Міністерство освіти і науки України Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ВИМІРЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРІВ

Методичні рекомендації до лабораторних робіт

Харків – 2018

УДК 621.373.826 Д 26

Рецензенти:

С. В. Погорєлов – доктор фіз.-мат. наук, завідувач кафедри фізики Національного фармацевтичного університету;

С. П. Дюбко – доктор фіз.-мат. наук, професор кафедри квантової радіофізики ХНУ імені В. Н. Каразіна.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (протокол № 10 від 18.04.2018 р.)

Вимірювання характеристик лазерів : методичні вказівки до лабораторних Д 26 робіт / укладачі А. В. Дегтярьов, М. Г. Кокодій, В. О. Маслов – Х. : ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2018.– 80 с.

У методичних вказівках описано фізичні принципи квантових генераторів і методи вимірювань їх характеристик, методика і порядок виконання лабораторних робіт, а також наведено контрольні запитання для самоперевірки засвоєного матеріалу. Вказівки спрямовано на вироблення навичок проведення самостійних наукових досліджень у лазерній фізиці.

Для студентів факультету радіофизики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем.

Іл. 34, бібл. 31 назв.

УДК 621.373.826

© Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 2018
© Дегтярьов А. В., Кокодій М. Г., Маслов В. О., укладачі, 2018
© Макет обкладинки Дончик І. М., 2018

3MICT

Загальні вказівки	4
Робота № 1. Дослідження СО ₂ –лазера з хвильовим селектором	. 6
Робота № 2. Вимірювання кутової розбіжності випромінювання субміліметрового лазера	15
Робота № 3. Вимірювання характеристик типів коливань хвилевідного лазерного резонатора	24
Робота № 4. Дослідження СО ₂ –лазера з неоднорідним дзеркалом	32
Робота № 5. Дослідження субміліметрового лазера з комбінованим хвилевідним резонатором	42
Робота № 6. Дослідження субміліметрового лазера з модовим селектором	53
Робота № 7. Вимірювання довжини хвилі лазерного випромінювання дифракційним методом	59
Робота № 8. Вимірювання розбіжності випромінювання напівпровідникового лазера	66
Література	78

Дані методичні вказівки призначені для студентів факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, що проходять лабораторний практикум з курсу «Вимірювання характеристик лазерів».

Головна мета практикуму – набуття студентами навичок визначення основних параметрів і характеристик лазерів, накопичення досвіду роботи з вимірювальними приладами та обробкою результатів експерименту.

Перед початком роботи студентам необхідно добре усвідомити собі мету роботи, вивчити її опис, ознайомитися з рекомендованою літературою. Необхідно також докладно вивчити вимірювальну апаратуру, що використовується в роботі.

Потім кожен студент здає допуск до виконання роботи викладачеві. Під час допуску студент зобов'язаний показати, що він твердо усвідомив собі мету роботи, знає теорію питання, вміє обґрунтувати метод вимірювань, може накреслити блок-схему, вміє поводитися з вимірювальними приладами.

Після здачі допуску студент розпочинає виконання лабораторної роботи.

Після закінчення роботи результати надаються викладачеві для перевірки і відмітки про виконання роботи. На наступному занятті студент здає допуск до нової роботи і письмовий звіт за попередньою роботою. У звіті основна увага звертається на подання і пояснення отриманих експериментальних результатів. Студенти, які не склали звіти по попередній роботі, до наступної роботи не допускаються.

Звіт повинен містити:

1. Назву і мету роботи.

2. Блок-схеми вимірювань.

3. Результати вимірювань і обчислень у вигляді таблиць і графіків.

4. Короткий аналіз отриманих результатів і висновки.

5. Список вимірювальних приладів, які використовуються в роботі, із зазначенням їх типу, границь вимірювань і точності.

Усі схеми, таблиці і графіки в звіті мають бути виконані акуратно з дотриманням прийнятих позначень.

Загальні вимоги техніки безпеки. На усіх лабораторних роботах використовуються джерела напруги, величина якої може бути небезпечною для життя. Крім того, лазерне випромінювання (пряме, відбите, розсіяне) при попаданні в органи зору або на шкіру може викликати їх пошкодження. Студенти, які не вивчили інструкції з техніки безпеки у даній лабораторії, до роботи не допускаються.

Робота на кожній установці проводиться не менш ніж двома студентами тільки у присутності викладача або лаборанта. Категорично

забороняється перебування поблизу працюючої установки сторонніх або випадкових осіб.

Діючі на даному практикумі установки, забезпечують безпечне виконання робіт. Для цієї мети є огорожі, захисне заземлення, блокування, сигналізація, рубильники у ланцюзі живлення установок, попереджувальні і забороняючі написи.

У процесі роботи при увімкненій установці забороняється:

- 1. Залишати установку, що знаходиться під напругою, без нагляду.
- 2. Закорочувати або відключати блокувальні пристрої.
- 3. Перебувати у зоні прямого або відбитого лазерного випромінювання.
- 4. Категорично забороняється без захисних окулярів візуально спостерігати генерацію як у прямих, так і у відбитих променях.

Робота 1. ДОСЛІДЖЕННЯ СО₂ – ЛАЗЕРА З ХВИЛЬОВИМ СЕЛЕКТОРОМ

Мета роботи

- 1. Вивчення принципу дії і устрою СО₂-лазера.
- 2. Дослідження основних характеристик CO₂-лазера з диспергуючим елементом.

Література : [1-4]

Загальні відомості

У СО₂-лазері використовується перехід між коливально-обертальними рівнями основного електронного стану молекули СО₂. Схему енергетичних коливальних рівнів молекули СО₂ зображено на рис. 1.1. Молекула СО₂ має чотири коливальні ступені свободи: симетричний v₁, двічі вироджений деформаційний v₂ і антисиметричний v₃. Обертон коливання v₂ $02^{0}0$ по енергії досить близький до рівня $10^{0}0$ і має таку ж саму симетрію, що обумовлює сильний прояв взаємодії (резонанс Фермі) між цими станами. Праворуч на рис. 1.1 показано положення рівня молекули N₂ в збудженому коливальному стані $\upsilon = 1$. Перетини збудження коливальних рівнів електронним ударом N₂ і утворюється в розряді молекули СО досить великі; максимум кривої залежності цих перетинів від енергії електронів знаходиться поблизу 2 – 3 еВ. Азот навмисно додається до СО₂ для підвищення потужності лазера. Молекули N₂ не мають постійного дипольного моменту і, отже, не можуть релаксувати випромінювально. Енергія коливальних рівнів N₂ і СО



Рис. 1.1. Структура коливальних енергетичних рівнів молекул CO₂ і N₂

з точністю до kT_2 (T_2 – температура газу) співпадає з енергією верхнього лазерного рівня 00⁰1 CO₂. Завдяки цьому відбувається резонансна передача енергії коливань від молекул N₂ і CO молекулі CO₂, чим і забезпечується надзвичайно ефективне накачування верхнього лазерного рівня.

Високоефективний механізм накачування поряд зі сприятливим часом життя верхнього і нижніх енергетичних рівнів (вони вказані на діаграмі) забезпечує ККД СО₂-лазера, близький до гранично можливого для даної системи рівнів – 40 %.

Руйнування нижніх лазерних рівнів 10⁰0 і 02⁰0 здійснюється в основному не через радіаційні процеси, а через зіткнення з важкими частинками. Доведено, що добавка гелію сприяє спустошенню нижніх лазерних рівнів. Крім того, завдяки високій теплопровідності сприяє зниженню загальної температури газу. Цим і забезпечується можливість підвищення потужності генерації при додаванні гелію.

 CO_2 -лазер може працювати на переході $00^01 \rightarrow 10^00$ ($\lambda \approx 10,6$ мкм) і на переході $00^01 \rightarrow 02^00$ ($\lambda \approx 9,6$ мкм). Наявність резонансу Фермі між нижніми лазерними рівнями додатково сприяє стіканню енергії вниз, незалежно від того, який перехід використовується. Велике підсилення має перехід на довжині хвилі 10,6 мкм, тому, якщо не вжити спеціальні заходи, лазер і працює на цьому переході.

На кожному з зазначених переходів CO₂-лазер може випромінювати на великій кількості фіксованих частот, що відповідають P і R гілкам обертально-коливальних переходів. Експериментально спостерігалася генерація аж до значень $J = 50^{\circ}$ (J – обертальне квантове число). Лінії з непарним J у спектрі CO₂ відсутні з міркувань симетрії. Типовий вид спектра випромінювання смуги $00^{\circ}1 - 10^{\circ}0$, що містить P і R гілки, показано на рис. 1.2.



Рис. 1.2. Спектр випромінювання молекули CO₂ – коливальні смуги в області 9,4 мкм і 10,4 мкм



Рис. 1.3. Схематичне зображення ділянки поверхні ешелету та перебігу променів, що падають на нього та дифрагують на ньому: а – ширина дзеркальної грані штриха; d – стала ешелета; N – нормаль до загальної поверхні ешелета; N' – нормаль до дзеркальної грані штриха, *i* – "кут блиску"; V кут падіння променів на ешелет; Ø _ КУТ дифракції; α – кут падіння променів на дзеркальну грань штриха; β – кут дифракції від дзеркальної грані штриха

Якщо резонатор лазера не володіє селективними властивостями, то зазвичай генерація виникає на найсильніших лініях Р гілки переходу 00°1-10°0 (лінії P(18), P(20), P(22)). Для отримання генерації на обох лініях *P* і *R* гілок переходу $00^{0}1 - 10^{0}0$ або $00^{0}1 - 02^{0}0$ резонатор лазера повинен вносити сильні втрати на всіх хвилях, крім заданої. Елемент резонатора, що володіє такими властивостями, можна назвати хвильовим селектором. Таким елементом може бути поглинач з необхідною формою кривої пропускання або диспергуючий пристрій, що спрямовує випромінювання в іншу сторону залежно від довжини хвилі. Як диспергуючий елемент може бути обрано призму, похилий еталон Фабрі-Перо або дифракційну гратку. Селектор повинен володіти низькими втратами для обраної хвилі, високою хвильовою вибірковістю (або кутовою дис.персією) у відповідній смузі спектра. Для селекції хвиль СО2-лазера оптимальним селектором є, очевидно, відбивна дифракційна гратка типу ешелет, що встановлюється замість одного з дзеркал відкритого резонатора лазера.

При встановленні гратки нормально до осі лазера, промінь, що випромінюється лазерним середовищем у напрямку ґратки, буде відбиватися в різних напрямах, згідно з основним рівнянням ґратки $m\lambda = d$ sin φ , де m – будь-яке ціле число, яке визначає «порядок дифракції», максимальне значення якого визначається з умови, щоб значення sin φ не перевищувало одиниці, λ – довжина хвилі, d – період ґратки, φ – кут,

8

що визначає напрямок дифрагованих променів. При похилому падінні променя на гратку (рис. 1.3) з кутом падіння ψ рівняння гратки має вигляд $m\lambda = d (\sin \varphi + \sin \psi)$.

Для роботи ґратки як селектор застосовується так зване автоколімаційне положення ґратки, коли $\psi = \varphi$. У цьому випадку ґратка повернена так, що у напрямі осі лазера поширюється дифрагований промінь +1-го порядку. Рівняння ґратки у режимі автоколімації має вигляд $\lambda = 2 d \sin \varphi$, тому що m = 1, а $\psi = \varphi$.

Вибір хвилі, на якій повинен працювати лазер, здійснюється поворотом ґратки так, щоб на цій хвилі задовольнялося це рівняння. Оскільки для будь-якої ґратки частина потужності дифрагує у «нульовий» порядок, то зазвичай цю потужність і використовують як вихідну потужність лазера. Оскільки при повороті ґратки відбувається зміна напряму положення «нульового» максимуму, то зазвичай цей поворот компенсують допоміжним дзеркалом. Розподіл потужності між першим і нульовим порядками дифракції визначається при заданій λ і *d* профілем ешелета, точніше величиною нахилу сходинки або так званим «кутом блиску». Для ґратки, що використовується у даній роботі, цей кут складає i = 30°10'.

Ефективність роботи ґратки як хвильового селектора буде тим вище, чим більше її роздільна сила $R = \lambda / \Delta \lambda$ і кутова дисперсія $d\varphi / d\lambda$. Для автоколлімаційної установки ґратки:

$$R = \frac{2L}{\lambda} \sin \varphi \,,$$

де L – поперечний розмір «плями» поля на ґратці, а

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2 \frac{tg\varphi}{\lambda}$$

Лабораторне завдання

1. Вивчити принцип дії СО₂-лазера. Ознайомитися з діаграмою енергетичних рівнів, спектром випромінювання, методом селекції хвиль за допомогою дифракційної ґратки типу ешелет.

2. Провести вимірювання обертально-коливального спектра випромінювання CO₂-лазера. Провести ідентифікацію переходів.

3. Провести дослідження властивостей хвильового селектора.

4. Провести вимірювання залежності інтенсивності випромінювання лазера від тиску і складу суміші газів CO₂, N₂, Не й розрядного струму.

Методика і порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з блок-схемою CO₂-лазера з хвильовим селектором і експериментальною установкою для його дослідження, наведеною на рис. 1.4.

Особливістю конструкції даного СО2-лазера є розташування ешелету безпосередньо в розрядній порожнині, що виключає з резонатора лазера додатковий елемент (вікно Брюстера) і підвищує вихідну потужність лазера та її стабільність. Лазер складається з розрядної трубки (2) з внутрішніми електродами. Розрядна трубка розташована в станині резонатора, утвореного чотирма інваровими стержнями і з двох сторін закінчується шліфами, за допомогою яких проводиться її герметизація. Вона охолоджується проточною водою, що циркулює в проміжку між розрядною трубкою і зовнішньою скляною трубкою. Розроблений СО₂лазер має довжину розрядного проміжку 1,5 м з внутрішнім діаметром розрядної трубки 18 мм. Гази CO₂, N₂. Не надходять у трубку через напускні вентилі та їх тиск контролюється манометром. Робоча суміш цих газів у співвідношенні 1:1:4 при сумарному тиску 1333 Па прокачується зі швидкістю, близько 5·10⁻³ м³/г. Тліючий розряд здійснюється від джерела 1 постійної напруги, величиною 20 кВ при струмі розряду 30 мА через баластний опір, що обмежує величину пульсацій струму розряду.



Рис. 1.4. Структурна схема експериментальної установки: 1 – високовольтне джерело живлення СО₂-лазера; 2 – розрядна трубка; 3 – сферичне дзеркало; 4 – п'єзоелемент; 5 – джерело напруги постійного струму; 6 – система відкачування СО₂-лазера; 7 – система напуску робочої суміші СО₂-лазера; 8 – ешелет; 9 – кутовий відбивач; 10 – механізм юстування ешелету; 11 – пластина NaCl; 12 – плоске дзеркало; 13 – секторний ослаблювач, 14 – калориметричний вимірювач потужності.

Резонатор лазера утворено мідним дзеркалом (3), що охолоджується проточною водою, з радіусом кривизни 10 м і ешелетом 8 (100 штр / мм), рознесеними на відстань ~ 1,7 м. Дзеркало резонатора (3) закріплено на п'єзокоректорі (4), що забезпечує можливість плавної перебудови частоти у межах контуру підсилення лазера за допомогою джерела постійного

струму 5. Ешелет розташовано безпосередньо у розрядній порожнині й закріплено у механізмі перебудови частоти (10), що забезпечує його юстування гвинтами, електричне ізолювання від корпусу лазера і повітряне охолодження. Настроювання ешелета на будь-яку лінію генерації **P**-*R*-гілок здійснюється поворотом мікрометричного 1 гвинта. Для збереження напряму пучка вихідного випромінювання при перебудові лазера використано кутовий відбивач (9). Вихідна потужність лазера становить не менше 15 Вт на будь-якій лінії Р і R гілки. Індикація випромінювання здійснюється колориметричним вимірником потужності IMO-2H (14), на який потрапляє випромінювання, відбите від плоского дзеркала 12 і ослаблене секторним ослаблювачем (13).

2. Вимірювання обертально-коливального спектра СО₂-лазера.

Для проведення зазначених вимірювань необхідно:

а) Включити лазер (див. Додаток 1) і прилади.

б) Зняти залежність рівня вихідної потужності (за показаннями колориметричного вимірювача потужності) від кута повороту ґратки. Фіксувати тільки максимальні значення, відповідні точній настройці резонатора на обраний по *J* перехід.

в) Побудувати графік отриманої залежності.

г) Провести ідентифікацію переходів, використовуючи для цього відому лінію поглинання СО₂-лазера молекулами С₂H₂F₂ або іншими – за вказівкою викладача.

3. Використовуючи отримані результати в області значень $J \sim 16 - 22$ переходу $00^{0}1 - 10^{0}0$, визначити кутову дисперсію ґратки. Порівняти отримані результати з розрахунковими. Точні значення довжин хвиль, що генеруються CO₂-лазером, наведено у табл. 1.1.

4. Зробити вимірювання залежності випромінюваної потужності (за показаннями калориметричного вимірювача потужності) при наступних режимах роботи лазера:

а) Встановити розрядний струм – 25 мА, і підтримуючи це значення струму, зняти залежність $P_{\text{вих}}$ при зміні тиску чистого CO₂.

б) Те ж – при тиску CO₂, рівному 50 мм масляного стовпа + добавка N₂ (від 0 до 50 мм м.ст.).

в) Встановити тиск CO₂ і N₂ по 50 мм м.ст. і зняти залежність потужності на виході при добавці гелію від 0 до 50 мм м.ст.

Побудувати всі три залежності на одному графіку.

5. Зняти залежність *P*_{вих} від величини розрядного струму при оптимальному співвідношенні компонентів газової суміші. Побудувати графік.

Переходи в смузі (00°1) – (10°0) <i>R</i> -гілка			Переходи в смузі (00°1) – (10°0) <i>P</i> -гілка			
Довжина хвилі у вакуумі, мкм	Частота, см ⁻¹	Перехід	Довжина хвилі у вакуумі, мкм	Частота, см ⁻¹	Перехід	
10,057895	994,2438	R (54)	10,440579	957,8012	<i>P</i> (4)	
10,066650	993,3792	R (52)	10,458220	956,1857	<i>P</i> (6)	
10,075698	992,4870	R (50)	10,476187	954,5458	P (8)	
10,085041	991,5676	<i>R</i> (48)	10,494484	952,8816	P(10)	
10,094676	990,6211	<i>R</i> (46)	10,513114	951,1930	P (12)	
10,104605	989,6478	R (44)	10,532080	949,4800	P (14)	
10,114826	988,6477	R (42)	10,551387	947,7427	<i>P</i> (16)	
10,125340	987,6211	R (40)	10,571037	945,9810	P(18)	
10,136146	986,5682	R (38)	10,591035	944,1948	P (20)	
10,147246	985,4891	R (36)	10,611385	942,3841	P (22)	
10,158637	984,3840	<i>R</i> (34)	10,632090	940,5488	P (24)	
10,170323	983,2530	<i>R</i> (32)	10,653156	938,6890	P (26)	
10,182301	982,0962	<i>R</i> (30)	10,674586	936,8045	P (28)	
10,194574	980,9139	R (28)	10,696386	934,8952	<i>P</i> (30)	
10,207142	979,7061	R (26)	10,718560	932,9611	P (32)	
10,220006	978,4730	<i>R</i> (24)	10,741113	931,0022	P (34)	
10,233167	977,2146	R (22)	10,764052	929,0182	P (36)	
10,246625	975,9311	R (20)	10,787380	927,0091	P (38)	
10,260381	974,6226	<i>R</i> (18)	10,811105	924,9749	P (40)	
10,274438	973,2892	<i>R</i> (16)	10,835231	922,9153	P (42)	
10,288797	971,9309	<i>R</i> (14)	10,859765	920,8302	P (44)	
10,303458	970,5479	<i>R</i> (12)	10,884713	918,7197	P (46)	
10,318424	969,1402	<i>R</i> (10)	10,910082	916,5834	P (48)	
10,333696	967,7079	<i>R</i> (8)	10,935879	914,4212	P (50)	
10,349277	966,2510	<i>R</i> (6)	10,962110	912,2331	P (52)	
10,365168	964,7697	<i>R</i> (4)	10,988783	910,0188	P (54)	

Лазер на СО₂

ДОДАТОК № 1

Вмикання і вимикання лазера

Порядок вмикання лазера

1. Увімкніть форвакуумний насос.

2. Встановіть кран «Відкачування» міткою вліво або вправо і відкачайте розрядну камеру до (1÷5)·10⁻² мм рт. ст.

3. За допомогою крана «Газ» встановіть тиск робочої суміші 18÷20 мм рт. ст. за шкалою вакуумметра.

4. Підключіть шнур живлення джерела живлення і блоку АПЧ до мережі 220 В, 50 Гц.

5. Увімкніть тумблери «Мережа» джерела живлення і блоку АПЧ. При цьому повинні загорітися індикаторні лампи мережевої напруги.

6. Встановіть ручкою «Ток розряду» джерела живлення оптимальний струм випромінювача згідно з п. 2 за приладом «Струм розряду».

7. Переконайтеся у наявності сигналу помилки у блоці АПЧ, для цього:

– переведіть тумблер «Іс» – «Іу» блоку АПЧ у положення «Іс»;

– натисніть на одну з кнопок «РПЧ», стрілка індикатора «Індикатор», що знаходиться на передній панелі блоку АПЧ, повинна змінювати показання від мінімального значення до максимального і назад. 8. Налаштуйте лазер на один із заданих переходів, для цього:

– установіть показання шкали мікрометричного гвинта, що відповідають заданому переходу, згідно з вказівкою викладача;

– переведіть тумблер «Іс» – «Іу» в положення «Іу», налаштуйтеся на максимальну потужність випромінювання, натискаючи на кнопки «РПЧ» на передній панелі блоку АПЧ. При цьому керуючий сигнал повинен бути мінімальним.

ЗАУВАЖЕННЯ. 1. Налаштування на будь-який інший заданий перехід здійснюється за вищевикладеною методикою.

2. Додатковою перевіркою стійкої роботи блоку АПЧ на одному із заданих переходів є відсутність переміщення стрілки індикатора «Індикатор» при натисканні кнопки «+ РПЧ» і «–РПЧ» при включеному тумблері АПЧ.

Порядок вимикання лазера

1. Поставте тумблер «АПЧ» в положення «Вимкн2.

2. Поставте тумблер «Мережа» на передній панелі блоку «АПЧ»

у положення «Вимкн».

3. Поставте тумблер «Мережа» на передній панелі джерела живлення в положення «Вимкн».

4. Вимкніть кабелі живлення джерела живлення і блоку АПЧ від мережі.

7. Перекрийте воду, що подається для охолодження на випромінювач.

8. Перекрийте вакуумні крани.

9. Вимкніть форвакуумний насос.

УВАГА!

При роботі з лазером суворо дотримуватися техніки безпеки. Забороняється включати лазер без заземлення та подачі проточної води на випромінювач. Забороняється працювати з лазером при відкритих кожухах випромінювача і джерела живлення. В область променя не вносити рук і металевих предметів – можливі опіки і пошкодження очей відбитим променем. Установка працює під напругою 20 кВ. Не торкатись панелі або елементів трубки!

Контрольні питання

- 1. Поясніть структуру коливальних енергетичних рівнів молекул азоту і вуглекислого газу.
- 2. Вкажіть шляхи заповнення верхнього робочого рівня й очищення нижнього робочого рівня в CO₂-лазерах.
- 3. Яка роль гелію в процесі генерації СО₂-лазера.
- 4. Поясніть роль хвильового селектора в лазері.
- 5. Поясніть принцип дії ешелету.
- 6. Що таке автоколімаційний режим роботи ешелету?
- 7. Що таке кут блиску?
- 8. Дайте визначення роздільної здатності і кутової дисперсії для дифракційного елементу і ешелету.
- 9. Зазначте основні особливості конструкції СО₂-лазера.
- 10. Поясніть принцип дії калориметричного вимірювача потужності.

Робота 2. ВИМІРЮВАННЯ КУТОВОЇ РОЗБІЖНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ СУБМІЛІМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи

- 1. Вивчення методів вимірювання просторових характеристик лазерних пучків, а також отримання практичних навиків роботи з випромінюванням лазерів субміліметрового діапазону довжин хвиль.
- 2. Вимірювання розбіжності випромінювання субміліметрового лазера методом двох перетинів.

Література: [5-8]

Загальні відомості

1. Субміліметровий лазер з оптичним накачуванням

Субміліметровий (СММ) лазер з оптичним накачуванням є складною системою, що включає в себе резонатор комірки, заповнений активним газом, лазер накачування, тракт, що передає випромінювання накачування до комірки та формує пучок накачування заданої форми, а також апаратуру, що забезпечує електроживлення, охолодження, заміну робочих газів, контроль і автоматичне підстроювання параметрів робочого режиму.

Лазери субміліметрового діапазону з накачуванням CO₂-лазерами є джерелами, що генерують когерентне випромінювання на багатьох дискретних частотах від далекої інфрачервоної області спектра до області міліметрових хвиль. Для накачування СММ лазерів зазвичай використовується інфрачервоне (ІЧ) випромінювання СО₂-лазера, яке вибірково збуджує молекулярний газ (або пари), переводячи його молекули на визначений коливально-обертальний рівень. Тоді за рахунок переходу між двома близько розташованими обертальними рівнями виникає лазерне випромінювання (рис. 2.1). Випромінювання СО₂-лазера з довжиною хвилі близько 10 мкм поглинається на коливально-обертальному переході молекул CH₃OH, у результаті чого молекули переходять з рівня 1 на рівень 2. Обертальні рівні основного коливального стану бувають заселені під впливом теплових процесів, тоді як обертальні рівні першого збудженого коливального стану відповідно до больцманівського розподілу спочатку практично не заселені. Накачування СО2-лазером створює інверсію заселеностей між рівнями 2 і 3 у збудженому коливальному стані. Окрім лазерної генерації між цими рівнями при певних обставинах можуть виникнути каскадні переходи всередині збудженого коливального стану.



Рис. 2.1. Спрощена схема енергетичних рівнів, що ілюструє генерацію субміліметрового випромінювання при оптичному накачуванні

Основна вимога для роботи СММ лазера – збіг ліній поглинання активного середовища цього лазера з довжиною хвилі лазера накачування; до того ж для отримання чисто обертальних переходів молекули активного середовища повинні мати постійний дипольний момент. Тому більшість молекул СММ лазерів є симетричними або майже симетричними дзиґами.

При створенні СММ лазерів перш за все необхідно враховувати одночасну наявність у резонаторі СММ випромінювання та випромінювання накачування. Зважаючи на розбіжності в коефіцієнтах пропускання оптичних матеріалів для обох лазерних випромінювань, в резонаторах СММ лазерів не використовуються вікна, розташовані під кутом Брюстера, а дзеркала встановлюються всередині вакуумної камери. Для отримання ефективного накачування випромінювання накачування повинне досить добре заповнювати резонансний об'єм СММ моди. Оскільки поглинання газів при необхідних низькому тиску мале, бажано організувати багаторазове проходження випромінювання СО₂-лазера через резонатор. Конструкцію резонаторів СММ лазерів у більшості випадків засновано на використанні колінеарного накачування, коли випромінювання накачування вводиться в резонатор через малий отвір, як правило, розташований у центрі вхідного дзеркала. Дзеркало на вихідному кінці лазера повинне забезпечувати оптимальне виведення СММ випромінювання та одночасно мати високий коефіцієнт відбиття для випромінювання СО₂-лазера, з тим, щоб випромінювання накачування могло здійснювати в резонаторі велику кількість проходів.

За типом конструкції СММ лазери можна поділити на дві категорії: лазери з відкритими резонаторами (типу Фабрі-Перо) і лазери з хвилевідними резонаторами. Більшість застосованих наразі СММ лазерів забезпечені не резонаторами типу Фабрі-Перо, а порожнистими хвилевідними резонаторами. Приваблива особливість хвилеводних лазерів – їх відносна компактність. У хвилевідному лазері стінки трубки обмежують хвильове поле й визначають його модову структуру.

2. Методи вимірювання кутової розбіжності випромінювання

Зміна розподілу поля випромінювання лазера U(x, y) в міру поширення пучка описується наступним виразом:

$$U(x',y') = \frac{1}{4\pi} \iint U(x,y) \frac{\exp(-ikr)}{r} \left\{ \left(ik + \frac{1}{r}\right) \vec{1}_z \vec{r}_0 + ik \vec{1}_z \vec{s} \right\} dx dy, \quad (2.1)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; λ – довжина хвилі випромінювання; r – відстань від джерела до точки спостереження; \vec{l}_z – одиничний вектор осі Z; \vec{s} – нормаль фазового фронту; x, y – декартові координати.

При розрахунку поля за допомогою виразу (2.1) зазвичай виділяють три зони дифракції: ближню, проміжну (Френеля) і дальню.

Ближня зона. Ця зона знаходиться в безпосередній близькості від вихідного дзеркала лазера та простягається тим далі, чим більший максимальний лінійний розмір дзеркала. У цій зоні жодні наближення неможливі. Інтеграл (2.1) повинен обчислюватися точно.

Зона Френеля. Тут можливі спрощення:

- 1. Величиною 1/r нехтують в порівнянні з k, тому що $r >> \lambda$.
- 2. Вважають $\vec{1}_z \vec{r}_0 = \cos \Theta$.
- 3. Член 1/*r* у амплітудному множнику замінюють на 1/*R*, де *R* – відстань від початку координат.
- 4. Вимір *r* у фазовому множнику *e^{-ikr}* наближено виявляється лінійним і квадратичним членами:

$$r \approx z + \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z}$$

Таким чином, у зоні Френеля

$$U(x',y') = \frac{i\exp(-ikz)}{2\lambda R} \iint U(x,y) \left\{ -ik \left[\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z} \right] \right\} (1+\cos\Theta) dx dy . \quad (2.2)$$

Дальня зона. У цій зоні, що називається ще хвильовою, в фазовому множнику інтеграла (2.1) дуже малі всі члени вище першого порядку. Зазвичай, у цій області цікавляться близькоосьової ділянкою, вважаючи $\cos \Theta = 1$ і z = R. При цьому

$$U(x',y') = \frac{i\exp(-ikR)}{\lambda R} \iint U(x,y) \left\{ -ik\frac{xx'+yy'}{R} \right\} dxdy.$$
(2.3)

У ближній і Френелівський зонах поле має вигляд променевої трубки, діаметр якої збільшується зі зростанням відстані. У більшості випадків практичний інтерес являє розподіл поля випромінювання в дальній зоні, коли форма розподілу перестає залежати від відстані й можна говорити про сформовану діаграму спрямованості випромінювання.

В теорії дифракції прийнято вважати, що межа між дальньою зоною й зоною Френеля лежить на такій відстані *R* від розкриву, що випромінює, де різниця ходу променів від його найбільш віддалених точок не перевищує $\lambda/16$. Це відстань пов'язано з найбільшим розміром розкриву *D* наступним співвідношенням $R = 2D^2 / \lambda$.

У літературі використовуються два визначення розбіжності. У першому випадку, кажучи про розбіжність, мають на увазі «розбіжність за заданим рівнем інтенсивності»; це ширина діапазону кутів, у якому інтенсивність становить не менше заданої від максимального значення. У другому випадку, кажучи про розбіжності, мають на увазі енергетичну розбіжність, тобто розбіжність за заданим рівнем енергії; це – кутовий діаметр пучка в дальній зоні, який охоплює задану частину всього потоку випромінювання. Для практичного визначення розбіжності використовують два основні методи: метод перетинів пучка в дальній зоні та метод фокальної плями (рис. 2.2).

Метод перерізів пучка. За цим методом розбіжність Θ пучка випромінювання визначають наступним чином: вимірюють ширини a_1 і a_2 двох поперечних перерізів z_1 і z_2 пучка в дальній зоні, відстань між цими перетинами L та обчислюють шуканий кут Θ за формулою:

$$\Theta = \operatorname{arctg}\left[\frac{a_2 - a_1}{z_2 - z_1}\right] \approx \frac{a_2 - a_1}{L}.$$
(2.4)



Рис. 2.2. Схеми вимірювання розбіжності лазерного випромінювання методом перетинів (*a*) і методом фокальної плями (б)

Вимірювання ширини a_1 і a_2 поперечних перерізів пучка проводять за одним й том же критерієм — заданим рівнем інтенсивності або заданою часткою потужністю. Перевагою цього методу є його простота, однак для забезпечення необхідної точності вимірювань потрібно досить велика відстань між перетинами.

Метод фокальної плями. Проведення вимірювань в дальній зоні вимагає, зазвичай, значного віддалення від джерела випромінювання. Однак, неважко домогтися відсутності квадратичних членів у виразі (2.1) і в безпосередній близькості від джерела випромінювання. Цього можна досягти, розмістивши на виході джерела квадратичний фазовий коректор. Найпростішим пристроєм такого виду є звичайна тонка лінза зі сферичними поверхнями.

Як відомо, проходження розбіжної хвилі через позитивну лінзу рівносильне множенню поля U(x, y), що визначається виразом (2.1), на $\exp[-(ik/2f)(x_1^2+y_1^2)]$, що приводить до взаємного скорочення квадратичних членів, якщо відстань до площини спостереження z дорівнює фокусній відстані лінзи f. У цьому випадку картина в фокальній площині подібна до розподілу в дальній зоні. Для переходу до кутового розподілу необхідно лінійний розподіл в фокальній площині поділити на фокусну відстань лінзи f.

Кут розбіжності випромінювання лазера Θ визначають зі співвідношення:

$$\Theta = \operatorname{arctg} \frac{a_0}{f} \approx \frac{a_0}{f}, \qquad (2.5)$$

де *a*₀ – діаметр перетину пучка в фокальній площині. Оскільки кутовий розподіл випромінювання на будь-якій відстані від лазера до лінзи не має значення, необхідно лише, щоб лінза повністю «перехоплювала» весь пучок випромінювання.

Одним з механізмів вимірювання інтенсивності енергії в лазерному пучку є піроелектричний приймач. Піроелектричний приймач належить до класу теплових приймачів випромінювання. Його принцип дії засновано на піроелектричному ефекті, що полягає в зміні поляризації піроактивного кристала при зміні його температури. Вираз для піроелектричного струму *I*, що виникає при зміні температури піроелектрика, має вигляд:

$$I = A_0 \gamma \frac{d(\Delta T)}{dt},$$

де γ – піроелектричний коефіцієнт, A_0 – площа приймальної поверхні. Звідси маємо, що вихідний сигнал піроелектричного приймача пропорційний не розміром ΔT , а зміні цієї величини в часі $d(\Delta T)/dt$. Наслідком цього є необхідність модуляції випромінювання при зміні піроприймачем безперервного випромінювання.

Піроелектричні приймачі конструюються двох типів: поздовжнього, в яких напрямок потоку випромінювання збігається з напрямом піроелектричного струму, і поперечного, в яких вони перпендикулярні (рис. 2.3).



Рис. 2.3. Піроелектричні приймачі поздовжнього (а) й поперечного (б)

Поздовжні приймачі мають відносно велику ємність, яка визначається площею електродів $C_{\parallel} = \varepsilon ab/d$, що обумовлює, з одного боку, велику сталу часу $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ с, а з іншого – більш високу чутливість. Для приймачів поперечного типу характерна менша ємність $C_{\perp} = \varepsilon b d / a$ при тих же значеннях розмірів, що обумовлює меншу сталу часу $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с, але й відносно меншу чутливість.

Лабораторне завдання

1. Вивчити принцип роботи субміліметрового лазера на молекулах метилового спирту (довжина хвилі випромінювання 0,1188 мм).

2. Вивчити зони дифракції лазерного пучка та наближення, що застосовуються в цих зонах.

3. Вивчити методи вимірювання кутової розбіжності лазерного пучка.

4. Вивчити принцип роботи піроелектричного приймача та пристрою сканування лазерного пучка.

5. Провести вимірювання поперечного розподілу інтенсивності лазерного пучка на різних відстанях від вихідного відбивача лазера.

6. Визначити межу дальньої зони дифракції лазерного пучка.

7. Визначити кутову розбіжність лазерного пучка методом двох перетинів.

Методика та порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з блок-схемою вимірювальної установки, наведеної на рис. 2.4.



Рис. 2.4. 1 – СО₂-лазер; 2 – СММ комірка; 3 – піроелектричний приймач; 4 – пристрій поперечного сканування лазерного пучка; 5 – підсилювач; 6 – осцилограф; 7 – механічний переривач; 8 – оптична лава; 9 – АЦП

Вимірювальна установка працює наступним чином. Випромінювання CO_2 -лазера 1 з довжиною хвилі 10,6 мкм, модульоване механічним переривачем 7, вводиться за допомогою поворотного та фокусуючого дзеркал у порожнину резонатора СММ комірки (2), заповнену парами метилового спирту (CH₃OH). У результаті оптичного накачування в комірці виникає генерація випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 0,1188$ мм. Просторова структура СММ випромінювання формується, головним чином, діелектричним хвилеводом (внутрішній діаметр 36 мм), розташованим між відбивачами комірки та відповідає хвилеводній моді EH₁₁. Частина енергії генерації виводиться з комірки через отвір діаметром 6 мм, розташований у центрі вихідного відбивача. Сформований вихідним отвором пучок СММ випромінювання детектується піроелектричним приймачем (3), розміщеним у пристрої поперечного сканування пучка (4). Сигнал піроелектричного приймача посилюється підсилювачем (5) і реєструється осцилографом (6) й АЦП (9).

2. Включити СО₂-лазер і СММ комірку й отримати генерацію на лінії метилового спирту з довжиною хвилі 0,1188 мм (під безпосереднім контролем викладача!). Включити механічний переривач та апаратуру, що реєструє. Дати прогрітися вимірювальній установці протягом 30 хвилин.

УВАГА!

При роботі з CO₂-лазером слід суворо дотримуватися правил техніки безпеки. Джерелами підвищеної небезпеки є:

1) постійна напруга до 15 кВ на аноді лазера;

2) інфрачервоне випромінювання потужністю до 30 Вт.

Слід уникати дотику частин лазера, що знаходяться під напругою, та працювати в захисних окулярах.

3. Зареєструвати на самописці поперечний розподіл інтенсивності вихідного випромінювання СММ лазера на відстанях 50; 100; 200; 500 і 1000 мм від вихідного відбивача, зміщуючи пристрій сканування по оптичній лаві.

4. Виміряти ширину головного пелюстка лазерного пучка на рівні інтенсивності 0,5 від максимальної і побудувати графік її залежності від відстані до вихідного відбивача лазера.

5. Визначити кутову розбіжність пучка методом перетинів по ширині головного пелюстка на рівні 0,5 в перетинах, розташованих від вихідного відбивача лазера в дальній зоні дифракції хвильового пучка.

Контрольні питання

1. Поясніть принцип роботи субміліметрового лазера на молекулах метилового спирту.

2. Поясніть конструктивні особливості резонаторів СММ лазерів.

3. Як змінюється поперечний розподіл поля випромінювання лазера в міру поширення хвильового пучка у вільному просторі.

4. Дайте обґрунтування існування різних зон дифракції лазерних пучків та їх меж.

5. Які існують методи вимірювання розбіжності лазерного пучка.

6. Поясніть принцип роботи піроелектричного приймача.

7. Як влаштовано пристрій сканування лазерного пучка?

8. З якою метою використовується модуляція безперервного випромінювання накачування?

Робота 3. ВИМІРЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТИПІВ КОЛИВАНЬ ХВИЛЕВОДНОГО ЛАЗЕРНОГО РЕЗОНАТОРА

Мета роботи

1. Вивчення типів коливань резонатора субміліметрового лазера на основі круглого металевого хвилеводу.

2. Дослідження основних характеристик типів коливань металевого хвилеводного лазерного резонатора: енергетичних втрат, частотних зсувів і ступеня поляризації.

Література: [6, 7, 9]

Загальні відомості

Резонатори субміліметрових (СММ) лазерів з оптичним накачуванням (ЛОН) можуть бути відкритими, хвилеводними діелектричними або металевими і комбінованими, тобто які складаються з відрізків хвилеводів і ділянок вільного простору. Використання відкритих резонаторів у СММ лазерах не дозволяє отримати достатню для практичного використання потужність у всьому діапазоні без заміни елементів резонатора, оскільки при перестроюванні довжини хвилі змінюється об'єм моди, а накачуваний об'єм і розміри отвору зв'язку для виведення СММ випромінювання залишаються незмінними. Отже, не забезпечуються оптимальні умови накачування і втрати на зв'язок. Використання резонаторів на основі порожнистих хвилеводів дозволяє зменшити ці недоліки, оскільки конфігурація моди в резонаторі слабо залежить від довжини хвилі і задається, в основному, хвилеводом, розміщеним між відбивачами резонатора.

У субміліметрових лазерах, що працюють у короткохвильовій частині спектру, з успіхом застосовуються резонатори на основі порожнистого діелектричного хвилеводу. Однак, у довгохвильовій частині вони мають великі поперечні розміри, що приводить до зниження коефіцієнта підсилення лазера. Тому, коли необхідно забезпечити компактність і широкий діапазон перестроювання лазера, краще використовувати резонатори на основі металевого хвилеводу. При тих же габаритах вони вносять менший внесок в енергетичні втрати типів коливань на більших довжинах хвиль λ . Для них втрати зростають як $\lambda^{\frac{3}{2}}$ на відміну від λ^2 для діелектричних хвилеводів. Перевагою металевого хвилеводу є й ефективний тепловідвід від активного середовища при високих потужностях накачування, особливо при найбільш часто застосовуваному способі накачування розтрубом, коли інфрачервоне випромінювання вводиться в комірку через малий отвір в одному з відбивачів і багаторазово

24

взаємодіє зі стінками хвилеводу. До недоліків металохвилеводних резонаторів можна віднести багатомодовість і менший ступінь поляризації вихідного випромінювання лазера.

У круглому металевому хвилеводі можуть існувати два типи хвиль: TE_{nm} (H_{nm}) і TM_{nm} (E_{nm}). Індекс *n* визначає число стоячих хвиль, що укладаються уздовж периметра хвилеводу; індекс *m* визначає число півхвиль, які укладаються уздовж радіуса хвилеводу [9]. Структура полів деяких TE_{nm} і TM_{nm} хвиль у круглому металевому хвилеводі представлена на рис. 3.1



Рис. 3.1. Структура полів власних типів коливань круглого металевого хвилеводу

Постійні поширення власних хвиль визначаються як: $\gamma_{nm} = \beta_{nm} + i\alpha_{nm}$, де β_{nm} – фазові сталі хвиль для хвилеводу з ідеально провідними стінками, α_{nm} – сталі загасання хвиль, обумовлені омічними втратами в стінках хвилеводу. Сталі загасання для полів TE_{nm} i TM_{nm} запишемо у вигляді:

$$\alpha (\mathrm{TE}_{nm}) = \frac{R_{s}}{\eta a_{1}} \left[\frac{m^{2}}{\chi_{nm}^{2} - m^{2}} + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{e\delta}} \right)^{2} \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{e\delta}} \right) \right]^{-\frac{1}{2}},$$

$$\alpha (\mathrm{TM}_{nm}) = \frac{R_{s}}{\eta a_{1}} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{e\delta}} \right) \right]^{-\frac{1}{2}},$$
(3.1)

де R_s – поверхневий опір стінок хвилеводу (для міді він дорівнює 2,61·10⁻⁷(c/λ)^{1/2}); η – хвильовий опір вільного простору, що дорівнює 376,73 *Ом*; $\lambda_{\kappa p} = \frac{2\pi a}{\chi_{nm}}$ – критична довжина хвилі; χ_{nm} – *m*-й корінь рівняння $J'_n(\chi) = 0$ (див. табл. 3.1), a_1 – радіус хвилеводу.

Таблиця 3.1

N	χ_{n1}	χ_{n2}	χ_{n3}	${\mathcal X}_{n4}$
0	3,83170	7,01558	10,17346	13,32369
1	1,84118	5,33144	8,53632	11,70600
2	3,0542	6,7061	9,9695	13,1704

Фазові сталі для ТЕ_{*nm*} і ТМ_{*nm*} хвиль мають вигляд:

$$\beta_{nm} = \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{\chi_{nm}}{a_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$
(3.2)

Залежності коефіцієнтів загасання α_{nm} деяких хвиль від довжини хвилі λ в круглому металевому хвилеводі наведено на рис. 3.2. Інтерес представляють хвилі класу TE_{nm} , так як хвилі TM_{nm} мають більш високе загасання і рідко спостерігаються в експерименті.



Рис. 3.2. Залежності коефіцієнтів загасання α ТЕ_{1m}- і ТМ_{1m}- хвиль від довжини хвилі λ в круглому металевому хвилеводі при $2a_1 = 5,7$ мм

Збуджувані у резонаторі типи коливань характеризуються втратами енергії, ступенем поляризації і частотною відстанню між ними. Харакекспериментальної терний ВИД спектральної характерристики хвилеводного резонатора наведено на рис. 3.3. Її отримано при рівномірний зміні довжини резонатора. При цьому спектр мод періодично повторюється періодом, 3 відповідним зміні довжини на $\lambda/2$.



Рис. 3.3. Спектраль на карактеристика конструктор резонатора

Спектральна характеристика несе інформацію про енергетичні втрати за круговий обхід резонатора δ і частотних міжмодових інтервалах Δv , які можна визначити за формулами:

$$\delta = 1 - \exp\left(-\frac{2\pi a}{d}\right),\tag{3.3}$$

$$\Delta v = \frac{c}{2L} \cdot \frac{b}{d}, \qquad (3.4)$$

де *d* – період спектра, *a* – ширина резонансної кривої на половині висоти моди, *b* – міжмодовий інтервал, *c* – швидкість світла у вакуумі, *L* – довжина резонатора.

Перш за все, потрібно ідентифікувати моди TE_{nm} в спектральній характеристиці, тобто визначити, яка з мод відповідає кожному резонансному піку. Ідентифікація проводиться, головним чином, шляхом порівняння міжмодових інтервалів, що визначаються за формулою (3.4), з розрахованими за виразом:

$$\Delta v_{nm n'm'} = \frac{c}{2L} \left[\frac{1}{4\pi^2 N} (\chi_{nm}^2 - \chi_{n'm'}^2) + (q - q') \right], \qquad (3.5)$$

де $N = \frac{a_1^2}{L\lambda}$ – число Френеля. Поздовжні індекси *q* і *q'* вибираються таким чином, щоб вираз в квадратних дужках був більше нуля, але менше одиниці. Допоміжним методом ідентифікації є порівняння поперечного розподілу інтенсивності і ступеня поляризації поля на виході з резонатора з відомими теоретичними для TE_{nm} мод круглого металевого хвилеводу. Розрахункова ступінь поляризації моди TE_{11} близька до лінійної і дорівнює 92 %. Ступінь поляризації інших мод класу TE_{1m} становить близько 50 %, а мод інших класів близька до нуля. Ця обставина, а також те, що мода TE_{11} найкраще збуджується в експерименті, дозволяє її легко знайти в спектральній характеристиці. Вона є початком відліку міжмодових інтервалів.

Лабораторне завдання

1. Вивчити механізм формування типів коливань у лазерному резонаторі на основі круглого металевого хвилеводу з однорідними відбивачами.

2. Засвоїти методику реєстрації спектра типів коливань резонатора, включеного на прохід, і вимірювання втрат енергії типу коливань за круговий обхід резонатора.

3. Вивчити способи ідентифікації спостережуваних піків спектральної характеристики резонатора.

4. Провести вимірювання енергетичних втрат і відносних частотних зсувів найбільш добротних типів коливань.

Методика і порядок виконання роботи

1. Ознайомитися зі структурною блок-схемою вимірювальної установки, яку наведено на рис. 3.4.

Як джерело випромінювання використовується СММ лазер 1 з оптичним накачуванням, описаний у роботі № 2. Лазер працює на лінії генерації мурашиної кислоти (НСООН) з довжиною хвилі $\lambda = 0,4326$ мм (лінія накачування СО₂-лазера 9*R*20). Виведення випромінювання з лазера здійснюється через центральний отвір зв'язку діаметром 6 мм. Пучок вихідного випромінювання в дальній зоні дифракції гаусоподібний та має лінійну поляризацію. Він переривається механічним модулятором (2) і потім за допомогою квазіоптичного тракту, що складається зі сферичного (3) та плоских (4), (5) дзеркал вводиться в досліджуваний резонатор (7). Для збудження вищих мод резонатора використовується тефлонова лінза (6) з фокусною відстанню 30 см.



Рис. 3.4. Структурна схема експериментального стенду для дослідження хвилеводних резонаторів: 1 – СММ лазер з оптичним накачуванням; 2 – модулятор; 3 – сферичне дзеркало; 4, 5 – плоскі дзеркала; 6 – лінза; 7 – резонатор; 8 – піродетектор; 9, 13 – електроприводи; 10 – селективний підсилювач; 11– самопис; 12 – осцилограф

Резонатор утворений відрізком мідного хвилеводу з внутрішнім діаметром $2a_1 = 19,8$ мм і довжиною L = 465 мм та напівпрозорими відбивачами, розміщеними поблизу торців хвилеводу. Як відбивачі використовуються двовимірні періодичні ґратки з нікелевих стрічок шириною 25 мкм, товщиною 17 мкм та періодом 100 мкм. Коефіцієнт пропускання відбивачів становить 6 %. Один з відбивачів може переміщатися уздовж осі резонатора за допомогою електроприводу (13).

За вихідним відбивачем розміщений піроелектричний детектор (8). Сигнал детектора посилюється селективним підсилювачем (10) типу У2-8 та реєструється самописним приладом (11) типу КСП4 та електронним осцилографом (2).

2. Включити експериментальну установку (під наглядом викладача) і дати їй прогрітися протягом 30 хвилин.

УВАГА!

При роботі з CO₂-лазером слід суворо дотримуватися правил техніки безпеки. Джерелами підвищеної небезпеки є:

1) постійна напруга до 15 кВ на аноді лазера;

2) інфрачервоне випромінювання потужністю до 30 Вт.

Слід уникати дотику частин лазера, що знаходяться під напругою, і працювати в захисних окулярах.

3. Записати спектр резонатора та ідентифікувати типи коливань, що спостерігаються. Для ідентифікації виміряти ступінь поляризації вихідного з резонатора випромінювання для кожного типу коливань і міжмодові інтервали.

Ступінь поляризації виміряти за допомогою аналізатора (напилена на поліетиленовій плівці одномірна ґратка) шляхом поділу випромінювання на дві ортогонально поляризовані компоненти з максимальною J_{max} і мінімальною J_{\min} потужностями. Ступінь поляризації визначити за формулою:

$$\Pi = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}} \cdot 100\% \quad .$$
(3.6)

Порівняти виміряні значення ступеня поляризації П з розрахунковими, наведеними в табл. 3.2.

Таблиця 3.2

Хвилеводна мода	TE ₁₁	TE ₁₂	TE ₁ 3	$TE_{1m}, m = 4, 5, 6,$	$TE_{0m}, m = 1, 2, 3, \dots$
П, %	92	54	51	≈ 50	0

4. Ідентифікувати резонаторні типи коливань шляхом порівняння виміряних міжмодових інтервалів Δν з виразу (3.4) з розрахованими за формулою (3.5).

5. Визначити енергетичні втрати резонаторних типів коливань TE_{11} , TE_{12} і TE_{01} за формулою (3.3). При необхідності оптимізувати узгодження досліджуваного типу коливань зі збуджуючим пучком за допомогою поперечного та поздовжнього зсувів лінзи (6) (рис. 3.4). Результати вимірювань занести в табл. 3.3.

Таблиця 3.3

Тип	<i>a</i> , MM	<i>b</i> , мм	$\delta,\%$	Δv , МГц	П, %
коливань					
TE_{11q}					
TE_{12q}					
TE _{01q}					

Контрольні питання

- 1. Які типи хвиль існують у круглому металевому хвилеводі?
- 2. Як змінюється загасання мод у хвилеводі залежно від їх індексів?
- 3. Поясніть методику реєстрації спектра типів коливань резонатора.
- 4. Яку інформацію несе спектральна характеристика резонатора?
- 5. Назвіть способи ідентифікації піків перестроювальної характеритики, що спостерігаються, резонатора.
- 6. Поясніть методику вимірювання ступеня поляризації випромінювання.
- 7. Для чого при збудженні досліджуваного резонатора використовується тефлонова лінза?

Робота 4. ДОСЛІДЖЕННЯ СО₂-ЛАЗЕРА З НЕОДНОРІДНИМ ДЗЕРКАЛОМ

Мета роботи

- 1. Вивчення принципу дії, пристрою, конструктивних особливостей CO₂-лазера з узагальненим конфокальним резонатором.
- 2. Дослідження просторово-енергетичних характеристик CO₂-лазера з узагальненим конфокальним резонатором і неоднорідним дзеркалом.

Література : [10 – 16]

Загальні відомості

1. Узагальнені конфокальні резонатори

Для генерації основної поперечної моди резонатор лазера повинен мати мінімальні дифракційні втрати на основній моді та максимальні на першій і вищих поперечних модах. У класі стійких резонаторів, що складаються з двох дзеркал необмеженої апертури і діафрагми між ними, симетричний конфокальний резонатор має найбільшу селективність. Але такий резонатор не дозволяє ефективно використовувати об'єм активного елемента лазера, оскільки діаметр основної моди, а відповідно й об'єм активного елемента що бере участь в генерації, малий. Збільшити вихідну потужність одномодового лазера можна, використовуючи стійкі резонатори, еквівалентні конфокальному, та які мають фазовий коректор між дзеркалами – узагальнені конфокальні резонатори [10]. Найбільш селективними серед них є також симетричні, що задовольняють умові:

$$(1 - L/2r) \cdot (1 - L/f) + L/r = 0,$$

де L – довжина резонатора, r – радіус кривизни дзеркала, f – фокусна відстань фазового коректора. Роль фазового коректора в експериментальних моделях резонаторів виконує зазвичай сферичне дзеркало або додатна лінза.

У таких резонаторах можливо два варіанти розташування фазових коректорів. У першому випадку лінзу з фокусною відстанню f та як завгодно великою апертурою поміщено безпосередньо перед одним із дзеркал, наприклад, перед правим (рис. 4.1). Комбінація з дзеркала радіуса r_2 і лінзи з фокусною відстанню f оптично еквівалентна дзеркалу радіуса $r_2 f / (r_2 + f)$. Отже, розглянутий на рис. 4.1 резонатор з лінзою еквівалентний безлінзовому резонатору, праве дзеркало якого має радіус кривизни $r_2 f / (r_2 + f)$. Параметри цього резонатора

$$N = \frac{a_1 a_2}{\lambda L}; \quad G_1 = \frac{a_1}{a_2} \left(1 - \frac{L}{r_1} \right); \quad G_2 = \frac{a_2}{a_1} \left(1 - L \frac{r_2 + f}{r_2 f} \right). \tag{4.1}$$



Рис. 4.1. Схема узагальненого конфокального резонатора з фазовим коректором поблизу одного з дзеркал

Більш цікавий практично випадок, коли лінза знаходиться на деякій відстані від дзеркал. Такий резонатор показаний на рис. 4.2, а; d_1 – відстань до лінзи від лівого дзеркала, d_2 – від правого. Створюване лінзою зображення лівого дзеркала (з розподілом поля на ньому) показано на рисунку у вигляді штрихової кривої 'АА, віддаленої від лінзи на відстані d_3 ; радіус кривизни кривої АА' позначимо через r_1 '. При цьому a_1 перетворюється лінзою в $-a_1$ ' (див. рисунок 4.2, а). Заштрихований на рисунку резонатором завдовжки $d_2 - d_3$ є безлінзовим резонатором, еквівалентним вихідному резонатору з лінзою. Скориставшись тим, що

$$d_3 = d_1 f / (d_1 - f); \quad a_1 / a_1' = -d_1 / d_3 = 1 - d_1 / f,$$
 (4.2)

знаходимо параметри N і G2 безлінзового еквівалентного резонатора



Рис. 4.2, а. Схема узагальненого конфокального резонатора з фазовим коректором на відстані від дзеркал

$$N = \frac{a_{1}'a_{2}}{\lambda(d_{2}-d_{3})} = \frac{a_{1}a_{2}}{\lambda(d_{1}+d_{2}-d_{1}d_{2}/f)};$$

$$G_{2} = \frac{a_{2}}{a_{1}'} \left(1 - \frac{d_{2}-d_{3}}{r_{2}}\right) = \frac{a_{2}}{a_{1}} \left[1 - \frac{d_{1}}{f} - \frac{1}{r_{2}} \left(d_{1}+d_{2} - \frac{d_{1}d_{2}}{f}\right)\right].$$
(4.3)

Для визначення параметра G₁ розглянемо інший еквівалентний безлінзовий резонатор. Цей резонатор показаний штрихуванням на рис. 4.2, б. Скористаємося аналогією з розглянутим раніше випадком. Оскільки

$$d_4 = d_2 f / (d_2 - f); \quad a_2 / a_2' = -d_2 / d_4 = 1 - d_2 / f,$$
 (4.4)

то, отже,



Рис. 4.2, б. Схема узагальненого конфокального резонатора з фазовим коректором на відстані від дзеркал

$$N = \frac{a_{1}a_{2}'}{\lambda(d_{1} - d_{4})} = \frac{a_{1}a_{2}}{\lambda(d_{1} + d_{2} - d_{1}d_{2} / f)};$$

$$G_{1} = \frac{a_{1}}{a_{2}'} \left(1 - \frac{d_{1} - d_{4}}{r_{1}}\right) = \frac{a_{1}}{a_{2}} \left[1 - \frac{d_{2}}{f} - \frac{1}{r_{1}} \left(d_{1} + d_{2} - \frac{d_{1}d_{2}}{f}\right)\right].$$
(4.5)

Як і слід було очікувати, результати (4.3) і (4.5) збігаються. Адже кожен із заштрихованих на рис. 4.2 безлінзових резонаторів еквівалентний вихідному резонатору з лінзою; отже, зазначені безлінзові резонатори еквівалентні один одному. Використовуючи (4.3) і (4.5), випишемо параметри еквівалентного безлінзового резонатора

$$N = \frac{a_{1}a_{2}}{\lambda(d_{1} + d_{2} - d_{1}d_{2} / f)};$$

$$G_{1} = \frac{a_{1}}{a_{2}} \left[1 - \frac{d_{2}}{f} - \frac{1}{r_{1}} \left(d_{1} + d_{2} - \frac{d_{1}d_{2}}{f} \right) \right];$$

$$G_{2} = \frac{a_{2}}{a_{1}} \left[1 - \frac{d_{1}}{f} - \frac{1}{r_{2}} \left(d_{1} + d_{2} - \frac{d_{1}d_{2}}{f} \right) \right].$$
(4.6)

2. Методи формування поперечних мод із заданим профілем вихідного випромінювання в лазерних резонаторах

Для досягнення оптимального результату в кожному практичному застосуванні необхідно використовувати певний розподіл інтенсивності лазерного випромінювання. Такі розподіли інтенсивності хвильового пучка в резонаторах, як правило, називають «спеціальними» («custom») модами, оскільки їх просторовий профіль оптимізований для конкретного застосування. Для опису просторових характеристик квантових генераторрів широко використовується модель гаусового пучка. Однак, у даний час для багатьох наукових і прикладних застосувань потрібна задана форма поперечного просторового розподілу поля одномодового вихідного пучка, що відрізняється від відомих гаусових розподілів мод квазіоптичних відкритих резонаторів.

Великий практичний інтерес викликають близькі до однорідного поперечні розподіли поля на вихідному дзеркалі резонатора або в заданій площині зовні резонатора. Наприклад, при використанні квантових генераторів у технологіях поверхневої обробки матеріалів, для відпалювання дефектів напівпровідників, літографії, в системах оптоелектронної обробки інформації, поділу ізотопів, лазерного друку, медицині, лабораторних дослідженнях бажані пучки з рівномірним поперечним розподілом інтенсивності, що різко спадає на краях апертури [11].

Дослідження з проблеми формування лазерних пучків із заданим профілем вихідного випромінювання зараз активно розвиваються в двох напрямах — зовнішньорезонаторні та внутрішньорезонаторні методи. У літературі відомі різні методи формування лазерних пучків із заданим профілем випромінювання з використанням зовнішніх оптичних пристроїв: асферичних лінз, дзеркал, призм, конусів, просторово-неоднорідних світлоподільників, бінарних фазових фільтрів, дифракційних ґраток, голограм, пристроїв на акустооптичних і електрооптичних ефектах, хвилеводів тощо.

При зовнішньорезонаторному формуванні вихідного випромінювання завдання формування заданого поля зводиться лише до перерозподілу енергії випромінювання в площині об'єкта. Запропоновані пристрої дозволяють ефективно сформувати необхідний пучок випромінювання, але неминуче приводять до ускладнення лазерної системи, зменшення її надійності та додаткових втрат енергії. Вони розроблені для перетворення хвильових пучків, що мають заданий початковий профіль випромінювання (головним чином, гаусів). Коли умови опромінення зовнішніх пристроїв змінюються, ефективність формування необхідних пучків випромінювання такими елементами помітно погіршується.

Для подолання цих недоліків у даний час активно розвиваються альтернативні внутрішньорезонаторні методи формування хвильових пучків із заданим профілем випромінювання [12]. Внутрішньорезонаторна корекція випромінювання має більш широкі можливості. Внутрішньорезонаторне формування впливає на повну потужність лазерів і змінює їх просторовоенергетичні, спектральні, кореляційні характеристики. Внутрішньорезонаторні елементи можуть бути введені в лазерні резонатори, щоб сформувати визначені поперечні моди, виділити одну моду з безлічі мод, які існують у резонаторі. Більшість методів, використовуваних для формування мод, застосовуються для зміни поперечного розподілу поля найнижчої моди (зазвичай гаусового виду) в інший необхідний розподіл, наприклад, однорідний («flattened» або супергаусовий), кільцевий («doughnut») тощо.

Зараз для формування заданого поля в відкритих лазерних резонаторах широко застосовуються асферичні фазосполучені дзеркала («graded-phase mirrors») [13]. Основою даного напряму стали роботи Вахітова Н. Г., Власова С. Н., Космодем'янської Л. С. тощо, що з'явилися в 60-х роках минулого століття, де теоретично й експериментально вивчено просторові й енергетичні характеристики лазерів при вико ристанні резонаторних дзеркал зі змінним по їх перетину коефіцієнтом відображення. Згодом схеми резонаторів з подібними дзеркалами («variable reflectivity mirrors») з різними законами зміни коефіцієнта відбиття дзеркал були запропоновані та реалізовані як для стійких конфігурацій резонаторів газових Не-Ne, ТЕА-СО₂, XeCl-лазерів, так і нестійких резонансних систем твердотільних Nd: YAG-лазерів. Резонатори, що деформуються дзеркалами привертають все більшу увагу з розвитком методів і засобів адаптивної оптики. Дифракційні оптичні елементи також можуть ефективно перетворювати один хвильовий фронт випромінювання в інший. Такі елементи отримали застосування в резонансних системах Nd: YAG лазерів для формування необхідних вихідних пучків [14].

Враховуючи вид Фур'є-образу рівномірної функції [15] і метод виділення поперечних мод за допомогою кусково-сталого коефіцієнта відбиття дзеркала резонатора, сформулюємо умови існування моди з однорідним поперечним розподілом амплітуди (фур'є-моди), для визна-
ченості на вихідному першому дзеркалі узагальненого конфокального резонатора (УКР) виду:

circ(
$$\rho$$
) = $\begin{cases} 1, & \rho \le 1 \\ 0, & \rho > 1 \end{cases}$, (4.7)

де *р* – радіальна координата на дзеркалі.

Перетворення Фур'є-Бесселя цієї функції з точністю до сталого множника у випадку нескінченного фазового коректора має вигляд функції «сомбреро»:

$$\operatorname{somb}(\rho) = \frac{2J_1(C\rho)}{C\rho},\tag{4.8}$$

де $C = 2\pi N_{12}$; $N_{12} = a_1 a_2 / \lambda f$ – число Френеля, J_1 – функція Бесселя першого роду першого порядку.

Розмістивши, що поглинають або розсіюють елементи на зворотньому дзеркалі УКР у координатах $\rho_g = v_{1g}/2\pi N_{12}$, де v_{1g} – корені функції $J_1, g = 1, 2, 3, ...,$ можна очікувати формування моди з однорідним поперечним розподілом амплітуди (фур'є-моди) на вихідному дзеркалі лазерного резонатора та у ближній зоні дифракції біля нього. При цьому, поперечні розміри різнорідних ділянок, на межах яких є стрибок матеріальних сталих, повинні перевищувати довжину хвилі. В областях з безперервною зміною електродинамічних властивостей відбивачів ці зміни дуже малі на розмірах порядку λ .

Оцінку ступеня рівномірності поля у даних випадках будемо проводити на підставі нормованої абсолютної середньої міри відмінності П [16], яка у випадку порівняння з еталонним однорідним полем краще фіксує однорідність поля у центрі пучка, ніж більш відома у літературі нормована середньоквадратична міра відмінності. Вона має такий вигляд

$$\Pi = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^{M} \left| 1 - R(\rho_k) \right|, \qquad (4.9)$$

де $R(\rho)$ – сформований розподіл амплітуди або інтенсивності поля, M – число точок дискретного завдання поля.

Лабораторне завдання

1. Вивчити механізм формування типів коливань у лазерному резонаторі на основі узагальненого конфокального резонатора.

2. Вивчити принцип дії СО₂-лазера з узагальненим конфокальним резонатором.

3. Вивчити механізм формування вихідного однорідного поля за допомогою просторового фільтра на одному з дзеркал лазерного резонатора.

4. Провести вимір радіальних розподілів інтенсивності вихідного випромінювання CO₂-лазера на різних відстанях від вихідного відбивача лазера.

5. Визначити кутову розбіжність випромінювання лазера методом фокальної плями (див. роботу № 2).

Методика та порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з блок-схемою вимірювальної установки, наведеної на рис. 4.3.



Рис. 4.3. Структурна схема експериментальної установки: 1 – скляна трубка; 2 – мідні електроди; 3 – ВЧ-генератор; 4 – досліджуване дзеркало; 5 – вихідне дзеркало; 6 – сферичне дзеркало; 7 – інварові стрижні; 8 – п'єзоелемент типу КП-1; 9 – механічний переривач; 10 – піро-електричний приймач; 11 – вузькосмуговий підсилювач типу У2-8; 12 – осцилограф; 13 – АЦП

Розрядною камерою досліджуваного CO_2 -лазера є скляна трубка (1) довжиною 500 мм з внутрішнім діаметром 36 мм, заповнену робочою газовою сумішшю складу CO_2 : N₂: He: Xe = 1: 1: 4: 0,25. Збудження CO_2 -лазера проводиться за допомогою поперечного ВЧ-розряду.

Для цього використовуються два вісесиметрично розташованих уздовж трубки мідних електрода (2) довжиною 380 мм та шириною 15 мм. Частота ВЧ-генератора (3) складає ~ 30 МГц. Лазер працює у режимі з повільним прокачуванням газової суміші. Робочий тиск підтримується і приблизно дорівнює 10 мм. рт. ст.

Резонатор лазера утворений двома плоскими круглими дзеркалами (4) і (5) діаметром 10 мм кожне і сферичним дзеркалом (6) (фазовий коректор, що виконує роль елемента Фур'є-перетворення у теоретичній моделі лазерного резонатора) діаметром 30 мм з радіусом кривизни 1000 мм. Дзеркало (6) виготовлено шляхом вакуумного напилення алюмінію на скляну підкладку та встановлено на п'єзоелементі (8) типу КП-1, який забезпечує дистанційне перестроювання довжини резонатора у межах ± 5 мкм.

Відбивачі закріплені у спеціальних юстувальних пристроях, герметично з'єднаних з розрядної камерою. Опорою резонатора є чотири інварових стрижня (7). Виведення випромінювання здійснюється через плоске напівпрозоре германієве дзеркало (5) з коефіцієнтом пропускання 6 %. Як глухий відбивач (4) обирається або однорідне алюмінієве дзеркало на скляній підкладці, або алюмінієве дзеркало з кусково-сталим коефіцієнтом відбиття (амплітудний просторовий фільтр). Відстань між центрами плоских відбивачів (4) і (5) становить 26 мм, що забезпечує незначні аберації через малий кут падіння випромінювання φ ($\varphi \approx 1,5^{\circ}$) на фазовий коректор.

Неоднорідне дзеркало виготовлено механічним методом за допомогою спеціального різця у вигляді кілець, що відбивають випромінювання, і поглинаючих випромінювання канавок, які чергуються. Поглинаючі канавки проточуємо різцем на глибину ~ 0,1 мм (9,43 λ) під кутом $\alpha = 30^{\circ}$ до поверхні, що відбиває випромінювання, дзеркала (рис. 4.4). Це забезпечувало виведення відбитих від поверхні канавок променів з резонатора лазера, що аналогічно практично повному поглинанню випромінювання на цих ділянках дзеркала. Виміряний діаметр центральної ділянки, що відбиває випромінювання, дзеркала становить 1 мм ± 0.005 мм (94,3 $\lambda \pm 0.5\lambda$).



Рис. 4.4. Профіль амплітудно-ступінчастого дзеркала на половині апертури

Ширини поглинаючих канавок і подальших кілець, що відбивають випромінювання, наведені в табл. 4.1, де N – порядковий номер, який показує місце розташування канавок і кілець щодо центральної ділянки, що відбиває випромінювання.

Таблиця 4.1

N	1	2	3	4	5	6	7	8
Ширина	0,27 мм	0,27 мм	0,27 мм	0,26 мм				
канавки	25,47 λ	25,47 λ	25,47 λ	25,53 λ				
(ММ,ОД.ん)								
Ширина	0,28 мм	0,28 мм	0,29 мм	0,29 мм	0,3 мм	0,3 мм	0,29 мм	0,36 мм
кільця	26,41 λ	26,41 λ	27,36 λ	27,36 λ	28,3 λ	28,3 λ	27,36 λ	34,72 λ
(мм,од.λ)								

Геометричні параметри амплітудного просторового фільтра

Вимірювальна установка працює так. Вихідне випромінювання CO2-лазера, що пройшло механічний переривач (9), реєструється сканувальним піроелектричним приймачем (10), який має просторову роздільну здатність близько 0,5 мм, на заданій відстані від напівпрозорого дзеркала. Для забезпечення можливості дослідження радіального розподілу інтенсивності випромінювання піроелектричний детектор встановлений на спеціальному пристрої, який дає можливість переміщати його радіально при заданому азимуті поперек лазерного променя. Посилений вузькосмуговим підсилювачем (11) типу У2-8 сигнал приймача надходить на осцилограф (12) для візуального контролю, а продетектований сигнал – на АЦП (13), що реєструє радіальний розподіл інтенсивності лазерного випромінювання. При цьому забезпечується тимчасова синхронізація модернізованого самописця КСП-4 з пристроєм радіального сканування піроелектричного приймача.

2. Включити CO₂-лазер. Включити механічний переривач, реєструючу апаратуру. Дати прогрітися вимірювальній установці протягом 30 хвилин.

УВАГА!

При роботі з лазером суворо дотримуватися техніки безпеки. Забороняється включати лазер без заземлення та подачі проточної води в охолоджуючу систему випромінювача. Забороняється працювати з лазером при відкритих кожухах випромінювача і джерела живлення. В область променя не вносити рук і металевих предметів – можливі опіки і пошкодження очей відбитим променем. Установка працює під напругою 3 кВ. Не торкатись панелі або елементів трубки!

3. Зареєструвати на самописці поперечний розподіл інтенсивності

40

вихідного випромінювання CO₂-лазера на різних відстанях від вихідного відбивача лазера, заданих викладачем, зміщуючи пристрій сканування по оптичній лаві.

4. Провести оцінку ступеня однорідності вихідного випромінювання, використовуючи формулу (4.9).

5. Для підтвердження отримання на виході CO_2 -лазер, близького до однорідного радіального розподілу інтенсивності поля, виміряти поперечний розподіл інтенсивності випромінювання в фокусі додатної лінзи з f = 75 мм. Лінзу встановити так, щоб одна з її фокальних площин збігалася з площиною вихідного дзеркала лазера. Тоді в інший її фокальній площині можна зняти картину розподілу інтенсивності пучка, яка буде Фур'є-образом функції, що описує розподіл поля, сформованого на напівпрозорому дзеркалі. У нашому випадку це повинна бути крива, близька до функції «сомбреро».

Контрольні питання

- 1. Поясніть механізм формування типів коливань в узагальненому конфокальному резонаторі.
- 2. Дайте визначення параметрів узагальненого конфокального резонатора з фазовим коректором біля одного з дзеркал.
- 3. Дайте визначення параметрів узагальненого конфокального резонатора з фазовим коректором на відстані від дзеркал.
- 4. Вкажіть методи формування поперечних мод з заданим профілем вихідного випромінювання в лазерних резонаторах.
- 5. Яка роль просторового фільтра в схемі узагальненого конфокального резонатора досліджуваного CO₂-лазера?
- 6. Які існують методи вимірювання розбіжності лазерного пучка?
- 7. Поясніть принцип роботи піроелектричного приймача.

Робота 5. ДОСЛІДЖЕННЯ СУБМІЛІМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА З КОМБІНОВАНИМ ХВИЛЕВОДНИМ РЕЗОНАТОРОМ

Мета роботи

- 1. Вивчення принципу дії, пристрою, конструктивних особливостей субміліметрового лазера з комбінованим хвилеводним резонатором.
- 2. Дослідження основних характеристик субміліметрового лазера з комбінованим хвилеводним резонатором і неоднорідним дзеркалом.

Література : [5, 17–19]

Загальні відомості

1. Комбіновані хвилеводні резонатори

В останні роки в лазерах широко використовуються квазіоптичні резонатори, що містять як відкриті, так і хвилеводні ділянки, кожна з яких істотно впливає на формування типів коливань. Такі комбіновані резонатори застосовуються в капілярних газорозрядних лазерах, хвилевідних лазерах складних конструкції, субміліметрових (СММ) лазерах на вільних електронах [5, 17].

Резонатори складної конструкції мають два і більше хвилеводів, пов'язаних квазіоптично за допомогою системи поворотних дзеркал (СПД). У літературі запропоновано використовувати U- і V-конфігурації розміщення хвилеводних каналів (рис. 5.1). Зазвичай використовується СПД, що складаються з одного або двох дзеркал. У першому випадку дзеркало розміщується на перетині осей сполучених хвилеводів і може бути як плоским, так і сферичним. Плоске дзеркало розміщується на мінімальній відстані від торців хвилеводів для зменшення втрат енергії мод, викликаних дифракцією на відкритих ділянках. Для резонаторів на основі діелектричних хвилеводів, які працюють на моді ЕН_{11a}, втрати пропорційні величині $(\lambda l/a^2)^{3/2}$, де – l – відстань між хвилеводами уздовж оптичної осі. Максимальна компактність резонатора досягається при використанні СПЗ з двох плоских дзеркал, розташованих під кутом 45° до осей сполучених хвилеводів так, що хвилеводи взаємно рівнобіжні. Зменшити дифракційні втрати на моді ЕН_{11а} можна в СПД, що містить сферичне дзеркало з радіусом кривизни $R = 2\pi \omega^2 / \lambda$, де $\omega = 0.6435 a$, розташоване на відстані R/2 від торців сполучених хвилеводів. При використанні в СММ лазерів з оптичним накачуванням дана система вносить великі втрати для випромінювання накачування.



Рис. 5.1. Дві схеми хвилевідних резонаторів складаної конструкції: *а* – U-конфігурація, *б* – V-конфігурація



Рис. 5.2. Оптична схема системи поворотних дзеркал: 1, 2 – сполучені хвилеводи; 3, 4 – сферичні дзеркала; 5 – плоске дзеркало

У розглянутих варіантах СПД втрати сильно залежать від довжини хвилі, що обмежує робочий діапазон довжин хвиль. У [18] запропоновано систему на основі двох сферичних дзеркал, що ефективно працює в досить широкому діапазоні довжин хвиль. На рис. 5.2 зображена оптична схема СПД, що сполучає хвилеводи (1) і (2). Система складається зі сферичних дзеркал (3), (4) і плоского дзеркала (5). Завдяки останньому досягається рівнобіжне розташування хвилеводів, а також малий кут між нормаллю до поверхні, яка відбиває випромінювання, сферичного дзеркала і оптичної віссі СПД, що являють собою квадратичні фазові коректори.

Розглянемо поширення пучка випромінювання з хвилеводу (1) в хвилевод (2). Нехай на торці хвилеводу (1), зверненому до системи сполучених хвилеводів, розподіл комплексної амплітуди поля $U_1(x_1, y_1)$. Тоді, зневажаючи він'єтуванням дзеркал системи сполучення хвилеводів і використовуючи дифракційну формулу Френеля-Кірхгофа для опису поширення поля між апертурами дзеркал і хвилеводів, отримаємо вираз для комплексної амплітуди поля на вхідному торці хвилеводу (2) в такому вигляді:

$$U_{2}(x_{2}, y_{2}) \approx \frac{\exp\left\{-\frac{i\pi\alpha_{2}(x_{2}^{2} + y_{2}^{2})}{\lambda f_{4}}\right\}^{+\infty}}{\lambda^{2} f_{3} f_{4}} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{1}(x_{1}, y_{1}) \exp\left\{-\frac{i\pi\alpha_{1}(x_{1}^{2} + y_{1}^{2})}{\lambda f_{3}}\right\} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda f_{3}} \left[2(x_{1}x + y_{1}y) + \frac{2(x_{2}x + y_{2}y)f_{3}}{f_{4}} + \left(y_{1} + \frac{f_{3}}{f_{4}}y_{2}\right)(x^{2} + y^{2})\right]\right\} dx \, dy \, dx_{1} \, dy_{1},$$

$$(5.1)$$

$$\exists e \quad \alpha_1 = \frac{l_1 - f_3}{f_3}; \ \alpha_2 = \frac{l_2 - f_4}{f_4}; \ \gamma_1 = \frac{L_1 - f_3}{f_3}; \ \gamma_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ l_1 + l_2 = L, \qquad x, y - \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_1 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_2 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_3 = \frac{L_2 - f_4}{f_4}; \ z_4 = \frac{L_2 - f_4}{f_4$$

координати апертури дзеркала (5); x_1 , y_1 ; x_2 , y_2 – координати торців хвилеводів (1) і (2), звернених до фазових коректорів (3) і (4) відповідно; l_1 , l_2 – відстані з оптичної осі резонатора між фазовими коректорами (3), (4) відповідно і поворотним дзеркалом (5). Знак наближеної рівності поставлений, тому що рівняння (5.1) отримано нехтуванням всіх квадратичних форм, які випливають з величин α_1 і γ_1 . Це виправдано,

якщо взяти до уваги наступні обмеження на лінійні члени, які складаються з даних величин. Враховуючи в (5.1), що

$$\left(\gamma_1 + \frac{f_3}{f_4}\gamma_2\right) \frac{(x^2 + y^2)}{\lambda f_3} \mid \Box 1,$$

отримаємо значення внутрішнього інтеграла в формі

$$\delta\left(\frac{y_1}{\lambda f_3} + \frac{y_2}{\lambda f_4}\right) \cdot \delta\left(\frac{x_1}{\lambda f_3} + \frac{x_2}{\lambda f_4}\right),$$

де *δ*- дельта-функція Дірака. Беручи до уваги властивість фільтрації цієї функції, знайдемо з (5.1):

$$U_2(x_2, y_2) \approx \frac{f_3}{f_4} \exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda f_3} \left(\alpha_2 + \alpha_1 \frac{f_3}{f_4}\right) (x_2^2 + y_2^2)\right\} U_1\left(-\frac{f_3}{f_4} x_2, -\frac{f_3}{f_4} y_2\right).$$
(5.2)

3 (5.2) випливає, що при

$$\left| \left(\alpha_2 + \alpha_1 \frac{f_3}{f_4} \right) \frac{(x_2^2 + y_2^2)}{\lambda f_4} \right| \square 1$$

розподіл комплексної амплітуди на вході хвилеводу (2) повторить розподіл поля на вході хвилеводу (1) з точністю до масштабного множника $K = f_4 / f_3$, де f_3 , $f_4 - \phi$ окусні відстані дзеркал (3), (4). Наведемо наступні умови вибору фокальних відстаней сферичних дзеркал при заданих поперечних розмірах хвилеводів і дзеркал:

$$a_n \sqrt[3]{\frac{a_n}{\lambda_{\min}}} \ll f_{n+2} \ll \frac{a_{n+2}a_n}{\lambda_{\max}} , \qquad (5.3)$$

$$f_{n+2} \ll \frac{a_5 a_n}{\lambda_{\max}},\tag{5.4}$$

$$\left| (f_3 + f_4) - (l_1 + l_2) \right| \ll \frac{f_3 f_4 \lambda_{\min}}{a_1 a_2}, \tag{5.5}$$

$$\frac{\left|L_n - f_{n+2}\right|}{f_{n+2}} \ll 1, \qquad n = 1, 2, \tag{5.6}$$

$$\left| f_4^2 (f_3 - L_1) + f_3^2 (f_4 - L_2) \right| \ll \frac{16a_1^2 a_2^2 \lambda_{\min}}{\lambda_{\max}^2},$$
(5.7)

де a_1 , a_2 – радіуси хвилеводів (1), (2); a_3 , a_4 , a_5 – радіуси розкривів апертур дзеркал (3), (4), (5); L_1 , L_2 – відстані уздовж оптичної осі від хвилеводів (1), (2) до дзеркал (3), (4) відповідно; λ_{min} , λ_{max} – мінімальна і максимальна довжини хвиль робочого діапазону СПД. Співвідношення (5.5) відображає той факт, що відстань уздовж оптичної осі між дзеркалами, що фокусують, має бути наближеною до суми їх фокусних відстаней. Відстані L_1 і L_2 повинні бути близькі фокусним відстаням f_3 , f_4 . Якщо величини ($L_1 - f_3$) і ($L_2 - f_4$) мають протилежні знаки, то вони обмежені умовою (5.6). Якщо ці величини мають однакові знаки, то вони обмежені набагато більш жорсткою умовою (5.7). Зрозуміло, що за допомогою даної СПД можна сполучати хвилеводи, діаметри яких відрізняються в $K = a_1/a_2$ раз.

Дана система була зібрана і випробувана в середній частині СММ діапазону на довжині хвилі $\lambda = 0,57056$ мм (лінія генерації молекули СНЗОН з накачуванням на переході 9Р16 CO₂-лазера). Поворотні дзеркала були виготовлені з нержавіючої сталі з алюмінієвим напиленням і мали такі параметри: $f_3 = f_4 = 80$ мм, $a_3 = a_4 = 20$ мм, $a_5 = 10$ мм. Система використовувалася для сполучення мідних хвилеводів з внутрішнім діаметром 2a = 19,8 мм. Втрати потужності випромінювання В хвилеводному тракті, що містить СПД, були на 4,5 % більше, ніж в тракті з тих же хвилеводів, що стикуються впритул. Ці втрати з точністю до похибки відносних вимірювань потужності (± 0,5 %) дорівнюють тепловим втратам на поворотних дзеркалах, отже, ділянки вільного простору СПД майже не вносили додаткових втрат. Для порівняння моделювалося сполучення хвилеводів за допомогою двох плоских дзеркал, для чого хвилеводи розсувалися уздовж оптичної осі на 40 мм (мінімальна ділянка вільного простору при такому сполученні хвилеводів дорівнює 4a). У цьому випадку втрати були на 29 % більше, ніж у тракті зі стикованих впритул хвилеводів. Зрозуміло, що всі додаткові втрати були викликані дифракцією на ділянці вільного простору.

Таким чином, дана система поворотних дзеркал може бути використана для побудови широкодіапазонних згорнутих конструкцій СММ лазерів.

2. Формування мод з заданим профілем вихідного випромінювання в хвилеводних лазерах

Хвилеводні газові лазери знаходять широке застосування в різних наукових і технічних сферах. Існує низка наукових і прикладних задач,

де використання лазерних пучків з гаусовим профілем випромінювання, що формуються в резонаторах зі звичайними плоскими або сферичними дзеркалами, не є оптимальним. При застосуванні лазерів у технологіях поверхневої обробки матеріалів, для віджигу дефектів напівпровідників, літографії, локації, в системах оптоелектронної обробки інформації, в медицині бажані пучки з рівномірним розподілом інтенсивності в поперечному перерізі, різко спадає на краях апертури. У науковій літературі запропоновані для практичної реалізації понадбагатомодові, сплощені гаусові та супергаусові профілі випромінювання.

Заданий профіль розподілу інтенсивності вихідного пучка в лазерних системах отримують, використовуючи як позарезонаторні, так і внутрішньорезонаторні методи. Спільною рисою відомих внутрішньорезонаторних методів формування вихідних лазерних пучків заданого профілю є використання початково одномодового поля або декількох нижчих різночастотних поперечних мод. Існує, однак, можливість формування однорідного розподілу достатньо багатомодового вихідного поля за рахунок когерентного підсумовування сукупності поперечних мод хвилеводного типу. Зрозуміло, що для реалізації такої можливості в загальному випадку необхідний комбінований резонатор, що складається з багатомодового хвилеводу й погодженої з ним ділянки вільного поширення випромінювання для здійснення когерентного підсумовування мод.

У хвилеводних газових лазерах застосовуються комбіновані квазіоптичні резонатори, що містять багатомодові надрозмірні хвилеводи та ділянки вільного простору. Тому методи формування вихідних пучків заданого профілю в таких лазерах повинні ґрунтуватися на ретельному виборі геометричних параметрів та погодженні порожнистих хвилеводів і ділянок вільного простору для здійснення когерентного підсумовування поперечних мод хвилеводного типу.

У 1 розділі даної роботи описаний комбінований хвилеводний резонатор, що складається з двох хвилеводів, оптично пов'язаних системою поворотних дзеркал. СПД аналогічна схемі побудови відкритого узагальненого конфокального резонатора (див. роботу № 4), яка дозволила збільшити селективність відносно основної моди й отримати на виході твердотільних і газових інфрачервоних лазерів однорідний вихідний пучок. У літературі [19] показана можливість неспотвореної передачі хвильових полів по багатомодовим хвилеводам певних розмірів – полігармонійних хвилеводах. Використовуючи дані підходи до побудови лазерних резонаторів, можна реалізувати новий метод отримання вихідного рівномірного профілю інтенсивності випромінювання у хвилевод-ному лазері на основі комбінованого резонатора, що включає УКР з неоднорідним дзеркалом і полігармонійний хвилевод.

Нехай розподіл комплексної амплітуди компоненти поля на вихідному дзеркалі комбінованого хвилеводного резонатора і відповідно на торці порожнистого діелектричного хвилеводу, зверненого до фазового коректора, описується круговою функцією:

circ
$$(\rho_1) = \begin{cases} 1, & \rho_1 \le 1, \\ 0, & \rho_1 > 1. \end{cases}$$
.

Перетворення Фур'є-Бесселя цієї функції з точністю до сталого множника у разі нескінченного фазового коректора має вигляд функції «сомбреро»:

$$\operatorname{somb}(\rho) = \frac{2J_1(C\rho)}{C\rho}$$
,

де $C = 2\pi N_{12}$; $N_{12} = a_1 a_2 / \lambda F$ – число Френеля, J_1 – функція Бесселя першого роду першого порядку.

Обравши розміри хвилеводів відповідними умовами самозображення у порожнистих діелектричних хвилеводах пучків випромінювання з розподілом амплітуди поля виду кругової функції і розмістивши елементи, що поглинають або розсіюють випромінювання, на зворотньому дзеркалі хвилеводного резонатора у координатах $\rho_g = v_{1g}/2\pi N_{12}$, де v_{1g} – корені функції J_1 , g = 1, 2, 3,..., можна очікувати формування моди з однорідним поперечним розподілом амплітуди (фур'є-моди) на вихідному дзеркалі лазерного резонатора та у ближній зоні дифракції біля нього. При цьому поперечні розміри різнорідних ділянок, у межах яких є стрибок матеріальних сталих, повинні перевищувати довжину хвилі. В областях з безперервною зміною електродинамічних властивостей відбивачів ці зміни дуже малі в розмірах порядку λ .

Лабораторне завдання

1. Вивчити механізм формування типів коливань у комбінованих хвилеводних резонаторах.

2. Вивчити механізм формування вихідного однорідного поля випромінювання у субміліметровому лазері з комбінованим хвилеводним резонаторром і неоднорідним дзеркалом.

3. Провести вимірювання спектральних характеристик вихідної інтенсивності випромінювання субміліметрового лазера з неоднорідним відбивачем (див. роботу № 3).

4. Провести вимірювання радіальних розподілів інтенсивності вихідного випромінювання субміліметрового лазера у ближній і дальній зонах дифракції від вихідного відбивача лазера.

5. Визначити кутову розбіжність лазера методом перетинів (див. роботу № 2).

Методика та порядок виконання роботи

1. Ознайомитися зі структурною схемою субміліметрового лазера, що оптично накачується, та експериментальної установки для його дослідження, наведеної на рис. 5.3.



Рис. 5.3. Структурна схема субміліметрового лазера з амплітудно-ступінчастим дзеркалом: 1 – високовольтне джерело живлення CO₂-лазера; 2 – розрядна трубка; 3 – сферичне дзеркало; 4 – п'єзоелемент; 5 – джерело напруги постійного струму; 6 – дифракційна гратка; 7 – кутовий відбивач; 8 – система відкачування CO₂-лазера; 9 – система напуску робочої суміші CO₂-лазера; 10, 13 – пластини NaCl; 11 – плоске дзеркало; 12 – сферичне дзеркало; 14 – дзеркало з отвором зв'язку; 15 – кварцові хвилеводи; 16 – амплітудно-ступінчасте дзеркало; 17 – сферичне дзеркало СПД; 18 – пристрій пересування дзеркала резонатора; 19 – мікрометричний ґвинт; 20 – електродвигун; 21 – кварцова пластина; 22 – вакуумний об'єм; 23 – система відкачування СММ комірки; 24 – система напуску робочого газу у СММ комірку; 25 – пристрій азимутального пересування приймача; 26 – механічний переривач; 27 – приймач СММ випромінювання; 28 – підсилювач; 29 – осцилограф; 30 – АЦП

Для накачування СММ лазера використовується СО₂-лазер з розрядом сталого струму, перестроюваний по *P* й *R* гілкам за допомогою ешелету. Конструкція СО₂-лазера докладно описана у роботі № 1.

За допомогою плоского (11) і сферичного (з радіусом кривизни 500 мм) (12) дзеркал випромінювання СО₂-лазера фокусується на отворі зв'язку резонатора СММ комірки.

СММ коміркою є вакуумний об'єм, виконаний зі скляної труби з внутрішнім діаметром 80 мм і довжиною 610 мм. Резонатор утворений двома кварцовими хвилеводами (15) з діаметром 9,6 мм і довжиною 470 мм. Довжини хвилеводів обрані відповідними умовами самозображення у порожнистих діелектричних хвилеводах пучків випромінювання з розподілом амплітуди поля виду супергаусової функції $L \approx 2,4 a_1^2/\lambda$ [19]. Фазовими коректорами є два сферичних дзеркала (17) діаметром 40 мм і з фокусною відстанню 80 мм. Для зняття частотного виродження резонаторних мод фазові коректори розміщені на близькій до фокусної відстані від торців хвилеводів і дзеркала (16) ($G_{1(2)} = 1 - L_{1(2)}/F = -0,01$). Як дзеркало (16) в експерименті використовувалося алюмінієве неоднорідне амплітудно-ступінчасте дзеркало діаметром 12 мм. Воно виконує також роль поворотного у СПД (17, 16, 17).

Неоднорідне дзеркало виготовлено механічним методом за допомогою спеціального різця у вигляді кілець, що чередуються та відбивають випромінювання, і поглинаючих випромінювання канавок. Поглинаючі канавки проточуємо різцем на глибину $\approx 0,2$ мм (1,68 λ) під кутом 30° до площини поверхні, що відбиває дзеркала. Це забезпечувало виведення відбитих від поверхні канавок променів з резонатора лазера, що аналогічно практично повному поглинанню випромінювання на цих ділянках дзеркала. Виміряний діаметр центральної ділянки, що відбиває випромінювання дзеркала, дорівнює 2,52 мм ± 0.01 мм (21,21 λ ± 0,08 λ). Ширина кілець, що відбивають випромінювання, і подальших поглинаючих канавок наведена в табл. 5.1. Тут N – порядковий номер, що показує розміщення канавок і кілець щодо центру дзеркала.

Таблиця 5.1

N	Шири	на кільця	Ширина канавки			
	в од. λ	(MM)	в од. λ	(MM)		
1	10,60	1,26	3,03	0,36		
2	6,57 0,78		3,03	0,36		

Геометричні параметри амплітудного просторового фільтра

Дзеркала резонатора (14) – мідні плоскі, з центральними отворами зв'язку діаметром 2 мм. Проведені розрахунки показали, що при таких діаметрах отворів зв'язку поле на дзеркалах (14) практично не відрізняється від поля на дзеркалах без отворів. Всі елементи резонатора на станині. загальній Ha ній розміщений розміщені механізм плоскопаралельного переміщення (18), на якому закріплено одне з дзеркал (14). Переміщення дзеркала здійснюється мікрометричним ґвинтом (19), розташованим за межами вакуумного об'єму. Передбачена можливість автоматичного переміщення дзеркала за допомогою електродвигуна (20).

Системи відкачування (23) і газонаповнення (24) забезпечують можливість напуску обраної робочої речовини в СММ об'єм і підтримки оптимального тиску для отримання максимальної вихідної потужності. Система реєстрації лазерного випромінювання складається з приймача СММ випромінювання (піроелектричний детектор) (27), підсилювача (28) (типу У2-8), осцилографа (29) (типу С1-93) і АЦП (30). Приймач закріплений у механізмі азимутального переміщення. При цьому забезпечувалася тимчасова синхронізація самописця з механізмами переміщення приймача або дзеркала резонатора. При дослідженні спектра випромінювання лазера використовувався приймач з рупором розкриву 20 мм, а при дослідженні розподілу інтенсивності діаметр прийомної площадки дорівнював 2 мм.

2. Включити СО₂-лазер і СММ комірку і отримати генерацію на лінії метилового спирту з довжиною хвилі 0,1188 мм (під безпосереднім контролем лаборанта!). Включити механічний переривник і апаратуру, що реєструє. Дати прогрітися вимірювальній установці протягом 30 хвилин.

УВАГА!

При роботі з CO₂-лазером слід суворо дотримуватися правил техніки безпеки. Джерелами підвищеної небезпеки є:

1) постійна напруга до 3 кВ на аноді лазера;

2) інфрачервоне випромінювання потужністю до 30 Вт.

Слід уникати дотику частин лазера, що знаходяться під напругою, і працювати в захисних окулярах.

3. Зняти спектральні характеристики вихідної інтенсивності випромінювання лазера залежно від зміни частоти резонатора з використанням як дзеркало (16) амплітудно-ступеневого дзеркала.

4. Використовуючи спектральні характеристики, розрахувати за формулою (3.4) міжмодові частотні розподіли першої і другої, першої і третьої по добротності мод для лазера в разі застосування як дзеркала (16) однорідного дзеркала.

5. Зареєструвати на самописці поперечний розподіл інтенсивності вихідного випромінювання СН₃OH-лазера на відстанях 380 і 670 мм від

вихідного відбивача лазера в дальній зоні, зміщуючи пристрій сканування по оптичній лаві.

6. Виміряти ширину головного пелюстка лазерного пучка на рівні інтенсивності 0,5 від максимальної і побудувати графік її залежності від відстані до вихідного відбивача лазера.

7. Визначити кутову розбіжність пучка даного лазера за формулою $\Theta = \frac{a_1 - a_2}{z_1 - z_2}$, де $a_{1,2}$ – ширина головного пелюстка на рівні 0,5 у перетинах,

розміщених на відстанях *z*_{1,2} від вихідного відбивача лазера в дальній зоні дифракції пучка.

Контрольні питання

- 1. Поясніть механізм формування типів коливань у комбінованому хвилеводному лазерному резонаторі.
- 2. Вкажіть умови вибору фокальних відстаней сферичних дзеркал при заданих поперечних розмірах хвилеводів і дзеркал.
- 3. Поясніть принцип хвилеводної передачі зображень поля.
- 4. Поясніть механізм формування вихідного однорідного поля випромінювання в субміліметровому лазері з комбінованим резонатором.
- 5. Назвати методи формування мод з заданим профілем вихідного випромінювання в хвилеводних лазерах.
- 6. Поясніть принцип роботи піроелектричного приймача.
- 7. Які існують методи вимірювання розбіжності лазерного пучка.

Робота 6. ДОСЛІДЖЕННЯ СУБМІЛІМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА З МОДОВИМ СЕЛЕКТОРОМ

Мета роботи

- 1. Вивчення методів селекції поперечних мод лазерних резонаторів, а також отримання практичних навиків роботи з випромінюванням лазерів субміліметрового діапазону довжин хвиль.
- 2. Вимірювання спектральних характеристик субміліметрового лазера з модовим селектором.

Література: [7, 8, 20, 21]

Загальні відомості

Широкодіапазонні субміліметрові (СММ) лазери з оптичним накачуванням (ЛОН) можна створити на основі квазіоптичного металевого хвилеводного резонатора. Лазери на основі такого резонатора забезпечують можливість їх дискретного перестроювання по всьому субміліметровому діапазоні (0,1–1 мм) без заміни елементів резонатора. Реалізувати зазначений режим генерації в СММ ЛОН можливо тільки при застосуванні широкодіапазонних пристроїв зв'язку резонатора з вільним простором. Найпростіше це можна здійснити в резонаторі при виведенні випромінювання через отвір зв'язку в дзеркалі. Крім явних переваг такого резонатора (низькі втрати, компактність) він має суттєвий недолік – втрати багатьох мод в ньому незначні. Це приводить до багатомодовості вихідного випромінювання лазера, побудованого на його основі.

Досліджуваним у роботі хвилеводним лазерним резонатором є відрізок круглого многомодового металевого хвилеводу (діаметр значно більше довжини хвилі), поблизу торців якого розміщені дзеркала. Одне з дзеркал (вхідне) має отвір, розташований на осі резонатора і призначений для вводу через нього випромінювання накачування в порожнину резонатора. Друге дзеркало (вихідне) зазвичай забезпечує виведення частини випромінювання з резонатора. Воно може мати або однорідні по апертурі коефіцієнти відбиття і пропускання (ємкісна або індуктивна ґратка), або неоднорідні (наприклад, дзеркало з отворами зв'язку).

Процес формування резонаторних типів коливань описується як інтерференція хвильових пучків, що поширюються назустріч один одному по хвилеводу і на ділянках вільного простору та відбиваються дзеркалами. Якщо дзеркала слабо збурюють хвилеводні моди, то можна приблизно вважати, що резонаторна мода утворена двома зустрічними хвилеводними модами. У короткохвильовій частині робочого діапазону ($\lambda < 0,4$ мм) велике число мод мають зневажливо малі втрати в хвилеводі порівняно з втратами в інших елементах резонатора. У багатомодовому лазерному резонаторі випромінювання, що генерується, має велику розбіжність.

53

Такий режим роботи генератора приводить також до значного погіршення таких основних характеристик лазерного випромінювання як монохроматичність і когерентність. Для його поліпшення необхідно зменшити число мод, що генеруються, переважно до однієї моди.

Розрідження спектра поперечних мод ґрунтується на відмінності в розподілі полів у мод з різними поперечними індексами, що приводить до відмінності дифракційних втрат.

Найпростіший метод, щоб вибірково послабити певні частини розподілу інтенсивності мод і таким чином провести їх селекцію, полягає в тому, щоб помістити амплітудні елементи, що поглинають, типу дротяних сіток у лазерний резонатор. Однак такі елементи вносять втрати на поглинання і нагріваються, тому вони відносно неефективні. Більш висока ефективність може бути отримана з непоглинаючими фазовими елементами, які вносять необхідні втрати завдяки процесам дифракції та інтерференції випромінювання на них.

Також можливо селектувати необхідну моду, вдавшись до спеціальних конфігурацій лазерних резонаторів. Наприклад, за допомогою «самозображуючих» резонаторів, що використовують ефект Тальбо (дифракційного самовідтворення хвильового поля після проходження деякої відстані).

Ефективним методом селекції поперечних мод у відкритих резонаторах є використання діафрагми. Остання дозволяє селектувати одну або декілька поперечних мод нижчого порядку в лазерному резонаторі.

Відомі методи формування та селекції поперечних мод, засновані на введенні в лазерний резонатор спеціальним чином сконструйованих призм, інтерферометрів, оптичних елементів, які замінюють внутрішньорезонаторну діафрагму, що зазвичай використовується в цих випадках.

Використання квазіоптичних хвилеводних резонаторів дозволяє створювати малогабаритні молекулярні лазери з оптичним накачуванням. Малі втрати резонатора при широкому частотному діапазоні перестроювання можна отримати з використанням надрозмірних порожнистих металевих хвилеводів за умови $a/\lambda_{max} \ge 10 (a - padiyc хвилеводу, \lambda_{max} - максимальна довжина хвилі в робочому діапазоні).$

Істотним недоліком лазерів з резонатором на основі металевого хвилеводу є багатомодовість випромінювання, оскільки втрати багатьох поперечних мод у них незначні. Тому актуальною проблемою для таких генераторів є селекція поперечних мод і отримання одномодової генерації. Жоден з відомих методів селекції не здатний ефективно працювати в широкому діапазоні довжин хвиль без відповідної зміни параметрів селектора. Тому селектуючий пристрій повинен бути легко керованим у процесі перестроювання лазера. Крім того, селектор не повинен ускладнювати поширення випромінювання накачування, для якого резонатор лазера є багатоходовою кюветою. Даним вимогам задовольняє метод селекції поперечних мод у хвилеводному резонаторі згорнутої конструкції, який заснований на діафрагмуванні плоского дзеркала системи поворотних дзеркал.

Для резонатора, наведеного на рис. 6.1, характерний розмір пучка на плоскому дзеркалі СПД (в області Фур'є-образу для вихідного пучка на торці хвилеводу) дорівнює добутку кута розбіжності пучка в дальній зоні дифракції (пропорційного λ/a_1) на фокусну відстань сферичного дзеркала *f*. Зменшуючи радіус плоского дзеркала a_2 , можна очікувати пригнічення резонаторних мод, сформованих вищими хвилями хвилеводу, оскільки кут розбіжності останніх зростає зі збільшенням їх поперечних індексів *n*, *m*.



Рис. 6.1. Теоретична модель досліджуваного резонатора

Лабораторне завдання

1. Вивчити методи селекції поперечних мод хвилеводних лазерних резонаторів.

2. Засвоїти методику реєстрації спектральної характеристики лазера.

3. Провести вимірювання поперечного розподілу інтенсивності лазерного пучка при різних діаметрах плоского дзеркала системи поворотних дзеркал.

4. Ідентифікувати моди в спектральній характеристиці лазера.

5. Зняти залежність вихідної потужності лазера від діаметра плоского дзеркала СПД для трьох нижчих мод.

Методика та порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з блок-схемою вимірювальної установки, наведеної на рис. 6.2.

Для накачування СММ лазера використовується СО₂-лазер з розрядом постійного струму, що перестроюється по *P* і *R* гілкам за допомогою ешелету. Конструкція СО₂-лазера докладно описана в роботі



Рис. 6.2. Структурна схема субміліметрового лазера з модовим селектором: 1 – високовольтие джерело живления СО₂-лазера; 2 – розрядна трубка; 3 - сферичне дзеркало; 4 - п'єзоелемент; 5 - джерело напруги постійного струму; 6 – ешелет; 7 – кутовий відбивач; 8 – система відкачування СО₂-лазера; 9 – система напуску робочої суміші СО₂-лазера; 10, 13 – пластини NaCl; 11 – плоске дзеркало; 12 – сферичне дзеркало; 14 – дзеркало з отвором для вводу випромінювання накачування; 15 – мідні хвилеводи; 16 – плоске дзеркало СПД; 17 діафрагма; 18 пристрій установки діаметра діафрагми; _ 19 - сферичні дзеркала СПД; 20 - механізм плоскопаралельного переміщення дзеркала; 21 – мікрометричний ґвинт; 22 – електродвигун; 23 – система відкачування СММ комірки; 24 – вакуумний об'єм; 25 – система напуску робочого газу в СММ комірку; 26 – вихідне дзеркало; 27 – механічний переривач: приймач СММ випромінювання; 29 – підсилювач; 28 – 30 – осцилограф; 31 – АЦП

№ 1. За допомогою плоского (11) і сферичного (з радіусом кривизни 1 м) (12) дзеркал, модульоване механічним переривачем (27), випромінювання СО₂-лазера фокусується на отворі зв'язку резонатора СММ комірки.

Субміліметровою коміркою є вакуумний об'єм, виконаний зі скляної труби з внутрішнім діаметром 80 мм і довжиною 550 мм. Резонатор утворений мідними хвилеводами (15) діаметром 19,8 мм і довжиною плоскими дзеркалами (14) і (26). СПД і двома 445 i 465 MM, СПД складається з двох сферичних дзеркал (19) з фокусною відстанню 80 мм і плоского дзеркала (16). Діаметр поверхні, що відбиває плоске дзеркало (16) змінювався від 2 до 10 мм розміщеною впритул до неї ірисовою діафрагмою (17). Зміна діаметру діафрагми проводиться спеціальним механізмом (18), управління яким здійснюється за межами вакуумного об'єму. Дзеркало (14) виготовлено з нержавіючої сталі з алюмінієвим покриттям, має центральний отвір зв'язку діаметром 1,5 мм для вводу випромінювання накачування. Дзеркалом (26) є плоскопаралельна пластина кристалічного кварцу, напилена алюмінієм з внутрішнього боку. Для виведення СММ випромінювання використовуються пластини з ненапиленною центральною частиною діаметром 5 мм.

Всі елементи резонатора розміщені на загальній станині, на якій закріплений механізм плоскопаралельного переміщення (20) дзеркала (14). За допомогою мікрометричного ґвинта (21), розташованого за межами вакуумного об'єму, змінюється положення дзеркала (14) і, відповідно, довжина резонатора. Автоматичне управління рухом дзеркала здійснюється електродвигуном (22), вісь якого жорстко пов'язана з ґвинтом (21).

Система відкачування (23) і газонаповнення (25) забезпечує можливість напуску обраної робочої речовини в СММ, об'єм і підтримки тиску, що дозволяє отримати максимальну вихідну потужність лазера.

Дослідження ефективності роботи модового селектора проводиться в короткохвильовій області СММ діапазону, де втрати більшої кількості поперечних мод незначні. Лазер на молекулі CH₃OH (λ = 118,8 мкм) перестроюється при переміщенні дзеркала (14) електроприводом (рис. 6.2). Модульоване вихідне СММ випромінювання приймається піроелектричним детектором (28) з чутливістю 4 В / Вт. Напруга з детектора подається на вимірювальний підсилювач (29), показання якого пропорційні вихідній потужності лазера. Сигнал підсилювача реєструється також осцилографом 30 і АЦП 31. Використовується тимчасова синхронізація руху стрічки самописа та переміщення дзеркала (14). Для дослідження поперечного розподілу інтенсивності вихідного випромінювання передбачена можливість сканування піроелектричного приймача з просторовим дозволом 1,5 мм у площині, перпендикулярній напряму випромінювання лазера.

УВАГА!

При роботі з CO₂-лазером слід суворо дотримуватися правил техніки безпеки. Джерелами підвищеної небезпеки є:

1) постійна напруга до 15 кВ на аноді лазера;

2) інфрачервоне випромінювання потужністю до 30 Вт.

Слід уникати дотику частин лазера, що знаходяться під напругою, та працювати в захисних окулярах.

2. Зняти спектральні характеристики лазера з вихідним відбивачем з отвором зв'язку діаметром 5 мм для трьох різних діаметрів плоского дзеркала системи поворотних дзеркал (d = 9,5; 6,5 та 4,5 мм). Ідентифікувати моди в спектральній характеристиці лазера.

3. Зареєструвати на самописі поперечні розподіли інтенсивності вихідного випромінювання СММ лазера на моді TE_{01} при діаметрі плоского дзеркала системи поворотних дзеркал 9,5 та 4,5 мм.

4. Зняти залежність вихідної потужності лазера від діаметра плоского дзеркала СПД для TE₀₁ і TE₁₁ мод.

Контрольні питання

- 1. Назвіть відомі вам типи резонаторів СММ лазерів, їх переваги і недоліки.
- 2. Поясніть методи селекції поперечних мод хвилеводних лазерних резонаторів.
- 3. Навіщо в резонаторі СММ лазера використана система поворотних дзеркал?
- 4. Поясніть методику реєстрації спектральної характеристики лазера.
- 5. Як змінюються спектральні характеристики лазера при різних діаметрах плоского дзеркала СПД?
- 6. Як улаштовано пристрій для вимірювання поперечного розподілу інтенсивності лазерного пучка.
- 7. Чому при зміні діаметра плоского дзеркала СПД спостерігаються різні поперечні розподіли інтенсивності вихідного випромінювання СММ лазера?
- 8. Поясніть принцип роботи модового селектора в лабораторній установці.

Робота 7. ВИМІРЮВАННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДИФРАКЦІЙНИМ МЕТОДОМ

Мета роботи

Вимірювання довжини хвилі лазерного випромінювання з застосуванням дифракційної ґратки.

Дифракція

Дифракція – це відхилення пучка випромінювання від прямолінійного, коли зустрічається перешкода. На рис. 7.1 зображені лінії потоку електромагнітної енергії в ситуації, коли плоска електромагнітна хвиля падає на металевий екран. Видно, що хвиля «затікає» в область геометричної тіні.



Рис. 7.1. «Затікання» електромагнітної хвилі за край екрану

Через дифракцію тінь від перешкоди з прямим краєм не буває ідеально різкою: при освітленні непрозорих екранів на межі тіні, де згідно з законами геометричної оптики повинен відбуватися різкий перехід від тіні до світла спостерігаються світлі і темні дифракційні смуги (рис. 7.2а). Замість тіні від дротинки видно групу світлих і темних смуг (рис. 7.2б), у центрі дифракційної картини від отвору з'являється темна пляма, оточена світлими і темними кільцями (рис. 7.2в), в центрі тіні, утвореної круглим екраном, видно світлу пляму, а сама тінь оточена темними концентричними кільцями (рис. 7.2г).

На засіданні Французької академії наук в 1818 р. один з учених, присутніх на засіданні (Пуассон), – противник хвилевої теорії світла, звернув увагу на те, що з цієї теорії виникають факти, що суперечать здоровому глузду. Так, при певних розмірах отвору і певних відстанях від отвору до джерела світла і екрану в центрі світлої плями повинна бути

темна пляма. А за непрозорим диском, навпаки, повинна знаходитися світла пляма в центрі тіні. Але проведені експерименти довели, що так і є насправді, і це стало підтвердженням суперечливої тоді хвилевої теорії світла. Світла пляма в центрі тіні від диска одержала назву плями Пуассона.



Рис. 7.2. Дифракція

Чіткість дифракційної картини залежить від співвідношення між довжиною хвилі і розміром об'єкту, що викликає дифракцію. Найвиразніше дифракція проявляється в тих випадках, коли розміри перешкод на шляху променів світла порівняні з довжиною хвилі. Тому легко спостерігається дифракція звукових, сейсмічних і радіохвиль, де довжина хвилі лежить у межах від декількох метрів до декількох кілометрів. Значно важче спостерігати дифракцію електромагнітних хвиль оптичного діапазону, довжини яких лежать у межах від 400 до 700 нм. Це ілюструється рисунком 7.3, де показано проходження хвилі через отвір у екрані.



Рис. 7.3. Проходження хвилі через отвір у екрані. а – $\lambda \ll d$, б - $\lambda < d$, в - $\lambda \sim d$, λ – довжина хвилі, d – ширина отвору

Дифракція світла на щілині

Нехай на щілину шириною *b* падає світлова хвиля. Промені, пройшовши через щілину, огинають її краї і заходять в область тіні.

На екрані за щілиною спостерігаються максимуми і мінімуми освітленості (рис. 7.4).



Рис. 7.4. Дифракція світла на щілині

Ширина центральної світлої плями (відстань між першими мінімумами освітленості) в кутових одиницях визначається формулою

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{b}.$$
 (1)

При ширині щілини b = 0,1 мм, довжині хвилі світла $\lambda = 0,65$ мкм (червоне світло) ширина освітленої центральної ділянки на екрані, розташованому на відстані 1 м від щілини, дорівнює 6,5 мм. Це набагато більше від ширини щілини.

Дифракційна ґратка

Явище дифракції яскраво проявляється при проходженні світла через дифракційну ґратку – систему щілин, розташованих на деякій відстані одна від одної (рис. 7.5). При виготовленні ґратки на поверхню скла різцем наносяться лінії, розташовані на деякій відстані одна від одної. Таким чином, чергуються прозорі і непрозорі для світла ділянки. Ширина щілин *a* і відстань між ними *b* визначають період ґратки c = a + b(постійну дифракційної ґратки). При нормальному падінні монохроматичної хвилі на ґратку розподіл інтенсивності світла за нею описується формулою

$$I(\alpha) = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\pi a \sin \alpha}{\lambda} \sin \frac{\pi N c \sin \alpha}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin \alpha}{\lambda} \sin \frac{\pi c \sin \alpha}{\lambda}} \right)^2, \qquad (2)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла, λ – довжина хвилі, N – число освітлених щілин ґратки, α – кут падіння світла на екран за ґраткою.

Коли значення кутів α задовольняють умові

$$c\sin\alpha_n = \pm n\lambda, \quad \text{de} \quad n = 0, 1, 2, \dots, \tag{3}$$

функція $I(\alpha)$ приймає максимальні значення, які називаються головними максимумами. Вони розташовані симетрично до центрального максимуму. Між ними знаходяться додаткові максимуми, інтенсивність яких значно менша від інтенсивності головних максимумів (рис. 7.6).



Рис. 7.5. Дифракційна гратка



Рис. 7.6. Розподіл інтенсивності світла за дифракційною граткою

При похилому падінні світла чітку дифракційну картину створюють навіть дуже «грубі» ґрати з великим періодом. Е цьому разі умова дифракційних максимумів виглядає так:

$$\sin \alpha_n = \sin \gamma \pm \frac{n\lambda}{c},\tag{4}$$

де ү - кут падіння світла на ґрати.

Нехай, наприклад, лінійка з міліметровими діленнями розташована горизонтально і освітлюється лазерним променем ($\lambda = 0,6$ мкм), який падає на неї під кутом $\gamma = 86^{\circ}$ до нормалі. На відстані L = 3 м від місця падіння променя на ґратку стоїть вертикальний екран, на якому спостерігається дифракційна картина. Відстані між дифракційними максимумами в такій ситуації будуть знаходитися в інтервалі від 20 до 50 мм. Виникає чітка дифракційна картина.

Із співвідношення (3) маємо, що, вимірявши один з кутів α_n і знаючи період ґратки *с*, можна знайти довжину хвилі випромінювання, яке падає на ґратку:

$$\lambda = \frac{c \sin \alpha_n}{n} \,. \tag{5}$$

Експериментальна установка

Деталі установки розташовані на оптичній лаві 1 (рис. 7.7). Джерелом світла служить лазер (2). Його промінь падає на дифракційну гратку (3). Дифракційна картина спостерігається на екрані (4).



Рис. 7.7. Експериментальна установка

Порядок виконання роботи

1. Закріпити в підставці дифракційну ґратку (3), встановити підставку на оптичну лаву (1) і розташувати площину ґратки перпендикулярно променю лазера (2). На екрані (4) буде видно дифракційну картину.

2. Виміряти відстань *L* між ґраткою та екраном. Результат записати в таблицю.

3. Виміряти відстань l_1 між максимумами першого порядку. Виконати аналогічні вимірювання відстаней l_n для максимумів другого, третього порядків і т.д. Результати записати в таблицю.

4. Обчислити кути *α* _{*n*} за формулою (6). Результати записати в таблицю.

$$\alpha_n = \operatorname{arctg} \frac{l_n}{2L}.$$
(6)

5. За формулою (5) обчислити довжину хвилі випромінювання λ для кожного кута *α_n*. Результати записати в таблицю.

6. Повторити вимірювання 5 разів при різних відстанях *L*.

7. Обчислити середню довжину хвилі випромінювання лазера λ , абсолютну похибку $\Delta\lambda$ і відносну похибку $\Delta\lambda/\lambda$.

Таблиця 7.1

D		•	
Pegy		RIAM1	NINBARL
I UJ)	JIDIAIN	Drivit	probalib

п	<i>L</i> , мм	<i>l</i> _n , мм	α _n , град	λ, мкм	$(\lambda_n - \lambda_{cp})^2$ MKM ²
1					
2					
3					
4					
5					

Контрольні питання

- 1. Що таке дифракція світла?
- 2. Що таке дифракційна гратка?
- 3. Умова головних максимумів для дифракційної гратки.
- 4. Описати процес виконання роботи.

Робота 8. ВИМІРЮВАННЯ РОЗБІЖНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи

Вимірювання розбіжності випромінювання напівпровідникового лазера.

Література : [28 – 32]

Лазери

Лазери – це генератори електромагнітних хвиль оптичного діапазону, в яких використовується вимушене електромагнітне випромінювання атомів або молекул активної речовини, що приводяться в збуджений стан джерелом збудження (накачування). Оптичне випромінювання включає ультрафіолетовий, видимий та інфрачервоний діапазони з довжинами хвиль від 0,01 мкм до 100 мкм. Лазери розрізняються за видом активної речовини та способом накачування.

У твердотільних лазерах у ролі активної речовини використовуються кристали рубіна, іттриєво-алюмінієвого гранату й інших кристалів, а також скло, активоване неодимом, ербієм чи іншими рідкоземельними елементами. Для збудження активної речовини застосовують імпульсні ксенонові лампи та лампи неперервної дії. Твердотільні лазери генерують імпульси тривалістю 0,1...1 мс з енергією в десятки джоулів і потужністю в імпульсі в десятки або сотні кіловат (режим вільної генерації), імпульси тривалістю 1...100 нс енергією одиниці джоулів і потужністю в імпульсі десятки або сотні мегават (режим гігантських імпульсів), імпульси тривалістю декілька пікосекунд або фемтосекунд з енергією декілька міліджоулів і потужністю в імпульсі одиниці і сотні терават (режим синхронізації мод), а також неперервне випромінювання з потужністю від декількох ват до декількох сотень ват.

У газових лазерах активною речовиною є газ або суміш газів, які приводяться в збуджений стан газовим розрядом (газорозрядні лазери), хімічними реакціями (хімічні лазери), енергією газового струменя (газодинамічні лазери) або випромінюванням інших лазерів (лазери з оптичним накачуванням). Велике поширення отримали лазери на суміші гелію і неону з довжиною хвилі генерації 0,63 мкм і лазери на вуглекислому газі з довжиною хвилі 10,6 мкм. Потужність гелій-неонових лазерів невелика і складає одиниці або десятки міліват. Лазери на вуглекислому газі характеризуються великою потужністю - сотні і тисячі ват у безперервному режимі. Хімічні і газодинамічні лазери працюють у діапазоні хвиль 1...5 мкм і генерують випромінювання з потужністю в сотні кіловат і мегавати. У напівпровідникових лазерах активною речовиною є напівпровідниковий кристал. Підкачка лазера здійснюється електричним струмом, який проходить через кристал. Довжини хвиль випромінювання таких лазерів – від 0,3 мкм до 1,5 мкм. Потужність випромінювання маленьких лазерів-указок 1...1000 мВт, потужність лазерів, які застосовуються в техніці – сотні ват.

У рідинних лазерах активна речовина – органічний барвник. Збудження активної речовини здійснюється або випромінюванням іншого лазера, або випромінюванням імпульсних ламп. Рідинні лазери можуть генерувати при відповідному виборі активної речовини випромінювання з довжинами хвиль від 0,34 до 11,75 мкм. Режим випромінювання – імпульсно-періодичний з імпульсами довжиною декілька наносекунд. Середня потужність випромінювання – від одиниць до сотень міліват.

Активна речовина лазера розміщується в резонаторі. Резонатор – це пара дзеркал, розташованих паралельно одно одному. З них одне має коефіцієнт відбиття, близький до 100 %, а друге – напівпрозоре. Через нього виходить випромінювання, яке генерується лазером. Дзеркала можуть бути плоскими або ввігнутими в різних комбінаціях. Від форми дзеркал, їх діаметра, відстані між ними і від того, на скільки точно вони паралельні одно одному, залежить профіль пучка лазерного випромінювання (розподіл інтенсивності в поперечному перерізі пучка) і його розбіжність.

Газові лазери характеризуються малим кутом розбіжності променя – одиниці мілірадіан. Це пояснюється великою довжиною їх резонаторів і однорідністю активної речовини в них. Твердотільні лазери мають, як правило, теж великі розміри резонатора, але однорідність твердого тіла значно менша від однорідності газу, і тому розбіжність їх випромінювання більша в декілька разів. Розміри кювет з рідиною значно менш. Тому у рідинних лазерів розбіжність випромінювання становить одиниці градусів. У напівпровідникових лазерів розміри кристалів дуже малі – одиниці і десяті частки міліметрів, тому розбіжність їх випромінювання становить десятки градусів, і для формування пучка випромінювання часто застосовуються лінзи.

Теоретично кут розбіжності випромінювання лазера з плоскопаралельними дзеркалами визначається як кут дифракції світла на вихідному дзеркалі. Кутова відстань між першими дифракційними мінімумами дорівнює

$$\theta_D = \frac{2,44\lambda}{D},$$

де λ – довжина хвилі випромінювання, *D* – діаметр вихідного дзеркала. Це дифракційна розбіжність пучка.

Розбіжність випромінювання лазерів завжди набагато більша. Причинами цього є неідеальність дзеркал, неточність їх установки, неоднорідність активної речовини та ін.

Гауссівські пучки. Розбіжність гауссівських пучків випромінювання

Розбіжність пучків випромінювання залежить від форми профілю пучка. Найменша розбіжність у пучків основної моди генерації – гауссівських пучків [28]. У таких пучків профіль описується формулою:

$$I(w) = I_0 \exp\left(-\frac{w^2}{w_0^2}\right),$$

де I_0 – інтенсивність на осі пучка, w_0 – радіус пучка в площині вихідного дзеркала, w – радіальна координата.

Якщо гауссівський пучок проходить через лінзу, в фокальній області виникає картина, показана на рис. 8.1.



Рис. 1. Гаусовський пучок в фокальній області лінзи

У площині, яка називається площиною перетяжки, пучок має мінімальний радіус w_0 . У цій площині, яка аналогічна площині вихідного дзеркала лазера, фазовий фронт пучка плоский. Від неї доцільно вести відлік відстані вздовж осі *z*. Радіус пучка *w* на відстані *z* від перетяжки визначається формулою [28]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}.$$
(8.1)

Відстань *z*_R називається довжиною Релея. На цій відстані від перетяжки площа поперечного перетину пучка збільшується в 2 рази. З рівняння (8.1) маємо, що

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

Тому це рівняння може бути записане так:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$
 (8.2)

На великих відстанях від перетяжки рівняння кривої w(z) асимптотично переходить у рівняння прямої:

$$w(z) = \frac{\lambda}{\pi w_0} z = \left(tg \frac{\theta}{2} \right) z \approx \frac{\theta}{2} z .$$
(8.3)

Кут θ між асимптотами називається кутом розбіжності пучка. З формули (8.3) постає, що для гауссівського пучка

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}.$$
(8.4)

Вимірювання розбіжності лазерного пучка методом двох перетинів

Вимірювання розбіжності лазерного випромінювання регламенттується стандартами [2-4] і методиками, які ґрунтуються на них.

Блок-схема вимірювань методом двох перетинів показана на рис. 8.2.



Рис. 8.2. Вимірювання розбіжності пучка випромінювання методом двох перетинів

Вимірюються діаметри пучка випромінювання D_1 і D_2 у двох перетинах, які знаходяться на відстані L один від одного (методика вимірювання діаметра пучка випромінювання викладена в додатку 1). Відстань L вибирається як можна більшою. Відстань від першого перетину до вихідного вікна лазера повинна бути більшою, ніж D^2/λ (D – діаметр вихідного дзеркала лазера, λ – довжина хвилі

випромінювання). Це межа віддаленої зони. Кут розбіжності обчислюється за формулою:

$$\theta = 2 \ arctg\left(\frac{D_2 - D_1}{2L}\right).$$

Для малих кутів ($\theta \ll 1$ рад) вона приймає більш простий вигляд:

$$\theta = \frac{D_2 - D_1}{L}.\tag{8.5}$$

Для підвищення точності діаметри пучка вимірюються не в двох, а в 5–10 точках. Будується графік залежності діаметра пучка D від координати z, методом найменших квадратів знаходиться рівняння прямої D(z) і її кутовий коефіцієнт [31]. При малих розбіжностях пучка випромінювання він дорівнює куту θ .

Лабораторне завдання

- 1. Ознайомитись з теорією поширення лазерних пучків випромінювання.
- 2. Ознайомитись з методом вимірювання розбіжності пучка.
- 3. Налагодити експериментальну установку.
- 4. Провести вимірювання розбіжності пучка.
- 5. Оцінити похибку вимірювань.

Порядок виконання роботи

- 1. Поставити на оптичну лаву рейтер з лазером.
- 2. Підключити його до блока живлення. Включити блок. Упевнитись, що лазер генерує випромінювання.
- 3. Поставити на оптичну лаву рейтер з екраном для спостереження світлової плями.
- 4. Відрегулювати положення лазерного променя й екрану так, щоб при переміщенні останнього вздовж лави промінь завжди попадав на нього.
- 5. Встановити екран у самому кінці оптичної лави.
- 6. Виміряти відстань z від вихідного вікна лазера до екрану.
- 7. Сфотографувати з тильної сторони екрану цифровим фотоапаратом світлову пляму.
- 8. Накреслити в робочому зошиті таблицю, показану нижче. Записати в таблицю номер фотознімка і відстань *z*.

9. Перемістити екран на деяку відстань і повторити дії за пунктами 6-8.

Примітка. Відстані переміщення екрану вибрати такими, щоб кількість значень координати *z*, в яких робляться фотознімки, була від 5 до 10.

Таблиця 8.1

N⁰	Файл	<i>z</i> , mm	Масштаб 10 мм			Діаметр			
			x_1	x_2	Δx_{12}	x_3	x_4	Δx_{34}	<i>D</i> , мм
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1									
2									
3									
4									
Середнє, пікселів:									

Обробка результатів вимірювань

- 1. Записати файли з фотознімками в комп'ютер.
- 2. Запустити програму PAINT.
- 3. Відкрити один з фотознімків. Вигляд екрану з програмою показано на рис. 8.3.



Рис. 8.3. Вигляд екрану комп'ютера при вимірюванні діаметра світлової плями

4. Навести курсор у вигляді хрестика на одну з оцифрованих рисок і зробити відлік горизонтальної координати курсора *x*₁ у лівому нижньому кутку екрану. Записати його значення в колонку 4 таблиці.

- 5. Навести курсор на сусідню оцифровану риску (на відстані 10 мм від першої риски) і зробити відлік x₂. Записати його значення в колонку 5 таблиці.
- 6. Таким же способом знайти координати лівого і правого країв світлової плями x₃ і x₄. Записати їх значення в колонки 7 і 8 таблиці.
- 7. Знайти різниці координат $\Delta x_{12} = x_2 x_1$ і $\Delta x_{34} = x_4 x_3$. Записати їх значення в колонки 6 і 9 таблиці.
- Знайти середнє значення величини Δx₁₂. Це кількість пікселів на екрані, яке відповідає відстані 10 мм масштабної шкали. Записати його в таблицю в нижньому рядку.
- 9. Знайти кількість міліметрів, яка відповідає одному пікселю:

$$S = \frac{\Delta x_{12}}{10} \, .$$

10. Знайти значення горизонтальних діаметрів світлової плями:

$$D = S \cdot \Delta x_{34}.$$

11. Записати їх значення в колонку 10 таблиці.

Обчислення розбіжності пучка випромінювання

- 1. Побудувати графік залежності діаметра пучка випромінювання від координати *z*. Результати вимірювань позначити великими точками. Точки лініями не з'єднувати.
- 2. За допомогою метода найменших квадратів знайти рівняння прямої лінії

$$D(z) = k \, z + b \, ,$$

яка проходить через масив точок на графіку. Правила застосування методу найменших квадратів дані в додатку 1. Приблизний вигляд графіка з експериментальними точками і прямою D(z) показано на рис. 8.4.

3. Знайти кут розбіжності пучка випромінювання θ, який зв'язаний з параметром *k* прямої *D*(*z*) співвідношенням

$$k = tg\theta$$
.

4. Знайти діаметр пучка на виході його з лазера:

$$D_0 = D(0) = b.$$
5. Оцінити похибку визначення кута розбіжності. Методика оцінки похибки дана в додатку 2.



Рис. 8.4. Графік залежності діаметра пучка випромінювання від відстані до лазера

Контрольні питання

- 1. Типи лазерів.
- 2. Який пучок випромінювання називається гауссівським?
- 3. Описати картину пучка випромінювання в фокальній області за лінзою. Співвідношення, які описують діаметр пучка.
- 4. Що таке розбіжність пучка випромінювання?
- 5. Ідея вимірювання розбіжності пучка методом двох перетинів.
- 6. Описати процес вимірювань діаметра пучка випромінювання.
- 7. Застосування методу найменших квадратів для визначення кута розбіжності пучка.
- 8. Оцінка похибки вимірювань.

ДОДАТОК № 1

Метод найменших квадратів

При аналізі даних може виникнути необхідність опису експериментальної залежності аналітичним виразом. Для цього використовується метод найменших квадратів (МНК). Суть його полягає в наступному.

Нехай є експериментальні дані, які описують залежність величини У від величини X. Вона показана на рис. 8.5 точками. Необхідно знайти функцію

 $f(a_0, a_1, a_2, ..., a_m, x)$, яка найкраще описує цю залежність з урахуванням розкиду точок, викликаного похибками вимірювання величини *Y*.

Найкращою функцією вважається така, для якої сума

$$S = \sum_{n=1}^{N} \left[f(a_0, a_1, a_2, \dots, a_m, X_n) - Y_n \right]^2$$
(6)

приймає мінімально можливе значення. З рис. 8.5 видно, що вираз у квадратних дужках функції (8.6) – це відстань від теоретичної кривої до експериментальної точки з тією ж абсцисою. Таким чином, найкращою кривою є така, для якої сума квадратів відстаней від неї до експериментальних точок мінімальна. Мінімізація виразу (8.6) досягається вибором параметрів $a_0, a_1, a_2, ..., a_m$.



Рис. 8.5. До опису методу найменших квадратів

Вид теоретичної апроксимуючої функції повинен бути заданий явно. Він визначається характером експериментальної залежності.

Простою, але такою, яка часто зустрічається, є лінійна залежність:

$$f(x) = a_0 + a_1 x \, .$$

Функція (8.6), що мінімізується, при цьому виглядає так:

$$S(a_0, a_1) = \sum_{n=1}^{N} \left[\left(a_0 + a_1 X_n \right) - Y_n \right]^2.$$
(8.7)

Умовами мінімуму функції S(a₀, a₁) є рівність нулю її часткових похідних

$$\frac{\partial S}{\partial a_0} = \frac{\partial S}{\partial a_1} = 0$$

Використавши ці умови, отримаємо:

$$\frac{\partial S}{\partial a_0} = \sum_{n=1}^{N} 2(a_0 + a_1 X_n - Y_n) = 0,$$

$$\frac{\partial S}{\partial a_1} = \sum_{n=1}^{N} 2(a_0 + a_1 X_n - Y_n) X_n = 0.$$
(8.8)

Розкривши дужки в цих виразах і залишивши в лівих частинах доданки, які містять величини a_0 і a_1 , отримаємо:

$$a_0 N + a_1 \sum_{n=1}^{N} X_n = \sum_{n=1}^{N} Y_n,$$

$$a_0 \sum_{n=1}^{N} X_n + a_1 \sum_{n=1}^{N} X_n^2 = \sum_{n=1}^{N} X_n Y_n.$$
(8.9)

Розв'язавши цю систему рівнянь, можна знати параметри прямої a_0 і a_1 .

Приклад Залежність величини У від Х виглядає так:

X	2	3	3,5	5	5,5	6	7	7,7
Y	5	10	20	25	35	40	40	51

Відомо, що ця залежність лінійна. Необхідно за допомогою методу найменших квадратів знайти значення параметрів a_0 і a_1 прямої і провести цю пряму через експериментальні точки.

Для обчислення сум, які входять у систему рівнянь (8.9), доцільно створити таку таблицю:

п	X _n	Y _n	X_n^2	$X_n Y_n$	
1	2	5	4	10	
2	3	10	9	30	
3	3,5	20	12,25	70	
4	5	25	25	125	
5	5,5	35	30,25	192,5	
6	6	40	36	240	
7	7	40	49	280	
N = 8	7,7	51	59,29	392,7	
Σ	39,7	226	224,79	1340,2	

Підстановка в (8.9) одержаних сум дає:

$$8a_0 + 39, 7a_1 = 226$$

 $39, 7a_0 + 224, 79a_1 = 1340, 2$

Розв'язавши цю систему рівнянь, отримаємо:

$$a_0 = -10, 8, a_1 = 7, 87.$$

На рис. 8.6 показано графік прямої f(x) = 7,87x - 10,8, який проходить через масив експериментальних точок.



Рис. 8.6. Апроксимація лінійної залежності за допомогоюметоду найменших квадратів

ДОДАТОК № 2

Похибки визначення параметрів лінійної залежності МНК

Математична статистика дає такі формули для похибок визначення параметрів a_0 і a_1 прямої, проведеної за допомогою методу найменшихквадратів:

$$\Delta a_0 = t(P, N-1) S \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N X_n^2}{N \sum_{n=1}^N (X_n - X_{cp})^2}},$$
(8.10)

$$\Delta a_{1} = t \left(P, N-1 \right) S \frac{1}{\sqrt{\sum_{n=1}^{N} \left(X_{n} - X_{cp} \right)^{2}}}, \qquad (8.11)$$

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{N} \left[Y_n - \left(a_0 + a_1 X_n \right) \right]^2}{N - 2}}.$$
(8.12)

У цих формулах t – коефіцієнт Стьюдента, P – довірча ймовірність, N – число вимірювань, X_{cp} – середнє арифметичне значення величин X_n .

Коефіцієнт Стьюдента можна знайти за допомогою таблиці, яка дається нижче.

Число	Довірча ймовірність Р							
вимірювань <i>N</i>	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99
2	1,0	1,38	2,0	3,1	6,3	12,7	31,8	63,7
3	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	9,9
4	0,77	0,98	1,2	1,6	2,4	3,2	4,5	5,8
5	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	4,6
6	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	4,0
7	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	3,7
8	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	3,5
9	0,71	0,89	1,1	1,4	1,8	2,3	2,9	3,4
10	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	3,3

Коефіцієнти Ст'юдента t(P; N)

Оцінка похибок Δa_0 і Δa_1 для даних прикладу за допомогою формул (8.10)-(8.12) дає такі їх значення:

$$\Delta a_0 = 8,4$$
, $\Delta a_1 = 1,6$.

ЛІТЕРАТУРА

- 1. Дудкин В. И. Квантовая электроника. Приборы и их применения / В. И.Дудкин, Л. Н. Пахомов. М.: Техносфера, 2006. 432 с.
- 2. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов М.: Наука, 1988. 336 с.
- 3. Рябов С. Г. Приборы квантовой электроники / С. Г. Рябов, Г. Н. Торопкин, Усольцев И. Ф. М.: Радио и связь, 1982. 280 с.
- 4. Анохов С. П. Перестраиваемые лазеры / С. П. Анохов, Т. Н. Марусий, М. С. Соскин М.: Радио и связь, 1982. 360 с.
- 5. Тобин М. С. Лазеры ближнего миллиметрового диапазона с оптической накачкой: Обзор / М. С. Тобин // ТИИЭР. 1985. Т.73, № 1. С.67–95.
- 6. Григорук В. І. Експериментальна лазерна оптика: Підручник / В. І. Григорук, А. І. Іванісік, П. А. Коротков. К.: Київський університет, 2007. 383 с.
- 7. Техника субмиллиметровых волн. [под ред. Р. А. Валитова]. М.: Сов. радио, 1969. 480 с.
- Зубов В. А. Методы измерения характеристик лазерного излучения / В. А. Зубов. – М.: Наука, 1973. – 192 с.
- Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. / В. В. Никольский. – М.: Наука, 1978. – 544 с.
- Вахитов Н. Г. Сравнительный анализ резонаторов одномодовых лазеров / Н. Г. Вахитов, М. П. Исаев, В. Р. Кушнир, Г. А. Шариф // Квантовая электроника. – 1987. –Т.14, № 8. – С.1633–1637.
- 11. Промышленное применение лазеров. [под ред. Г. Кебнера]. М.: Машино-строение, 1988. 280 с.
- 12. Воронцов М. А. Принципы адаптивной оптики / М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен. М.: Наука, 1985. 336 с.
- 13. Belanger P. A. Optical resonators using graded-phase mirrors / P. A. Belanger, C. Pare // Opt. Lett. 1991. Vol.16, № 14. P.1057–1059.
- 14. Leger J. R. Diffractive optical element for mode shaping of a Nd:YAG laser / J. R. Leger, D. Chen, Z. Wang // Opt. Lett. 1994. Vol.19, № 2. P.108–110.
- 15. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. пер. с англ. [под ред. Г. И. Косоу-рова]. М.: Мир, 1970. 364 с.
- 16. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. 349 с.
- 17. Очкин В. Н. Волноводные газовые лазеры / В. Н. Очки. М.: Знание, 1988. 64 с.

- Маслов В. А. Компактный широкодиапазонный субмиллиметровый лазер / В. А. Маслов, В. А. Свич В.А., В. М. Ткаченко, А. Н. Топков, Д. Н. Юндев // Физика плазмы. 1994. Т.20, № 1. С.30–32.
- 19. Григорьева Е. Е. Волноводная передача изображений в когерентном свете (обзор) / Е. Е. Григорьева, А. Т. Семенов // Квантовая электроника. 1978. Т.5, № 9. С.1877–1895.
- 20. Гурин О. В. Волноводный субмиллиметровый лазер с модовым селектором / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков // Радиофизика и электроника. – Сб. научных тр., Харьков, Институт радиофизики и электроники НАН Украины. – 2003. – Т.8, № 1. – С.131–135.
- Гурин О. В. Селекция поперечных мод в лазерном резонаторе, содержащих волноводные и открытые участки / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков // Квантовая электроника. 2001. Т.31, №4. С.346–350.
- 22. Загорский Я. Т. Основы метрологического обеспечения лазерной энергетической фотометрии / Я. Т. Загорский, А. Ф. Котюк. М.: Изд-во стандартов, 1990. 171 с.
- 23. Иващенко П. А. Измерение параметров лазеров / П. А. Иващенко, Ю. А. Калинин, Б. Н. Морозов. М.: Изд-во стандартов, 1982. 168 с.
- 24. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. [под ред. А. Ф. Котюка]. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
- 25. Измерение спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения. [под ред. А. Ф. Котюка и Б. М. Степанова]. М.: Радио и связь, 1982. 272 с.
- 26. Основы оптической радиометрии. [под ред. проф. А. Ф. Котюка]. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 544 с.
- 27. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света / А. М. Гончаренко. Минск: Наука и техника, 1977. 144 с.
- 28. ISO 11146-1:2005. Lasers and laser-related equipment Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams.
- 29. ISO 11146-2:2005. Lasers and laser-related equipment Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios Part 2: General astigmatic beams.
- 30. ГОСТ 26086-84. Лазеры. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. Москва, 1984.
- 31. Дегтярьов А. В. Постановка експерименту та обробка результатів: навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів / А. В. Дегтярьов, М. Г. Кокодій, В. О. Маслов, В. О. Тіманюк – Х.: ХНУ імені В.Н.Каразіна, 2017. – 176 с.

Навчальне видання

Дегтярьов Андрій Вікторович Кокодій Микола Григорович Маслов Вячеслав Олександрович

ВИМІРЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРІВ

Методичні вказівки до лабораторних робіт

Коректор *I. Ю. Агаркова* Комп'ютерне верстання *Н.Є. Пруднік* Макет обкладинки *I. М. Дончик*

Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 11. Тираж 100 прим. Зам. № 92/18.

Видавець і виготовлювач Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 61022, Харків, майдан Свободи, 4. Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09

> Видавництво XHУ імені В. Н. Каразіна Тел. 705-24-32