струм, рівний струму насичення (4.7).

На ділянці BC ВАХ спостерігається відсутність залежності струму несамостійного розряду від напруги, яка зберігається доти, поки іонізація частинок обумовлена тільки зовнішніми причинами і не залежить від умов у розряді. З ростом напруженості електричного поля енергія електронів зростає і стає помітною імовірність процесу іонізації газу їхніми ударами. Мірою інтенсивності цього процесу служить коефіцієнт Таунсенда a , який дорівнює середньому числу вторинних електронів, утворених кожним електроном при іонізації газу на 1 см шляху в напрямку діючої на нього сили електричного поля. Коефіцієнт a , за означенням, можна зобразити у вигляді $a = k_i n_e / u_e$. Значення k_i і u_e залежать тільки від параметра E/p_0 . Тому для кожного газу відношення $a/p_0 \propto a/n_e$ повинне бути функцією тільки одного параметра E/p_0 .

Аналітичний вигляд залежності $a/p_0=f(E/p_0)$ був запропонований Таунсендом:

$$\frac{a}{p_0} = \frac{1}{\lambda_{ei}} \exp\left(-\frac{U}{\lambda_{ei}(E/p_0)}\right) = A \exp\left(-B \frac{p_0}{E}\right), \quad (4.10)$$

де властивості конкретного газу характеризуються коефіцієнтами A та B , обумовленими довжиною вільного пробігу електрона λ_{ei} при тиску в 1 Торр і потенціалом іонізації U_i .

Іншим важливим процесом, що приводить до появи додаткових електронів у розрядному проміжку, є так званий γ -процес – утворення електронів на катоді під дією прискорених в електричному полі позитивних іонів. Інтенсивність цього процесу характеризується коефіцієнтом γ – середнім числом емітованих вторинних електронів, що приходяться на один позитивний іон, який досягнув катода.

Саме α - і γ -процеси є відповідальними за зростання струму несамостійного розряду на ділянці CD ВАХ (див. рис. 4.3) при підвищенні електричного поля.

Розглянемо можливі способи утворення несамостійних розрядів у лазерних системах. Однорідну іонізацію газу в об'ємі можна здійснювати потоком швидких електронів чи досить енергійних фотонів, а також за допомогою періодично запалованих імпульсних допоміжних іонізуючих розрядів. Як показали недавно проведені дослідження, ефективність використання енергії у фотоіонізаторах надзвичайно мала ($\sim 10^{-3}$) і тому в технологічних лазерах для іонізації звичайно використовують пучки швидких електронів чи допоміжні розряди, ефективність яких може досягати $0.1 - 0.3$.

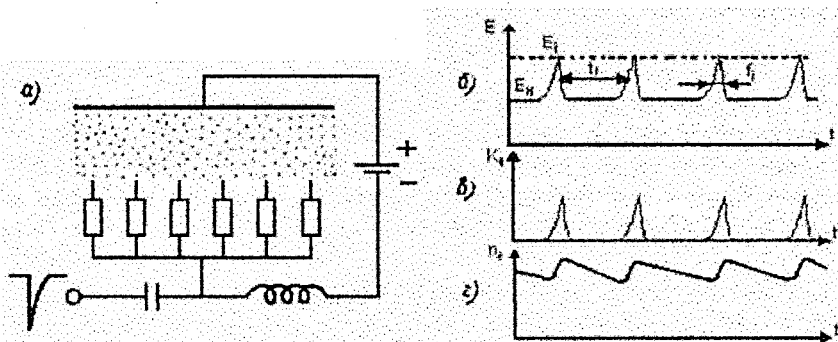


Рисунок 4.5 – Схема несамостійного розряду з періодичною іонізацією (а) і характер зміни електричного поля (б) швидкості іонізації (в) і концентрації електронів (г) у ньому

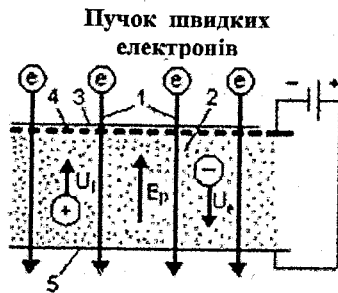


Рисунок 4.6 – Схема несамостійного розряду, підтримуваного пучком швидких електронів

Схема лазера з несамостійним розрядом, підтримуваним електронним пучком, зображена на рис. 4.6. Пучок емітованих катодом прискорювача електронів 1 вводиться в заповнений активним середовищем лазера об'єм 2 через тонку, герметичну для газу фольгу 3 в одному з електродів розрядного проміжку і, пронизуючи його, забезпечує однорідну іонізацію робочої суміші. Створені цим пучком вторинні, повільні електрони дрейфують між катодом 4 і анодом 5 розрядного проміжку під дією електричного поля розряду E_p , прискорюються в ньому до обумовленої параметром E_p/ρ_0 енергії і збуджують активні частинки лазерної суміші.

Генерація випромінювання здійснюється в з'єднаному з розрядом резонаторі. У режимі стаціонарної генерації охолодження робочої суміші здійснюється прокачуванням газу в перпендикулярному площині рисунка напрямку. Продуктивність іонізації пучком швидких електронів з енергією $(U_e)_y$ (після проходження фольги) і щільністю струму $(j_e)_y$ складає

$$z_0 = (j_e)_y \frac{\sigma_i n_a}{e} \quad (4.11)$$

де σ_i – переріз іонізації швидкими електронами. Для забезпечення однорідності активного середовища відстань гальмування швидкого електрона (на який він втрачає свою енергію), рівне $\sim (n_a \sigma_i)^{-1} (U_e)_y / \epsilon_i$, повинно бути значно більше міжелектродного зазору H . Енергія іонізуючих електронів повинна задовольняти нерівність

$$(U_e)_y \gg H n_a \sigma_i \epsilon_i \quad (4.12)$$

що визначає мінімальні напруги на прискорювачі.

Принципова схема несамостійного розряду з іонізацією допоміжним розрядом показана на рис. 4.5, а. Іонізація газу в розрядному проміжку здійснюється високовольтними самостійними допоміжними розрядами, періодично створюваними за допомогою тих же (рис. 4.5, а) чи допоміжних електродів. Сумарна напруга на розрядному проміжку в цьому випадку має вигляд періодичних імпульсів на фоні постійного поля E_H , величина якого недостатня для підтримання самостійного розряду,

забезпечує лише оптимальну для збудження активного середовища енергію вторинних електронів (рис. 4.5, б). Народження цих електронів здійснюється на стадії самостійного розряду при підвищених значеннях поля (рис. 4.5, в). В проміжках між імпульсами в розрядному зазорі протікає несамостійний струм у плазмі, що розпадається, (рис. 4.5, г). Для забезпечення майже постійних умов протікання несамостійного струму і збудження середовища частота проходження імпульсів іонізації повинна задовольняти умову

$$f_i \gg f_r, \quad (4.13)$$

де частота розпаду плазми f_r є максимальною частотою різних процесів, що приводять до загибелі електронів (рекомбінації з частотою $k_r n_e$, амбіполярної дифузії з частотою D_a/Λ^2 , наліпання з частотою $k_a n_{at}$, де n_{at} – концентрація електронегативних домішок і т.д.). Якщо припустити, що ця умова виконується, то для найбільш розповсюдженого в лазері рекомбінаційного механізму загибелі концентрацію електронів у розряді можна оцінити, прирівнявши число породжених в одиниці об'єму за час високовольтного імпульсу електронів $n_e a(E_i/p_0) u_e(E_i/p_0) \tau_i$ до числа електронів, що рекомбінували за час між двома імпульсами іонізації $k_r n_e^2 \bar{t}^{-1}$. Вона складе

$$n_e \cong a(E_i/p_0) u_e(E_i/p_0) \tau_i f_i / k_r, \quad (4.14)$$

звідки видно, що її величиною можна керувати, варіюючи амплітуду, частоту проходження або тривалість імпульсу іонізації [1].

4.3 Самостійні розряди для збудження технологічних лазерів

Самостійні розряди не потребують для своєї підтримки додаткових джерел іонізації газового середовища. Необхідною і достатньою умовою їхнього існування є наявність напруги на електродах. Загальний характер зміни ВАХ цих розрядів з ростом струму показаний на рис. 4.7.

Перш ніж перейти до пояснення вигляду ВАХ самостійного розряду, розглянемо умови його виникнення, тобто знайдемо таку величину напруги на розрядному проміжку, названу потенціалом запалювання (чи напругою пробоя), при якій у розрядному колі виникає помітний електричний струм. Під час відсутності зовнішніх джерел помітної іонізації електрони можуть з'явитися в розрядному проміжку в достатній кількості лише шляхом розмноження зарядів, що завжди існують у розрядному проміжку через іонізацію космічними променями, в результаті електронних ударів і в результаті емісії на електродах. Простежимо долю одного такого «випадкового» електрона, що з'явився поблизу поверхні катода. Дрейфуючи в напрямку до анода, цей електрон іонізує нейтральні частинки на своєму шляху, а народжені при цьому електрони будуть у свою чергу прискорюватися і розмножуватися в електричному полі. Цей процес розмноження електронів, названий електронною лавиною, під час відсутності рекомбінаційних і дифузійних втрат описується рівнянням

$$d(u_e n_e) / dy = a u_e n_e \quad (4.15)$$

розв'язок якого

$$n_e(y) = n_e(0) \exp(ay) \quad (4.16)$$

відповідає розподілу електронів по довжині розрядного проміжку.

Для підтримки самостійного розряду необхідне народження електронів на катоді. Таким процесом може служити вторинна емісія під дією іонів. Породжені кожним електроном, що з'явилися з катода, позитивні іони в кількості $[\exp(aH) - 1]$ дрейфують в електричному полі до катода і, потрапляючи на нього, народжують з імовірністю γ нові електрони. Для підтримки струму розряду на постійному рівні кожен емітований катодом електрон повинний зробити стільки актів іонізації, щоб всі позитивні іони, що утворилися при цьому, прийшовши на катод, створили знову один вільний електрон. Таким чином, критичну умову початку відтворення електронів, що вилітають з катода, можна представити у вигляді

$$\gamma(\exp(aH) - 1) = 1 \quad (4.17)$$

чи

$$aH = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (4.18)$$

Знайдемо потенціал запалювання розряду U_3 :

$$U_3 = E_3 H = \frac{V p_0 H}{\ln \left[\frac{A p_0 H}{\ln(1 + 1/\gamma)} \right]} \quad (4.19)$$

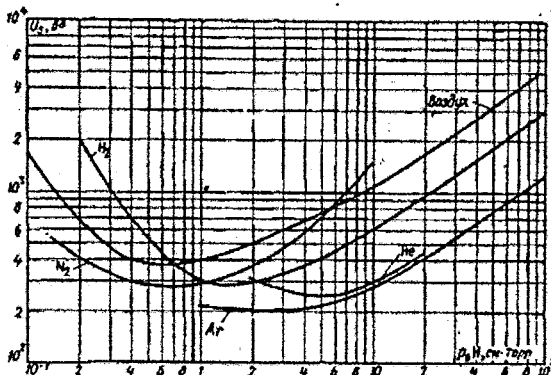


Рисунок 4.7 – Криві Пашена для деяких газів

Як видно з (4.19), U_3 залежить від p_0H , а також від сорту газу (через коефіцієнти A і V в формулі Таунсенда) і матеріалу електрода (через γ). Залежності $U_3(p_0H)$, названі кривими Пашена, показані на рис. 4.7 для

деяких поширених в газових лазерах газів. Згідно з (4.19) мінімальна напруга пробою розрядного проміжку

$$(U_3)_{\min} = \frac{eB}{A} \ln(1 + \frac{1}{\gamma}) \quad (4.20)$$

має місце при

$$(p_0H)_{\min} \frac{e}{A} (1 + \frac{1}{\gamma}) \quad \text{і} \quad (\frac{E}{p_0})_{\min} = B. \quad (4.21)$$

Типові значення $(p_0)_{\min} \sim 0.5 - 5 \text{ см} \cdot \text{Торр}$, а $(U_3)_{\min} \approx 200 - 400 \text{ В}$.

Врахування процесів загибелі електронів через дифузію приведе, природно, до росту U_3 . Це особливо помітно позначається на лівій гілці (при $p_0H < (p_0H)_{\min}$) кривих Пашена.

Самостійний розряд, підтримуваний при $U = U_3$, називається таунсендовським (чи темним). Тому що U_3 не залежить від концентрації електронів, ВАХ такого розряду має вигляд горизонтальної прямої, яка відповідає інтервалу DE.

При виведенні (4.19) ми нехтували електричними полями об'ємних зарядів. Тому підтримка розряду при $U = U_3$ можлива лише при дуже малому електричному струмі, тобто при великому баластовому опорі в електричному колі.

З ростом густини струму і концентрації електронів вплив об'ємних зарядів стає істотним. Насамперед з ростом струму відбувається зростання електричного поля в прикатодній області. Зростання поля приводить до експоненційного росту швидкості іонізації. Необхідна для підтримки розряду швидкість розмноження електронів емісії досягається вже в досить вузькому прикатодному шарі товщиною d_k , і умова самопідтримки розряду замість (4.14) приймає вигляд

$$\gamma(\exp(\int_0^{a_1} \alpha dy) - 1) = 1 \quad (4.22)$$

У результаті виконання умов самопідтримки в катодному шарі відпадає необхідність підтримки великих електричних полів у всьому міжелектродному зазорі. Тому поле в основній частині розрядного проміжку падає до величини $E_{\text{пс}} < E_3$, обумовленої необхідністю підтримки провідності для замикання прикатодної області з анодом. Таким чином, зростання струму в таунсендовському розряді приводить до різкого переходу розряду в нову форму, названу тліючим розрядом. Він складається зі струму вузької прикатодної області підвищеного поля, що забезпечує самопідтримку, вузької і слабковпливаючої на протікання струму в області негативного об'ємного розряду поблизу анода і позитивним стовпом – що замикає основну частину розрядного проміжку області однорідної в напрямку струму квазінейтральної плазми. Зміна довжини розрядного проміжку при збереженні струму розряду супроводжується зміною довжини позитивного стовпа і збереженням

структури і значення полів у приелектродних зонах. Область тліючого розряду (див. рис. 4.3) знаходиться правіше точки F.

Закінчуючи якісний опис тліючого розряду, необхідно відзначити ще одну властиву тільки йому особливість. При порівняно невеликих струмах у тліючому розряді електричний струм займає лише частину площі катода. При цьому зайнята розрядом площа катода росте пропорційно повному струму розряду, зберігаючи незмінною так звану нормальну густину струму на катоді. Ця форма розряду зберігається доти, поки він не займе всю площу катода, і називається нормальним тліючим розрядом. Із загальних міркувань ясно, що збільшення струму в нормальному тліючому розряді, який відбувається при збереженні густини струму на катоді, не повинне супроводжуватися зміною властивостей катодного шару, тобто величина електричних полів і товщина шару, так само як і нормальна густина струму j_k у нормальному тліючому розряді, повинні зберігатися.

Товщину шару і прикатодне падіння потенціалу $U_k = \int_0^{d_k} E(y) dy$ електричного поля в ньому можна знайти розв'язуючи рівняння (4.22) разом з рівнянням Пуассона і рівнянням балансу частинок при граничних умовах $u_p \gamma = u_c n_c$ на поверхні катода. Отримані розв'язки для величин, що зберігаються в тліючому розряді, мають вигляд:

$$U_k \cong 3 \frac{B}{A} \ln(1 + \gamma) \quad (4.23)$$

$$d_{kp} \cong 0.82 \frac{\ln(1 + \gamma)}{A},$$

$$\frac{j_k}{p^2} = \frac{5.35 \cdot 10^{-2} AB^2 (b, p)(1 + \gamma)}{\ln(1 + \gamma)} \quad (4.24)$$

і залежать від сорту газу і матеріалу електрода.

Для визначення напруженості електричного поля в позитивному стовпі тліючого розряду необхідно розглянути баланс числа електронів. З нього видно, що необхідне для пропускання заданого струму приведені електричне поле в позитивному стовпі розряду або зовсім не залежить від струму (у випадку загибелі електронів через дифузію), або залежить від нього дуже слабко (при об'ємній загибелі електронів). Тому ВАХ нормального тліючого розряду звичайно має горизонтальний чи слабко зростаючий з ростом струму характер.

Необхідно відзначити, що викладені вище класичні уявлення про самостійний тліючий розряд мають місце лише при малих концентраціях негативних іонів, тобто за умови $n_{i-} \ll n_{i+} \approx n_c$. У багатьох газорозрядних лазерах у робочій суміші присутні електронегативні домішки, що приводять до утворення великого числа негативних іонів. У цьому випадку, як показали порівняно недавно проведені дослідження, структура і механізми підтримки позитивного стовпа міняються. У присутності

помітного $n_{i-} \sim n_{i+}$ числа негативних іонів позитивний стовп стає неоднорідним уздовж струму, а значення E/p_0 знижуються до значень, недостатніх для підтримки провідності за рахунок іонізації електронним ударом. Баланс частинок у цьому випадку підтримується за рахунок приходу електронів з катодного шару, позитивних іонів – із прианодної області, негативні іони народжуються в самому позитивному стовпі. Зміна балансу частинок не позначається, однак, на характері залежності $E_{nc}(J)$, тобто характер ВАХ позитивного стовпа тліючого розряду в сумішах з електронегативними домішками змінюється незначно.

Після заповнення всього катода катодним світінням ріст струму в розряді починає супроводжуватися ростом густини струму на катоді і розряд переходить в аномальну форму тліючого розряду, що характеризується ростом U_k , а отже, і зростаючої ВАХ.

Розряд з ВАХ, розташований правіше точки Н, називається дуговим. Зростання густини струму на катоді в аномальному тліючому розряді приводить до підвищення потоку тепла на катод і росту його температури. Зі збільшенням температури катода стає помітним процес термоемісії електронів. Густина струму в місцях з максимальною температурою зростає, що приводить до подальшого росту температури катода в цьому місці. Через позитивний характер зв'язку цей процес нестійкий і приводить до утворення розжареної катодної плями, яка має високу емісію електронів. У такій ситуації необхідність у γ -процесах на катоді пропадає, а отже, пропадає і необхідність у наявності сильних електричних полів у прикатодній області. Тому прикатодне падіння напруги знижується до величини потенціалу чи іонізації збудження. Зменшення падіння напруги на розряді обумовлено ще і різким збільшенням температури газу в розрядному проміжку. Оскільки в умовах стаціонарного розряду тиск газу по об'єму постійний, то ріст температури газу приводить до падіння концентрації газу, а отже, і величини p_0 . Швидкість народження частинок у позитивному стовпі визначається величиною E/p_0 , тому падіння p_0 супроводжується падінням E в позитивному стовпі. Зростання напруги на розряді з ростом струму спостерігається знову лише при дуже великих струмах розряду і температурах газу й обумовлено необхідним зростанням поля в стовпі для компенсації росту рекомбінаційних втрат.

Усі розглянуті типи самостійних розрядів постійного струму характеризуються цілком визначеними значеннями необхідних для їхньої підтримки електричних полів і взаємозв'язком величини цих полів із струмом. Ця обставина трохи обмежує ефективність використання окремих форм розряду для збудження конкретних лазерів. Певні обмеження на використання самостійних розрядів у лазерах накладає і їхня гірша в порівнянні з несамостійними розрядами стійкість. Проте, завдяки своїй технічній простоті, можливості отримання великого числа газових сумішей і відсутності спеціальних пристроїв іонізації, самостійні розряди знаходять дуже широке застосування в газових лазерах [1].

4.4 Збудження газових лазерів за допомогою змінних електромагнітних полів

Газорозрядну плазму можна з успіхом створити не тільки в постійних, але і змінних електромагнітних полях. Різні способи їхньої підтримки в розрядному об'ємі ілюструються схемами (рис. 4.8, а, б). У так званому індукційному розряді Н-типу (рис. 4.8, а) азимутальне електричне поле із замкнутими силовими лініями створюється за рахунок індукції при пропусканні змінного струму на котушці. Розряди (рис. 4.8, б, в), струм у яких виникає при подачі змінної напруги на відкриті (б) чи ізольовані від газу (в) провідні пластини, прийнято називати відповідно електродними і безелектродними смісними розрядами (f-типу). У газових лазерах для одержання нерівноважного активного середовища використовуються емнісні розряди. Принципова електрична схема такого розряду показана на рис. 4.9.

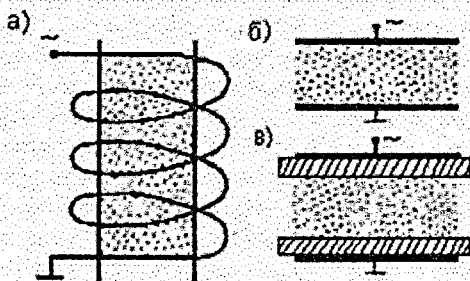


Рисунок 4.8 – Способи підтримки розрядів у змінних електромагнітних полях

Ефективність збудження активного середовища багато в чому залежить від співвідношень між частотою зміни поля (рис. 4.10, а) і частотою зіткнень електронів з атомами, а точніше кажучи, від того, чи встигає енергія електронів відслідковувати зміну електричного поля протягом періоду коливання.

Оскільки характерна швидкість зміни енергії електрона при зміні поля складає $f_H \sim k_{ca} n_a m_e / m_a$, то при високих частотах $f \gg f_H$ енергія електронів буде слабо змінюватися в часі, а електрони будуть робити необхідні для підтримки розряду процеси іонізації, а також потрібні для створення інверсії процеси збудження частинок з майже постійною швидкістю протягом усього часу існування розряду (рис. 4.7, б). Енергія електрона при цьому забезпечує таку ж частоту іонізації, яку мають електрони в так званому постійному ефективному електричному полі

$$E_{\text{эф}} = \frac{E_2}{\sqrt{2}} \frac{v_{ca}}{(\omega^2 + v_{ca}^2)^{1/2}}, \quad (4.25)$$

де E_a – амплітудне значення поля; ω – його циклічна частота.

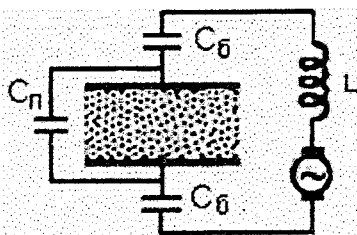


Рисунок 4.9 – Принципова електрична схема ємнісного розряду

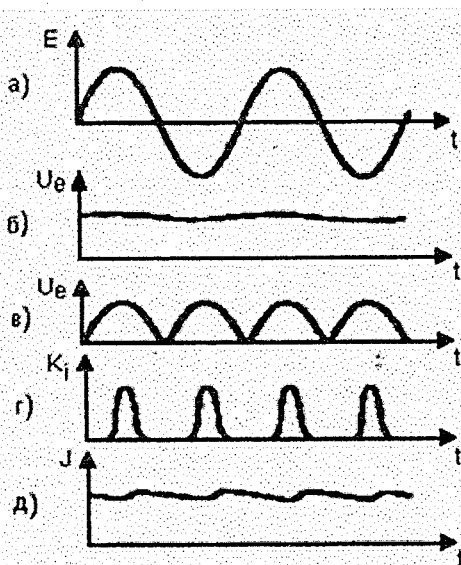


Рисунок 4.10 – Часовий характер процесів іонізації в змінних електричних полях високої і низької частоти

У випадку низьких частот $f \leq f_n$, енергія електронів «стежить» за електричним полем (рис. 4.10, в) і розряд у змінному полі нагадує несамостійний розряд з періодичною іонізацією. В силу експонентного характеру залежності швидкості іонізації від енергії електрона іонізація газу буде здійснюватися лише в області максимальних значень напруженості електричного поля (рис. 4.10, г), а в проміжку між ними несамостійний струм буде протікати в плазмі, яка розпадається, (рис. 4.10, б). Через резонансну залежність збудження від енергії електронів періодичний характер буде носити і збудження верхніх лазерних рівнів активних частинок. Типові значення f_n в умовах газових лазерів ($k_{ca} \sim 10^7$ см²/с, $n_a \sim 10^{18}$ см⁻³ і $m_e/m_a \sim 10^{-5}$) складають $10^6 - 10^7$ Гц, що

відповідає так званому ВЧ-діапазону довжин хвиль. Необхідна для підтримки ВЧ-розряду амплітуда поля визначається з умов балансу народження і загибелі електронів і в типових умовах газових лазерів близька до електричних полів у розряді постійного струму.

Процеси на ВЧ-розрядних електродах відіграють істотно меншу роль, ніж у розряді постійного струму (в індукційному розряді електродів взагалі немає). У емнісних ВЧ-розрядах приелектродні явища важливі лише для замикання струму в розрядному колі.

Згідно з порівняно недавно отриманими даними при малих густинах струмів провідність приелектродних шарів невелика і замикання струму на електродах здійснюється струмами зміщення, що течуть через шар як через конденсатор. Така форма ВЧ-розряду називається слабострумовою. З ростом струму спадання напруги на емнісному опорі шару зростає настільки, що в шарі відбувається електричний пробій і струм у ньому протікає як за рахунок струму зміщення, так і за рахунок струму провідності. Така форма ВЧ-розряду називається потужнострумовою. Необхідно відзначити, що у випадку слабострумової форми розряду наявність ізолюючого покриття на струмопідвідних пластинах практично не позначається на протіканні струму.

Останнім часом великий інтерес у лазерній техніці викликає так званий розряд змінного струму. Він здійснюється при $f \ll f_u$, так само як і ВЧ-розряд, характеризується імпульсним характером іонізації і збудження газу в об'ємі. Відмінність розряду змінного струму від ВЧ-розряду полягає в характері приелектродних процесів. Якщо у ВЧ-розряді електродні шари існують постійно, то в розряді змінного струму приелектродні шари встигають розпадатися за час проходження струму розряду через нульове значення, і в кожен півперіод при зміні полярності поля електродні шари народжуються заново, міняючись при цьому місцями.

Діапазон придатних для збудження лазерів частот розряду змінного струму обмежений знизу необхідністю підтримки концентрації плазми і потужності генерації лазера на майже постійному рівні. При загибелі електронів за рахунок рекомбінації і дифузії це можливо, якщо частота зміни поля задовольняє умову

$$f \gg \max\{k_p n_e^2, D_a / \Lambda^2, \tau_2^{-1}\}, \quad (4.26)$$

де τ_2 – час релаксації верхнього лазерного рівня.

Практичний інтерес до ВЧ-розряду і розряду змінного струму обумовлений рядом причин. По-перше, завдяки періодичному в часі характеру іонізації ці розряди відрізняються більш високою стійкістю в порівнянні з розрядами постійного струму. По-друге, використання змінних полів дозволяє використовувати як баластне навантаження реактивні, наприклад емнісні, елементи і скоротити в такий спосіб марні втрати енергії в розрядному колі. Дуже важливою технічною перевагою ВЧ-розрядів і розрядів змінного струму є можливість створення

газорозрядних камер з діелектричним покриттям електродів. І нарешті, використання змінних полів забезпечує симетричне виділення енергії, а отже, і розподіл температур по зазорі розряду, що істотно зменшує відхилення випромінювання лазера від оптичної осі через неоднорідну рефракцію в середовищі [1].

4.5 Особливості імпульсних електричних розрядів для збудження лазерів

У багатьох практичних випадках необхідний технологічний ефект можна одержати лише при імпульсному чи імпульсно-періодичному впливі випромінювання на речовину. Такий характер генерації можна одержати в умовах безупинного збудження лазера, модулюючи добротність резонатора. Однак, більш просто й ефективно короткі одиничні та імпульси, що періодично слідують один за одним (імпульси лазерного випромінювання) створюють, використовуючи збудження активного середовища, за допомогою імпульсних електричних розрядів [1].

Інтерес до імпульсного режиму збудження визначається не тільки необхідністю одержання коротких імпульсів випромінювання, але й енергетичним фактором. По-перше, імпульсний розряд дозволяє збільшити потужність енергії збудження лазерів. Це обумовлено не тільки очевидними обмеженнями припустимої температури $T_{кр}$ робочої речовини лазера ($jE \sim \sigma T_{кр}/\tau_i$), але і поняттям стійкості розряду. Оскільки час підтримки імпульсних розрядів, як правило, менше характерного часу стабілізуючих розряд процесів Γ_-^{-1} , то час існування однорідного розряду $\tau_i \approx \Gamma_+^{-1} (jE)^{-1}$ і тому гранична потужність в імпульсних розрядах росте при скороченні тривалості імпульсу струму.

По-друге, позитивним моментом імпульсного збудження є можливість підвищення тиску робочого середовища лазера. Можна показати, що при збереженні параметра E/p_0 постійним на квазістаціонарній фазі розряду ступінь іонізації газу складає $n_e/n_a = f(E/p_0)$ і, отже, $n_e \propto p$. При цьому потужність об'ємного енерговиділення $jE \propto n_e E \propto p^2$. Час існування однорідного розряду під час відсутності стабілізуючих факторів $\propto p/(jE)$ і тому $\tau_i \propto p^{-1}$. Підвищення тиску робочого середовища важливе з ряду причин. По-перше, з його ростом росте потужність накачування ($\propto p^2$). По-друге, зростання тиску приводить до розширення, а в деяких лазерах з великим числом ліній генерації і до перекриття окремих ліній посилення. Це відкриває можливість безупинної перебудови частоти генерації лазера, що є необхідною умовою для їхнього успішного застосування в процесах селективної лазерної технології.

Найбільш важливим етапом при імпульсному газорозрядному збудженні середовища є запалювання розряду. Це пов'язано з тим, що в імпульсних розрядах утворення неоднорідного стану плазми можливе не

тільки через розвиток нестійкості в початковому однорідному провідному середовищі. При тисках газу $> \sim 30 - 50$ Торр сам процес запалювання розряду (електричний пробій) може приводити до утворення струмових шнурів, минаючи однорідну стадію. Схильність до створення неоднорідностей при пробіі росте з ростом тиску газу і тому для однорідного пробою в розрядах підвищеного тиску необхідно вживати спеціальні заходи, спрямовані на забезпечення однорідності процесів іонізації у всьому розрядному проміжку.

Насамперед ця однорідність досягається шляхом усунення неоднорідностей електричного поля і виготовленням гладких електродів спеціальної форми. Найбільше поширення одержали профілі Роговського, Брюса і Чанга. Часткового підвищення однорідності створюваної плазми можна домогтися також шляхом секціонування одного з електродів, звичайно катода 1 (рис. 4.11, а). Однак найбільш ефективним способом створення однорідного імпульсного розряду при підвищених тисках є попередня фотоіонізація розрядного проміжку за допомогою ультрафіолетового випромінювання спеціально створених додаткових розрядів. Звичайно ці допоміжні іскрові розряди запалюються:

1) між сітчастим катодом 1 основного проміжку і поверхнею діелектрика 3, що покриває допоміжний електрод 4 (рис. 4.11, б);

2) між виступаючими ділянками профільованого катода 1 і поверхнею розташованих на катоді ізоляторів 3, усередині яких розташовується провідник 4, з'єднаний через невелику ємність з анодом 2 (рис. 4.11, в);

3) між допоміжними електродами 5, розташованими поблизу основного розрядного проміжку (рис. 4.11, г).

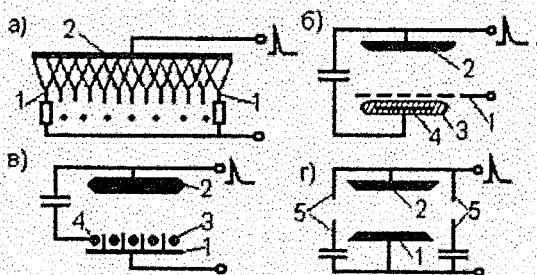


Рисунок 4.11 – Способи одержання однорідного електричного пробою газу при підвищених тисках

Показані на рис. 4.11, а – г варіанти безумовно не охоплюють усі практичні системи передіонізації, використовувані в технологічних лазерах. Однак основне призначення всіх цих систем одне і те ж – забезпечити створення однорідної і по можливості досить щільної попередньої плазми в розрядному проміжку. В усіх випадках при подачі на розрядний проміжок імпульсу напруги ще на передньому фронті цього

імпульсу відбувається пробій допоміжного розряду. Короткохвильова частина випромінювання, що випускається ним, здійснює попередню фотоіонізацію газу, створюючи плазму з концентрацією $10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ перш, ніж електричне поле в ньому зростає до пробивного значення. Завдяки цій плазмі окремі електронні лавини, що розвиваються в основному розряді, через велику кількість початкових електронів добре перекриваються між собою, забезпечуючи однорідну іонізацію розрядного промежку і створення однорідного активного середовища.

Необхідно відзначити, що потужні імпульсні розряди при підвищених тисках можна з успіхом створювати, використовуючи також описану вище техніку несамостійних розрядів, підтримуваних інтенсивним пучком електронів.

Імпульсне збудження активного середовища широко застосовується в даний час. Воно дозволяє накачувати робочі середовища різних лазерів при тисках від 0.1 до 10 атм. (1 атм. $\approx 10^5$ Па). Тривалість збуджуючого імпульсного розряду залежить від виду і призначення лазера і може змінюватися від 10^{-8} до $10^{-5} - 10^{-4}$ с. Більш довгі імпульсні струми звичайно одержують, модулюючи напругу живлення розряду постійного струму.

4.6 Схеми формування вихідних імпульсів у блоках живлення оптичних квантових генераторів

Квантові генератори, що застосовуються для технологічних цілей, працюють у режимі вільного генерування лазерного випромінювання. Це значить, що тривалість імпульсу і його форма визначаються тривалістю і формою імпульсу джерела живлення. Лазери не пред'являють високих вимог до форми імпульсу. Фронт імпульсів для твердотільних лазерів повинний мати тривалість не менш 100 нс, щоб уникнути виникнення ударної хвилі, яка може вивести лампу накачування з ладу. Мінімальна тривалість імпульсу повинна бути вище часу, необхідного для створення умов генерації випромінювання, а максимальна тривалість визначається тривалістю лазерного випромінювання.

Для забезпечення ефективного плавлення металевого зразка тривалість лазерного імпульсу повинна відповідати тепловій постійній часу цього зразка. Теплова постійна часу дорівнює

$$\tau = b/4\lambda, \quad (4.27)$$

де b – товщина зразка; λ – коефіцієнт температуропроводності.

Теплова постійна характеризує час, необхідний для того, щоб температура нижньої поверхні зразка досягла 37 % температури верхньої поверхні, отриманої в результаті нагрівання коротким імпульсом. Для забезпечення оптимальної умови зварювання і різання матеріалів варто змінювати параметри імпульсу. Так, наприклад, при зварюванні міді з високою теплопровідністю необхідно підвищити потужність випромінювання і зменшити тривалість імпульсу, а при зварюванні

нержавіючої сталі зменшують потужність і збільшують тривалість імпульсу випромінювання.

Таблиця 4.1 – Значення τ і λ для різних металів

Матеріал	$\lambda, \text{см}^2/\text{с}$	$\tau, \text{мс, при товщині зразка } b, \text{см}$			
		0,01	0,02	0,05	0,1
Срібло	1,70	0,015	0,059	0,368	1,47
Алюміній	0,85	0,029	0,118	0,74	2,94
Мідь	1,14	0,022	0,088	0,55	2,19
Латунь	0,378	0,066	0,265	1,65	6,61
Бронза	0,213	0,117	0,47	2,93	11,74
Залізо	0,202	0,124	0,495	3,09	12,38
Сталь нерж.	0,056	0,446	1,786	11,16	44,64
Сталь вугл.	0,119	0,210	0,840	5,25	21,01
Нікель	0,22	0,114	0,454	2,84	11,36

Тривалість імпульсу також залежить від режиму газового розряду. У технологічних лазерах звичайно використовується дуговий розряд. Амплітуда імпульсу коливається від одиниць до десятків кіловольтів.

Імпульсний режим лазерів здійснюється як від живильної мережі безпосередньо, так і з застосуванням проміжного накопичувача енергії. У схемі без накопичувача енергії збільшується встановлена потужність елементів, що пов'язано з великими миттєвими значеннями імпульсних величин. При однакових масогабаритних характеристиках схем обох варіантів схема з накопичувачем енергії дає вигоду у ККД. Тому в лазерних установках використовуються схеми з накопичувачем енергії.

Як накопичувач енергії використовуються конденсатори, у яких накопичується електрична енергія, і дроселі (накопичувач енергії магнітного поля). Зарядка індуктивного накопичувача енергії здійснюється від пристрою з низькою напругою і середнім значенням зарядного струму, рівним половині амплітуди струму в момент закінчення зарядки. Вихідна напруга пристрою емнісного накопичувача дорівнює робочій напрузі конденсатора, а середнє значення струму зарядки визначається тривалістю циклу зарядки.

На рис. 4.12 приведена форма імпульсу струму при розрядці накопичувача енергії. Крива 1 відповідає емнісному накопичувачеві, а крива 2 – індуктивному накопичувачеві. Відносний час розрядки емнісного накопичувача

$$t^* = t/R_{\text{л}} - C_{\text{нк}} \quad (4.28)$$

і індуктивного накопичувача

$$t^* = R_{\text{л}} \cdot t/L_{\text{нк}} \quad (4.29)$$

де $C_{\text{нк}}$ і $L_{\text{нк}}$ – ємність і індуктивність накопичувачів. Розрядний струм для ємнісного накопичувача

$$i_p^* = i_c^* = \frac{i_c}{I_c(0)} = i_c \frac{k_0^2}{U_0^2}, \quad (4.30)$$

для індуктивного накопичувача

$$i_p^* = i_L^* = \frac{i_L}{I_L(0)}, \quad (4.31)$$

де $I_c(0)$ і $I_L(0)$ – струми, що протікають через ємнісний і індуктивний накопичувач у момент початку розрядки; k_0 – постійний коефіцієнт, рівний

$$k_0 = 1,3 \cdot I_{\text{тр}} / d_{\text{тр}}, \quad (4.32)$$

де $d_{\text{тр}}$ – діаметр газорозрядного проміжку.

Індуктивні накопичувачі доцільно використовувати в пристроях з підвищеною частотою повторення імпульсів накачування.

Величина ємності накопичувача визначається за формулою:

$$C_{\text{нк}} = 2,53 \sqrt{t_{\text{имп}0,5}^2 \cdot \omega_c / K_0^4}, \quad (4.33)$$

де $t_{\text{имп}0,5}$ – тривалість імпульсу струму розрядки за рівнем 0.5 інтенсивності випромінювання лампи; ω_c – задана енергія накопичувача. Для газових лазерів необхідний крутий фронт імпульсу накачування при розрядці накопичувача. Для одержання необхідної тривалості фронту в ланцюг розрядки ємнісного накопичувача включають додаткову котушку індуктивності. Форма імпульсу розрядного струму визначається коефіцієнтом загасання

$$\delta = k_0 / U_c \cdot \rho_p = \sqrt{1/Q_p}, \quad (4.34)$$

де $\rho_p = \sqrt{L_p / C_{\text{нк}}}$ – характеристичний опір розрядного контуру; Q_p – його добротність; L_p – індуктивність розрядної котушки. На рис. 4.13 приведені графіки кривих розрядного струму при різних значеннях δ . Звичайно вибирають режим роботи при $\delta = 0,8$. При цьому значення параметрів розрядного контуру визначається за формулами

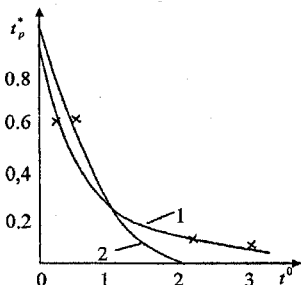


Рисунок 4.12 – Форма імпульсу струму при розрядці накопичувача енергії

$$C_{\text{нк}} = 0,5853 \sqrt{t_{\text{імп}}^2 \cdot \omega_c / k_0^4}, \quad L_p = t_{\text{імп}}^2 / 4C_{\text{нк}}. \quad (4.35)$$

Тип комутуючого приладу, який включається в ланцюг накопичувача енергії, визначається параметрами імпульсу накачування. Він визначає момент подачі імпульсу накачування на випромінювач і залишається відкритим до повної розрядки накопичувача. У якості комутуючого приладу можуть застосовуватися іонні (газорозрядні) вентиля (ігнітрони, екситрони, тиратрони) і напівпровідникові вентиля (тиристри). Найбільш широке застосування в потужних лазерних установках знайшли тиристри. Час включення тиристорів складається з часу затримки t_3 і наростаючого струму t_H

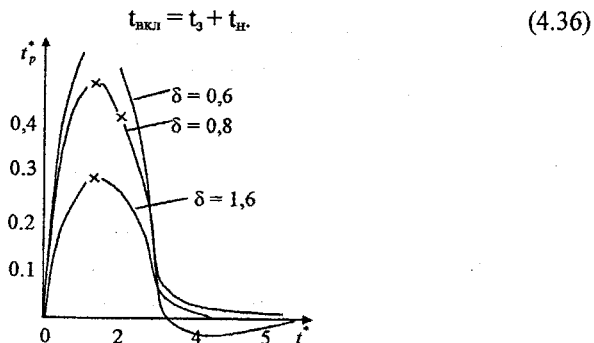


Рисунок 4.13 – Графіки кривих розрядного струму

Затримка наростання струму від моменту подачі керуючого сигналу складає половину часу $t_{\text{вкл}}$. Час включення скорочується зі зменшенням струму й індуктивності навантаження і зі збільшенням анодної напруги. Час включення також скорочується, якщо струм керуючого електрода тиристора перевищує в кілька разів номінальне значення [6].

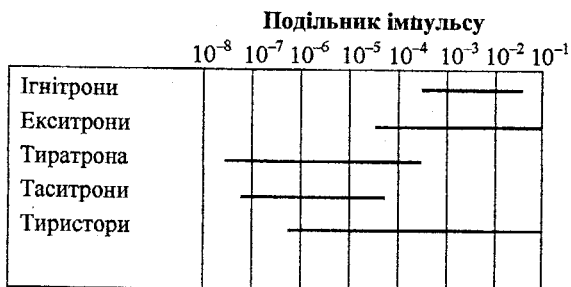


Рисунок 4.14 – Діапазони тривалості імпульсів роботи вентиляльних приладів

4.7 Зарядні пристрої ємнісних накопичувачів енергії у блоках живлення оптичних квантових генераторів

У джерелах живлення імпульсних лазерів в основному використовуються ємнісні накопичувачі енергії. Зарядний пристрій служить для передачі в накопичувач необхідної енергії за час між імпульсами. Зарядний пристрій складається з трансформатора підвищувального, в первинний ланцюг якого включений струмообмежувальний елемент випрямляча, до виходу якого підключений накопичувальний конденсатор. В якості струмообмежувального елемента застосовуються резистори і дроселі. При розрахунку індуктивності в схемі з використанням дроселя його індуктивність додається до індуктивності трансформатора. Для розрахунку струмообмежувальних елементів можна використовувати схеми заміщення, приведені на рис. 4.15 (схема з резистором) і 4.16 (схема з дроселем). Активним опором обмоток трансформатора і випрямляча нехтуємо. Індуктивний опір X_s складається з індуктивних опорів дроселя $X_{др}$ і трансформатора $X_{тр}$. Склавши рівняння розрахунку перехідних процесів і розв'язавши його, можна визначити криві зарядки конденсатора при різних параметрах елементів схем заміщення.

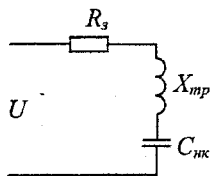


Рисунок 4.15 – Схема заміщення з резистором

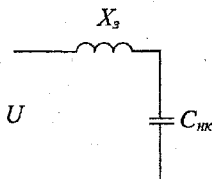


Рисунок 4.16 – Схема заміщення з дроселем

Недоліком схем з струмообмежувальними елементами є зниження ККД пристрою, їх чутливість до струмів КЗ і складність фіксації напруги накопичувача на верхній ділянці кривої зарядки. Тому струмообмежувальні елементи знайшли застосування в малопотужних установках. У джерелах живлення на сотні ват і кіловат використовуються перетворювачі: індуктивно-ємнісні і керовані випрямлячі, які успішно використовуються в низькочастотних зарядних установках. Струм зарядки стабілізується зміною кута регулювання керованих вентилів, які створюють значні високо- і низькочастотні перешкоди. Також виникає небезпека для зарядного пристрою від струмів КЗ, які виникають під час

переходу імпульсних ламп в безпервний режим. Для згладжування високочастотних складових струму навантаження включають послідовно з накопичувальним конденсатором струмообмежувальний дросель. Такі зарядні пристрої знаходять застосування в установках з низькою частотою повторення імпульсів.

Для твердотільних лазерів використовується схема зарядки з керувальним випрямлячем з нульовою фазою включення змінної напруги.

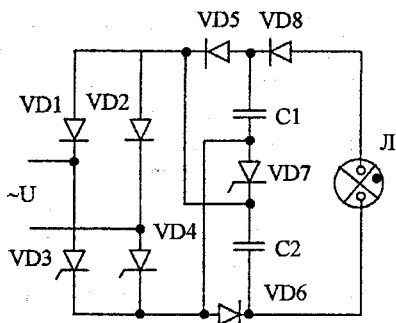


Рисунок 4.17 – Схема зарядки з нульовою фазою включення зарядного комутатора

У даній схемі використовується несиметричний випрямляч VD1 – VD4. Тиристири випрямляча відкриваються, коли напруга на вході випрямляча рівна нулю. Напруга подається через діоди VD5 і VD6 на конденсатори C1 і C2. Конденсатори заряджають протягом першої півхвилі живильної напруги. Струм зарядки припиняється, коли напруга на конденсаторі рівна амплітудному значенню напруги мережі. При цьому тиристири VD3 і VD4 закриваються. Розрядка конденсаторів відбувається протягом другої половини півхвилі напруги мережі. Тиристири VD7 і VD8 відкриваються, і конденсатори розряджаються на газорозрядний прилад. На лампу подається подвоєна напруга щодо вихідної напруги випрямляча, що забезпечується послідовним включенням при розрядці конденсаторів C1 і C2.

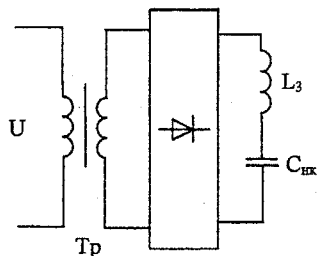


Рисунок 4.18 – Схема зарядного пристрою з струмообмежувальним індуктивним елементом

У високочастотних зарядних пристроях струмообмежувальний індуктивний елемент встановлюється в ланцозі випрямленої напруги (рис. 4.18). Величина індуктивності L_3 визначається за формулою

$$L_3 = S^2 / \pi^2 \cdot F^2 \cdot C_{\text{нхк}} \quad (4.37)$$

де S – частотний коефіцієнт, рівний

$$S = F / f_m \quad (4.38)$$

де F – частота розрядних імпульсів; f_m – частота мережі.

Вираз (4.37) з вирахуванням (4.38) приймає вигляд

$$L_3 = 1/f_m^2 \cdot \pi^2 \cdot C_{\text{нхк}} \quad (4.39)$$

Існує велике число схем зарядних пристроїв. Вибір схеми залежить від технічного завдання на пристрій. Великі потужності можна одержати на тиратронних і тиристорних схемах. Лампові і транзисторні схеми забезпечують велику тривалість і частоту повторення імпульсів, а також велику потужність накачування [6].

4.8 Вимоги, що висувають до джерел живлення лазерних установок

У лазерних пристроях використовується тліючий або дуговий розряд. Для підтримки стійкого розряду в газі при заданих значеннях струму і напруги необхідно виконати умову

$$k_c = (\partial U_{\text{роб}} / \partial I_{\text{роб}} - \partial U_{\text{жив}} / \partial I_{\text{роб}}) > 0 \quad (4.40)$$

де k_c – коефіцієнт стійкості системи «газорозрядний прилад – джерело живлення»; $\partial U_{\text{роб}} / \partial I_{\text{роб}}$ – динамічний опір газорозрядного проміжку; $\partial U_{\text{жив}} / \partial I_{\text{роб}}$ – динамічний опір джерела живлення.

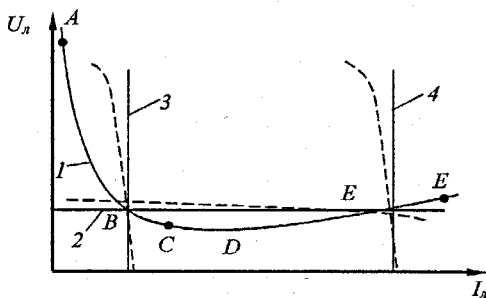


Рисунок 4.19 – Вольт-амперна характеристика дугового розряду і зовнішні характеристики джерела живлення

Для живлення лазерних пристроїв можуть використовуватися як джерела напруги, так і джерела струму. Визначимо стійкість даних джерел живлення при наявності дугового розряду. На рис. 4.19 приведені вольт-амперна характеристика дугового розряду (крива 1) і зовнішні характеристики джерела напруги (крива 2) і джерела струму (криві 3, 4). Криві 2 – 4 відносяться до ідеалізованих джерел живлення, тобто

внутрішній опір джерела напруги дорівнює нулю, а джерела струму – нескінченності. Реальні джерела живлення на рис. 4.19 показані штриховими лініями. Характеристики джерел живлення перетинають вольт-амперну характеристику в точках В і Е. На падаючій ділянці характеристики (ділянка АС) стійкість розряду в точці В забезпечується зовнішньою характеристикою джерела струму (крива 3), тому що динамічний опір газорозрядного проміжку $\partial U_{\text{роб}}/\partial I_{\text{роб}} < 0$ на падаючій ділянці характеристики, а динамічний опір джерела живлення $\partial U_{\text{жив}}/\partial I_{\text{роб}} = \infty$. Динамічний опір джерела напруги $\partial U_{\text{жив}}/\partial I_{\text{роб}} = 0$ у точці В і $k_c < 0$, тобто в точці В джерело напруги не забезпечує стійкість розряду.

У точці Е динамічний опір газорозрядного проміжку $\partial U_{\text{роб}}/\partial I_{\text{роб}} > 0$; отже, стійкий розряд у точці Е підтримується як джерелом струму, так і джерелом напруги. Однак стійкість розряду при живленні від джерела струму значно вища, ніж при живленні від джерела напруги.

Можна зробити висновок, що для живлення газових лазерів і ламп оптичного накачування необхідно використовувати джерела струму. Вони забезпечують будь-яку необхідну стійкість на падаючій і зростаючій ділянках характеристики.

Джерела живлення із зовнішньою характеристикою джерела струму здійснюються такими способами: стабілізацією струму за допомогою струмообмежувальних лінійних елементів – активних і реактивних; використанням нелінійних струмостабілізуючих двополосників і чотириполосників; внутрішньою стабілізацією струму, що досягається використанням систем автоматичного регулювання; стабілізацією струму за допомогою індуктивно-ємнісних перетворювачів (параметричних джерел струму).

Перший і другий види джерел живлення не забезпечують високе значення стабілізації струму, а також значно знижують ККД джерела. Вони знайшли застосування для живлення малопотужних лазерів потужністю випромінювання менше 1 Вт. Величину баластового опору визначають дві протилежних умови: для збільшення стійкості розряду і стабілізації струму баластовий опір $R_{\text{бал}}$ повинен значно перевищувати динамічний опір R_d , у той час як збільшення баластового опору веде до зниження ККД джерела живлення. Звичайно $R_{\text{бал}}$ перевищує R_d на 10 – 20 %. У якості струмостабілізуючого елемента крім активного опору може використовуватися котушка індуктивності, конденсатор, нелінійний прилад (транзистор, тиристор, електронна лампа). Реактивний елемент включається в ланцюг змінного струму, а активний елемент може включатися в ланцюг постійного і змінного струмів. Крім того, вибір місця включення струмостабілізуючого елемента залежить від діапазону регулювання електричного режиму.

Третій і четвертий види джерела струму мають високі енергетичні характеристики і високу стабілізацію струму. Вони виготовляються практично на будь-які потужності випромінювання лазера і можуть

працювати як у безперервному, так і в імпульсному режимах. Недоліком джерел із внутрішньою стабілізацією струму є складність системи керування електричного режиму джерела. До недоліків індуктивно-ємнісних перетворювачів варто віднести великі габарити джерела і складність його роботи в режимі холостого ходу (XX) [6].

4.9 Призначення, склад та функції систем вимірювання, контролю і автоматичного керування технологічним лазером

Технологічний лазер є складним інженерно-фізичним пристроєм, що включає оптико-механічні, газовакуумні, електротехнічні і теплообмінні системи й агрегати. У той же час ТЛ є складовою частиною автоматизованого лазерного технологічного комплексу (АЛТК), і параметри випромінювання ТЛ повинні бути погоджені в часі й у просторі з параметрами технологічного призначення цього комплексу. Тому ТЛ і АЛТК повинні бути оснащені системою автоматичного вимірювання і контролю основних параметрів випромінювання і внутрішніх параметрів їхніх систем і агрегатів. Дані цих вимірювань і контролю повинні використовуватися не тільки для протоколювання режимів лазерної обробки виробів, але і для подачі в реальному масштабі часу сигналів для вироблення команд системою автоматичного керування ТЛ і технологічного комплексу. САК повинна здійснювати: автоматичне включення агрегатів і систем; виведення ТЛ на запрограмований режим генерації – забезпечення блокувань і безпеки функціонування ТЛ і ЛТК; стабілізацію параметрів випромінювання за допомогою зворотних зв'язків від датчиків через ЕОМ на виконавчі механізми; індикацію, вимірювання і автоматичне протоколювання стану параметрів випромінювання і систем ТЛ і ЛТК.

При промисловій експлуатації ТЛ повинні вимірюватися і регулюватися: повна середня потужність генерації; інтенсивності пучка в ближній зоні й у фокальній плямі; повний струм газорозрядної камери і напруга на електродах; тиск робочої суміші; вхідні і вихідні температури, тиск і витрата холодоагентів, основні параметри зони лазерної обробки; стан всіх агрегатів і систем ТЛ для вироблення в САК керуючих (робочих чи аварійних) команд. Керуючі команди формуються також за сигналами від датчиків параметрів випромінювання і датчиків параметрів стану ТЛ і ЛТК для стабілізації режиму чи випромінювання для задання тимчасового ходу потужності випромінювання. Керуючі команди реалізуються за допомогою виконавчих пристроїв механізмів і приводів.

Мікропроцесорні системи автоматичного керування технологічних лазерів і ЛТК «другого покоління», тобто цілком автоматизовані, але з твердою логікою керування, керують насамперед процесом включення ТЛ і виведенням його на режим; стабілізацією струму джерела живлення і потужності випромінювання за допомогою зворотного зв'язку від датчика потужності на джерело живлення; стабілізацією тиску робочої суміші і

температур хладоагентів. МП САК технологічних лазерів і ЛТК «третього покоління» будуть відрізнятися адаптивним характером керування випромінювання і станом ТЛ, для чого вони будуть забезпечені: складними програмами керування, що враховують багатфакторність і необхідність оптимізації процесу (щодо ККД, кутової розбіжності випромінювання чи продуктивності процесу лазерної обробки), а також різноманітними датчиками і приводами, що дозволяють керувати всіма системами ТЛ і ЛТК, включаючи адаптивне керування оптичною схемою резонатора і системою фокусування пучка; системою подачі робочих компонентів і газодинамікою потоку робочої суміші, а також розподілом електричних полів і струмів у газовому розряді [2].

4.10 Системи керування лазерним випромінюванням

Розглянемо дві системи керування лазерним випромінюванням: створення модуляції випромінювання лазера; стабілізація потужності випромінювання лазера.

Модуляцію випромінювання газових лазерів можна здійснити двома способами: діючи на світловий потік поза оптичним резонатором (зовнішня модуляція) і впливаючи на світловий потік усередині резонатора (внутрішня модуляція). За допомогою модуляції можна змінювати частоту, фазу, поляризацію і амплітуду лазерного випромінювання. Принцип роботи зовнішніх і внутрішніх модуляторів оснований на використуванні різних фізичних ефектів, достатньо повно розглянутих в науковій і технічній літературі з квантової електроніки. Розгляд цих способів виходить за рамки даного навчального посібника.

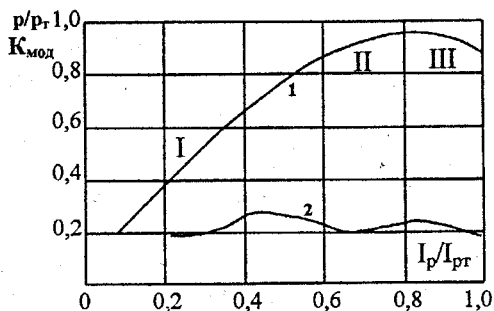


Рисунок 4.20 – Залежності середньої потужності оптичного випромінювання і коефіцієнта модуляції від струму розряду

Розглянемо застосування способу модуляції зміною струму живлення газового лазера. Для цього способу модуляції частота не перевищує десятків кілогерц. Максимальне значення частоти обмежене часом розселення робочих станів в розряді, яке дорівнює $10^{-4} - 10^{-5}$ с. Частота модуляції складає 10 – 100 кГц.

Модуляція випромінювання здійснюється підключенням послідовно з джерелом живлення лазера джерела модулюючої напруги. На рис. 4.20 приведені характерні залежності середньої потужності оптичного випромінювання (крива 1) і коефіцієнта модуляції (крива 2) від струму розряду в лазері. Робочу точку на кривій потужності вибирають на висхідній ділянці I, оскільки на цій ділянці найвищі енергетичні характеристики лазера і найлегший режим його роботи. Також можлива робота на ділянці II характеристики. Проте енергетичні параметри установки будуть нижчими. На ділянці III спостерігається зниження потужності випромінювання лазера і коефіцієнта модуляції. Коефіцієнт модуляції $k_{\text{мод}}$ рівний відношенню змінної складової потужності випромінювання на частоті $f_{\text{мод}}$ до середньої потужності випромінювання $P_{\text{ср}}$, тобто

$$k_{\text{мод}} = \frac{P_{\sim}}{P_{\text{ср}}} \quad (4.41)$$

На рис. 4.21 показана структурна схема джерела живлення газового лазера з модуляцією інтенсивності випромінювання. Схема складається із стабілізатора постійного струму, модулятора струму розряду із задаючим генератором, суматора постійної і модулюючої напруги, схеми запалення і системи управління і захисту. Стабілізатор постійного струму виконує функції високовольтного випрямляча і джерела струму. Розглянемо принцип дії джерела живлення з модуляцією інтенсивності випромінювання. Напруга живлення U_n подається на систему керування і регулюючий елемент. За відсутності розряду струм в ланцюзі активного елемента рівний нулю і падіння напруги на резисторі $R_{\text{ст}}$ рівне нулю. Сигнал з підсилювача зворотного зв'язку подається на регулюючий елемент, який повністю відкривається. Напруга живлення підсилюється за амплітудою у високовольтному перетворювачі, змінюється форма випрямлячем і подається на суматор напруг.

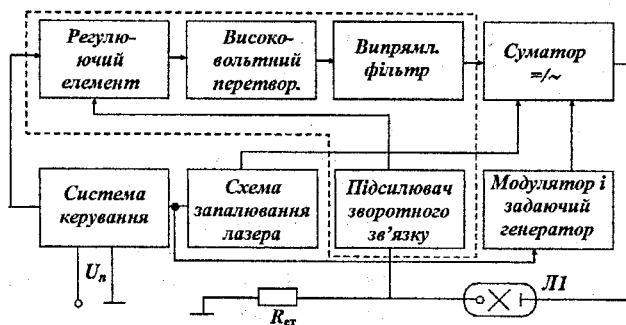


Рисунок 4.21 – Структурна схема джерела живлення газового лазера з модуляцією інтенсивності випромінювання

Одночасно напруга джерела живлення поступає в схему запалення і модулятор із задаючим генератором. При виникненні струму розряду в ЛІ сигнал з резистора $R_{ст}$ поступає в підсилювач зворотного зв'язку, який здійснює керування регулюючим елементом. Змінною напругою з модулятора здійснюється модуляція струму розряду ЛІ, що приводить до модуляції інтенсивності випромінювання лазера. Таким чином схема працює в безперервному режимі.

При імпульсному режимі роботи система керування підключає до суматора напруг спочатку пристрій запалення, після цього модулятор на обмежений час відключає напругу U_n і потім процес повторюється із заданою частотою.

Для лазерів, вживаних в технології (зварювання, різання, термообробки), потрібна висока стабільність інтенсивності випромінювання. Коливання інтенсивності випромінювання можуть виникати через теплові зміни в об'ємі резонатора, коливання повітряного потоку, а також нестабільності і пульсації джерела електроживлення.

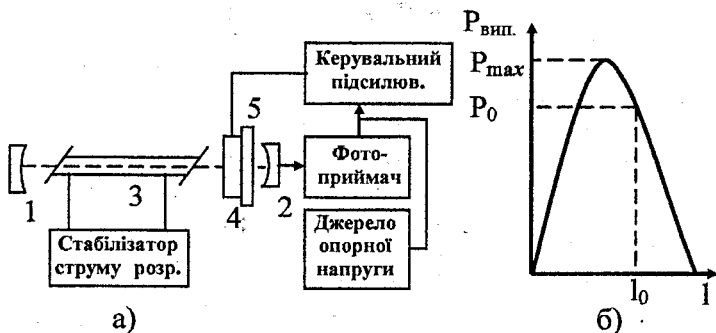


Рисунок 4.22 – Структурна схема джерела живлення газового лазера із стабілізацією потужності випромінювання

Для підтримки вихідної потужності випромінювання лазера на постійному рівні необхідно стабілізувати струм розряду в газорозрядному проміжку, а також створити постійні умови резонансу, тобто створити систему регулювання резонатора залежно від коливань вихідної потужності випромінювання. З цією метою одне з дзеркал резонатора встановлюють жорстко, а інше роблять рухомим на регулюючому пристрої. Регулюючий пристрій складається з датчика і виконавчого механізму. Датчик може реагувати на зміну температури дзеркала (термопарний датчик) або інтенсивності випромінювання (фотодатчик). Можливі і інші принципи дії датчиків. В якості виконавчого механізму можуть використовуватися електродвигуни постійного струму.

На рис. 4.22 приведена структурна схема джерела живлення газового лазера із стабілізацією потужності випромінювання.

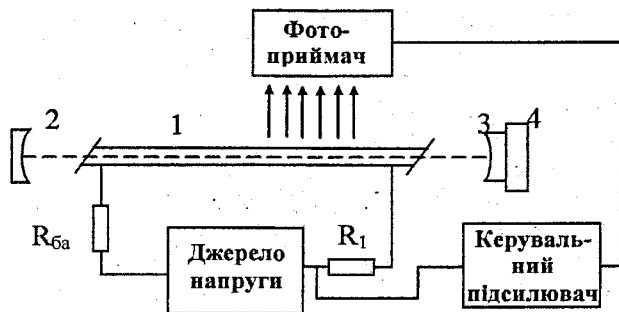


Рисунок 4.23 – Комбінована схема стабілізації потужності випромінювання

Оптичний резонатор складається з двох дзеркал 1 і 2 з розташованими між ними активним елементом лазера 3, п'єзокерамічним елементом 4 з прикріпленою до нього пластиною 5, в якій внутрішня сторона просвітлена, а зовнішня має плівкове покриття, що поглинає або розсіює оптичне випромінювання лазера. Схема стабілізації потужності оптичного випромінювання включає фотоприймач з джерелом опорної напруги і керувальний підсилювач, вихід якого підключений до п'єзоелемента 4. Принцип п'єзокерамічного елемента оснований на використуванні прямого і зворотного п'єзоєфекту, властивого п'єзокераміці та дозволяє реалізувати функцію перетворення електричного сигналу одного рівня в сигнал вищого або нижчого рівня. Відстань між плівковими покриттями 4, які поглинають або розсіюють випромінювання, вибирають такою, щоб випромінююча потужність лазера була менше максимально можливої (рис. 4.22, б). При цьому напруга, пропорційна вихідній потужності оптичного випромінювання лазера, з виходу фотоприймача подається на вхід керувального підсилювача. На цей же вхід поступає напруга від джерела опорної напруги. Сигнал керувального підсилювача рівний нулю. При зміні параметрів оптичного резонатора або його роз'юстировці і коливаннях струму розряду змінюється вихідна потужність випромінювання. Пропорційно коливанням потужності змінюються сигнали з фотоприймача і керувального підсилювача. Підсилений сигнал поступає на п'єзоелемент і викликає його зсув (стиснення або розтягування), який сприяє збереженню первинного значення випромінювання лазера.

Можлива комбінована схема стабілізації потужності випромінювання (рис. 4.23). Сигналом зворотного зв'язку потужності випромінювання є інтенсивність бічного випромінювання світла активним елементом і струм розряду. Схема складається з активного елемента 1, рухомого і нерухомого дзеркал 2, 3, п'єзоелемента 4, керувального підсилювача і джерела напруги [6].

4.11 Датчики параметрів стану системи технологічного лазера та виконавчі механізми

Оперативне вимірювання і контроль параметрів стану систем ТЛ необхідні насамперед для вироблення сигналів системи автоматичного керування для керованої зміни чи для стабілізації параметрів (насамперед потужності) лазерного випромінювання. Для забезпечення ефективного функціонування САК промислового ТЛ потрібні датчики, що реєструють газовакуумні, оптичні, електричні, теплофізичні і механічні параметри систем ТЛ ЛТК: системи газозабезпечення, газорозрядної камери, систем охолодження і термостабілізації, посту лазерної обробки виробів. У тих випадках, коли виробляється керування параметром, що реєструється, у конструкції ТЛ повинні бути передбачені поряд з датчиками відповідні виконавчі механізми. В окремих випадках датчик і виконавчий механізм складають конструктивно один прилад (наприклад, датчики-регулятори витрати газу чи рідини). Розглянуті вище прилади для вимірювання параметрів пучка лазерного випромінювання (ЛВ) є датчиками найважливіших параметрів ТЛ і ЛТК: потужності і просторового розподілу пучка. Наступним класом параметрів газорозрядних ТЛ є газовакуумні і газодинамічні параметри робочої суміші.

Прилади і методи вимірювання газодинамічних і газовакуумних параметрів робочої суміші ТЛ. Найбільш повні результати вимірювання цих параметрів, важливі при налагодженні ТЛ, повинні включати дані не тільки про середні за часом і обсягом газодинамічні параметри газового потоку, але і просторово-тимчасові характеристики цих параметрів з максимально доступним ступенем дозволу, що вимагає застосування сучасних методів фізичної діагностики. Ці методи застосовують лише для дослідження експериментальних установок ТЛ; у серійних промислових ТЛ застосовують штатні стандартні датчики температур, тисків і витрат газу.

Для вимірювання температури газу часто використовується термопарний метод. Розмір термопар може бути зменшений до декількох десятків частинок міліметра. При коректному вимірюванні середньої температури газу необхідно користатися пересувними термопарами чи гребінкою термопар – для зняття поля температур по всьому перерізу потоку з просторовим розділенням до 0.1 см, особливо в приграничних шарах. Часове розділення термопар складає кілька секунд. Термопарний метод дає помилку (завищення до 10 °С) при вимірюванні температури коливально-збудженого молекулярного газу через акомодацию коливальної енергії молекул поверхнею чутливого спаю термопар. Метод термоанемометра, будучи по суті справи болометричним методом з використанням зовнішнього підігріву чутливого дротика, реєструє флукутації теплового потоку на ньому і може мати високу часову (до 10^{-4} с) і просторову (до 10^{-1} см) роздільність, тому цей метод

застосовується для дослідження характеристик турбулентності газового потоку.

Спектральні методи визначення температури газу в CO_2 -лазері ґрунтовані на вимірюванні розподілу коефіцієнта підсилення активного середовища по коливально-обертальних переходах (в експериментальних зразках ТЛ).

Для вимірювання тиску газу використовуються манометри: U-подібні, реостатні, газорозрядні й анероїди. U-подібні манометри застосовуються для диференціальних вимірювань малих перепадів тисків (з точністю 10 %). Широко використовуються реостатні малогабаритні датчики тиску типу МДД. Так, датчик МДД-250-1 застосовується в діапазоні тисків 250 – 1 Торр і має похибку $\pm 2\%$; $\tau_H \cong 1$ с.

Вимірювання густини газу (безпосередньо) здійснюється інтерферометричними методами, що дають усереднене по променю відносне значення густини газу. Практично в даний час в експериментальних зразках ТЛ застосовується метод голографічної інтерферометрії, оскільки він не вимагає виготовлення оптичних поверхонь надвисокого класу і механічної і теплової стабілізації оптичних вузлів приладу.

Вимірювання швидкості потоку роблять контактними (трубки Піто, знесення електричної іскри) і безконтактними (лазерна доплерівська велосиметрія, знесення плазми лазерного пробою) методами.

Метод трубок Піто ґрунтований на вимірюванні швидкісного напору газового потоку й обмежений щодо швидкості знизу чутливістю вимірника малих перепадів тисків. Швидкість дозвукових потоків визначається за формулою

$$v = \sqrt{\Delta p / \rho}, \quad (4.42)$$

де Δp – різниця динамічного і статичного тисків (швидкісний напір). Практично $v_{\min} \sim 10$ м/с, помилка методу може складати 5 %; часове розділення $\sim 10 - 10^2$ с; просторове розділення – до 0.1 мм (при спеціальній конструкції трубки Піто). Точне вимірювання середньої швидкості потоку вимагає проведення великого масиву вимірювань по перерізу потоку.

Для проведення штатних вимірювань газовакуумних параметрів промислового ТЛ застосовують датчики:

– тиску робочої суміші в ГРК, у змінювальній ємності системи газонапуску (наприклад, мембранні датчики з ємнісним перетворювачем «Сапфір-22»);

– витрати газів – компонентів робочої суміші в системі газонапуску (наприклад, ротаметри РМФ-4, РДФ-3);

– температури робочої суміші на вході і виході з газорозрядної камери (термопарні датчики, наприклад, типу ТХК-400).

Для регулювання параметрів газовакуумної системи застосовуються виконавчі пристрої: вентилі з електроприводом; клапани електромагнітні (наприклад, клапани типу ВН-24, КМУ-1-25, КМПН); датчики-регулятори витрати газу.

Датчики і регулятори параметрів електроживлення, систем охолодження і термостабілізації. Система електроживлення газорозрядної камери й агрегатів ТЛ (електродвигунів прокачного пристрою, вакуумних насосів, маслонасосів, допоміжних нагрівачів і т.д.) оснащується стандартними промисловими датчиками електричних параметрів (струму, напруги) чи стану (включене-відключене). Для реєстрації пульсацій струму ГРК, викликаних, наприклад, нестійкістю розряду, застосовують струмові трансформатори, сигнали яких надходять у САВ, і у відповідності з заданим алгоритмом САВ дає команду на пристрій керування джерелом живлення ГРК, відповідно до якого струм ГРК або знижується на визначений час, або цілком переривається. Якщо джерелом живлення ГРК постійного струму є тиристорний випрямляч, то керування струмом розряду здійснюється шляхом регулювання кута відсічки тиристорів.

Систему охолодження і термостабілізації ТЛ оснащують датчиками температури і витрати холодоагентів. Як датчики температури холодоагенту застосовують термопарні датчики (наприклад, типу ТСМ6097, ТСМ 1069 і ін.) чи реле (Г35В2-03, РПИ 15-50 і ін.). Датчиком наявності протоку холодоагенту може служити реле протоку рідини (РП-20 і ін.). Регулювання температури холодоагенту для термостабілізації вузлів конструкції ТЛ (особливо оптичної лави резонатора) можуть здійснюватися за допомогою керованого електропідігрівання холодоагенту, що охолоджує даний вузол [2].

4.12 Правила електробезпеки при експлуатації технологічних лазерів

Ізоляція струмоведучих частин. Використання голих шин і проводів.

Основними технічними заходами, що попереджають електротравми, є надійна ізоляція або огороження струмоведучих частин, які виключають випадковий дотик до них.

Заземлення корпусів електрообладнання

Ураження електричним струмом можливо не лише при безпосередньому контакті з струмоведучими частинами електричного обладнання, які не знаходяться в нормальному стані, і при дотику до кожухів, корпусів і каркасів електричного обладнання, які в нормальному стані не знаходяться під напругою, але в результаті пробою ізоляції були під напругою.

У якості засобу захисту від появи в колі небезпечної підвищеної напруги використовують так зване робоче заземлення нейтралі силового трансформатора на стороні нижчої напруги, а при її відсутності – фази. Це

заземлення може бути виконано наглухо, тобто з'єднанням нейтралі безпосередньо із заземлювачем або через пробивний запобіжник.

Заземленню підлягають корпуси і кожухи машин, трансформаторів, проводів електроапаратів, вторинні обмотки вимірювальних трансформаторів струму і напруги, каркаси розподільчих щитів і щитів управління, металеві обмотки кабелів і проводів, металеві конструкції відкритих підстанцій, бар'єри і огороження. Переріз проводів, якими заземляють, повинен задовольняти умови припустимого нагріву при протіканні по них струму, однофазного замикання і механічної стійкості, не менше 24 мм^2 при прямокутному перерізі і діаметром не менше 6 мм при круглому перерізі.

У якості захисних засобів для осіб, що обслуговують електричні установки, використовуються переважно вироби із діелектриків (гума тощо). За ступенем надійності захисні засоби діляться на основні і додаткові. Основними є ті засоби, за допомогою яких допускається дотик до струмоведучих частин, що знаходяться під напругою, ізоляція яких надійно витримує робочу напругу установки. Додаткові засоби служать для підсилення дії основних засобів і використовуються одночасно з ними.

В електричних установках з напругою $> 1000 \text{ В}$ основними захисними засобами є оперативні і вимірювальні штанги, ізолюючі струмовимірювальні кліщі і покажчики напруги, робота яких базується на принципі проходження емпіричного струму. До додаткових захисних засобів відносять діелектричні рукавиці, коврики, ізолюючі площадки тощо [2].

ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА

Лабораторна робота № 1

Вивчення загальної структури оптичного квантового генератора

1.1 Мета

Вивчити загальну структуру технологічного оптичного квантового генератора.

1.2. Прилади та обладнання

Макет технологічного лазера.

1.3 Хід виконання лабораторної роботи

1. Ознайомитися з документацією.
2. Ознайомитися з вимірними приладами.

1.4 Склад звіту

1. Короткі теоретичні відомості.
2. Структурна схема лазерного технологічного комплексу.
3. Основні параметри технологічних лазерів.
4. Відповіді на контрольні питання.
5. Висновки.

1.5 Контрольні питання

1. Схема лазерного технологічного комплексу.
2. Спонтанне і вимушене випромінювання.
3. Принципи дії лазерів.
4. Способи отримання інверсної заселеності середовища.
5. Квантові підсилювачі.
6. Поглинання та випромінювання світла квантовою системою.
7. Енергетичні характеристики лазерів.
8. Одномодові та багатомодові лазери, їх будова і застосування.
9. Однопроменеві і багатопроменеві лазери, їх будова і застосування.
10. Лазери безперервної й імпульсно-періодичної дії, їх характеристики.
11. Вимоги до промислових технологічних лазерів.
12. Основні вимоги щодо забезпечення безпеки при роботі з технологічними лазерами.

Лабораторна робота № 2

Вивчення робочого тіла оптичного квантового генератора

2.1 Мета

Ознайомитись з будовою робочого тіла оптичного квантового генератора.

2.2 Прилади та обладнання

Макет оптичного квантового генератора, вимірювальні прилади.

2.3 Хід роботи

1. Ознайомитись з будовою робочого тіла оптичного квантового генератора.

2. Знайти основні частини робочого тіла оптичного квантового генератора на макеті.

3. Виписати основні параметри оптичного квантового генератора.

4. Оформити звіт та відповісти на контрольні питання.

2.4 Зміст звіту

1. Короткі теоретичні відомості.

2. Структурна схема робочого тіла оптичного квантового генератора.

3. Основні параметри оптичного квантового генератора.

4. Відповіді на контрольні питання.

5. Висновки.

2.5 Контрольні питання

1. Будова і характеристики твердотільних лазерів.

2. Будова і характеристики газорозрядних лазерів з дифузійним охолодженням робочої суміші.

3. Будова і характеристики швидкопроточних газорозрядних технологічних лазерів.

4. Відмінності в створенні інверсії в CO і CO₂-лазерах.

5. Принцип дії газодинамічних лазерів.

6. Виникнення інверсної заселеності в хімічних лазерах.

7. Принцип дії атомарних лазерів та їх характеристики.

8. Принцип дії іонних лазерів та їх характеристики.

9. Принцип дії ексимерних лазерів та їх характеристики.

10. Особливості рідинних лазерів.

11. Лазери на основі напівпровідників.

12. Рентгенівські, гамма-лазери і лазери на вільних електронах.

Лабораторна робота № 3

Вивчення оптичних елементів оптичного квантового генератора

3.1. Мета

Ознайомлення та вивчення оптичних елементів оптичного квантового генератора.

3.2. Прилади та обладнання

Макет технологічного лазера.

3.3. Хід виконання лабораторної роботи

1. Ознайомитися з оптичними елементами генератора.
2. Розглянути на макеті розміщення головних оптичних елементів оптичного квантового генератора.
3. Виписати головні параметри оптичних елементів оптичного квантового генератора.
4. Скласти звіт і відповіді на контрольні питання.

3.4. Склад звіту

1. Дати основні параметри оптичних елементів оптичного квантового генератора.
2. Скласти загальну структурну схему оптичної частини оптичного квантового генератора.
3. Дати відповіді на контрольні питання.
4. Висновки.

3.5. Контрольні питання

1. Характеристики і властивості лазерного випромінювання.
2. Фізичні характеристики дзеркал технологічних лазерів.
3. Геометричні характеристики дзеркальних поверхонь і їхній вплив на якість відбитого пучка електромагнітного випромінювання.
4. Променева стійкість дзеркал технологічних лазерів.
5. Виготовлення й охолодження дзеркал лазерів.
6. Фізичні характеристики матеріалів оптичних елементів, прозорих ІЧ-вікон.
7. Механізми лазерного руйнування і характеристики якості ІЧ-вікон.
8. Виготовлення ІЧ-вікон.
9. Оптичні резонатори технологічних лазерів.
10. Системи керування і перетворення лазерного пучка.
11. Системи транспортування і формування випромінювання технологічних лазерів.
12. Способи порівняння характеристик випромінювання різних лазерів.

Лабораторна робота № 4

Вивчення електричної схеми живлення і керування оптичного квантового генератора

4.1 Мета

Ознайомитися з схемою живлення і керування оптичного квантового генератора.

4.2 Прилади та обладнання

Макет технологічного лазера, вимірювальні прилади.

4.3. Хід виконання лабораторної роботи

1. Оглянути макет технологічного лазера.
2. Знайти на макеті блок живлення, систему контролю.
3. Виписати основні параметри блока живлення та блока контролю параметрів.
4. Відповісти на контрольні запитання.

4.4 Склад звіту

1. Короткі теоретичні відомості.
2. Структурну схему блоку живлення та керування ОКГ.
3. Основні параметри блоку живлення та контролю.
4. Відповіді на контрольні питання.
5. Висновки.

4.5 Контрольні питання

1. Електрична блок-схема живлення і керування оптичного квантового генератора.
2. ВАХ і способи одержання несамостійних газових розрядів в технологічних лазерах.
3. Самостійні розряди для збудження технологічних лазерів.
4. Збудження газових лазерів за допомогою змінних електромагнітних полів.
5. Особливості імпульсних електричних розрядів для збудження лазерів.
6. Схеми формування вихідних імпульсів у блоках живлення оптичних квантових генераторів.
7. Зарядні пристрої ємнісних накопичувачів енергії у блоках живлення оптичних квантових генераторів.
8. Вимоги, що висувають до джерел живлення лазерних установок.
9. Призначення, склад і функції систем вимірювання, контролю і автоматичного керування технологічним лазером.
10. Системи керування лазерним випромінюванням.

11. Датчики параметрів стану системи технологічного лазера та виконавчі механізми.

12. Правила електробезпеки при експлуатації технологічних лазерів.

БІБЛІОГРАФІЯ

Основна література

1. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. «Физические основы технологических лазеров» В 7-ми кн. Кн.1. – М.: Высш. школа, 1988.
2. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. «Инженерные основы создания технологических лазеров» В 7-ми кн. Кн.2. – М.: Высш. школа, 1988.
3. Лазерная техника и технология. Под ред. А.Г. Григорьянца. – М.: Высш. школа, 1987

Додаткова література

4. Методы поверхностной лазерной обработки. Под ред. А.Г.Григорьянца, Сафонова. – М.: Высш. школа, 1988.
5. Технологические лазеры. Под редакцией Г.А.Абельситова. Справочник. – М.: Машиностроение, 1991.
6. Долбилин Е.В. Источники питания лазерных установок. – М.: Моск. энерг. инст., 1986.

Навчальне видання

Новіков А.О., Шубін О.В.

Лазерна техніка та технологія

Навчальний посібник

Оригінал-макет підготовлено авторами

Редактор В.О.Дружиніна

Коректор З.В.Поліщук

Навчально-методичний відділ ВНТУ

Свідоцтво Держкомінформу України

серія ДК № 746 від 25.12.2001

21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ

Підписано до друку 23.08.2006р.

Формат 29,7x42 1/4

Друк різнографічний

Тираж 75 прим.

Зам. № 2006-137

Гарнітура Times New Roman

Папір офсетний

Ум. друк. арк. 63

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі

Вінницького національного технічного університету

Свідоцтво Держкомінформу України

серія ДК № 746 від 25.12.2001

21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ