

Квантова Електроніка для Інженерів

В підручнику «Квантова електроніка для інженерів», який призначений для студентів інженерно-технічних спеціальностей, Що вивчають курси «Квантова електроніка», «Техніка лазерів», зокрема і спеціальності «163 Біомедична інженерія» наведено тексти десяти основних тем.

Розглянуто фізичні основи одержання підсилення і лазерної генерації, основні параметри лазерного випромінювання, приведено відомості з основних типів лазерів та відкритих оптичних резонаторів, розглянуто дію лазерного випромінювання на людину та інші біологічні системи. В лекціях приводяться також основні поняття з нелінійної оптики і генерації другої гармоніки.

Підручник може також використовуватись студентами і аспірантами спеціальностей 104 «Фізика і астрономія» та 105 «Прикладна фізика і наноматеріали».



Олександр Шуайбов

Заслужений діяч науки і техніки України, професор Ужгородського національного університету, професор кафедри квантової електроніки УжНУ (УжНУ).

Антоніна Малініна

доцент, к.ф.н., кафедри квантової електроніки Ужгородського національного університету.

Globe
EDIT



Олександр Шуайбов · Антоніна Малініна

Квантова Електроніка для Інженерів



9 7 8 6 1 3 9 4 1 6 5 8 5

Globe
EDIT

**Олександр Шуаїбов
Антоніна Малініна**

Квантова Електроніка для Інженерів

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

**Олександр Шуаїбов
Антоніна Малініна**

Квантова Електроніка для Інженерів

FOR AUTHOR USE ONLY

GlobeEdit

Imprint

Any brand names and product names mentioned in this book are subject to trademark, brand or patent protection and are trademarks or registered trademarks of their respective holders. The use of brand names, product names, common names, trade names, product descriptions etc. even without a particular marking in this work is in no way to be construed to mean that such names may be regarded as unrestricted in respect of trademark and brand protection legislation and could thus be used by anyone.

Cover image: www.ingimage.com

Publisher:

GlobeEdit

is a trademark of

Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the OmniScriptum S.R.L
Publishing group

str. A.Russo 15, of. 61, Chisinau-2068, Republic of Moldova Europe

Printed at: see last page

ISBN: 978-613-9-41658-5

Copyright © Олександр Шуаїбов, Антоніна Малініна

Copyright © 2022 Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the
OmniScriptum S.R.L Publishing group

FOR AUTHOR USE ONLY

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ДВНЗ «УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ»

О.К. ШУАІБОВ, А.О. МАЛІНІНА

КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА ДЛЯ ІНЖЕНЕРІВ

Шуайбов О.К. Підручник «Квантова електроніка для інженерів»: – ДВНЗ «УжНУ», кафедра квантової електроніки, фізичний факультет. 2022. – 133 с.

В підручнику «Квантова електроніка для інженерів», який призначений для студентів інженерно-технічних спеціальностей, Що вивчають курси «Квантова електроніка», «Техніка лазерів», зокрема і спеціальності «163 Біомедична інженерія» наведено тексти десяти основних тем.

Розглянуто фізичні основи одержання підсилення і лазерної генерації, основні параметри лазерного випромінювання, приведено відомості з основних типів лазерів та відкритих оптичних резонаторів, розглянуто дію лазерного випромінювання на людину та інші біологічні системи. В лекціях приводяться також основні поняття з нелінійної оптики і генерації другої гармоніки.

Підручник може також використовуватись студентами і аспірантами спеціальностей 104 «Фізика і астрономія» та 105 «Прикладна фізика і наноматеріали».

Автори:

Шуайбов Олександр Камілович, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «Ужгородський національний університет».

Малініна Антоніна Олександрівна, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «Ужгородський національний університет».

ЗМІСТ

1. Вступ до квантової електроніки і особливості дії лазерів на організм людини	4
2. Фізичні властивості лазерних променів.....	15
3. Формування лазерного випромінювання у відкритих оптичних резонаторах.....	25
4. Твердотільні лазери і лазери на центрах забарвлення.....	41
5. Газорозрядні лазери на атомах та іонах	55
6. Газорозрядні лазери на стійких (CO_2 , N_2 , H_2) і нестійких (ексиплексних) молекулах.....	65
7. Фізичні основи застосування лазерів в медицині.....	79
8. Напівпровідникові лазери.....	91
9. Вступ до квантової електроніки.....	103

1. Вступ до квантової електроніки і особливості дії лазерів на організм людини

Квантова електроніка -це новий напрямок у фізиці, що сформувався на межі електроніки, оптики, квантової фізики та ряду інших фізичних дисциплін.

Визначення квантової електроніки як науки можливо сформулювати наступним чином: **квантова електроніка** – це область фізики, яка вивчає методи підсилення і генерації електромагнітного випромінювання шляхом використання індукованого випромінювання в термодинамічно нерівноважних квантових системах; властивості таких підсилювачів і генераторів та їх застосування.

Слід відмітити, що термін «**лазер**» виник у 1959 р. ще до часу запуску першого лазера і був запропонований американським дослідником Гудом Р.К. Цей термін є аббревіатурою англійського виразу «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», яка означає **підсилення світла в результаті вимушеного випромінювання квантів**.

Важливими для розуміння роботи різних лазерів та можливостей їх застосування є деякі фізичні терміни з курсу оптики, знання яких принципово важливо для вивчення квантової електроніки. Це, зокрема, когерентність, монохроматичність, спонтанне і вимушене випромінювання світла.

Когерентність – це узгоджене протікання в часі декількох коливальних або хвильових процесів. Коливання називають **монохроматичними** (чи гармонійними) якщо воно описується виразом $x = A \cos(\omega t + \varphi)$, причому амплітуда (A), частота (ω) і фаза (φ) повинні бути сталими.

Часова когерентність хвиль – характеризує постійність (чи заданий закон зміни) в часі їх основних характеристик (амплітуди, частоти і фази).

Час когерентності – найбільший часовий інтервал, на протязі якого зберігається постійність (чи деякий закономірний зв'язок) характеристик коливання або хвилі.

Просторова когерентність – термін, який характеризує сталість або зміну за відомим законом основних характеристик хвилі в просторі.

Довжина когерентності – віддаль «а» в напрямку поширення хвилі, на якому характеристики хвилі або зберігаються постійними або змінюються за відомим законом. Довжина когерентності «а» і час когерентності « τ » пов'язані між собою співвідношенням: $a = c \tau$.

Монохроматичність – це ступінь близькості коливань до ідеальних, що описуються виразом $x = A \cos(\omega t + \varphi)$, де A , ω , φ – сталі. Реальні коливання і хвилі не є монохроматичними, але їх можливо представити у вигляді суми ідеальних монохроматичних коливань чи хвиль. Чим більша монохроматичність, тим у меншому інтервалі частот групуються частоти монохроматичних складових.

Спонтанне і вимушене випромінювання. Квантові переходи можуть відбуватися *самовільно* (спонтанно) і *вимушено*. При спонтанному випромінюванні фотона воно не залежить від зовнішньої дії на квантову систему. Вимушений же перехід відбувається під дією зовнішнього випромінювання частотою ν (де $h\nu = E_i - E_k$). Суттєво, що поряд з поглинанням квантів світла (перехід $E_k - E_i$), можливим є також вимушене випромінювання фотонів (процес, зворотний до поглинання). На відміну від спонтанного випромінювання, при якому поляризація і напрям руху фотонів можуть бути довільними, при вимушеному випромінюванні фотон має ту ж поляризацію і напрям руху, що і вимушуючий фотон. Частота вимушеного випромінювання теж точно дорівнює частоті вимушуючого випромінювання.

1.1 Становлення квантової електроніки як науки

Днем народження лазера вважається 16 травня 1960 р., оскільки це день запуску першого лазера Мейманом Т.Н. – американським дослідником. Він вперше одержав і пояснив ефект звуження спектральної лінії випромінювання кристалу синтетичного рубіну та збільшення на декілька порядків

інтенсивності випромінювання його випромінювання при накачуванні кристала випромінюванням потужної ксенонної лампи. Розроблений Мейманом Т.Н. пристрій містив всі три необхідні складові для одержання лазерної генерації оптичного когерентного випромінювання: активне середовище, систему оптичного накачування та відкритий оптичний резонатор, який забезпечував додатний зворотний зв'язок і перетворював підсилювач оптичного випромінювання в генератор.

Слід відмітити, що лазер виник не на пустому місці, оскільки перший камінь в його створення був закладений ще в доповіді Макса Планка від 14 грудня 1900 р., присвяченій квантовій теорії світла і в якій була приведена знаменита формула:

$$E = h \cdot \nu , \quad (1.1)$$

(де: E – енергія кванта світла, h – стала Планка, ν – частота світла), яка лежить в основі всієї квантової фізики.

В подальшому квантова теорія світла одержала розвиток в працях Альберта Ейнштейна з фотоефекту (1905-1916 рр.). В них А. Ейнштейн на основі загальних термодинамічних міркувань вивів формулу Планка для розподілу випромінювання абсолютно чорного тіла за частотами, в якій вперше ввів поняття вимушеного (чи індукованого) випромінювання збуджених атомів під впливом зовнішнього електро-магнітного поля, яке стало фундаментом всієї квантової електроніки. Ймовірність вимушеного випромінювання пропорційне густині випромінювання, що падає на квантову систему (атом, іон, молекулу тощо). При цьому, частота випромінювання квантової частинки рівна частоті падаючого випромінювання (кванта світла); просторові направленості, поляризація падаючого і випроміненого квантів є тотожними. Ця властивість вимушеного випромінювання дозволяє підсилювати світло, якщо його пропускати через шар квантових частинок, які знаходяться

переважно в збудженому стані. Ейнштейном А. були введені в фізику коефіцієнти спонтанного (A_{ik}) і вимушеного (B_{ik}) випромінювання та вимушеного поглинання (B_{ki}), які пов'язані між собою наступними співвідношеннями:

$$g_i B_{ik} = g_k B_{ki}, \quad A_{ik} = (8\pi\nu^2 / c^3) h\nu B_{ik}, \quad (1.2)$$

В 1920-х роках були спроби експериментального виявлення вимушеного випромінювання в оптичному діапазоні спектру. Для оптичних переходів атомів чи молекул верхні рівні в більшості випадків практично не заселені і роль вимушеного випромінювання є незначною. Тому для виявлення вимушеного випромінювання необхідно перевести квантову систему в інвертований стан, коли заселеність верхнього рівня переважає заселеність нижнього. При цьому може спостерігатися підсилення світла.

В середині 1920-х років англійським фізиком Діраком П. були розроблені детальні теоретичні представлення про процеси випромінювання і поглинання світла, що дозволило строго обґрунтувати існування вимушеного випромінювання.

В 1928 р. Ладебург А. і Конферман Е. дослідили від'ємну дисперсію світла в газовому розряді у неоні. На основі цих досліджень вони припустили, що реалізація інверсного стану квантової системи можлива за допомогою резонансного збудження атомів, що пізніше і було реалізовано в перших газорозрядних лазерах.

Але інверсна населеність є лише необхідною, а не достатньою умовою одержання лазерної генерації. Оскільки оптикам, на відміну від радіо-спектроскопістів, було незвичним саме поняття додатного зворотного зв'язку, тому спочатку були розроблені мазери (квантові генератори мікрохвильового випромінювання), а не лазери.

Реально першим кроком з створення приладів квантової електроніки стали мазери, ідею про принципову можливість створення яких, висунули Басов Н.Г. і Прохоров А.М. в 1954 р.. Перший же мазер був створений американськими вченими Гордоном Дж., Цайгером Х., Таунсом И. теж в 1954 році.

Затримці в поширенні принципів квантової електроніки з мікрохвильового в оптичний діапазон сприяла також відсутність чіткого розуміння в середині 1950-х років того, що вимушене випромінювання є когерентним. Це пов'язано з низькою когерентністю оптичного випромінювання, оскільки квантові випромінювачі (атоми чи молекули) сильно взаємодіють між собою. Тому від них неможливо одержати на помітних проміжках часу монохроматичний сигнал, що відповідав би тривалості цього проміжку. Таким чином, лазерне випромінювання, внаслідок малої довжини хвилі, відрізняється від мікрохвильового більш яскраво вираженою роллю когерентності.

Після створення мазера основними завадами при переході в оптичний діапазон стало різке збільшення імовірності спонтанних переходів, що приводило до труднощів в досягненні інверсії та неможливості реалізації відомими методами додатного зворотного зв'язку.

В 1955 році Бломберген Н., Басов Н.Г. і Прохоров А.М. запропонували метод створення інверсії не шляхом селекції збуджених і незбуджених молекул в молекулярному пучку шляхом дії на молекули зовнішнього електро-магнітного випромінювання на резонансній частоті. Цей метод, який одержав назву «метод трьох рівнів», виявився універсальним незалежно від енергії кванта в будь-якій багаторівневій квантовій системі.

В цей же час була подолана також і проблема створення резонатора для лазерів. Проблема полягала в тому, що об'ємні резонатори, які використовувались в мазерах, не могли використовуватися в оптичному діапазоні, оскільки розміри об'ємного резонатора повинні бути співмірними з довжиною

хвилі генерації. Оскільки, довжина хвилі лазерної генерації менша за 1 мкм, то застосування об'ємного резонатора в цьому випадку втрачало зміст. В 1958 р. американці Шавлов А.Л., Таунс Ч.Х. і Прохоров О.М. запропонували використати як резонатор пару плоских паралельних дзеркал, які назвали відкритим оптичним резонатором. При цьому довжина хвилі випромінювання була значно меншою розмірів резонатора та були встановлені умови його самозбудження і вираз для добротності.

Створення відкритого оптичного резонатора завершило побудову фундаменту квантової електроніки і відкрило шлях до створення Мейманом першого лазера в 1960 р. Після цього Джаваном А., Беннетом У.Р., Херістоном Д.Р. був запущений перший газорозрядний лазер на He-Ne суміші низького тиску.

Нобелівська премія з фізики за «фундаментальні роботи в області квантової електроніки, які привели до створення випромінювачів на мазерно-лазерному принципі» була присуджена в 1964 р. американському фізику Чарльзу Таунсу та радянським фізиком Миколі Геннадієвичу Басову і Олександрю Михайловичу Прохорову.

1.2 Основні типи лазерів

На даний час лазерна генерація одержана на спектральних лініях різних матеріалів, які є активним середовищем. Класифікацію лазерів роблять в першу чергу для лазерів, які знайшли широке застосування в різних областях, або такі, що випускаються на продаж різними фірмами.

Лазери поділяються за типами в залежності від їхнього робочого середовища. Велика різноманітність властивостей активних речовин вимагає різних способів накачування і приводить до великої кількості різних механізмів генерації. Лазери можливо класифікувати за наступними ознаками: за агрегатним станом активного середовища (газові, твердотільні, напівпровідникові), методам накачування (газорозрядні, газодинамічні, хімічні тощо), часовому режиму генерації

(неперервні, імпульсні, імпульсно-періодичні), частотному режиму генерації (одно- багатомодові, одночастотні), рівню вихідної потужності чи енергії в імпульсі, експлуатаційним характеристикам (ККД, масо-габаритні параметри).

Газові лазери збуджуються переважно газовими розрядами різного типу (неперервним, імпульсним, самостійним, несамостійним). Для одержання високої потужності генерації використовують **газодинамічне накачування**. При **хімічному** збудженні інверсія створюється в результаті хімічних реакцій, що продукують збуджені атоми, молекули чи хімічні радикали. **Оптичне накачування** газових лазерів може бути ефективним лише коли джерело оптичного випромінювання досить монохроматичне (наприклад, лазерне випромінювання).

В залежності від складу і властивостей газові лазери поділяються на лазери на нейтральних атомах, іонах чи молекулах (стійких чи нестійких в основному стані).

Активним середовищем **твердотільних лазерів** є кристалічні або аморфні тіла, у матриці яких рівномірно розподілені іони домішок перехідних металів, актиноїдів чи рідкоземельних елементів. Накачування цих лазерів здійснюється оптичним методом.

Рідинні лазери. Активним середовищем рідинних лазерів є різні розчини органічних барвників та деякі металоорганічні і неорганічні рідини, які активовані іонами рідкоземельних елементів. Ці лазери поєднують властивості твердотільних і газових лазерів і мають перевагу в можливості плавного перестроювання довжини хвилі ЛВ. Накачування рідинних лазерів здійснюється оптичним методом з використанням потужних ламп і лазерів видимого та УФ діапазону спектру.

Напівпровідникові лазери. Інверсія заселеності в цих лазерах виникає на переходах між станами в електронних енергетичних зонах напівпровідникового кристалу. Основним способом накачування напівпровідникових лазерів є інжекція струму через p-n перехід або гетероперехід, а додатковими: електричний пробій, електронний пучок і оптичне накачування.

Незважаючи на таку різноманітність лазерів, в них завжди можливо виділити три необхідні елементи: активне середовище, систему накачки і систему додатного зворотного зв'язку.

На даний час розвиток техніки лазерів та їх комплексів дозволяє виготовляти цілі системи лазерів для застосування в медицині (хірургія, урологія, офтальмологія), біології та хімії. Так, лазери медичного призначення характеризуються наступними параметрами:

- діапазон довжин хвиль 0.1 – 10 мкм;
- діапазон густини енергії генерації ($1 - 10^{-3}$) Дж см⁻²;
- діапазон густини потужності генерації (18 порядків): ($10^{-3} - 10^{15}$) Вт см⁻²;
- тривалість генерації (16 порядків): від неперервного режиму (≈ 10 с) до фемтосекундних імпульсів.

За рахунок використання діодного накачування одержали нове життя і твердотільні лазери, які стали більш ефективними і надійними. Ці успіхи квантової електроніки були б неможливими без розвитку нових технологій створення напівпровідників та світловодів.

1.3 Особливості застосування лазерів в медицині.

Застосування лазерів в медицині принципово відрізняється від різноманітних технологічних застосувань. Лазерні медичні технології відрізняються гуманістичною спрямованістю, багатоплановістю, комплексністю і значною різноманітністю. Лазерна медицина включає вплив лазерного випромінювання на різні частини тіла: шкіру, кістки, м'язи, жирові тканини, сухожилля, внутрішні органи, очі, зубні тканини і т. п. При цьому, кожна з них, в свою чергу, має складну будову. Так, в зубі можна виокремити емаль, дентин, пульпу, а в шкірі - роговий шар, епідерміс, дерму. Всі ці тканини мають свої властивості, як оптичні, так і теплофізичні, які відмінні від властивостей інших біотканин. Відповідно, в кожному випадку необхідно вибирати індивідуальні параметри режиму опромінення: довжину хвилі, тривалість впливу, потужність, частоту проходження імпульсів і т.п. Сильне розходження властивостей біотканин робить можливим різні специфічні впливи, наприклад, *вплив через шкіру*

на патологічні тканини (опромінення підшкірних тканин без істотного пошкодження шкіри).

Кожна тканина в силу своєї біологічної природи неоднорідна і має складну мікροструктуру. До складу м'яких тканин входить значна кількість води, а до складу кісток входять різні мінерали. Наслідком цього є той факт, що вплив випромінювання на тканини, особливо хірургічний, для різних тканин і довжин хвиль випромінювання значно розрізняється.

Для здійснення терапевтичного впливу на певну частину тіла лазерна дія може бути направлено зовсім на інший об'єкт. Тут показовим є лазерна терапія, коли опромінення крові, особливих точок або проєкцій органів на шкірі людини, стопі або долоні, області хребта впливає на внутрішні органи, досить віддалені від області впливу, і на весь організм в цілому.

Основними особливостями лазерного випромінювання в застосуванні до лазерної медицини є:

- висока направленість, монохроматичність, когерентність, що визначають можливість локалізації енергії;

- широкий спектральний діапазон існуючих лазерів (це особливо важливо в тому випадку, коли поглинання носить резонансний характер);

- можливість в широких межах управляти тривалістю впливу;

- можливість плавної зміни в широких межах інтенсивності впливу;

- можливість зміни частотних характеристик лазерного впливу;

- широкі можливості оптичного керування процесами, в тому числі, можливість організації зворотного зв'язку;

- широкий спектр механізмів лазерного впливу: теплового фотохімічного, біофізичного або хімічного;

- простота доставки випромінювання;

- можливість безконтактного впливу, що забезпечує стерильність;

- можливість проведення безкровних операцій, пов'язана з тепловим і, отже, коагуляційною дією лазерного випромінювання.

Велика розмаїтість застосувань лазерних технологій в медицині, широких діапазон оптичних і теплофізичних властивостей різних біологічних тканин визначають різноманітність режимів, необхідних для обробки біотканин, і відповідно, велика різноманітність використовуваних лазерів. Для біологічних тканин властивий резонансний характер поглинання випромінювання, що вимагає можливості забезпечення точного підбору необхідної довжини хвилі лазерного випромінювання.

У таблиці 1.1 наведені основні типи лазерів, що традиційно застосовуються в лазерної медицини.

Таблиця 1.1 Основні типи лазерів, що традиційно використовуються в медицині.

Тип лазера	Довжина хвилі		Примітки
	Основна	інші можливі	
Nd: YAG	1,06 мкм	0,53 мкм 0,355 мкм 0,266 мкм	
CO ₂	10,6 мкм	9,6 мкм	
He-Ne	$\Lambda = 633$ нм	3,391 мкм - ІК 543 нм - зелений 594 нм - жовтий 604 нм - помаранчевий 612 нм - помаранчевий	$P_{\text{max}} = 100$ мВт
Ar 11	$\Lambda = 488$ нм – блакитний; $\Lambda = 515$ нм - зелений	Ряд дискретних ліній в діапазоні 350 - 530 нм (УФ - зелений)	$P_{\text{max}} = 30$ Вт
Kr 11	$\Lambda = 530$ нм – зелений; $\Lambda = 568$ нм – жовто-зелений	Ряд дискретних ліній в діапазоні 350 - 800 нм (УФ - ІК)	$P_{\text{max}} = 10$ Вт

	$\Lambda = 676 \text{ нм}$ - червоний		
Лазери на барвниках	$\Delta\lambda = 400 - 900 \text{ нм}$ перебудовується в діапазоні шириною $\Delta\lambda = 500 - 100 \text{ нм}$ для кожного лазера		

Контрольні запитання

1. Коли, ким і на якому активному середовищі був розроблений перший лазер ?
2. Які відкриття в фізиці послужили основою створення лазерів?
3. Охарактеризуйте основні проблеми, пов'язані з переходом від квантових приладів сантиметрового і дециметрового діапазону в оптичний ?
4. Кому і коли була присуджена Нобелівська премія за розробку основ квантової електроніки ?
5. За якими признаками поділяються лазери на типи?
6. Де розроблено найбільш потужний лазер для термоядерного синтезу та яка енергія в імпульсі цього лазера ?
7. Які види лазерного впливу на організм людини Ви знаєте?
8. Охарактеризуйте основні особливості застосування лазерів у медицині.
9. Охарактеризуйте лазери, що використовуються в медицині.

2. Фізичні властивості лазерних променів

2.1. Енергетичні характеристики лазерного випромінювання

Лазерні промені значно відрізняються від спонтанного випромінювання звичайних джерел світла. Розглянемо більш детально ці відмінності.

Основною енергетичною характеристикою неперервного лазерного випромінювання (ЛВ) є його потужність P . Якщо площа поперечного перерізу активного середовища – S , то потужність P рівна: $P = I \times S$, де I – середня інтенсивність випромінювання, що пройшло через вихідне дзеркало резонатора.

Для імпульсно-періодичного ЛВ важливою є енергія лазерного імпульсу E_i , тривалість цього імпульсу – τ_i частота повторення імпульсів – f , а також усереднена (P_{CP}) та імпульсна (P_i) потужності випромінювання, які визначаються наступними співвідношеннями:

$$P_{CP} = E_i f; \quad P_i = E_i / \tau_i. \quad (2.1)$$

Коефіцієнт корисної дії (ККД) лазера – η , який визначається як відношення потужності або енергії ЛВ до потужності, яка була витрачена на одержання лазерної генерації:

$$\eta = \eta_{кв} \eta_r \eta_{дн} \eta_{со}, \quad (2.2)$$

де $\eta_{кв}$ – квантовий ККД, η_r – ККД оптичного резонатора, $\eta_{дн}$ – ККД джерела накачування, $\eta_{со}$ – ККД системи обслуговування лазера.

Квантовий ККД - $\eta_{кв}$ визначається як відношення енергії кванту ЛВ до енергії збудження найбільш високорозміщеного енергетичного рівня $E_{зб}$, який приймає участь у формуванні інверсної заселеності, тобто:

$$\eta_{кв} = h\nu / E_{зб}. \quad (2.3)$$

Величина $\eta_{кв}$ знаходиться в межах від 1×10^{-3} до 0.9.

ККД оптичного резонатора η_p характеризує долю всіх частинок, що знаходяться на верхньому лазерному рівні і які переходять на нижній лазерний рівень з випромінюванням когерентного випромінювання. Величина η_p залежить відношення імовірності вимушеного випромінювання до суми всіх імовірностей процесів гасіння верхнього лазерного рівня та нерезонансних втрат квантів у резонаторі. Тому вона може бути оцінена за виразом:

$$\eta_p = I/(I + I_s) = 1 - (K_p K_0). \quad (2.4)$$

Більш точно величину η_p можливо визначити з урахуванням особливості будови конкретних резонаторів. Так для нестійких ОР справедливим є наступне співвідношення:

$$\eta_p = \ln M / \ln(M+A) [1 - \ln(M+A)/(K_0 L_A)], \quad (2.5)$$

де $M = R_1/R_2$, A - коефіцієнт поглинання лазерного випромінювання дзеркалами резонатора, K_0 - ненасичений коефіцієнт підсилення, L_A - довжина активного середовища лазера. Максимальна ефективність використання нестійкого резонатора в лазері:

$$(\eta_p)_{\max} = [1 - (A/K_0 L_A)^{1/2}]^2, \quad (2.6)$$

досягається при умові:

$$\ln M = A [(K_0 L_A / A)^{1/2} - 1], \quad (2.7)$$

Величина η_p знаходиться переважно в діапазоні 0,1 - 0,5 .

ККД джерела накачування активного середовища лазера $\eta_{дн}$ характеризує ефективність перенесення енергії накачування (електронної або теплової) в енергію збудження верхнього лазерного рівня лазера:

$$\eta_{дн} = E_2 M_2 V_A / W^*, \quad (2.8)$$

де E_2 – енергія збудження верхнього лазерного рівня, M_2 – швидкість заселення верхнього лазерного рівня, V_A – об'єм активного середовища, W^* – повна електрична або теплова потужність, що витрачається на накачування лазера. Для імпульсних лазерів під M_2 розуміють повне число збуджених частинок, а під W^* – повну енергію накачування лазера. Значення $\eta_{дн}$ залежить від способу та конкретної схеми накачування і знаходиться в межах 0,1-0,7.

ККД системи обслуговування лазера враховує необхідні для роботи лазера витрати енергії, які не пов'язані із накачуванням активного середовища і генерацією лазерного випромінювання. Це можуть бути ККД джерел живлення, прокачування і охолодження робочого середовища, живлення обслуговуючих систем ($\eta_{со}$ знаходиться в інтервалі 0,5-0,9).

2.2. Монохроматичність випромінювання лазерів

Монохроматичність ЛВ характеризує здатність лазерів до випромінювання у вузькому діапазоні довжин хвиль і визначається співвідношенням $\Delta\nu/\nu_0$. Ширина спектру ЛВ визначається перед усім числом ліній генерації. Контур лінії підсилення активного середовища, що співпадає з контуром люмінесценції, має ширину $\Delta\nu_{\Sigma}$. Тому в межах лінії підсилення можуть розміститися одна чи декілька власних частот резонатора, які віддалені одна від другої на відстань:

$$\Delta\nu_p = c/2L_p. \quad (2.9)$$

Виникнення ЛВ можливо на довільній власній частоті резонатора $\Delta\nu_p$, для якої $K_0(\nu_p) > K_{п}$. Коли число поздовжніх мод, які задовільняють цю умову, мале, то генерація розвивається на одній чи декількох частотах, які відповідають максимальним значенням $K_0(\nu_p)$. В протилежному випадку, генерація формується на великій кількості довжин хвиль. При цьому, ширина спектру багатомодової генерації $\Delta\nu_{\Sigma} < \Delta\nu_{\Sigma}$.

Умова реалізації одномодового режиму $\delta\nu_p > \Delta\nu_{\Sigma}$ задовільняється при малих $\Delta\nu_{\Sigma}$ і коротких резонаторів.

Скорочення довжини резонатора утруднює одержання генерації і приводить до зменшення потужності ЛВ.

У реальному лазері резонатор заповнений активним середовищем. При виконанні умови генерації внутрірезонаторні втрати і втрати на вивід випромінювання з резонатора неперервно компенсуються, тому добротність лазерного («активного») резонатора набагато переважає добротність пустого ОР. Відповідно, ширина одномодового випромінювання лазера $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_P$. В граничному випадку ширина спектру випромінювання неперервного лазера визначається потужністю спонтанного випромінювання збуджених частинок активного середовища:

$$(\Delta\nu_L)_{\text{MIN}} = 2\pi (\Delta\nu_P)^2 h\nu/P, \quad (2.10)$$

де P – повна потужність лазера, $(\Delta\nu_L)_{\text{MIN}}$ – теоретично можлива мінімальна ширина спектру ЛВ складає $(1-2) \cdot 10^{-8}$ Гц, але реально вона значно вища за $(10^3 - 10^4)$ Гц при $\Delta\nu_0$ порядку $10^{13} - 10^{15}$ Гц досягається монохроматичність ЛВ $10^{-9} - 10^{-12}$, яка недосяжна для джерел спонтанного випромінювання.

2.3. Когерентність лазерних променів

Під *когерентністю* лазерних пучків розуміють те, що пов'язані з ними коливання електро-магнітного поля мають постійний за часом зсув фази для двох довільних точок у просторі. Розрізняють *часову і просторову когерентність*. Просторова когерентність має місце при наявності різниці оптичного шляху лазерних променів, а часова когерентність виникає при розгляді фазових властивостей випромінювання із різних точок поперечного перерізу лазерного промені.

Проте в реальних лазерах фаза і частота оптичних коливань не є точно постійною, тому ступінь когерентності характеризують спеціальним показником. Це може бути контрастність інтерференційної картини, яка утворюється при розщепленні лазерного пучка і наступним зведенням цих пучків після проходження ними оптичних шляхів різної довжини.

$$\Phi = (I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}})/(I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}}), \quad (2.11)$$

де, I_{MAX} та I_{MIN} – інтенсивність світла в максимумі і мінімумі інтерференційної картини. При високій когерентності ЛВ величина Φ прямує до 1, а при низькій – до нуля.

Когерентність ЛВ також характеризують **часом і довжиною когерентності**. **Час когерентності** ($\tau_{\text{КОГ}}$) – це характерний час, на протязі якого можливий здвиг фази коливання, що знаходиться в межах ширини лінії випромінювання, досягає максимальної величини:

$$\tau_{\text{КОГ}} = 1/\Delta\nu_L, \quad (2.12)$$

Довжина когерентності ($L_{\text{КОГ}}$) – це віддаль на яку поширюється випромінювання лазера за час когерентності:

$$L_{\text{КОГ}} = c \tau_{\text{КОГ}} = c/\Delta\nu_L, \quad (2.13)$$

На протязі часу когерентності і в межах довжини когерентності ЛВ буде як би пам'ятати про синхронність коливань на виході з лазерного резонатора. В газових лазерах де $\Delta\nu_L$ складає 10^3 - 10^6 Гц, величина $\tau_{\text{КОГ}}$ знаходиться в діапазоні 10^{-3} – 10^{-6} с, $L_{\text{КОГ}} = 10^4$ – 10^7 см.

Важлива роль когерентності ЛВ зумовлена наступними обставинами:

- 1). взаємодія когерентного ЛВ з поверхнею може приводити до формування періодичних поверхневих структур;
- 2). При використанні багатопробієвих технологічних лазерів з кількістю променів 10-100 паралельні лазерні пучки збирають в одну пляму, інтенсивність сумарного випромінювання, при цьому, складає $N^2_L I_{\text{СР}}$ (де: $I_{\text{СР}}$ – інтенсивність одного лазерного пучка), коли ж лазерні пучки некогерентні, то сумарна їх інтенсивність рівна лише $N_L I_{\text{СР}}$.

Тому в багатопробієвих лазерних системах когерентність ЛВ безпосередньо визначає максимальну інтенсивність і, відповідно, технологічні можливості лазера.

2.4. Поляризація лазерного випромінювання

Поляризація ЛВ характеризує орієнтацію вектора електричного поля в електро-магнітній хвилі. Коли в кожній точці лазерного променя вектор E коливається вздовж однієї лінії в площині, яка перпендикулярна напрямку поширення променя, то має місце лінійна поляризація ЛВ. При сумуванні двох променів лінійно поляризованого світла із взаємно перпендикулярними площинами поляризації при фіксованому зсуві фаз одержуємо *еліптично поляризоване світло*. Коли амплітуди обох поляризаційних складових рівні між собою, а різниця фаз складає $\pi/2$ або $3\pi/2$, то *поляризація є круговою*.

Народжений в результаті спонтанного переходу квант світла може мати довільний напрямок поляризації, а квант, який появляється при вимушеному випромінюванні має ту ж поляризацію, що і вимушуючий квант. Тому для одержання лінійно поляризованого лазерного світла необхідно ввести в резонатор селектуючий елемент, який дозволяє забезпечити різний рівень внутрі резонаторних втрат для електро-магнітних коливань з різною поляризацією.

В лазерній техніці часто використовують для одержання поляризованого ЛВ проходження границі між газовим і твердим середовищем. Довільно орієнтований вектор E електро-магнітної хвилі можливо розкласти на s – складову (коли вектор E перпендикулярний площині рисунка) і p – складову (коли вектор E лежить в площині рисунка). Лазерні пучки з різними напрямками поляризації мають різні коефіцієнти відбивання в широкому діапазоні кутів падіння. При падінні випромінювання під кутом Брюстера ϕ_B , який задовільняє умові $\tan \phi_B = n_0$ (де n_0 – показник заломлення твердого середовища), коефіцієнт відбивання для p – поляризації стає рівним нулю. Оскільки кути падіння і заломлення ϕ_1, ϕ_2 пов'язані між собою законом синусів $\sin \phi_1 / \sin \phi_2 = n_0$ то, видно, при куті падіння рівному ϕ_B відбитий і заломлений промені перпендикулярні між собою.

В газових лазерах в якості селектуючих елементів часто використовують скляні або кварцові пластинки, які обмежують об'єм активного середовища. Вони розміщені під кутом Брюстера до оптичної осі резонатора лазера. Вони вносять додаткові втрати на відбивання для s – складової поляризації і не впливають на інтенсивність p – складової поляризації ЛВ. Оскільки сумарні

втрати для випромінювання з \mathbf{p} – складовою поляризації менші, то і пороговий коефіцієнт підсилення для них менший. Тому ЛВ формується і буде підтримуватись тільки для \mathbf{p} – складової поляризації.

2.5. Просторові характеристики лазерних променів

Лазерні технології засновані переважно на можливості транспортування ЛВ на значні відстані і концентрації лазерних променів на малих площах. Ці чинники залежать від просторових характеристик лазерного променя: розподілу інтенсивності в лазерному пучку та його розбіжності. Розподіл інтенсивності ЛВ по вихідній апертурі лазера визначається типом резонатора та модовою структурою лазерного променя. Для одномодового режиму генерації лазера з стійким резонатором на основній поперечній моді TEM_{00} цей розподіл близький до розподілу Гауса:

$$I(w) = I_0 \exp(-2w^2/w_G), \quad (2.14)$$

де I_0 – інтенсивність на осі лазерного променя, w_G – умовний радіус вихідного лазерного пучка, тобто, віддаль на якій інтенсивність випромінювання зменшується у e^2 – разів. Величина I_0 пов'язана з повною потужністю випромінювання лазера P і радіусом пучка наступним співвідношенням:

$$P = 2\pi \int_{\text{інт від нуля до неск}} I(w)dw = \pi w_G^2 I_0/2, \quad (2.15)$$

Розбіжність ЛВ характеризується повним кутом розбіжності 2θ , в межах якого міститься якась частина ψ потужності або енергії ЛВ $\theta_P(\psi)$ або інтенсивність зменшується в деяке число разів $\theta_L(\psi)$. Принципове обмеження знизу на кут розбіжності зумовлено дифракцією світла. Половина дифракційного кута розбіжності складає:

$$\theta_D = A_D \lambda/b_D, \quad (2.16)$$

де b_D – характерний розмір пучка, який визначає дифракцію, A_D – числовий коефіцієнт, що характеризує форму розподілу

інтенсивності пучка на виході з резонатора. Внаслідок дифракції радіус лазерного пучка гаусівської форми збільшується на віддалі x за формулою:

$$w_G(x) = w_0 [1 + (x\lambda/\pi w_0^2)^2]^{1/2}, \quad (2.17)$$

де w_0 радіус перетяжки в резонаторі лазера. На значній відстані (в дальній зоні дифракції) тобто при $x \gg \pi w_0^2/\lambda$ (що відповідає числам Френеля $N_F \ll 1$), половинний кут, в межах якого інтенсивність гаусівського лазерного пучка зменшується в e^2 разів, складає:

$$\theta_L(e^{-2}) = \lambda/\pi w_0. \quad (2.18)$$

Таким чином, для гаусівських пучків у виразі (2.16) $b_D = 2w_0$, а $A_D = 2/\pi = 0,63$. В цьому куті міститься 86,5 % потужності лазерного променя.

Для визначення кута розбіжності ЛВ з довільним розподілом інтенсивності доцільно використати розподіл інтенсивності в дальній зоні, де сформувалась дифракційна картина лазерного пучка. Це відбувається на віддалі $x \gg w_0^2/\lambda$. Значення віддалі x , яке задовільняє умові $N_F \ll 1$, досить великі. При типових $w_0 = 1 \text{ см}$ і $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ числа Френеля $N_F \ll 1$ досягаються лише при $x \gg 10^3 - 10^4 \text{ см}$.

Розподіл інтенсивності ЛВ в дальній зоні можливо спостерігати в фокальній площині фокусувочної безабераційної довгофокусної лінзи. Оскільки всі паралельні промені збираються безабераційною лінзою в одну точку фокальної площини, то радіальний розподіл інтенсивності в ній несе інформацію про розподіл інтенсивності ЛВ за кутами, тобто про розбіжність лазерного пучка. Зв'язок радіуса (r) в розподілі інтенсивності зфокусованого ЛВ з кутом (θ) в розподілі задається співвідношенням: $\theta = r/F$. Конкретний вигляд розподілу ЛВ в дальній зоні залежить від розподілу його інтенсивності на виході з резонатора. Так, наприклад, для однорідного круглого пучка діаметром D_0 воно приймає вигляд:

$$S(\theta) = 4 S_0 [J_1(\pi D_0 \theta \lambda^{-1}) / (\pi D_0 \theta \lambda^{-1})], \quad (2.19)$$

де $J_1(\pi D_0 \theta \lambda^{-1})$ – функція Бесселя. В цьому випадку в якості кутового розміру лазерного пучка можливо використати кут, що відповідає першому нулеві функції Бесселя, тобто $\theta_D = 1,22 \lambda/D_0$. Всередині цього круга чи відповідного йому в фокальній площині круга радіусом $1,22 \lambda F/D_0$, який називається, кругом Ейрі, зосереджено приблизно 84 % всієї потужності випромінювання, тобто: $\theta_D(0,84) = 1,22 \lambda/D_0$.

У випадку багатомодової структури лазерного пучка, який складається з N_{Π} окремих пучків, для знаходження розподілу в фокальній площині керуються наступним правилом: коли малі пучки некогерентні між собою, то їх кутова розбіжність відповідає розміру найменшого пучка D_{\min} , тобто $\lambda/D_{\min} = (\lambda/D)(N_{\Pi})^{1/2}$, де D – загальна апертура випромінювання лазера; якщо ж малі пучки когерентні, то необхідно враховувати інтерференцію між ними. У цьому випадку на фоні загальної дифракційної картини з кутовим розміром пропорційним λ/D_{\min} появляються максимуми інтенсивності, що відповідають кутовому розміру порядку $\lambda/D < \lambda/D_{\min}$.

В реальних умовах розбіжність ЛВ може значно переважати дифракційну із-за оптичної неоднорідності активного середовища, дефектів оптичних елементів у резонатора та їх механічних вібраціях, які спричиняють до коливання осі оптичного резонатора в просторі.

Розбіжність ЛВ може бути зменшена при збільшенні діаметра лазерного пучка за допомогою телескопа. Наприклад, для конфокального телескопа, виготовленого з двох лінз, з коефіцієнтом збільшення $M = F_2/F_1$, де F_1, F_2 – фокусні відстані лінз телескопа по ходу променів, розмір пучка збільшується в M разів. Оскільки при цьому $\theta_1 w_1 = \theta_2 w_2$, тому розбіжність ЛВ за другою лінзою зменшується в M разів, тобто:

$$\theta_2 = \theta_1(w_1/w_2) = \theta_1/M. \quad (2.20)$$

Для більшості технологічних лазерів потужність на виході з резонатора лазера недостатньо висока ($P = 10^3$ - 10^4 Вт/см² для неперервних лазерів. Тому ЛВ необхідно фокусувати, що дозволяє збільшити густину потужності на поверхні мішені $S=$

$P/(\pi r_{\text{MIN}}^2)$, де r_{MIN} – мінімальний радіус фокальної плями. Під радіусом зфокусованого лазерного пучка розуміють розмір $r_P(\psi)$ або $r_S(\psi)$ в межах якого зконцентрована деяка визначена частина ψ потужності ЛВ P або при якому локальна інтенсивність S складає деяку максимальної інтенсивності S_0 .

Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте енергетичні параметри лазерного випромінювання.
2. Від яких чинників залежить ККД лазера ?
3. Охарактеризуйте монохроматичність лазерного випромінювання.
4. Що розуміють під часовою і просторовою когерентністю лазерного випромінювання ?
5. Охарактеризуйте поляризацію лазерного випромінювання.
6. Чим визначається розподіл інтенсивності випромінювання лазера ?
7. Які методи зменшення розбіжності лазерного випромінювання Ви знаєте ?
8. Як вимірюється довжина хвилі частота ЛВ ?
9. Які методи аналізу поляризації ЛВ Ви знаєте ?

3. Формування лазерного випромінювання у відкритих оптичних резонаторах

Вступ. Проблема резонаторів для лазерів посідає чільне місце в квантовій електроніці, оскільки любий лазер складається з трьох основних частин – активного середовища, системи позитивного зворотного зв'язку у вигляді відкритого оптичного резонатора та системи створення інверсного середовища. Роль активного середовища зводиться до забезпечення підсилення світла в деякому спектральному діапазоні. Інші же специфічні властивості лазерного випромінювання, зокрема, його когерентність і направленість формуються відкритим оптичним резонатором. Успіхи з розробки відкритих оптичних резонаторів для лазерних систем лежать в основі звуження діаграми направленості і спектральної смуги випромінювання на декілька порядків в порівнянні з відповідними параметрами для перших лазерних розробок початку 60-тих років минулого століття.

Особливості розробки і застосування відкритих оптичних резонаторів лазерів зумовлені також і тим, що розміри подібних резонаторів на багато порядків переважають довжину хвилі лазерної генерації. При цьому, лазерні резонатори не є «пустими», оскільки всередині них розміщено активне середовище. Цей факт значно змінює механізм збудження коливальних в таких резонаторах. Поєднання цих обставин привело до того, що знання фізики і техніки відкритих оптичних резонаторів важливо для змін в налаштуванні резонаторів, внесенням в нього додаткових елементів, які дозволяють вимірювати вихідні характеристики лазерного випромінювання в широких межах.

3.1 Будова і принцип дії відкритих оптичних резонаторів в лазерах

Відкритий оптичний резонатор складається з двох паралельних дзеркал, що відбивають випромінювання в середину

оптичної системи і які знаходяться на шляху $l > \lambda$ одне від другого. Переріз дзеркал теж значно більший за довжину хвилі λ випромінювання, що збуджується у резонаторі. Можна вважати, що між дзеркалами збуджується плоска хвиля, якщо між ними укладається ціле число півхвиль. Якщо розміри дзеркал досить великі, то дифракційними втратами енергії можна нехтувати. Коли ж простір між дзеркалами заповнено середовищем без втрат, то добротність резонатора визначається втратами енергії на відбивання, тобто лише втратами на випромінювання в зовнішній простір через дзеркала, якщо коефіцієнт відбивання $R=1$.

Стояча хвиля у лазерному резонаторі еквівалентна двом хвилям однакової інтенсивності, що розповсюджуються у протилежних напрямках. Нехай потік енергії у кожній з цих біжучих хвиль дорівнює P . Тоді при відбиванні від двох однакових дзеркал втрачається $2P(1-R)$ енергії. Разом з тим енергія, що накопичена у оптичному резонаторі, складає $2P \cdot l/c$ ($E=P \cdot t$).

Розглянемо процеси в прохідному оптичному підсилювачі з резонатором Фабрі – Перо (аналогом відкритого оптичного резонатора), що представляє собою підсилювач біжучої хвилі, який розміщено в резонаторі Фабрі – Перо.

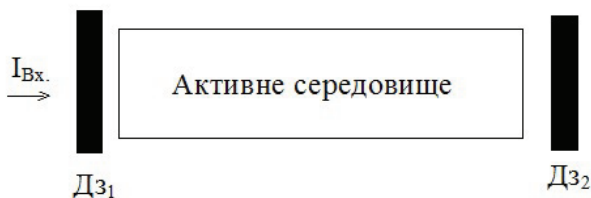


Рис.3.1 Схема підсилювача біжучої хвилі

Нехай вхідний сигнал падає на ліве частково прозоре дзеркало резонатора. Простір між дзеркалами заповнено активним середовищем. Обчислення показали, що при одиничній амплітуді вхідного сигналу, коефіцієнт підсилення за потужністю описується виразом:

$$G=|r|^2 = \frac{(1-R)^2 K}{1-2RK \cos(4\pi h / \lambda) + R^2 K^2} \quad (3.1)$$

В резонансі, тобто при $\cos(4\pi h / \lambda) = 1$, $G_0 = \frac{(1-R)^2 K}{(1-RK)^2}$.

При $R=0$ здійснюється режим біжучої хвилі і $G_0 = K$. При $R=1$ вхідне випромінювання не проходить в підсилювач і $G_0 = 0$. При $K=1$ немає ні підсилення ні втрат, G набуває смислу коефіцієнта передачі еталона Фабрі – Перо, в резонансі, який рівний одиниці. При $K \rightarrow 1/R$ коефіцієнт підсилення $G_0 \rightarrow \infty$. Це є ознакою виникнення генерації.

Таким чином, розгляд показує, що позитивний зворотний зв'язок приводить до виникнення лазерної генерації. Умова

$$RK=1 \quad (3.2)$$

є, по суті, енергетична умова самозбудження. Сенс його простий – втрати енергії за один прохід повинні бути скомпенсовані підсиленням за цей же прохід.

У лазері – генераторі є тільки одне вихідне, тобто частково прозоре дзеркало. Друге його дзеркало є «глухим», тобто таким, що не випускає назовні випромінювання.

Підсумовуючи, амплітуди полів на виході системи, тобто амплітуди полів, що зазнають багатократного відбивання від підсилювача, знаходимо вираз коефіцієнта підсилення G_0 :

$$G_0 = \left(\frac{K - \sqrt{R}}{1 - K\sqrt{R}} \right)^2. \quad (3.3)$$

При $R=1$ підсилення немає, при $R=0$, $G_0 = K^2$, тобто здійснюється підсилення біжучої хвилі, що двічі проходить через активне середовище. Генерація наступає при виконанні умови самозбудження $RK^2=1$.

Умова резонансу: $\cos(4\pi\ell/\lambda)=1$, еквівалентна добре відомій умові виникнення стоячої хвилі (ціле число півхвиль): $\ell/\lambda = m/2$, $m=1, 2, 3, \dots$.

Умова самозбудження $RK=1$ дає баланс амплітуд, але для виникнення автоколивального режиму необхідним є також баланс фаз. Резонансна умова виконується для випромінювання тієї частоти, для якої всі фазові набіги взаємно компенсуються. Отже, умова балансу фаз дає значення частоти генерації.

В оптичному діапазоні значення m для відкритих резонаторів складає $10^5 - 10^6$. Це приводить до високої густини резонансів, оскільки відстань між сусідніми резонансами складає $\delta\lambda = \lambda/(2m)$.

Тому може трапитися, що інвертована резонансна лінія ширша проміжку між резонансами: $\Delta\nu_x/\nu_x > \delta\lambda/\lambda = 1/(2m)$.

3.2 Гаусові пучки. Стійкі нестійкі резонатори

Найбільш розповсюдженим способом розрідження спектру власних коливань резонаторів великих об'ємів стало застосування відкритих оптичних резонаторів. Фізичною причиною цього є відсутність бічних стінок у відкритому оптичному резонаторі.

Критерієм застосовності геометричної оптики в теорії резонаторів є умова $N_F \gg 1$ (число Френеля), де:

$$N_F = a^2 / \ell \lambda . \quad (3.6)$$

Власні коливання (типи коливань) резонатора прийнято називати *модами*. За визначенням мода оптичного резонатора - це розподіл поля у резонаторі, що відтворюється при багаторазовому розповсюдженні е-м хвилі між дзеркалами резонатора. Наявність реальних втрат енергії приводить до загасання коливань, відповідних тій або іншій моді.

В рамках геометричного підходу до опису відкритих оптичних резонаторів дифракційні втрати не можуть бути враховані. Геометрична оптика вірна при великих числах Френеля $N_F = a^2 / \ell \lambda$.

Грубу оцінку можна зробити в припущенні плоских хвиль. За Юнгом дифракцію на краю екрана можна розглядати як поперечну дифузію амплітуди світлового поля в область тіні. На відстані l від екрану область дифузії досягає розміру $\sqrt{l\lambda}$. Тому, пучок світла, що містить плоску хвилю, яка відбивається, наприклад, від лівого дзеркала з радіусом a і, що досягає після проходження шляху l правого дзеркала того ж радіуса a розширюється по радіусу на $\sqrt{l\lambda} \ll a$. Випромінювання, що попадає у кільце площиною $2\pi a \sqrt{l\lambda}$, виходить з резонатора. При піднесенні до квадрату ця величина дає оцінку дифракційних втрат енергії за один прохід:

$$A_{\text{дифр}} = 4\ell \lambda / a^2 = 4 / N_F . \quad (3.7)$$

Чим більшим є число Френеля, тим менші дифракційні втрати. В реальності в модах оптичного резонатора розподіл поля по

поперечному перерізу сильно відрізняється від однорідного, помітно спадаючи до країв.

Більш точне значення дифракційних втрат було дано в працях вчених А. Фокса і Т. Лі, які розробили наглядну картину формування власних мод відкритого оптичного резонатора методом розгляду змін в розподілі амплітуди і фази початкової плоскої хвилі при її багаторазових послідовних проходах через резонатор.

Аналіз Фокса і Лі, що виконаний ними для відкритих резонаторів типу Фабрі–Перо в декількох геометричних конфігураціях (прямокутні плоскі дзеркала, круглі плоскі дзеркала, конфокальні сферичні і параболічні дзеркала), приводить до наступних висновків.

1. Відкриті оптичні резонатори типу інтерферометра Фабрі–Перо як з плоскими, так і з вгнутими дзеркалами характеризуються дискретним набором коливних мод.

2. Однорідні плоскі хвилі не є нормальними модами відкритих оптичних резонаторів.

3. Електромагнітні хвилі, що відповідають власним хвилям резонатора майже повністю поперечні. Тому моди позначаються TEM.

4. Моді більш високого порядку завжди мають більш високі дифракційні втрати, ніж основна.

5. Для основної моди амплітуда поля сильно зменшується до країв дзеркала. Тому її дифракційні набагато менші.

Гаусові пучки. Аналіз Фокса і Лі показав, що у відкритих оптичних структурах існують характерні коливні моди. Є велика кількість модифікацій відкритих резонаторів, що відрізняються один від одного конфігурацією і взаємним розміщенням дзеркал. Найбільшою простотою і зручністю відрізняється резонатор, що утворений двома сферичними відбивачами з рівною кривизною, які повернуті увігнутими поверхнями назустріч один до одного і розміщені на відстані радіуса кривизни, рівного радіусу сфер, один від одного. Фокусна відстань сферичного дзеркала рівна половині його радіусу кривизни. Тому фокуси відбивачів

співпадають внаслідок чого резонатор називається конфокальним (рис. 3.4).

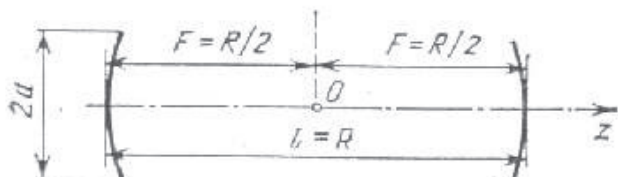


Рис.3.4 Схема конфокального резонатора. Площина $xу$ перпендикулярна до осі z ; конфокальна точка знаходиться в началку координат O .

Якщо всі розміри конфокального резонатора великі у порівнянні з довжиною хвилі, то моди резонатора, розподіл полів у ньому і дифракційні втрати можливо одержати на основі принципу Гюйгенса – Френеля і відповідного рівняння. Це рівняння допускає розділення змінних відносно поперечних координат і зводиться до одномірних інтегральних рівнянь. Якщо відбивачі резонатора мають квадратний переріз з стороною $2a$, яка мала в порівнянні з відстанню між дзеркалами l рівною їх радіусу кривизни R , а числа Френеля великі, то власні функції інтегрального рівняння типу Фокса і Лі апроксимуються множенням поліномів Ерміта $H_n(x)$ на Гаусову функцію $(-x/w^2)$.

В системі координат Декарта, початок якої поміщено в центр резонатора, тобто в конфокальну точку, а вісь z співпадає з віссю резонатора (рис.3.4), поперечний розподіл поля дається виразом:

$$S(x, y) = H_m(x/w)H_n(y/w)\exp[-(x^2 + y^2)/2w^2], \quad (3.17)$$

де w визначає розмір тієї області поперечного перерізу, при виході з якої інтенсивність поля в резонаторі, пропорційна S^2 , падає в e разів. Іншими словами, величина w є шириною розподілу інтенсивності в плямі площею πw^2 , що зосереджена в основній енергії хвилі, яка поширюється в напрямку z на площину $xу$.

На рис.3.5 графічно представлені три перші функції Ерміта-Гауса для однієї з поперечних координат, що побудовані за втразом (3.17). Ці графіки наглядно показують характер зміни поперечного розподілу поля при збільшенні поперечного індексу n_1 .

Резонанси в конфокальному резонаторі мають місце тільки для цілих значень $4l/\lambda$. Спектр мод конфокального резонатора вироджений, збільшення $m+n$ на дві одиниці і зменшення q на одиницю дає теж значення частоти. Індекси m і n в позначеннях моди TEM_{mnq} відносяться до змін поля в напрямках x і y і приймають значення $0,1,2,\dots$, в той час як індекс q рівний числу півхвиль, що вкладаються на довжині резонатора (вздовж осі z).

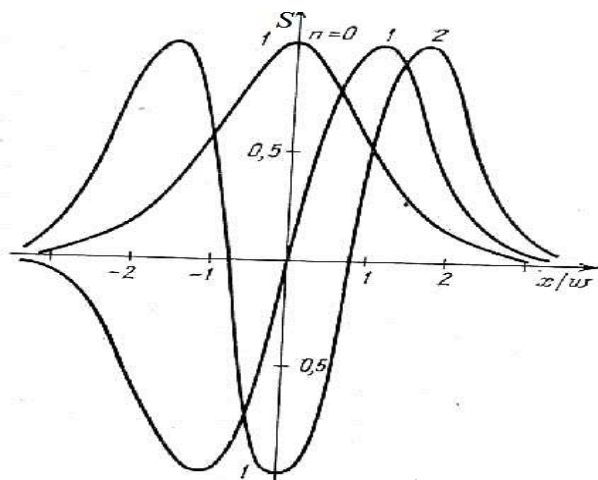


Рис.3.5 Розподіл поля в конфокальному резонаторі по одній з поперечних координат для перших трьох мод ($n = 0, 1, 2$) при нормуванні максимального значення на одиницю.

Основною є мода TEM_{00q} , поперечний розподіл поля якої визначається простою функцією Гауса $\exp[-(x^2 + y^2)/2w^2]$. Ширина розподілу інтенсивності міняється вздовж осі z за законом

$$w^2 = w_0^2 + (z/kw_0)^2, \quad (3.18)$$

де $k = 2\pi/\lambda$, а w_0 - це радіус пучка в фокальній площині резонатора, тобто при $z = 0$, і зазвичай називається радіусом перетяжки каустики. Величина w_0 визначається довжиною резонатора і складає:

$$w_0 = \sqrt{\ell\lambda/4\pi} = \sqrt{\ell/2k}. \quad (3.19)$$

На поверхні дзеркала, тобто при $z = l/2$, площа плями основної моди, як випливає з виразів (3.18) і (3.19), вдвічі більша, ніж площа перерізу перетяжки каустики.

Вкрай важливим є та обставина, що поперечний розмір пучка Гауса w не залежить від поперечного розміру дзеркал $2a$.

Рішення (3.18) одержане для поля всередині оптичного резонатора. Однак коли одне дзеркало часткове прозоре, то хвиля, що виходить назовні, є біжучою хвилею з поперечним розподілом (3.18).

Фокс і Лі показали, що в фокальній перетяжці хвиля є плоскою, однак просторово обмеженою ефективним розміром w_0 (рис.3.6). Саме цей розмір визначає розбіжність моди TEM_{00q}.

Розподіл амплітуди по хвильовому фронті пучка Гауса має осьову симетрію і ширину - w (3.19). На великій відстані від резонатора ($z \gg kw_0 = l/2$) ширина $w = z/kw_0$, чому відповідає кутове розходження:

$$\theta = w/z = 1/(kw_0). \quad (3.20)$$

В результаті основна частина енергії пучка Гауса зосереджена в тілесному куті:

$$\Omega = \pi\theta^2 = \lambda/l. \quad (3.21)$$

Таким чином, розбіжність лазерного випромінювання в основній моді визначається не поперечним, а повздожнім розміром резонатора.

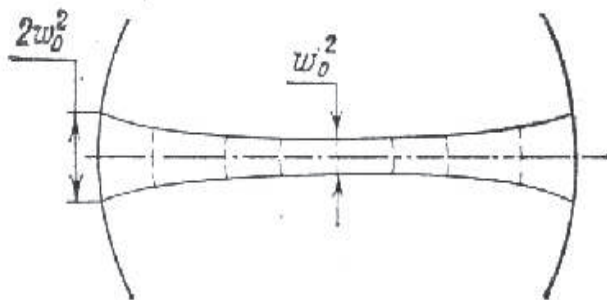


Рис.3.6 Огинаюча інтенсивності пучка Гауса в конфокальному резонаторі і хвильові фронти.

Нестійкі резонатори. Резонатор стійкий, коли при поперемінному відбиванні світла від дзеркал резонатора відбувається таке періодичне фокусування випромінювання, що розповсюджується в ньому, при якому в наближенні геометричної оптики енергія випромінювання не виходить з резонатора. В нестійкому резонаторі при кожному проході випромінювання між дзеркалами резонатора помітна частка запасеної енергії виходить з резонатора.

Якщо розглянути умови стійкості резонатора на основі геометричного і хвильового підходів, то можна одержати умову стійкості і діаграму стійкості для відкритого лазерного резонатора, а саме:

$$1 \geq (1 - \ell/2F_1)(1 - \ell/2F_2) \geq 0 . \quad (3.22)$$

Якщо ввести позначення:

$$g_1 = 1 - \ell/2F_1, \quad g_2 = 1 - \ell/2F_2,$$

то в цих позначеннях границі зміни допустимих значень відношень $\ell/2F$ визначаються простими рівняннями:

$$g_1 g_2 = 1 \quad (3.23)$$

$$g_1 g_2 = 0 \quad (3.24)$$

Вирази (3.23) і (3.24) дають можливість графічного представлення області стійкості резонатора в координатах g_1 і g_2 .

На рис.3.7 гіперболи $g_1 g_2 = 1$ і осі координат, що відповідають рівнянню (3.24), окреслюють область стійкості. Для більшої наочності ця область заштрихована. Допустимі значення g_1 і g_2 лежать в заштрихованій області і на її границі. Відмітимо деякі спеціальні точки на цій діаграмі, що представляють особливий інтерес. Початок координат B ($g_1 = 0, g_2 = 0$) відповідає конфокальній системі $F_1 = F_2 = F = \ell/2$. Видно, що конфокальний резонатор цього типу лежить на границі між областями стійких і нестійких траєкторій. Точка C ($g_1 = 1, g_2 = 1$) відповідає граничному випадку нескінченної фокусної відстані. Точка A ($g_1 = -1, g_2 = -1$) відповідає резонатору з однаковими дзеркалами, фокусна відстань $F = \ell/4$ є гранично мала для резонатора цього типу.

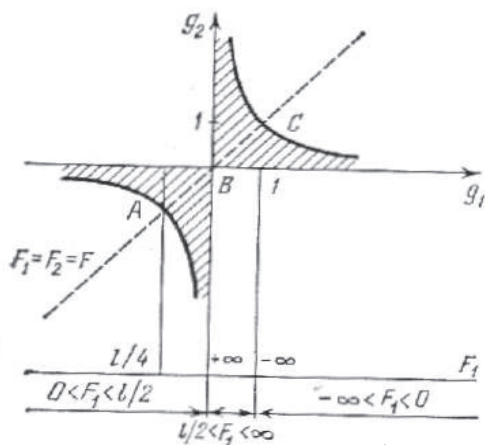


Рис.3.7 Діаграма стійкості. Внизу показані діапазони зміни фокусної відстані F_1 , які відповідають зміні параметра $g_1 = 1 - l/2F_1$ від $-\infty$ до $+\infty$.

Найбільше розповсюдження одержав так званий напівконфокальний резонатор (рис.3.7), у якого одно дзеркало плоске ($F_1 = \infty$), а радіус кривизни другого обраний так, що його фокус знаходиться на плоскому дзеркалі ($F_2 = l$). Резонатор стійкий, множення $g_1 g_2 = 1/2$. Плоске дзеркало в фокальній області поділяє конфокальний резонатор навпіл, замінюючи реальне поле у віддаленій частині оптичного резонатора зображенням поля. Тому в напівконфокальному резонаторі встановлюється половина розподілу поля, характерного для конфокального резонатора.

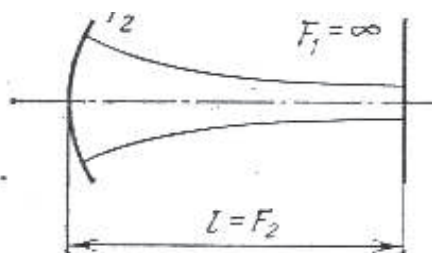


Рис. 3.7 Напівконфокальний резонатор.

Отже, для нестійкого резонатора або множення:

$$g_1 g_2 < 0, \quad (3.25)$$

або:

$$g_1 g_2 > 1, \quad (3.26)$$

де $g_1 = 1 - l/2F_1$ і $g_2 = 1 - l/2F_2$. Відповідно нестійкі резонатори підрозділяються на два класи – резонатори від’ємної області (3.25) і позитивної області $g_1 g_2 > 1$ (3.26). На діаграмі стійкості рис.3.7 позитивна область нестійкості знаходиться в першому і в третьому квадрантах зовні гіперболи $g_1 g_2 = 1$, а від’ємна область нестійкості – в другому і четвертому квадрантах.

Аналіз нестійких резонаторів може бути проведено достатньо глибоко методами геометричної оптики.

Нехай числа Френеля дзеркал резонатора великі і дифракційними втратами можна знехтувати. В силу відсутності фокусування випромінювання до осі резонатора природньо

вважати, що дзеркала однорідно заповнені випромінюванням. Це відрізняє нестійкий резонатор від стійкого. Разом з тим, хвильовий фронт випромінювання, що задається граничними умовами, які накладаються сферичними дзеркалами, є сферичним. Це з'єднує нестійкі резонатори з стійкими.

Отже ми вважаємо, що в геометрично - оптичному наближенні розподіл поля в нестійкому резонаторі, тобто його мода, представляє собою суперпозицію двох сферичних хвиль з однорідним розподілом інтенсивності по фронту, який виходить з двох центрів, які розміщені на осі резонатора. Для виконання вимоги замкнутості траєкторії променів при повному обході резонатором випромінюванням, ці центри повинні бути зображенням один одного на відповідних дзеркалах.

Основні переваги нестійких оптичних резонаторів: великий об'єм моди, відсутність гаусового стиснення розподілу поля до осі резонатора, хороша селекція поперечних мод, що зумовлено великою величиною геометрично-оптичних втрат на випромінювання поблизу границі стійкості вони близькі до дифракційних; відповідно, сумарні втрати випромінювання в нестійких резонаторах сильно залежать від поперечного індексу, що і приводить до селекції мод за цією ознакою; з практичної точки зору великою перевагою нестійких резонаторів є можливість використання в них відбиваючої оптики як для створення резонатора, так і для виводу випромінювання.

Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте роль резонатора в лазерах різного типу.
2. Будова і принцип роботи оптичного резонатора в лазерах.
3. Від яких чинників залежить коефіцієнт підсилення за потужністю в лазері при умовах резонансу ?
4. Яким є критерій застосовності геометричної оптики в теорії резонаторів ?
5. Охарактеризуйте поперечні позаддовжні моди лазерного резонатора.

6. Діаграма стійкості лазерних резаторів. Що вона характеризує ?
7. Нестійкі резонатори: переваги і недоліки, оптична схема, принцип роботи.

FOR AUTHOR USE ONLY

4. Твердотільні лазери і лазери на центрах забарвлення

4.1 Загальні характеристики і механізми генерації твердотілих лазерів

Активне середовище твердотілих лазерів містить іони домішки у твердотільній матриці, на яких і формується інверсна заселеність. Використовують здебільшого іони марганцю, хромі нікелю тощо або рідкоземельні елементи. Ці речовини мають незаповнені внутрішні оболонки при наявності електронів на зовнішній оболонці. Електрони зовнішньої оболонки частково екранують електричне поле сусідніх іонів кристалічної решітки, які приводять до сильного уширення спектральних ліній, які випромінює активний іон. Це призводить до збільшення коефіцієнта підсилення і полегшує створення інверсної заселеності. Інверсія на даний час одержана на великій кількості домішкових іонів, але в промислових лазерах знайшли використання лише іони Cr^{+3} і Nd^{+3} . Як матриці твердотілих активних середовищ використовується корунд (Al_2O_3), ітрій-алюмінієвий гранат ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) і скло.

Робочий активний елемент промислового твердотілого лазера повинен забезпечувати великий коефіцієнт підсилення, бути оптично однорідним, міцним механічно, термостійким, високотехнологічним, прозорим для випромінювання накачування, має допускати механічну і оптичну обробку, допускати виготовлення зразків великих розмірів і мати високу теплопровідність. Тому число активних елементів технологічних твердотілих лазерів невелике (табл. 4.1).

Таблиця.4.1. Основні характеристики активних елементів твердотільних лазерів

Робоче тіло	Рубін	Скло с неодимом	Ітрій-алюмінієвий гранат
Теплопровідність,	0,3	0,01	0,1

Дж/(см с К)			
Максимальні розміри (діаметр x дожина, см)	(0,5-1,0)x(20-50)	5x(20-50)	0,5x10
Порогова енергія накачування, Дж/см ³	50	0,5	0,5
Тривалість імпульв в режимі вільної генерації, мс	1	0,1-1,0	0,5-10
Енергія генерації, Дж: А) в режимі вільної генерації	1-100	1000	1-10
Б) в режимі модульованої добротності	0,1-1,0	100	0,1-1
Потужність неперервної генерації, Вт	-	-	300

Принципова схема типового твердотілого лазера складається із активного елемента, оптичного резонатора, газорозрядної лампи накачування, відбивача і системи живлення лампи.

Збудження верхнього лазерного рівня твердотілого лазера здійснюється через одну або декілька високорозміщених смуг поглинання. Енергія випромінювання лампи накачування досить ефективно поглинається в смугах поглинання, і передається шляхом безвипромінювальних переходів на верхній лазерний

рівень, створюючи таким чином інверсну заселеність. Відбивач призначений для підвищення ефективності використання випромінювання ламп-накачування.

Більшість твердотілих лазерів працює в режимі імпульсного збудження, тривалість якого не перевищує 1 мс і при відсутності спеціальних заходів має специфічний, так званий, **пічковий** режим лазерної генерації. При цьому, реалізується неперервна на протязі всього імпульсу збудження інтенсивність накачування I_n , але випромінювання твердотілого лазера появляється лише через деякий час затримки і має вигляд окремих пічків тривалістю порядку 1 мкс, які розділені часовими проміжками приблизно в 10 мкс. Такий характер лазерної генерації зумовлений рядом причин. Зокрема, внаслідок значного нагрівання активного елемента лазера відбуваються зміни густини і показника заломлення робочого тіла.

Це призводить до змін оптичної довжини резонатора і трибкоподібній зміні повздожньої моди. До зміни повздожньої моди приводить і, зумовлена нагріванням робочого тіла лазера, зміна ширини положення ліній флюорисценції активного іона.

4.3. Рубінові лазери

Перша демонстрація роботи твердотілого лазера була проведена в 1960 р Теодором Мейманом на кристалі рубіна. Матрицею твердотілих лазерів є різні кристали і скла. Вони повинні мати хороші оптичні, механічні та термальні властивості. Матриці і вводяться в них активні іони повинні мати однакові розміри і валентність.

Рубіновий лазер, що працює по трирівневій системі, в даний час використовується не дуже активно. Його позитивними параметрами є: робота в видимому діапазоні (дві лінії - 692.9 нм і 694.3 нм), вузька спектральна ширина цих ліній (0.53 нм), що дуже важливо для спектральних досліджень та голографії, дві широкі спектральні області поглинання (370-430 нм і 520-570

нм), що дозволяє ефективно використовувати для його накачування різні імпульсні лампи. Недоліками рубінового лазера є: малий ККД, термічна анізотропія, схильність термічним руйнуванням.

Лазери на основі іонів рідкоземельних елементів. Більше сотні активних середовищ на основі рідкоземельних елементів і їх комбінацій, впроваджених в різні скла і кристали продемонстрували можливість лазерної генерації, що перекриває спектральний діапазон від видимого до середнього ІЧ діапазону. До таких тривалентних іонів рідкоземельних елементів відносяться: Nd^{3+} - неодим, Er^{3+} - ербій, Ho^{3+} - Гольмій, Tm^{3+} - Тулій, Pr^{3+} - празеодим, Gd^{3+} - гадоліній, Eu^{3+} - європій, Yb^{3+} - іттербій.

Скла для лазерних активних елементів мають наступні переваги в порівнянні з кристалічними речовинами: вони можуть бути виготовлені значно більших розмірів (існують скляні лазерні елементи з довжиною більшою за 1.5 м) і кращої оптичної якості. Тому для потужних твердотільних лазерних систем вихідні каскади підсилювачів виготовляються на скляних елементах. Але їх термічні властивості, як правил, поступаються кристалам.

Лазери на кристалах, крім хороших теплових якостей, як правило, генерують і вужче спектральний випромінювання, ніж лазери на основі скла, що дозволяє більш широко їх використовувати в наукових і технічних додатках.

Найбільш використовувані кристали для лазерних активних елементів: сапфір, ітрій алюмінієвий гранат, фторид ітрію-літію, алюмінат ітрію, калій гадолінієвий вольфрамат і ванадати ітрію та гольмію.

Іони рідкоземельних елементів, які широко використовуються:

Nd^{3+} - *неодим* впроваджується в скло і в більшість кристалічних матриць, основними лініями його генерації в матриці YAG є 0.94 мкм, 1.064 мкм і 1.32 мкм.

Er^{3+} - *ербій* добре впроваджується в багато стекел і кристалів; основні лінії його генерації лежать в області 1.5 - 1.66 мкм; особливий інтерес представляє лазер Er: YAG, що генерує на довжині хвилі 2.9 мкм.

Ho^{3+} - *Гольмій* теж добре впроваджується в стекла і кристали; одна з перспективних його генераційних ліній - 2.08 мкм.

Tm^{3+} - *Тулій* також добре впроваджується в стекла і кристали; лазер Tm: YAG генерує на довжині хвилі 2.01 мкм, лазер Tm: Ho: YAG - на 2.09 мкм, лазер Cr: Tm: YAG - в діапазоні 1.945 - 1.965 мкм.

Робоче тіло цих лазерів є кристалічним оксидом алюмінію (Al_2O_3), у якому невеликий відсоток алюмінію заміщено хромом (синтетичний рубін). Оптимальний вміст окису хрому (Cr_2O_3) в кристалічній матриці складає за масою порядку 0,05 %. Типові густина активних іонів складає 10^{18} см^{-3} . Триціонізований іон хрому у кристалічній решітці синтетичного рубіну містить три електрони на зовнішній електронній оболонці. Рубін активно поглинає світло і зеленій і синій спекральних областях і випромінює на лінії флуорисценції з максимумом при $\lambda = 0,6943$ мкм, ширина якої при кімнатних температурах складає близько 0,4 нм.

Випромінювання ламп накачування, яке лежить в межах смуг поглинання рубіну, ефективно поглинається і переводить електрони в іоні хрому на один із широких верхніх енергетичних станів 4F_1 , 4F_2 . В результаті сильних безвипромінювальних переходів за час менший 10 нс, електрон переходить на один з метастабільних станів 2E , час життя яких при кімнатних температурах не переважає 3 нс. В лазерах на рубіні реалізована трирівнева схема створення інверсії. Оскільки нижнім лазерним рівнем виступає основний рівень іона Cr^{3+} , тому для одержання інверсної заселеності необхідно збудити більше половини

активних іонів рубіну. Це призводить до високого порогу лазерної генерації на рубіні (приблизно 50 Дж/см²).

Оскільки переріз вимушеного переходу в рубіні складає $3 \cdot 10^{-20}$ см², то при концентрації іонів хрому 10^{18} см⁻³ ненасичений коефіцієнт підсилення може досягати $K_0 = \sigma_0 N_0 = 10^{-2}$ см⁻¹. Типові розміри стрижнів рубіну мають діаметр порядку 5-10 мм і довжину 10-15 см. Розміри цих стрижнів обмежені технологією вирощування однорідних кристалів та забезпеченням їх однорідного накачування.

Реальна розбіжність лазерних променів рубінових лазерів складає 10^{-3} - 10^2 Рад, що зумовлено багатомодовим характером випромінюванням, дефектами кристалу та неоднорідним збудженням. Хоча мінімально можлива дифракційна розбіжність досягає 10^{-4} Рад.

Обмежені розміри кристалу рубіну визначають енергетичні можливості цих лазерних систем. Максимальну енергію генерації в режимі модульованої добротності можливо оцінити, допустивши, що активні іони збуджені до початку імпульсу ЛВ. Тоді енергія в імпульсі $\epsilon_i < V N_0 h_0 = 10 \cdot 10^{18} \cdot 3 \cdot 10^{-19} = 3$ Дж. Реальна ж енергія генерації рубінового лазера в режимі модульованої добротності не переважає 1 Дж при тривалості лазерного імпульсу 10-30 нс. Середня потужність в режимі вільної генерації досягає 1- 10 кВт, а в режимі модульованої добротності -10МВт.

Суттєві відмінності реальних енергій ЛВ від максимально можливих пояснюються наступним. Генерація в трирівневій системі починається і закінчується, коли на верхньому лазерному рівні знаходиться більше половини (приблизно 0,7) всіх активних іонів.

4.3. Твердотільні лазери на склі, активованому неодимом

У 1961 р. Е. Спітцером була запропоновано використання в якості робочого тіла лазера з оптичною накачкою іон неодиму, який поміщений в матрицю зі скла.

Лазер на іонах неодиму, на відміну від рубінового, працює за чотирирівневою схемою. Випромінювання лампи накачки активно поглинається цілою системою смуг, які знаходяться в в спектральному діапазоні 350-900 нм і мають часи життя в діапазоні 10^{-11} - 10^{-7} с. В процесі ефективних безвипромінювальних переходів збудження з цих станів передається на метастабільний рівень ${}^4E_{3/2}$, час життя якого у випадку застосування скляної матриці знаходиться в інтервалі 10^{-4} - 10^{-3} с в залежності від концентрації неодиму і марки скла. Найбільш інтенсивна спектральна лінія люмінесценції від повідає переходу на рівень ${}^4I_{11/2}$ з довжиною хвилі 1,06 мкм і шириною 20-40 нм. Нижній лазерний рівень ${}^4I_{11/2}$ віддалений від основного стану іона неодиму енергетичним проміжком $1,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Внаслідок малого часу життя цього енергетичного рівня відносно безвипромінювальних переходів 10^{-7} - 10^{-8} сі його малою рівноважною заселеністю, інверсія в неодимовому лазері виникає при порівняно низькій енергії збудження порядку 1 Дж/см^3 . Тому чотирирівнева схема роботи лазера на іонах неодиму дозволяє виправити один з головних недоліків рубінових лазерів.

Із-за хорошого екранування внутрішніх робочих рівнів електронами зовнішньої оболонки в скляній матриці допускається більш висока концентрація домішки ніж для рубіну: $N_{\text{opt}} = (2-5) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, що відповідає 2-5 %. Оскільки переріз вимушеного випромінювання для іона неодиму у скляній матриці наближено складає $5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, то ко коефіцієнт підсилення 1 см^{-1} досягається уже при збудженні 5-10 % всіх активних частинок.

Важлива перевага скляної матриці полягає в можливості виготовлення якісних активних елементів великих розмірів (діаметром до 5-10 см і довжиною до 2 м). Великі розміри робочих стрижнів дозволяють одержувати великі енергії і імпульси – до 10^3 Дж для сучасних промислових лазерів.

Конструктивно неодимові лазери подібні до рубінових, але при використанні активних активних елементів великих розмірів для однорідного збудження використовують декілька ламп накачки, які рівномірно розміщені навколо активного елемента.

Розбіжність випромінювання неодимових лазерів на склі, активованому неодимом складає порядку 10 мрад. Для одержання потужного ЛВ з високою направленістю використовують підсилювачі. При цьому, в малопотужному задаючому генераторі досягають з втратою енергії високоякісного ЛВ, яке потім підсилюється в системах підсилювачів.

Сучасні лазерні комплекси на основі неодимових лазерів дозволяють одержувати імпульси ЛВ з енергією 10^4 - 10^5 Дж і тривалістю імпульсів меншою за 1 нс, тобто потужністю в імпульсі випромінювання порядку 10^{13} - 10^{14} Вт.

Значним недоліком лазерів на склі є мала теплопровідність активного елемента, що обмежує частоту повторення і не дозволяє роботу в неперервному режимі.

Ефективність перетворення електричної енергії в енергію ЛВ для неодимового лазера залежить від режиму генерації і досягає 1 % при квантовому ККД іона неодиму порядку 0,5. Розподіл енергії за каналами втрат в лазері на склі, активованому неодимом, близька до від повідних даних для рубінового лазера. Деяке підвищення ККД в порівнянні з ККД рубінового лазера зумовлено тим, що зосереджена на збуджених рівнях енергія біля порогу генерації в лазері на склі з неодимом значно менша. Ця різниця стає особливо значною при роботі лазера в режимі модульованої добротності, коли ККД неодимового лазера майже на порядок перевищує ККД рубінового лазера.

На рис.4. представлена спрощена схема енергетичних рівнів Nd: YAG лазера.

Основний лазерний перехід (довжина хвилі випромінювання - 1.064 мкм) здійснюється з рівня R_2 , серії ${}^4F_{3/2}$ на рівень Y_3 серії ${}^4I_{11/2}$. Крім цієї генерації, можлива генерація на наступних довжинах хвиль: 0.946 мкм, 1.064 мкм, 1.032 мкм і 1.839 мкм. На

відміну від кристалів YAG, в неодимове скло може бути введена велика концентрація Nd і скляні активні елементи можуть бути виготовлені значно більших розмірів.

Для лазерних активних елементів в основному використовується силікатне (SiO_2), фосфатне (P_2O_5) і боратного (B_2O_3) скло. Довжини хвиль випромінювання таких лазерів лежать в інтервалі 1.053 ... 1.062 мкм.

Існує дві основні відмінності між лазерами на кристалі і склі: 1 - у скла значно гірше термічні якості, 2 - спектр випромінювання у скла значно ширше. Це призводить до того, що для лазерів, що працюють на високих частотах повторення імпульсів, але з малою енергією в імпульсі, використовуються кристалічні активні елементи, а для потужних лазерів - скляні.

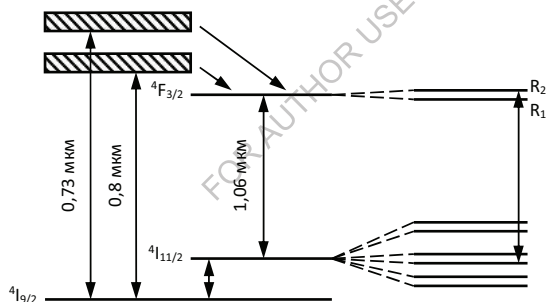


Рис.4. Спрощена схема енергетичних рівнів Nd: YAG лазера

4.4 Лазери на центрах забарвлення.

В загальному випадку центром забарвлення (ЦЗ) називають довільний точковий дефект у ґратці діелектричного кристалу (домішковий іон чи атом, або його відсутність у вузлі кристалічної ґратки). В квантовій електроніці і лазерній техніці

під ЦЗ розуміють більш вузький клас дефектів, які зумовлені відсутністю аніонів у вузлах ґратки іонного кристалу. Люмінесценція ЦЗ подібна до люмінесценції барвників, але вона дозволяє перекривати близький інфрачервоний (ІЧ) діапазон спектру (1 – 4 мкм), для якої барвники відсутні.

Перший перестроюваний лазер на ЦЗ був створений у 1974 р. Молленауером і Ослоном, які використали технічні розробки лазерів на барвниках. Переважна більшість лазерів на центрах забарвлення є лазерами на лужно-галогенідних кристалах. Розглянемо більш детально цей клас лазерів на ЦЗ.

4.5.1 Фізика центрів забарвлення.

Більшість лужно-галогенідних кристалів мають просту кубічну структуру, яку можливо представити у вигляді вставлених одна в одну ґраток центрованих підрешіток катіонів і аніонів. Дефект кристалічної структури, який зумовлений відсутністю іона в аніонному вузлі ґратки, називається аніонною вакансією. Відсутність від'ємнозарядженого іона у нейтральній кристалічній ґратці, еквівалентна деякому додатному заряду, який розподілений в районі аніонної вакансії, тому останнім вигідним є приєднання електрона. Ця вакансія, що захоплює електрон, і є найпростішим F – центром. Електрон F – центру подібний електрону атома і може знаходитись в основному і збудженому станах. При цьому, ці енергетичні рівні попадають в заборонену зону кристалу. Переходи між рівнями F – центру можуть стимулюватися оптичним випромінюванням та супроводжуватися поглинанням і випромінюванням світла.

Аніонна вакансія може захопити і два електрони, що призводить до виникнення F⁻ -центра (знак «-» у верхньому регістрі означає, що центр є однократно від'ємнозарядженим. Тоді власне аніонну вакансію позначають як F⁺ - центр. Ці прості F – центри не одержали значного поширення в лазерах. До створення лазерів на ЦЗ привело застосування більш складних, агрегатних центрів забарвлення. Агрегатний ЦЗ – це об'єднання декількох вакансій з домішковими іонами.

F_A – центром об'єднання F – центру з додатнозарядженим домішковим іоном, радіус якого менший за радіус основного катіона. В деяких кристалах при збудженні F_A – центрів, їх

мікроструктури трансформуються в мікроструктуру, яка називають $F_A(II)$ – центрами. Вони були успішно використані в першому лазері на ЦЗ на основі системи KCl-Li.

Коли ж вказаної зміни мікроструктури не відбувається, то маємо $F_A(I)$ – центр, властивості якого слабо відрізняються від властивостей F^- -центру. Лазерів на $F_A(I)$ - та F^- -центрах не розроблено.

У кристалах KCl і RbCl, легуваних літієм, спостерігаються $F_A(II)$ – центри, а при легуванні їх натрієм утворюються лише $F_A(I)$ – центри. В кристалах KCl-Na і RbCl-Na реалізується діагональне розміщення аніона при збудженні. Такі дефекти назвали $F_B(II)$ – центрами і вони знайшли застосування в лазерах.

Агрегат із двох сусідніх F- центрів називають M – (або F_2^-)-центром, а з трьох – R (чи F_3^-) –центром. M-і R – центри можуть захоплювати додатковий електрон, перетворюючись в M'- або R' – центри, або навпаки – втрачати один з своїх електронів і перетворюватися в M^+ і R^+ -центри.

Структура рівнів ЦЗ найбільш просто може бути розглянута для дефектів, що містять один електрон (F^- , F_A^- , F_B^- і M – центри). Кристал з ЦЗ має задовольняти практично таким же вимогам, що і розчини барвників: концентрація ЦЗ повинна бути досить високою, ЦЗ має бути стабільним, стійким відносно випромінювання накачування і лазерної генерації, їх люмінесценція не має сильно гаситися безвипромінювальними переходами, а ефективний переріз підсилення повинен бути досить великим.

M^+ - ЦЗ відносяться до найпростіших центрів, на яких були побудовані лазери з перебудовою довжини хвилі генерації. Найпростішим аналогом такого центру є молекулярний іон H_2^+ . Задача про рух електрона в полі двох додатних зарядів вирішується аналогічно.

Лазери на ЦЗ працюють на переходах, які утворюють цикл роботи за чотирирівневою схемою. Поглинання випромінювання накачування і підсилення світла здійснюється на дозволеному переході $1s\Sigma_g^+ - 2p\Sigma_u^+$. Переріз цих переходів досягає 10^{-16} см², що порівняно за величиною з відповідними даними для молекул – барвників. Час життя стану $2p\Sigma_u^+$ для M^+ -центрів в різних

кристалічних структурах досить великий і змінюється в межах 20-150 нс.

З спектрів поглинання і люмінесценції на переходах $1s\Sigma_g^+ - 2p\Sigma_u^+$ для M^+ -центрів впливає, що релаксація M^+ -центрів, пов'язана з цими переходами, незначна. На це вказує відносно мала величина стокового здвигу люмінесценції відносно поглинання. Для одержання лазерної генерації в діапазоні 800-1200 нм найбільш перспективними є кристали LiF, NaF, а у спектральному діапазоні 1,5-2,0 мкм – це кристали KCl.

4.5.2 Методи створення центрів забарвлення і вихідні характеристики лазерів на центрах забарвлення.

До основних методів забарвлення кристалів належать: адитивне і радіаційне забарвлення, агрегація, фотоіонізація. При адитивному забарвленні кристалу створюються аніонні вакансії на його поверхні а після відбувається їх дифузія в глибину кристалу.

При радіаційному забарвленні кристал піддається опромінюванню потоком γ -квантів, електронів чи нейтронів, цей процес зводиться іонізації іонів галогену, виштовхуванні нейтрального атома галогену, що утворився, у простір між вузлами ґратки і захопленню електрона аніонною вакансією, яка утворюється при цьому.

При агрегації ЦЗ одержують F_A^- , F_B^- та M^- центри. При температурі зразків в діапазоні $-50 \dots +20$ С вони опромінюються світлом, що відповідає смузі поглинання F – центрів, які при цьому іонізуються, а аніонні вакансії дифундують по кристалу поки не зіткнуться з домішковим катіоном (парою сусідніх домішкових катіонів) чи F –центром утворюючи F_A^+ , F_B^+ та M^+ -центри, відповідно. Захопленням вільного електрона закінчується утворення F_A^- , F_B^- та M^- центрів. Для одержання M^+ , M_A^+ – центрів необхідно провести фотоіонізацію відповідних нейтральних центрів.

Незважаючи на те, що часи життя збуджених станів ЦЗ на 1-2 порядки більші ніж для молекул –барвників, а їх ширина смуг люмінесценції приблизно однакові, в лазерах на центрах ЦЗ порогови появи генерації в 30 разів менші ніж у лазерах на барвниках. Так лазер на $F_A(II)$ – центрах в кристалі KCL-Li має

поріг генерації всього 30 мВт. Характеристики таких лазерів на ЦЗ, які працюють у неперервному режимі, наведені в таблиці 4.

Таблиця 4. Характеристики неперервних лазерів на центрах забарвлення

Кристал	Тип ЦЗ	Потужність накачування, Вт	Довжина хвилі накачування, мкм	Максимальна вихідна потужність, мВт	Діапазон перебудови довжини хвилі генерації, мкм
CaO	F ⁺	0,11	0,351	20	0,36-0,40
LiF	M ⁺	4	0,647	1800	0,82-1,05
KF	M ⁺	5	1,064	2700	1,22-1,50
NaCl	M ⁺	5	1,064	1000	1,40-1,75
KCl-Na	M ⁺ _A	0,1	1,34	12	1,62-1,91
KCl-Li	M ⁺ _A	0,15	1,34	10	2,0-2,5
KCl-Na	F _{B(II)}	1,5	0,647	35	2,25-2
KCl-Li	F _{A(II)}	2,6	0,647	240	2,5-2,9
RbCl-Li	F _{A(II)}	2,2	0,647	55	2,6-3,3

Перші промислові моделі на ЦЗ - FCL-10, FGL-20 були випущені фірмою Burleigh в 1979 р. Вони генерували у непевному режимі і перестроювалися в спектральному діапазоні 2,3-3,2 мкм. В його оптичній схемі було використано три змінних активні середовища на основі кристалів KCl-Li (F_{A(II)}), KCl-Na (F_{B(II)}) та RbCl-Li(F_{A(II)}). Кристали встановлювались на мідних

холодопроводах в єдиній касеті. Заміна кристалу здійснювалась поворотом ручки на панелі керування роботою лазера. Перебудова довжини хвилі генерації відбувалася однією дифракційною ґраткою на 458 штр./мм.

Резонатор лазера було встановлено у двох герметичних відсіках: камері кристалу і плечі перебудови довжини хвилі, які були розділені між собою брюстерівським вікном із флюориту. З обох відсіків повітря було відкачано до залишкового тиску на рівні 3 Па для запобігання поглинання ЛВ молекулами води.

Для збудження активних кристалів рекомендовано використовувати лазер на іонах криптону, що випромінює на довжинах хвилі 647 і 676 нм (для накачування кристалів **KCl-Li** і відповідно, **RbCl-Li**). Для накачування кристалів **KCl-Na** необхідно використовувати лазер на іонах аргону, який генерує в спектральному діапазоні 480-514 нм.

Ширина спектрів генерації для цього лазера складає близько 1,5 ГГц. Для досягнення одночастотного режиму в плече перебудови довжини хвилі був вбудований термостабілізований пьезокерований еталон Фабрі-Перо. Для охолодження активних кристалів до робочої температури в конструкцію цього лазера вбудовувалась ємність Дюару, яка заповнювалася рідким азотом. Дюар з рідким азотом забезпечував необхідну температуру в лазері на протязі двох діб.

Контрольні запитання

1. Надайте класифікацію основних типів лазерів.
2. Охарактеризуйте основні робочі середовища твердотілих лазерів з оптичним накачуванням.
3. Будова і принцип дії рубінового і неодимового лазерів.
4. Від яких чинників залежить ККД рубінового лазера ?
5. Охарактеризуйте вихідні характеристики рубінових і неодимових лазерів.
6. Лазери на центрах забарвлення: механізм генерації і вихідні характеристики.
7. Фізика і методи створення центрів забарвлення.

5. Газорозрядні лазери на атомах та іонах

Вступ. Те що робоче середовище газових лазерів є газоподібним приводить до цілого ряду важливих наслідків: лише газоподібні середовища прозорі в широкій області спектру (від вакуумного ультрафіолету до надвисокочастотного діапазону) порівняно з активним середовищем на основі твердих тіл і рідин, гази мають значно меншу густину і вищу однорідність (тому лазерний промінь в газах менше спотворюється і розсіюється, що сприяє досягненню дифракційної розбіжності променя). Уширення спектральних ліній атомарних газів набагато менше за ширину смуг люмінесценції конденсованих середовищ, що дозволяє досягати високої монохроматичності і направленості лазерних променів.

Частинки газоподібного середовища слабо взаємодіють між собою, тому ця взаємодія приводить лише до уширення спектральних ліній і не впливає на розміщення енергетичних рівнів часток. В газах відсутні нерезонансні втрати в активному середовищі, тому в газових лазерах шляхом збільшення довжини резонатора. Цим пояснюється велика кількість генераційних переходів в широкому діапазоні спектру. Специфіка газоподібних робочих середовищ лазерів полягає і в багаточисельності фізичних процесів, які приводять до створення інверсної заселеності.

5.1 He-Ne газорозрядні лазери.

В кінці 1960 р. А. Джаван, У. Бенкет і Д. Харіот створили перший He-Ne лазер, який випромінював на довжині хвилі 1,15 мкм атома неону. Але найбільший інтерес до цього лазера проявився, коли була одержана генерація на спектральній лінії з $\lambda = 632$ нм, оскільки лазерний промінь став, при цьому, інструментом. Робочим в He-Ne лазері є атом неону, а гелій виконує роль донора енергії.

Енергія перших двох збуджених енергетичних рівнів атома гелію (метастабільні рівні з високим часом життя) досить точно

співпадають з енергіями 3s-, 2s – рівнів атома неону. Тому в цій системі добре реалізуються умови резонансної передачі енергії :

$$\text{He}^* + \text{Ne} - \text{Ne}^* + \text{He} + \Delta E_{\text{кін}} \dots \dots \dots (5.1)$$

При правильно вибраних співвідношеннях парціальних тисків He і Ne, можливо добитися інверсної заселеності 3s, 2s рівнів NeI відносно рівнів 2p, 3p. Спустошення нижніх лазерних рівнів атома неону відбувається в процесах зіткнень, в тому числі і з стінками газорозрядної трубки.

Нижніми збудженими рівнями атома гелію 2^3S_1 , 2^1S_0 відповідають енергії 19,82 і 20,61 eV, а їх час життя складає близько 10^{-3} с. Тому вони добре накачуються енергією, яка одержана при збудженні електронним ударом. Енергетичні рівні 3s, 2s атому неону близькі за величиною до метастабільних рівнів $\text{He}(2^3S_1, 2^1S_0)$, а різниця енергій між ними складає приблизно 300 см^{-1} (при температурі 300 K $kT = 210 \text{ см}^{-1}$). В атомі неону s – стани мають більші часи життя, ніж p – стани, що дозволяє створювати інверсну заселеність на переходах $2s - 2p$; $3s - 3p$.

Внесення в розряд відносно великої кількості гелію, дозволяє реалізувати інтенсивний канал заселення атомів $\text{Ne}(3s, 2s)$.

Основні генераційні лінії **He-Ne** лазера: 1,15 мкм $\text{Ne}(2s-2p)$, 3,39 мкм $\text{Ne}(3s-3p)$, 0,63 мкм $\text{Ne}(3s-2p)$. Всі три генераційні переходи атома неону збуджуються при приблизно однакових умовах горіння повздовжного тліючого розряду низького тиску і мають однакові залежності потужності генерації від параметрів розряду. Спектральні лінії 3,39 і 0,63 мкм мають спільний верхній рівень, тому генерація на одній з них послаблює генерацію на іншій. Для спектральної лінії $\lambda = 3,39$ мкм підсилення максимальне – 20 дБ/м, а для лінії з $\lambda = 0,63$ мкм – лише 5-6 %/м, тому оптичний резонатор на червоній лінії неону облаштований діелектричними дзеркалами з високим коефіцієнтом відбивання на $\lambda=0,63$ мкм. Збудження He-Ne суміші відбувається в слабоіонізованій плазмі повздовжного тліючого розряду при густині струму $100-200 \text{ mA/cm}^2$. Напруженість електричного поля така, що число, створених на одиничному відрізку електронів та

іонів компенсує витрати заряджених частинок при їх дифузії до стінок газорозрядної трубки.

Для спектральних ліній з $\lambda = 0,63$ і $3,39$ мкм оптимальна величина добутку $pD = 3,5-4,0$ Торр мм. (де p – тиск газової суміші, D – внутрішній діаметр розрядної трубки), а склад суміші $p(\text{He}) - p(\text{Ne}) = 5-1$. Для лінії з $\lambda = 1,15$ мкм: $pD = 10-12$ Торр мм при середньому струмі розряду 25-50 мА. Внутрішній діаметр розрядних трубок складає переважно 5-10 мм, а загальний тиск газової суміші 1-2 Торр.

Наявність оптимальної густини струму розряду зумовлено виникненням при великих струмах каскадних процесів типу:



які заселяють нижній лазерний рівень, що приводить до зменшення потужності лазерної генерації. Характерна середня потужність лазерної генерації на $\lambda = 1,15$ мкм $\text{Ne}(2s-2p)$ і $0,63$ мкм $\text{Ne}(3s-2p)$ складає десятки мВт, а на $\lambda = 3,39$ мкм $\text{Ne}(3s-3p)$ – сотні мВт. Ресурс неперервної роботи He-Ne лазера вимірюється роками.

5.2 Лазери га іонах аргону.

Лазери, що працюють на переходах між збудженими станами іонів інертних газів, характеризуються високою густиною порогового струму накачування, що зумовлено необхідністю підтримання високого ступеня іонізації робочого газу. В лазерах на іонах ArII верхній лазерний рівень заселяється в результаті двох послідовних зіткнень атомів аргону з електронами розряду. Під час першого зіткнення утворюється іон ArII в основному стані, а під час другого зіткнення – відбувається збудження цього іона електронами з основного стану на верхній лазерний рівень:



В цілому ефективність заселення верхнього лазерного рівня пропорційна квадрату струму, тому в лазерах на переходах в іони аргону густина струму накачування повинна досягати 10^2-10^3

$\text{A}/\text{см}^2$. Швидкість накачування верхніх лазерних рівнів в процесах (5.3) пропорційна квадрату густини струму (J). Для аргонних іонних лазерах справедливий закон подібності $P/V = 10^{-5} J^2$, де P/V – об’ємна густина потужності генерації в $[\text{Вт см}^{-2}]$, а J – густина струму в $[\text{А см}^{-2}]$.

Розселення нижнього лазерного рівня іонів $\text{ArII}(3p^44s)$ відбувається внаслідок ВУФ-випромінювання на довжині хвилі 72 нм. При цьому, часи життя відносно спонтанного розпаду нижніх лазерних рівнів – 1 нс, а верхніх – 10 нс, що благоприємно для досягнення інверсної заселеності:

$$N_2 - N_1 = (k_2\tau_2 - k_1\tau_1) N_i N_E \sim J^2, \quad (5.4)$$

де k_2, k_1 – константи швидкості збудження енергетичних рівнів 4s і 4p ArII , τ_2 і τ_1 – часи життя верхнього і нижнього лазерного рівнів.

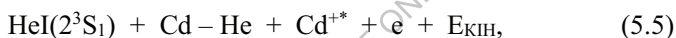
Найбільш інтенсивним є лазерне випромінювання на довжинах хвиль з $\lambda = 514,5$ і $488,0$ нм ArII . Квантовий ККД у лазера на іонах аргону складає близько 7 %, а реальний є меншим за 0,15 %.

Різко збільшити густину струму можливо при зменшенні діаметра газорозрядної трубки, тобто використовуючи сильнострумний дуговий розряд в капілярі діаметром 1-10 мм при тисках аргону 13,3 – 66,6 Па. Високе теплове навантаження (декілька сотень Вт на 1 см довжини капіляру) вимагає застосування ефективного водяного охолодження. Для збільшення концентрації електронів на осі капіляру, а також для захисту його від руйнування іонним пучком в розрядному проміжкові використовуються постійні магніти або соленоїди. Вони генерують аксіальне магнітне поле з напруженістю порядку $8 \cdot 10^4$ А/м), яке стискає область розряду і відхиляє її від стінок капіляру. Оскільки електрони, що емітуються катодом, рухаються під дією електричного поля по капіляру до анода, то і газ у капілярі переміщується в цьому ж напрямку. Це призводить до гасіння розряду в капілярі. Для вирівнювання тиску катодну та анодну частину капіляра з’єднують обвідним газовим каналом, виготовленим з діелектричної трубки. Для уникнення запалювання розряду в обвідному каналі, останній має більшу

довжину, а його діаметр менший ніж діаметр капіляра. Найкращим матеріалом для розрядної трубки іонних аргонних лазерів є кераміка на основі окису берилію. Ресурс роботи цих розрядних трубок переважає 1000 годин. В типових умовах роботи лазера на однозарядних іонах аргону відбувається і утворення відповідних двозарядних іонів, які генерують лазерне випромінювання на довжина хвилі з $\lambda = 363,8; 353,1$ нм. Типова середня потужність генерації лазерів на іонах **ArII** досягає 5-15 Вт, а на іонах **ArIII** вона не перевищує 1-2 Вт.

5.3 Лазер на іонах кадмію.

Основний механізми роботи газорозрядного He-Cd лазера пов'язаний з передачею енергії збудження від метастабільних атомів гелію $\text{HeI}(2^3\text{S}_1)$ атома кадмію, яка приводить до іонізації кадмію і збудженню його іона:



Константа швидкості Пеннінгівської іонізації визначається перерізом $\sigma_p = 6,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Реакція (5.5) можлива лише у випадку коли енергія збудження атомів гелію переважає енергію іонізації і наступного збудження іона кадмію.

Атоми He в метастабільних станах $2^3\text{S}_1, 2^1\text{S}_0$ можуть ефективно збуджувати іони кадмію $\text{Cd}^+(^2\text{D}_{3/2}, ^2\text{D}_{5/2}, ^2\text{P}_{3/2}, ^2\text{P}_{1/2})$. Найбільш ефективно збуджуються іонні стани кадмію з найменшим дефіцитом енергії, тобто для $\text{He}(2^3\text{S}_1)$ іде найбільш ефективно передача енергії до $\text{Cd}^+(^2\text{D}_{3/2}, ^2\text{D}_{5/2})$. Проте інверсія заселеності в неперервному режимі встановлюється внаслідок швидкого розпаду нижніх лазерних станів іона кадмію відносно верхніх. Радіаційні часи життя D –станів - $\text{Cd}^+(^2\text{D}_{3/2}, ^2\text{D}_{5/2})$ складають 100 нс, а p – станів лише – 1 нс.

He-Cd лазер подібний до He – Ne за механізмом збудження верхніх лазерних рівнів, а до лазера на іонах аргону – за механізмом розселення нижніх лазерних рівнів. Генераційні лінії He-Cd лазера з $\lambda = 325,0$ і $441,6$ CdII відповідають переходам з різних рівнів іона кадмію. Пеннінгівський процес заселення збуджених станів іона кадмію є одноступінчатим, тому швидкість накачування цього лазера пропорційна густині струму розряду, а

не її квадрату, як в лазерах на іонах аргону. Це приводить до значно менших густин струму і потужності, яка розсіюється на одиниці довжини розрядної трубки.

Значна зацікавленість до He-Cd лазера зумовлена тим, що це надійний лазер з низьким порогом генерації в синій ($\lambda = 441,6$ нм) і УФ (325,0 нм) ділянках спектру. Для отримання потужності в декілька десятків міліватів використовують джерело живлення в декілька сотень ват. Лазер не вимагає застосування водяного охолодження.

Для лазерів на парах металів важливою є проблема підтримання однорідного розподілу пари металу в робочій зоні лазера. Для He-Cd лазера ця проблема вирішується шляхом використання явища катафорезу іонів кадмію. **Катафорезом** називається направлений рух іонів у газовому розряді постійного струму під дією зовнішнього електричного поля. В двофазних системах катафорез веде до переважаючого потоку складової суміші з меншим потенціалом іонізації до катода. Катафорез в цьому лазері використано для прокачування іонів кадмію через всю розрядну трубку від аноду до катода з контрольованою швидкістю. Кадмій видаляється з газової фази шляхом конденсації на холодних стінках розширеної секції розрядної трубки безпосередньо перед катодом.

При розряді капіляр нагрівається до температури, яка є досить високою, щоб без зовнішніх нагрівачів чи додаткової теплоізоляції захистити стінки розрядної трубки від конденсації на них кадмію. Довжина розрядної трубки рівна 1 – 1,5 м, внутрішній діаметр 2 – 2,5 мм, тиск гелію 1 – 5 мм рт. ст.. Спочатку запалюють тліючий розряд в гелії, після чого нагрівають відросток з кадмієм до температури 230-250 С; при розрядному струмі до 100 мА масовий потік парів кадмію складає $(1 - 1,5) \cdot 10^{-3}$ г/год, а парціальний тиск пари кадмію при цьому рівний $(3-4) \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. При напрузі на аноді 4,5 кВ і струмі 100 мА виділення енергії на одиницю довжини трубки досягає 3 Вт/см. Середня потужність генерації на спектральній лінії з $\lambda = 441,6$ нм досягає 100...200 мВт при оптимальній прозорості вихідна вікна оптичного резонатора 5-7 %. В УФ діапазоні спектру потужність генерації на порядок менша. Після повного випаровування кадмію із вихідного резервуару необхідно

замінити місцями катод і анод і почати випаровування кадмію, який конденсувався в охолодженому резервуарі.

Високе розташування робочих рівнів атомарних та іонних лазерів призводить до їх низької ефективності. Основна частина енергії у типовому розряді в атомарному газі витрачається на іонізацію та збудження низько розташованих енергетичних рівнів, тому ККД для них складає $10^{-3} - 10^{-4}$. Ресурс роботи He-Cd лазерів переважає $5 \cdot 10^3$ годин. He-Cd лазер та інші, подібні до нього лазери (He-Zn; He-Se лазери), добре доповнюють He-Ne лазер, бо значно розширюють набір довжин хвиль генерації на всю видиму і частково на УФ області спектру. В таблиці 9.1. приведені основні довжини хвилі деяких іонних лазерів на парах металів.

5.4 Йодний лазер.

Йодний лазер був першим лазером, де використовувався перехід в межах одного електронного стану магніто-дипольний перехід між складовими дублета тонкої структури з квантовими числами $j_1 = 3/2$ і $j_2 = 1/2$. Лазерний перехід $^2P_{1/2} - ^2P_{2/3}$ атома йоду здійснюється на довжині хвилі 1,3115 мкм.

Внаслідок малої імовірності магніто-дипольного переходу верхній енергетичний рівень $^2P_{1/2}$ є метастабільним, що сприяє одержанню інверсної заселеності. Лазерні рівні тонкої структури атома йоду мають додаткове розщеплення на підрівні із-за різної орієнтації ядерного кутового моменту атома йоду (^{137}I). Верхній лазерний рівень з квантовим числом $j = 1/2$ розщеплюється на два підрівні, а нижній на чотири. Кожна група лазерних ліній починається із одного з підрівнів рівня $j = 1/2$.

Накачування йодного лазера може здійснюватися оптично, газовим розрядом та хімічними реакціями. Більш детально розглянемо цей лазер в темі по хімічним лазерам. Такий спосіб збудження генерації на атомах йоду є найбільш перспективним і набув широкого застосування.

5.5. Атомарні лазери на парах металів

Для лазерів на атомарних переходах можливе значне збільшення ККД при переході в імпульсний режим роботи. Відомо, що при запалюванні розряду в атомарних парах металів основна частина енергії розряду іде на збудження першого резонансного рівня відповідного атома. Цей рівень має найбільший переріз електронного збудження, тому його доцільно використати як верхній лазерний. Але у цьому випадку нижнім лазерним рівнем може бути лише метастабільний рівень, який знаходиться між основним і резонансним рівнями. Тому в результаті збудження виникає інверсна заселеність на деякому часовому проміжку. Якщо при цьому буде перевищено поріг самозбудження лазера, то виникає імпульсна генерація, під час якої заселяється нижній метастабільний стан і генерація припиняється. Наступний імпульс збудження можна подавати лише за час, більший часу життя атома в метастабільному стані, коли його заселеність стає мінімальною.

Такі лазери, для яких характерна імпульсна генерація на переходах, що закінчуються на метастабільному рівні, називаються *лазерами на самообмежених переходах*.

ККД лазера на само обмежених переходах може представлятися у вигляді:

$$\eta = \eta_n (h\nu/E_{\text{верх}}) [g_n/(g_n + g_b)] = \eta_n \eta_{\text{MAX}}, \quad (5.6)$$

де η_n – ефективність накачування лазера (тобто доля енергії накачування, яка витрачається на збудження верхнього лазерного рівня), η_{MAX} – максимальний ККД лазера, при якому вся енергія витрачається лише на збудження верхнього лазерного рівня. Множник на основі статистичних ваг рівнів - $g_n/(g_n + g_b)$ знаходиться звичайно в діапазоні 1/3 – 2/3. Для атомів з низько розміщеним верхнім лазерним рівнем відношення $h\nu/E_{\text{верх}}$ досягає 0,5-0,7, тому можливо знайти системи переходів у атомах, для яких $\eta_{\text{MAX}} = 0,3-0,5$. Експерименти з одержання лазерної генерації на само обмежених переходах атомів виявили, що η_n може досягати 0,3 – 0,5, тому повний ККД таких лазерів може досягати 10-20 %, що було значним досягненням у квантовій електроніці.

Існує багато металів, для яких η_{\max} досить значний. Найвищим є η_{\max} для зеленої лінії талію ($\lambda = 535,0$ нм) на для УФ лінії атома золота ($\lambda = 321,2$ нм). Трохи меншим він є для лазерів на атомах свинцю і міді. Лазер на атомах міді виявився найбільш оптимальним як з точки зору ККД, так і середньої потужності генерації в імпульсно-періодичному режимі роботи.

Спрощена схема основних енергетичних рівнів атома міді наведена на рис.9.8. Два близько розміщені рівні $^2P^0_{3/2}$ і $^2P^0_{1/2}$ ефективно збуджуються електронами розряду, оскільки ефективні перерізи їх електронного збудження складають, відповідно: $\sigma = 9,7$ та $5,5$ А². Час життя верхніх лазерних рівнів у цьому лазері досягає , відповідно 770 і 370 нс, що призводить до полонення резонансного випромінювання атома міді.

Інші лазери на атомах металів за своїми вихідними характеристиками значно поступаються лазерам на атомах міді.

Конструкція газорозрядних трубок для лазерів на атомах міді розробляють так, щоб забезпечити високотемпературний режим їх роботи (тиск пари міді складає в лазері 53,2 Па, а густина $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Газорозрядну трубку виготовляють з алюмінієвої (Al₂O₃) чи берилієвої (BeO) керамік. Для убезпечення від потрапляння пари металу на вихідні брюстерівські віконця розрядної трубки в лазер додають 100-300 Па гелію чи неону.

Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте основні переваги і специфіку газоподібних робочих середовищ лазерів.
2. Коли і хто винайшов гелій – неоновий лазер ?
3. Наведіть схему енергетичних рівнів атомів He і Ne, які приймають участь у створенні інверсії в газорозрядному He – Ne лазері.
4. В чому полягає механізм роботи He – Ne лазера ?
5. Чим зумовлено існування оптимальної густини електронів в тліючому розряді, що використовується в He – Ne лазері ?
6. Охарактеризуйте конструкцію та основні характеристики типового He – Ne лазера.
7. Схема енергетичних рівнів іону аргону та механізм роботи газорозрядного лазера.

8. Конструкція та оптимальні умови роботи газорозрядного лазера на переходах іонів аргону.
9. Якими є типові вихідні характеристики аргонних лазерів ?
10. Схема енергетичних рівнів He та іона кадмію, які приймають участь у створенні інверсії в He-Cd лазері.
11. Механізм роботи та будова He-Cd лазера.
12. Оптимальні умови для роботи He-Cd лазера та його вихідні характеристики.
13. Схема енергетичних рівнів та механізми роботи лазера на атомах міді.
14. ККД лазера на парі міді ?
15. Будова і вихідні характеристики лазерів на парі міді.

FOR AUTHOR USE ONLY

6. Газорозрядні лазери на стійких (CO₂, CO, N₂, H₂) і нестійких (ексиплексних) молекулах

Вступ. На даний час лише молекулярні газові лазери характеризуються поєднанням високих енергетичних характеристик і ККД з усіма іншими перевагами газорозрядних лазерів на атомах чи іонах. Умовно всі молекулярні газорозрядні лазери на стійких молекулах можливо поділити на лазери, в яких генерація здійснюється між коливними рівнями одного електронного стану або між різними електронно – коливними рівнями молекули. Перший тип лазерів випромінює, як правило, в інфрачервоній області спектру ($\lambda \sim 1-15$ мкм), а лазери другого типу в УФ-ВУФ діапазоні довжин хвиль (N₂-, H₂ - лазери).

Сформулюємо ряд загальних вимог до робочого середовища потужних газових лазерів з високим ККД, що добре виконуються для молекулярних лазерів:

- верхній лазерний рівень повинен мати досить високий час життя, а нижній – навпаки повинен бути короткоживучим;
- нижній рівень повинен мати малу енергію, але вона має бути більшою за рівноважну для даної температури;
- радіаційне розселення нижнього лазерного рівня не має бути основним механізмом його розселення під час створення інверсної заселеності;
- релаксація заселеності нижнього лазерного рівня повинна відбуватися за рахунок зіткнень, бажано в декілька етапів.

Ексиплексні (ексимерні) лазери є одним з типів хімічних лазерів, які випромінюють на електронних переходах ексимерних (коли нестійку молекулу утворюють два однакові атоми) чи ексиплексних (коли нестійку молекулу утворюють два різних атоми) молекулах. Вперше ексимерний лазер на рідкому ксеноні (робоча речовина - димер Хе₂^{*}) був запущений у 1970 р., а на моногалогенідах інертних газів – RX^{*} (де: R=Ar, Kr, Xe; X=F, Cl, Br, J) в 1975 р. Лазерний перехід в цих молекулах відбувається між верхнім електронним станом, який має потенціальний мінімум і нижнім відштовхувальним або слабозв'язаним

енергетичним станом (рис.6.1). Використання незв'язаних нижніх енергетичних рівнів означає, що генерація не обмежена процесом накопичення часток на нижньому лазерному рівні, оскільки останній дисоціює за час одного періоду коливання. Відсутність зв'язаних коливних рівнів у нижньому енергетичному стані приводить до утворення неперервного спектру випромінювання. Тому профіль коефіцієнта підсилення цих лазерів є досить широким і безструктурним, що сприяє перебудові спектрів лазерної генерації в широкому спектральному діапазоні. Оскільки лазерні рівні ексимерних і ексиплексних молекул відносяться до самих низькорозміщених електронних станів, то у них висока стійкість до процесів гасіння.

Благоприємним чинником цих молекулярних лазерних систем є значна селективність процесів заселення верхнього лазерного рівня у чотирьох різних типах хімічних процесів:

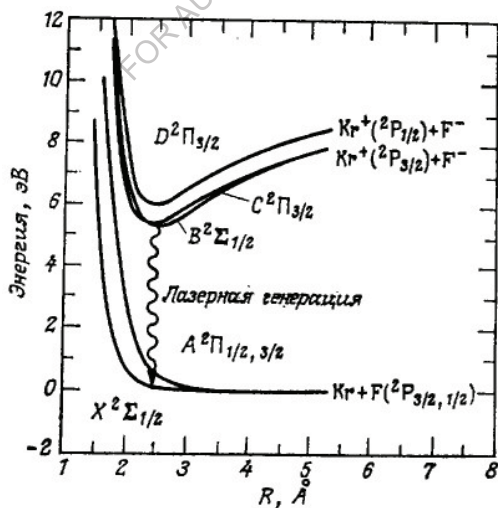
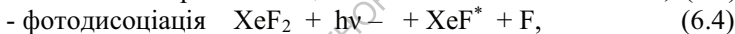
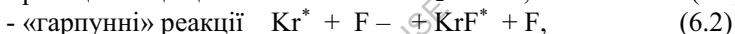
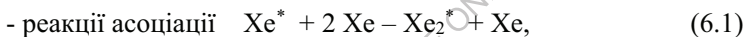


Рис.6.1. Залежність енергії ексимерної молекули KrF від відстані R між атомами Kr і F

6.1 Принцип дії газорозрядних CO₂ – лазерів

Вперше лазерна генерація на молекулі CO₂ була отримана в 1964 р. С Патером. Молекула CO₂ є лінійною: O - C - O. Атоми кисню в молекулі CO₂ можуть здійснювати симетричні ($\nu_1 00$) і несиметричні ($00\nu_3$) коливання відносно атома вуглецю вздовж напрямку O - C - O, а також перпендикулярно йому (деформаційна мода ($0\nu_2^1 0$)). Квантові числа ν_1, ν_2^1, ν_3 характеризують число квантів, які відповідають коливанням даного типу, числа, що відповідають коливанням даного типу, індекс 1 – вказує поляризацію деформаційного коливання. Лазерна генерація в CO₂ – лазері збуджується з довжиною хвилі $\lambda = 10, 6$ мкм на переходах між рівнем $00^0 1$ (верхній лазерний рівень) і нижніми лазерними рівнями $10^0 0$ та $02^0 0$. Для отримання оптимальних умов генерації у робоче середовище CO₂ – лазера додають азот і гелій.

Розглянемо механізм утворення інверсної заселеності в газорозрядних CO₂ – лазерах.

Час життя молекул CO₂ на рівні $00^0 1$ відносно спонтанного розпаду складає 0,2 с, тому більш інтенсивно верхній і нижній лазерні рівні розселяються при зіткненнях збудженої молекули із не збудженими компонентами робочої газової суміші. Час релаксації цих рівнів можливо оцінити за допомогою часів релаксації τ_{CO_2-i} :

$$\tau^{-1}_{CO_2} = \Sigma \tau^{-1}_{CO_2-i} = \Sigma p_i / (p \tau)_{CO_2-i}, \quad (6.5)$$

де p_i – парціальний тиск різних складових робочої суміші, добутки $(p \tau)_{CO_2-i}$, задаються спеціальною таблицею.

Імовірність збудження рівня $00^0 1$ молекули CO₂ і N₂($\nu=1$) електронами малої енергії носить резонансний характер. При цьому, енергії, які відповідають максимумам перерізів цих процесів, близькі до енергій електронів, що необхідні для

підтримання самостійного тліючого розряду в газовій суміші He-CO₂-N₂. Крім цього, важливим для роботи CO₂ – лазера є те, що положення енергетичних рівнів 00⁰1 молекули CO₂ і v=1 молекули N₂ майже співпадають між собою. Це призводить до ефективного обміну енергій збудження між ними і молекулами азоту - N₂(v=1), які таким чином приймають участь у накачуванні верхнього лазерного рівня. Цьому сприяє те, що коливні рівні молекули азоту більш ефективно заселяються електронним ударом і вони мають значний час релаксації в процесах зіткнень.

Для підтримки стаціонарної генерації нижні лазерні рівні молекули CO₂ необхідно розселити у зіткненнях з атомами гелію і молекулами води. Гелій, крім розселення нижніх лазерних рівнів, забезпечує хороший тепловідвід від робочої суміші і здійснює стабілізуючий вплив на розряд в лазері. Тому чином, для ефективної роботи газорозрядного CO₂ лазера використовують трикомпонентну суміш.

6.2 Умови роботи, будова і вихідні характеристики лазерів на молекулах CO₂

Оптимальний склад робочої газової суміші CO₂ – лазера визначається режимом генерації, способом її збудження і режимом охолодження газової суміші.

Спектральна лінія підсилення робочого середовища CO₂ – лазера складається з великої кількості обертальних ліній, кожна з яких уширена за рахунок ефекту Доплера ($\Delta\nu_D$) і за рахунок зіткнення на величину $\Delta\nu_L$ (Лоренцівське уширення). Процеси накачування робочої суміші електричним розрядом завжди супроводжуються нагріванням. Температура робочої суміші у стані, що встановлюється, пропорційна потужності електричного розряду $T_g \sim j E$. При відсутності лазерної генерації заселеність верхнього лазерного рівня також порційна добутку $j E$. Врахування залежності $\tau(\text{CO}_2)$ від збільшення температури лише послаблює залежність заселеності N(001) від температури газової суміші. Заселеність же нижнього лазерного рівня, який знаходиться в рівновазі з основним, описується законом

Больцмана, тобто збільшується при збільшенні температури газу. Тому при досягненні деякої критичної температури (T_{MAX}) інверсія зникає.

Максимальна інверсія досягається при типових умовах роботи CO_2 – лазера за температурою $T_{\text{опт}} \sim 400\text{-}500$ К, а максимальна температура не повинна переважати 700-800 К. З цього випливає необхідність ефективного охолодження робочої суміші CO_2 – лазерів. Відведення теплоти від робочої суміші здійснюється за рахунок теплопровідності до стінки розрядної трубки, яка охолоджується (лазери з дифузійним охолодженням) або шляхом заміни нагрітої розрядом порції газу новою – холодним газом (лазери з конвективним охолодженням).

CO_2 – лазер з дифузійним охолодженням складається із кварцової (або скляної) розрядної трубки, яка охолоджується протічною водою, системи електродів і плазми. По торцям трубки встановлено дзеркала резонатора: «глухе» і напівпрозоре дзеркало. Стабільність роботи лазера забезпечувалась шляхом повільного повздовжнього прокачування робочої суміші, або розміщення всередині відпаяної лазерної трубки пристрою регенерації (відновлення) робочої газової суміші. В CO_2 – лазерах з дифузійним охолодженням використовуються газові суміші $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ з характерним складом 1 – 1 – (3...6) при повному її тиску 20...40 мм рт. ст. Максимальна середня потужність лазерної генерації, яка приходить на одиницю довжини розрядної трубки, досягає 50-100 Вт/м.

Довжина розрядної трубки CO_2 лазера обмежена дифракційними явищами, а також втратами на відбивання випромінювання від стінок трубки і на її торцях. При відсутності втрат на відбивання від стінок, в якості гранично можливої довжини трубки, можливо вибрати таку довжину, на якій лазерний промінь розшириться внаслідок дифракції на величину, що рівна радіусу трубки (R_T). Ця довжина визначається співвідношенням: $L_A < 2 R_T/\lambda$. Для типових радіусів розрядних трубок на рівні 1-3 см відстань $L_A \sim 20\text{-}200$ м. Потужні CO_2 - лазери складаються з великої кількості кротких ($L_A \sim 1$ м) розрядних трубок. Випромінювання в цьому випадку проходить

через трубки послідовно за допомогою системи поворотних дзеркал, які об'єднують їх у спільний резонатор. Розриви трубок і втрати, які цим зумовлені, приводять до додаткового обмеження сумарної довжини активного середовища. Тому ця довжина в сучасних технологічних CO₂ – лазерах з дифузним охолодженням не переважає 20-40 м, а їх вихідна потужність знаходиться в діапазоні 0.1 – 1,0 кВт.

6.3. Лазери на електронних переходах молекул азоту та водню

Крім лазерної генерації на коливних переходах молекул, можливо одержати ЛВ і на різних електронних переходах стійких молекул. Розподіл інтенсивності випромінювання в системі смуг електронних переходів цих таких молекул (N₂, H₂) визначається властивостями кривих потенціальної енергії у основному і збудженому електронних станах та принципом Франка-Кондона, з якого випливає, що при переході молекули із одного електронного стану в другий не відбувається помітної зміни ні відносного положення, ні швидкості атомних ядер молекули.

Таким чином, принцип Франка-Кондона дозволяє переходи в двоатомній молекулі з одного електронного стану в інший лише по вертикалі на діаграмі потенційних кривих, які зв'язують «точки повороту» коливного руху молекул між стінками потенціальної ями.

Розглянемо принцип дії УФ – лазера на молекулі азоту, який працює на переході $C^3P_u - V^3P_g$.

Розташування потенційних кривих верхнього C^3P_u і нижнього V^3P_g та основного – $X^1\Sigma_g^+$ станів молекули азоту така, що при збудженні електронним ударом, у відповідності до принципу Франка-Кондона, відбувається ефективне заселення енергетичних рівнів з коливними квантовими числами $v=0, 1$ електронного C – стану молекули азоту. Тобто під дією електронів молекула азоту переходить вертикально вгору по осі енергії, а стан V^3P_g , при цьому, не заселяється. За принципом

Франка-Кондона дозволені випромінювальні переходи з стану S^3P_u в стан V^3P_g , але лише вертикально вниз з правих поворотних точок електронно стану S^3P_u .

Таким чином, принцип Франка-Кондона здійснює рознесення каналів накачування і генерації. За аналогічною ж схемою працює і лазер на молекулах водню ($\lambda_g - 161; 116-126$ нм).

Оскільки час життя молекул азоту і водню на верхньому лазерному рівні малий, то для їх збудження використовують імпульсні газорозрядні системи з малою індуктивністю і коротким імпульсом струму. Ці лазери є лазерами на самообмежених переходах (аналогічно як це проходить в лазері на атомах міді), оскільки час життя нижніх енергетичних рівнів у них більший за час життя верхніх енергетичних рівнів. Радіаційний час життя стану $N_2(C)$ складає – 38 нс, а молекули $H_2(C)$ - лише 0,8 нс. Час існування інверсії в азотному лазері не переважає 10-40 нс, а у водневому лазері – він менший за 1 нс.

Схеми збудження сучасних азотних лазерів з поперечним розрядом та конструкція розрядних камер подібні до тих, що використовуються в експлексних лазерах на моногалогенідах важких інертних газів. Тиск газу в лазерах на молекулах азоту та водню складає 10-100 мм рт. ст. При густині потужності накачування до 5 кВт/см³ для азотного лазера одержана потужність генерації – 1 МВт в імпульсі тривалістю 10 нс, а для H_2 – лазера – 10 кВт при тривалості генерації – 1 нс. ККД цих лазерів невеликий і заходиться в діапазоні 0,01 – 0,1 %.

6.4. Особливості роботи лазерів в УФ-ВУФ діапазоні спектру. Будова і спектри випромінювання моногалогенідів інертних газів.

Труднощі освоєння короткохвильового діапазону спектру лазерами мають не лише технічний, а і принциповий фізичний характер. Це зумовлено значним зменшенням довжини хвилі

генерації і збільшенням її частоти - ν . Якщо спектральна лінія підсилення уширена внаслідок зіткнень, то коефіцієнт підсилення α пропорційний частоті. В більшості же випадків коли має місце природне і доплерівське уширення $\alpha \sim \nu^3$, а у випадку лише природного уширення $\alpha \sim \nu^5$. Це призводить до значного спаду підсилення при зменшенні довжини хвилі лазерної генерації. Частково це можливо компенсувати збільшення інтенсивності накачування, зростанням тиску робочої суміші газів та вибором переходів з високою імовірністю вимушеного випромінювання. Дослідження УФ - азотного та водневого лазерів вказує на значне збільшення інтенсивності накачування при переході від генерації на смузї 337,1 нм N_2 до генерації на смузї Лаймана з довжиною хвилі 161 нм H_2 . Крім цього, лазерні переходи між електронно-коливними станами стійких молекул характеризуються тим, що час життя верхнього лазерного рівня значно менший ніж у нижнього.

Виходячи з такого положення, перспективним є перехід від лазерів на стійких молекулах до ексимерних і ексиплексних лазерів. Генерація на переходах із верхнього стійкого в нижній розлітний стан одержана на димерах важких інертних газів, моногалогенідах інертних газів - RX^* і ртуті HgX^* а також окислах інертних газів RO^* . При розробці лазерів на димерах важких інертних газів використовуються потужні електронні пучки високої енергії та електро-іонізаційне накачування, що є комбінацією електронного пучка та розряду, який керується цим електронним пучком. Найбільш потужним і ефективним із цих лазерів є лазер на смузї 172 нм He_2^* , а лазери на смугах 146 нм Kr_2^* та 126 нм Ar_2^* виявились значно менш ефективними. Найвищі енергетичні характеристики і ККД одержані для RX^* - лазерів з накачування високовольтним пучком електронів, електро-іонізаційним способом і поперечним розрядом.

Нижній лазерний рівень (що є основним станом молекули) утворюється в результаті ковалентного зв'язку і представляє собою сукупність двох станів слабозв'язаного з найменшою енергією $X^2\Sigma$ і відштовхувального стану $A^2\Pi$. При атмосферних тисках робочої газової суміші в ексиплексних лазерах В і С – стани перемішані внаслідок зіткнень. Спектр випромінювання

молекул RX^* складається переважно із двох смуг, які відповідають переходам $B - X$, $C - A$. Смуга $B - X$ характеризується найвищим перерізом вимушеного випромінювання і дає тому найбільш інтенсивне лазерне випромінювання.

Смуга $C - A$ є широкою і малоінтенсивною, бо закінчується розлітним станом A . Типова ширина спектру люмінесценції на смузі $B - X$ молекули KrF^* а часи життя ексиплексних молекул в B – стані знаходяться в діапазоні 5 – 15 нс.

Ексиплексні молекули мають і ряд метастабільних станів з ковалентним зв'язком, які відповідають збудженим станам R^* і X^* . При відповідному розміщенні цих рівнів може виникати переддисоціація молекул RX^* , що є причиною відсутності лазерної генерації на деяких молекулах (наприклад, $ArBr^*$, KrI^*).

Одним із головних параметрів, які характеризують роботу ексиплексних лазерів є переріз вимушеного випромінювання (σ), який залежить від форми і ширини смуги люмінесценції:

$$\sigma \tau = (4\pi)^{-1} (\ln 2/\pi)^{1/2} (\lambda^4/c \Delta\lambda), \quad (6.14)$$

де τ – час життя ексиплексної молекули в B – стані, λ – довжина хвилі генерації, $\Delta\lambda$ – напівширина смуги випромінювання, c – швидкість світла, Наприклад, для молекули KrF^* : $\Delta\lambda = 2$ нм, $\tau = 9$ нс, а $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-16}$ см².

Світлина одного з ексимерних лазерів, які промислово випускаються, представлена на рис .6.2.



Рис.6.2. Зовнішній вигляд ексимерного лазера MPB

6.5 Фізико-хімічні процеси в плазмі лазерів на моногалогенідах інертних газів їх вихідні характеристики.

Іонний характер верхнього лазерного рівня молекул RX^* забезпечує їх швидке та ефективне утворення як по іон-іонному каналу, так і по каналу «гарпунних» реакцій (тобто каналу з участю метастабільних атомів важких інертних газів). При цьому, відштовхувальний характер потенціалу між атомами R і X, який відповідає основному стану молекули RX^* , забезпечує дуже незначну заселеність нижнього лазерного рівня.

Типові вихідні характеристики RX^* - лазерів наведені в таблиці 6.2.

Таблиця 6.2

Вихідні характеристики лазерів на моногалогенідах інертних газів

Молекула	$\Lambda_{\text{ГЕН}}$, нм	Спектр. перехід	ККД, %	Буферний газ	Галогено- носій
ArCl	175	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$	- 6	He	HCl, Cl ₂
ArF	193,3	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$	- -	He	F ₂
KrCl	222,0	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$	- -	He	HCl
KrF	248,5	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$	- 9-11	He, Ne (розряд); Ne, Ar (ел. пучок)	F ₂ , NF ₃ , SF ₆
XeBr	281,8	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$	- -	He	Br ₂
XeCl	308,0	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$ (0-1)	- 4-8	He, Ne (розряд); Ne, Ar (ел. пучок)	HCl
XeF	351,1; 353,1;	$B^2X^+_{1/2}$ $X^2\Sigma^+_{1/2}$ (0-2) (0-3) (1-6)	- 3-5,5	He, Ne (розряд); Ne, Ar (ел. пучок)	F ₂ , NF ₃ , SF ₆

Ще однією умовою одержання ефективної лазерної генерації є мале поглинання випромінювання на довжині хвилі генерації самим активним середовищем лазера. Плазма RX^* -лазерів містить велику кількість різних частинок, які поглинають ЛВ. Це утруднює і обмежує лазерну генерацію.

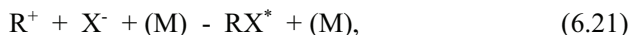
Порогові значення інверсної заселеності для RX^* - лазерів досить великі, що зумовлено малою довжиною хвилі генерації, та досить великою шириною лінії люмінесценції.

Коефіцієнт підсилення RX^* - лазерів може бути представлений у наступному вигляді:

$$K = \lambda A_{21} N_B / (8\pi \Delta\nu), \quad (6.20)$$

Де λ – довжина хвилі ЛВ, A_{21} - імовірність спонтанного випромінювання, N_B – густина ексиплексних молекул на верхньому лазерному рівні. При $K_{\text{пор}}$ порядку $0,01 \text{ см}^{-1}$, величина N_B досягає $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для створення такої густини збуджених молекул необхідно забезпечити густину накачування 10^{-2} Дж/см^3 за час $10-100 \text{ нс}$. Таку високу густину енергії накачування лазера можливо одержати при пропусканні через робочу газову суміш пучка швидких електронів високої густини чи потужного імпульсного розряду. При цьому будуть реалізовані різні механізми створення інверсної заселеності.

Заселення верхнього іонного стану в ексиплексних лазерах, що збуджуються електричним розрядом чи пучком електронів високої енергії відбувається за двома різними каналами. Канал іоніонної рекомбінації зумовлений процесом рекомбінації іонів R^+ з іонами X^- :



а другий (метастабільний) характеризує взаємодію метастабільних атомів інертного газу молекулами-галогеноносіями. Для реакції іон-іонної рекомбінації при тисках порядку $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ефективна двочастинкова константа швидкості складає $10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$. «Гарпунна» реакція теж має досить значну константу швидкості на рівні $(5-7) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. При накачуванні електронним пучком основною є реакція іон-іонної рекомбінації. Гарпунний механізм може відігравати провідну роль у створенні інверсії при електро-іонізаційній накачці робочого суміші газів. В газорозрядних ексиплексних лазерах на основі поперечного розряду з УФ – передіонізацією утворення молекул RX^* в В-

стані визначається обома каналами із співвідношенням: (80-90) % - іон-іонна рекомбінація і (20-10) % - «гарпунна» реакція.

В RX^* - лазерах завжди використовують буферний інертний газ, який при накачуванні лазера пучком електронів служить для розмноження електронів пучка і перетворення їх високої енергії в енергію, що відповідає ефективному утворенні ексиплексних молекул на верхньому лазерному рівні. При газорозрядному збудженні буферний газ забезпечує швидкий розвиток об'ємної іонізації і досягнення густини електронів 10^{14} - 10^{15} см^{-3} . Робочу суміші ексиплексних лазерів містять Ar, Ne і He (буферні гази) при тисках до $(1-7) 10^5$ Па, робочий інертний газ, Ar, Kr і Xe при тиску $(1-2) 10^3$ Па та галогенвмісний газ при парціальному тиску 100-500 Па.

Після утворення молекул $RX(B,C)$ може початися їх радіаційний розпад або вони гасяться важкими частинками і електронами плазми. В умовах інтенсивного ЛВ вони можуть розпадатися також під дією фотонів лазера. Для ефективного виводу ЛВ з ексиплексних лазерів імовірність вимушеного випромінювання повинна переважати сумарну імовірність розпаду молекули $RX(B)$ внаслідок радіаційних процесів і гасіння при зіткненнях з важкими частинками. Для молекул $RF(B)$ найбільшими є константи швидкості гасіння електронами $(2 - 4) 10^{-7}$ $\text{см}^3/\text{с}$ та молекулами-галогеноносіями $\sim 2,0 10^{-9}$ $\text{см}^3/\text{с}$.

На даний час комерційні газорозрядні ексиплексні лазери мають середню потужність 100-200 Вт при частоті повторення імпульсів 100-1000 Гц і тривалості імпульсів генерації 10-30 нс. При квантовому ККД цих лазерів на рівні 50 %, їх реальний ККД не переважає 5-8 %.

Контрольні запитання

1. В чому полягають загальні вимоги до робочих середовищ потужних і ефективних молекулярних газорозрядних лазерів ?
2. Яким є механізм роботи газорозрядного CO_2 – лазера ?
3. Яка роль температури при створенні інверсії в газорозрядних CO_2 – лазерах ?

4. Якими є типові вихідні характеристики CO_2 – лазера з дифузним охолодженням ?
5. Принцип Франка-Кондона і його роль в створенні інверсії на електронних переходах стійких двоатомних молекул.
6. Якими є типові вихідні характеристики газорозрядних N_2 - і N_2 –лазерів ?
7. Якими є основні селективні процеси заселення верхніх лазерних рівнів у ексиплексних лазерах ?
8. В чому полягають труднощі освоєння УФ – ВУФ діапазону спектру лазерним випромінюванням ?
9. Які найбільш типові характеристики RX^* -лазерів Ви знаєте ?
10. Охарактеризуйте процеси фотопоглинання в плазмі RX^* -лазерів.
11. Яким є механізм генерації ексиплексних лазерів ?
12. В чому полягає роль буферного газу в RX^* - лазері ?

FOR AUTHOR USE ONLY

7. Фізичні основи застосування лазерів в медицині

Розглянемо фізичні основні основи застосування лазерів в медицині.

7.1 *Лазерна діагностика.* У діагностиці лазерне випромінювання може використовуватися як поза організмом, так і для прямого аналізу органів і тканин пацієнта. Наведемо деякі приклади застосування лазерів в діагностиці.

Застосування лазерів поза організмом. Через тонкий кварцовий капіляр прокачується спеціально оброблена кров (див. Рис.7.1). Випромінювання лазера направляється на прозорий капіляр і викликає флюоресценцію клітин крові. Флюоресцентні світіння вловлюється чутливими датчиками. Це світіння специфічно для кожного типу клітин крові, що проходять поодиноці в області лазерної засвічення. Тому є можливість підрахувати їх кількість в заданому обсязі крові, а також отримувати з високою точністю кількісні показники по кожному типу клітин. Цей принцип використаний в приладі, який називається *гемоцітометр*. Продуктивність цього приладу в сотні разів перевищує продуктивність аналізу крові лаборантом традиційним способом. І точність, і об'єктивність результатів також істотно вище.

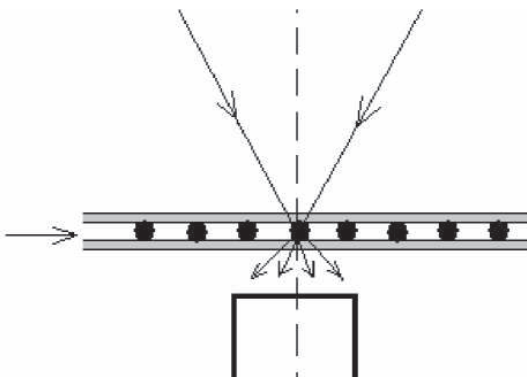


Рис.7.1 Застосування лазерного випромінювання для діагностики крові.

Пряма діагностика. Нова і перспективна область лазерної медицини. Її практична реалізація ще тільки починається. Розглянемо деякі приклади прямої.

Промінь Cd-Ne лазера (УФ, $\lambda = 327$ нм) пропускається через кварцовий світловод по судинному катетеру і націлюється на досліджувану тканину, наприклад, серцевий м'яз. Флюоресцентні світіння тканини, що відбувається в результаті дії лазерного випромінювання, вловлюється через той же світловод. За інтенсивністю флюоресцентного світіння можна судити про концентрацію в тканині різних компонентів, що визначають її життєдіяльність.

Промінь ексимерного ХеСl-лазера, ($\lambda = 308$ нм) використовується для видалення атеросклеротичних бляшок у кровоносних судинах. Діагностика полягає в тому, що одночасно з обробкою проводиться аналіз флюоресцентного випромінювання від бляшки, що руйнується під дією випромінювання. Такий аналіз дозволяє виявити наявність відкладень кальцію, магнію, а також ліпідів. Лазерна діагностика може використовуватися в інших областях, зокрема, в стоматології для диференціації каріогенного дентину зуба від нормального, лазерної діагностики очного дна (дослідження судинної системи), флюоресцентної ангіографії, голографічного діагностиці.

Лазерна терапія. Практично з початку використання лазерів відомо оздоровчу дію лазерного випромінювання низької інтенсивності. Спочатку переважно використовувався з цією метою He-Ne лазер. Вплив здійснюється на область поразки, на акупунктурні точки, на області Захар'їна - Гіжа (проекції на шкірі людини його внутрішніх органів), на біологічно активні точки (акупунктура), області стопи і долоні, області хребта і т. п. При ряді захворювань використовується опромінення крові. Механізми лікувального ефекту лазерної терапії не завжди і не цілком ясні. Проте, відомо їх оздоровчу дію, протизапальну дію,

підвищення імунітету, структурні зміни, активація макромолекул РНК, ДНК, а також відсутність несприятливих наслідків при їх застосуванні. Тому метод лазерної терапії вельми перспективний.

Фотодинамічна терапія.

Деякі злоякісні пухлини (первинний рак головного і спинного мозку, підшлункової та щитовидної залоз, метастази раку печінки і ін.) Здатні концентрувати в собі молекули деяких фоточутливих з'єднань, які попередньо вводять через кровоносні судини. При опроміненні тканини, акумулювати в собі Фоточутливі з'єднання *-фотосенсибілізатор-* Лазерним випромінюванням, довжина хвилі випромінювання якого відповідає області сильного поглинання сенсибілізатора, відбувається його розпад. При цьому виділяються вільні радикали, токсичні для живих клітин. На цьому принципі заснована фотодинамічна терапія.

Спочатку хворому вводять відповідний фотосенсибілізатор, потім через світловод (або при шкірних патологіях безпосередньо) виробляють опромінення пухлини. В результаті розкладання фотосенсибілізатора і масивного виділення токсичних продуктів клітини злоякісної пухлини гинуть, а навколишні їхні здорові клітини залишаються живими, так як на них речовина сенсибілізатора практично не адсорбується. Цей метод інтенсивно розробляється і впроваджується в клініках США, Західної Європи, Японії та Росії.

Лазерна хірургія. У всіх випадках, розглянутих вище, використовується лазерне випромінювання низької потужності, при якій воно не завдає безпосереднього пошкодження тканини і клітин живого організму. При лазерної хірургії руйнування тканини відбувається безпосередньо в процесі дії лазерного випромінювання.

Основні показання до застосування лазерів в хірургії: мікрохірургічні операції, видалення невеликих пухлин, операції, що вимагають виборчого впливу (пігментні і винні плями, тощо), реканалізація судин, проходів, зупинка кровотеч і операції на кровенасичених органах, зварювання тканин.

У лазерної хірургії використовуються досить потужні лазери, щільність потужності випромінювання яких достатня для видалення, руйнування або термічного некрозу клітин, тканин чи інших об'єктів, що підлягають ліквідації.

Методи лазерної хірургії: безпосереднє видалення речовини (абляція), коагуляція, зварювання (з'єднання), дроблення (за допомогою ударної хвилі).

Необхідно відзначити, що небажано застосування лазера як ріжучого інструменту при розтині шкіри, м'язів і внутрішніх порожнистих органів, так як на відміну від звичайного ріжучого інструменту вплив випромінювання викликає крайове пошкодження структур, що сповільнило б загоєння, викликало б появу рубців. Проте, область застосування лазерів в хірургії виключно широка. Короткий огляд основних областей застосування лазерів в хірургії зводиться до наступного.

У загальній хірургії: зупинка і профілактика кровотеч, видалення жовчного міхура і відростка сліпої кишки і для зварювання стінок порожнистих органів.

У серцево-судинної хірургії: відновлення просвіту судин, ліквідація патологічних вогнищ збудження в серцевому м'язі, для поліпшення кровопостачання міокарда кров'ю безпосередньо з лівого шлуночка, для з'єднання розсічених судин шляхом їх зварювання.

У нейрохірургії: видалення пухлин головного і спинного мозку і зварювання нервових стовбурів.

В офтальмології: розсічення окорухових м'язів, ліквідація деяких пухлин, виконання розрізів і проколів очного яблука, коагуляція окремих ділянок сітківки, приварювання відшарувалася сітківки, створення фістули (проходу) між передньою і задньою камерами ока при глаукомі, видалення кришталика при катаракті, кератопластика (проведення операцій на рогівці).

У стоматології : видалення каріозних мас, обробка пульпарної порожнини, видалення прикореневого кіст, ліквідація доброякісних новоутворень слизової оболонки порожнини рота.

У травматології і ортопедії: обробка кісткової тканини (ампутація), обробка хрящової тканини, при маніпуляціях на міжхребцевих дисках.

У дерматології: видалення злоякісних, потенційно злоякісних і доброякісних новоутворень на будь-яких поверхнях шкірних покривів, видалення доставляють незручності або естетично неприйнятних утворень на шкірі.

У косметології: втручання з приводу косметичних дефектів, лазерне шліфування шкіри, лазерне омолодження шкіри.

В онкології: видалення злоякісних пухлин на ранніх стадіях, реканалізація присвятив порожнистих органів у невиліковних пацієнтів, лікування деяких повільно прогресуючих захворювань, усунення метастазів, лікування багатьох доброякісних новоутворень.

Всі операції характеризуються або відкритим доступом до об'єкту втручання, або доступ забезпечується шляхом попереднього розсічення і розсовування тканин. Існують також ендоскопічні операції, коли доступ до об'єкту здійснюється через природні отвори (стравохід, трахея, порожнину носа і т. Д.) Або через невеликі проколи, в які потім вводяться зонди для підведення хірургічних інструментів. Такі операції дуже перспективні, тому що вони менш травматичні і в ряді випадків навіть не вимагають знеболення за місцем проведення основної процедури. У лазерних ендоскопічних операціях лазерне випромінювання з заданими параметрами вводиться по катетеру через гнучкий світловод.

7.2 Деякі властивості біоматеріалів

Дія лазерного випромінювання на біологічні матеріали обумовлена взаємодією фотонів з молекулами і з'єднаннями молекул тканини, наступними молекулярними процесами та біологічними реакціями.

Характер та інтенсивність впливу лазерного випромінювання на біотканини залежать: від властивостей лазерного випромінювання (довжини хвилі λ , щільності потужності випромінювання q , тривалість опромінення τ , частоти повторення впливу f) і від властивостей біологічної тканини. Тут принципово важливими є два комплексу властивостей тканини: оптичні властивості і теплофізичні властивості.

Оптичні властивості тканини. При падінні пучка лазерного випромінювання на поверхню біологічної тканини можуть спостерігатися відбивання, поглинання, розсіювання і пропускання.

Розглянемо, як це відбувається, на прикладі падіння випромінювання на поверхню шкіри. Шкіра складається з рогового шару (товщиною 10 - 200 мкм), епідермісу (40 - 150 мкм) і дерми (1000 - 4000 мкм). Безпосередньо від поверхні шкіри зазвичай відбивається невелика частка випромінювання.

Випромінювання проникає в роговий шар, в ньому частково поглинається, частково розсіюється, частково проходить в епідерміс. В епідермісі випромінювання також частково поглинається, частково розсіюється, частково проходить в дерму. У дермі випромінювання також частково поглинається, частково розсіюється. Частина розсіяного випромінювання виходить над поверхнею шкіри, утворюючи дифузне відбите випромінювання. Залежно від довжини хвилі падаючого випромінювання відбивається до 60% випромінювання.

Таким чином, істотною особливістю поширення випромінювання в біологічній тканині є розсіювання випромінювання, яке може бути значним. Розсіювання випромінювання в біологічній тканині відбувається внаслідок

того, що структура біологічної тканини має негомогенний характер, комірчасту структуру і визначається різними показниками заломлення у різних осередків та у осередків і навколишнім середовищем. Розсіювання в біологічній тканини залежить від довжини хвилі лазерного випромінювання.

Поглинання випромінювання також залежить від довжини хвилі випромінювання (див. Рис.7.2). В УФ діапазоні поглинання визначається вмістом білка, в ІК діапазоні поглинання - змістом води. Крім того, поглинання випромінювання гемопротеїнів, пігментами, нуклеїновими кислотами та іншими макромолекулами сильно залежить від довжини хвилі випромінювання.

Більшість органічних молекул, також як і протеїни, інтенсивно поглинають випромінювання УФ діапазону. Оксигенований гемоглобін інтенсивно поглинає випромінювання, починаючи з УФ області, включаючи зелену і жовту область видимій частині спектру до довжини хвилі 600 нм. Меланін, найважливіший епідермальний хромофор, поглинає у всій видимій частині спектру.

Взагалі в УФ, видимій та ближньої ІЧ області спектру лазерне випромінювання поглинається в основному електронами атомів і потім перетворюється в тепло при безвипромінювальній релаксації. У середній і далекій ІЧ області випромінювання поглинається порушенням обертого і коливального станів молекул. За допомогою атомарного і молекулярного поглинання та подальшої релаксації збуджених частинок оптична енергія перетворюється в теплову.

У діапазоні від 600 нм до 1200 нм випромінювання глибше проникає в тканину, з мінімальними втратами на розсіювання і поглинання. У цьому діапазоні можна досягти глибоко розташованих об'єктів.

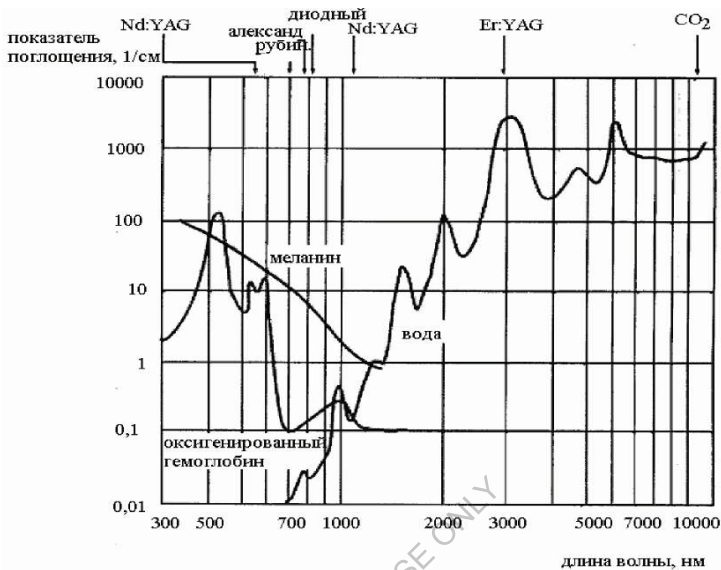


Рис.7.2 Спектри поглинання основних хромофорів біотканин.

Застосування лазерів залежить від спектральної поглинання біологічних тканин. Такі лазери як аргонний лазер, лазери на барвниках, Nd: YAG, Nd: YAG з подвоєнням частоти діють переважно на гемоглобін, меланін та інші органічні речовини і тому мають коагуляційний ефект. CO₂ і Er: YAG ($\lambda = 2,9$ мкм) лазери через високий поглинання їх випромінювання водою підходять для розсічення тканини.

Випромінювання CO₂ лазера проникає в тканини на глибину всього лише 10 мкм. Вся його потужність поглинається в поверхневих пористих шарах. Випромінювання при даній операції вільно поширюється в воді, але в крові поглинається у верхньому шарі товщиною кілька десятків мікрон. Nd: YAG лазер займає проміжне положення при поширенні випромінювання в воді, в крові поглинання йде в шарі кілька міліметрів.

Для успішного використання лазерів в медицині і розширення областей їх застосування важливими є спектральні характеристики поглинання різних тканин. На їх основі можна передбачити ефективність застосування різних лазерів і вибрати оптимальний.

Для отримання спектральних характеристик поглинання випромінювання в тканинах використовуються методи оптичної спектроскопії. Звично користуються спектрами пропускання, так як їх простіше отримати. Але необхідно завжди пам'ятати про те, що в біологічних тканинах можливо інтенсивне розсіювання випромінювання. Воно, так само, як і поглинання, вносить свій внесок у зменшення пропускання. Наприклад, при впливі випромінювання Nd: YAG лазера на кров невелика глибина проникнення випромінювання визначається не властивостями поглинання гемоглобіну, а інтенсивним розсіюванням випромінювання на клітинних елементах крові.

Якщо для конкретного медичного застосування лазер вже обраний (по спектральних характеристиках пропускання з урахуванням можливого розсіювання випромінювання), то для визначення результатів впливу необхідно оцінити характеристики поглинання випромінювання в даній тканині. Для довжин хвиль більше 10 мкм глибина проникнення випромінювання може бути розрахована на основі експоненціального закону, щільність потужності q колімірованим пучка випромінювання, що пройшов через шар товщиною d . Наведені міркування справедливі в тому випадку, коли поглинання набагато перевищує розсіювання.

Теплофізичні властивості біологічних тканин.

У лазерної хірургії, найбільш широкої сфери застосування лазерів в медицині, лазер використовується або в якості ріжучого інструменту, або в якості коагулятора. При цьому важливим є теплова дія лазерного випромінювання. Перетворення електромагнітної енергії лазерного випромінювання в теплову енергію відбувається в результаті поглинання лазерного випромінювання хромофорами, присутніми в тканинах, тобто компонентами

тканини, які інтенсивно поглинають випромінювання даної довжини хвилі. Хромофорами можуть бути найрізноманітніші речовини.

Процес нагрівання тканини, температура, до якої вона нагріється, залежать від наступних факторів: об'ємної щільності потужності поглиненої випромінювання Q [Вт/м], ефективності перетворення поглиненої енергії в тепло, часу опромінення, тепловідведення з області поглинання в прилеглі області за рахунок теплопровідності тканини та інших типів тепловідведення, зокрема, кровотоком.

Відведення тепла кровотоком.

В живих біологічних системах теплова енергія з опроміненої області відводиться не тільки шляхом теплопровідності, але і з потоком крові через судинну систему. В оціночних розрахунках для обліку тепловідведення приймають зазвичай наступну модель. Кров з нормальною артеріальною температурою надходить в опромінений обсяг і відразу ж нагрівається до локальної температури в капілярній області. Отримана кров'ю теплова енергія визначається питомою теплоємністю складових частин крові: $E = cmAT$, c - середня теплоємність елементів крові. Кров, що тече по венах, транспортує цю теплову енергію.

Оскільки облік тепловідведення кровотоком значно ускладнює завдання дослідження локального нагрівання тканини лазерним випромінюванням, то має сенс якимось чином визначити, коли можна знехтувати впливом тепловідведення кровотоком, а коли не можна. При цьому основною характеристикою є час впливу випромінювання. якщо τ менше деякої величини t^* , то вплив кровотоку можна не враховувати, так як воно мало, якщо $\tau > t^*$ вплив тепловідведення кровотоком враховувати необхідно.

Таким чином, при впливі лазерного випромінювання протягом 1 секунди і менше практично завжди можна знехтувати теплоотводом за рахунок кровотоку, при впливі протягом 10 секунд і більше необхідність врахування тепловідведення

кровотоком залежить від органу або частини тіла, куди поступає лазерного випромінювання.

Вплив кровотоку на стаціонарне температурне розподіл має значення тільки в тому випадку, якщо протяжність облученої області r_0 більше, ніж довжина теплопровідності l_0 . якщо $r_0 < l_0$, то перенесення тепла визначається переважно теплопровідністю.

Крім тепловідведення кровотоком можливі інші процеси відводу тепла: наприклад, випаровування води з поверхні, конвекція, тепловідвід через інструмент при контактному способі. Ці процеси відіграють помітну роль тільки при безперервному лазерному опроміненні, так як відповідні їм характерні часи відносно великі.

Оптичне і термічне перенесення енергії.

Біологічні тканини внаслідок свого складного складу відрізняються широким спектральним діапазоном показника поглинання α , відповідно, глибини проникнення випромінювання. Глибина проникнення випромінювання $l_{opt} = 1 / \alpha$ змінюється від мікронного діапазону (для жорсткого УФ і далекого та середнього ІЧ випромінювання - CO₂ лазери) до міліметрового діапазону (видима область) і сантиметрового діапазону (ближній ІЧ діапазон Nd: YAG лазер).

Тривалість дії в різних медичних додатках змінюється також в дуже широких межах: від наносекунд до десятків хвилин і навіть більше.

Таким чином, в залежності від довжини хвилі використовуваного випромінювання, може переважати або оптичний перенесення енергії, глибина проникнення випромінювання $l_{opt} > l_{term}$ (Наприклад, при опроміненні тканини випромінюванням Nd: YAG лазера $\lambda = 1,06$ мкм при тривалості впливу менше хвилини), або перенесення енергії за рахунок теплопровідності - термічний перенос енергії $l_{opt} < l_{term}$ (Наприклад, при використанні CO₂ лазера при тривалості впливу $\tau > 1$ мс).

При оптичному перенесення енергії глибина проникнення енергії не залежить від тривалості впливу, а визначається тільки щільністю енергії, вкладеної в опромінену область. При термічному перенесення енергії глибина проникнення енергії значно залежить від тривалості впливу, а також від щільності потужності лазерного випромінювання.

Отже, якщо нам необхідно зменшити товщину шару коагуляції, то це можна зробити, якщо перенесення енергії термічний, зменшенням тривалості впливу, якщо збільшити - збільшенням тривалості впливу. В УФ області ($\lambda < 350$ мкм) і ІК області ($\lambda > 1,8$ мкм) товщину нагрітого шару можна зменшити застосуванням імпульсів тривалістю: 1 мс. Подальше зменшення тривалості впливу не доцільно, так як починає переважати оптичний перенесення енергії.

Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте застосування лазерів в медичній діагностиці.
2. Які застосування ексиплексних УФ- лазерів в медицині Вам відомі ?
3. Охарактеризуйте оздоровчу дію на організм людини випромінювання лазерів низької потужності.
4. Охарактеризуйте основні застосування лазерів в хірургії.
5. Опишіть дію лазерного випромінювання на біоматеріали та охарактеризуйте спектри поглинання основних хроматорів біотканин.
6. Охарактеризуйте теплофізичні властивості біотканин.
7. Від яких чинників залежить і якою є термічні глибини проникнення лазерного випромінювання в біотканини.

8. Напівпровідникові лазери

Вступ. Напівпровідниковий лазер – це лазер, активним середовищем якого є напівпровідниковий кристал, а точніше, область його р-п переходу.

На відміну від лазерів інших типів, в напівпровідниковому лазері використовуються випромінювальні квантові переходи між дозволеними енергетичними зонами, а не дискретними рівнями енергії. У напівпровідникової активному середовищі може досягатися дуже великий коефіцієнт оптичного підсилення, завдяки чому розміри активного елемента зазвичай дуже малі (довжина лазерного резонатора ~ 50 мкм - 1 мм).

До основних переваг напівпровідникових лазерів крім малогабаритності відноситься їх високий ККД (до 80%) і великий вибір напівпровідників для генерації в широкому спектральному діапазоні (від 0.3 мкм до 30 мкм).

Для розуміння роботи напівпровідникового лазера необхідно розглянути будову і основні властивості напівпровідників.

8.1. Прямозонні і непрямоzonних напівпровідники

Фізичною основою напівпровідникових випромінювачів є люмінесценція. Розподіл електронів по можливим енергетичним рівням в напівпровідниках залежить від концентрації домішки і температури кристалу. При цьому, для кожної температури існує цілком певний розподіл електронів по енергетичним станам. При зміні температури через деякий час встановлюється рівновага електронів і атомів і відбувається новий розподіл електронів по енергетичним рівням. При цьому, частина електронів може мати енергію, достатню, щоб перейти в зону провідності і стати вільними носіями струму. Ці вільні носії, існуючі при тепловій рівновазі, називаються рівноважними носіями струму. Якщо збудження електронів відбувається не в результаті теплового впливу, а за рахунок інших процесів, наприклад, шляхом опромінення напівпровідника або шляхом застосування електричного поля, то протягом тривалого часу електрони

можуть мати температуру більшу за температуру атомів, що призводить до збільшення електропровідності, і такі електрони (і дірки) називаються нерівноважними носіями струму. Поряд з генерацією нерівноважних носіїв існує зворотний процес - рекомбінація електронів і дірок - перехід електронів із зони провідності в валентну зону, в результаті чого відбувається зникнення електронів і дірок. Рекомбінація може супроводжуватися випромінюванням фотонів, що і лежить в основі роботи напівпровідникових випромінювачів.

При наявності контакту однорідних напівпровідників з різними типами електропровідності рівень Фермі F_v рівноважному стані повинен бути єдиним. Це призводить до викривлення зон і утворення потенційного бар'єру. Основна маса дірок з р-шару, де їх багато, дифундує зліва направо в область переходу, але не може подолати потенційний бар'єр і, проникнувши в перехід на деяку глибину, знову повертається в р-шар. Дірки n-шару, як «бульбашки», легко «спливають» по дна валентної зони незалежно від енергії в р-шар і утворюють дрейфовий потік справа наліво. Цей потік врівноважується зустрічним дифузійним потоком дірок р-шару, що мають велику енергію і здатних подолати потенційний бар'єр. Аналогічна картина в русі електронів: електрони р-шару вільно скачується в р-шар - це дрейфовий струм. Цей електронний потік врівноважується потоком електронів n-шар, що володіють великою енергією. При поданні прямого напруги потенційний бар'єр знижується і з'являються дифузійні струми як дірок, так і електронів, тобто збільшується інжекція неосновних носіїв: дірок в n-область, електронів в р-область.

На першому етапі люмінесценції можливі різні переходи електронів: зона-зона, зона-домішковий рівень і переходи між рівнями домішки. При міжзонних переходах можливі два основних випадки, відповідні прямим і непрямим переходам.

Прямий перехід - це перехід електрона без зміни його імпульсу. *непрямий перехід* супроводжується зміною імпульсу електрона, яке компенсується імпульсом випромінюваного або поглинається фотона.

Ймовірність непрямих переходів зазвичай на два-три порядки менше ймовірностей прямих оптичних переходів, тому край власного поглинання у прямозонних напівпровідників визначається головним чином прямими переходами. Непрямі переходи формують контур крайового поглинання в непрямозонних напівпровідниках (рис.8.1).

Вихід люмінесценції визначають як відношення швидкості випромінювальної рекомбінації до повної швидкості рекомбінації. Найбільший вихід люмінесценції отриманий в прямозонному напівпровіднику GaAs при температурі 20 °К - 40%, а при кімнатній температурі вихід не перевищує 10%.

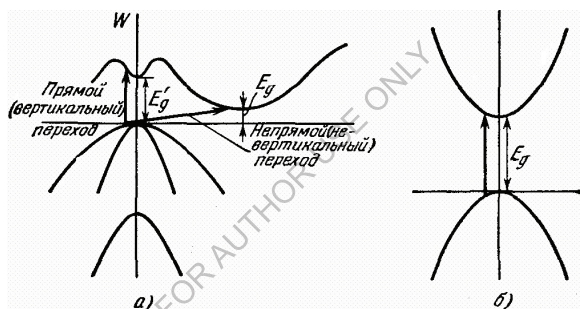


Рис.8.1 Непрямой переход в непрямозонном напівпровіднику (а) і прямий перехід в прямозонному однорідному напівпровіднику (б).

8.2 Напівпровідникові світлодіоди

Для досягнення генерації лазера будь-якого типу необхідне виконання трьох основних вимог: 1) здійснення порушення або накачування електронів з нижнього рівня на верхній; 2) наявність великої кількості інвертованих електронів або створення інверсної заселеності для того, щоб інтенсивність стимульованого випромінювання перевищувала втрати; 3) наявність резонатора для забезпечення позитивного зворотного зв'язку і квантового посилення.

В напівпровідникових лазерах інверсна населеність створюється переважно за допомогою інжекції через р-n перехід нерівноважних носіїв струму, шляхом застосування зовнішнього напруги в прямому напрямку.

Одна з важливих властивостей рівня Фермі полягає в тому, що в системі, що складається з напівпровідників n- і р-типу і якщо до них не докладено напруга, рівні Фермі (F_n і F_p) у них вирівнюються. А якщо вони знаходяться під різними потенціалами, то рівні Фермі в них зсуваються на величину різниці потенціалів.

В цьому випадку в зоні р-n переходу створюється інверсна заселеність і електрони здійснюють перехід із зони провідності в валентну зону (рекомбінують з дірками). При цьому випромінюються фотони з енергією $h\nu$. За таким принципом працює світлодіод.

Але якщо для цих фотонів створити зворотний зв'язок у вигляді оптичного резонатора, то в області р-n переходу при великих значеннях зовнішнього прикладеної напруги можна отримати лазерну генерацію.

На рис.8.2 схематично представлена конструкція напівпровідникового лазера і розподіл інтенсивності вихідного випромінювання. Як правило, в такому лазері резонатор створюється

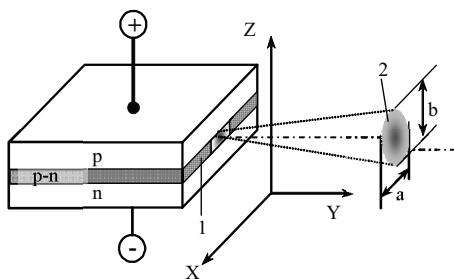


Рис.8.2 Принципова схема лазера на р-п переході: 1-область р-п переходу (активний шар); 2-перетин лазерного пучка в площині Х-У

поліруванням двох діаметрально протилежних сторін кристала, перпендикулярних площині р-п переходу. Вихідну поверхню можна розглядати як щілину, через яке проходить випромінювання, і кутова розбіжність випромінювання лазера визначається дифракцією випромінювання на цій щілині. При товщині р-п переходу в 20 мкм і шириною - 120 мкм, кутова розбіжність відповідає приблизно 60° в площині ХZ і 10° - в площині YZ.

8.3. Основні параметри напівпровідникових лазерів

Напівпровідникові лазери в даний час є найбільш ефективними джерелами накачування для твердотільних лазерів, особливо для Nd: YAG, Nd: YLF і інших Nd-лазерів.

Основні переваги накачування за допомогою напівпровідникових лазерів:

а) Висока ефективність. Велика ефективність накачування в порівнянні з лампової пояснюється хорошим узгодженням випромінюваного спектра певного напівпровідникового лазера і спектра поглинання Nd в області 808 нм. Зазвичай імпульсні лампи мають більш високу ефективність випромінювання щодо прикладеної напруги (70%), в порівнянні з напівпровідниковими лазерами (25-50%). Однак, тільки мала частина спектра випромінювання імпульсних ламп потрапляє в спектра поглинання Nd.

б) Великий час життя. Час життя лазерної напівпровідникової лінійки, що працює в безперервному режимі

~ 10⁴ годин або 10⁹ імпульсів, при роботі в імпульсному режимі.
У той час як, час життя імпульсних ламп в безперервному режимі
~ 500 годин або 10⁸ імпульсів.

в) Хороша якість вихідного пучка Nd-лазера. Гарне узгодження спектру випромінювання напівпровідникового лазера зі спектром поглинання Nd-лазера зменшує нагрівання активного елементу і, відповідно, зменшує термооптичних ефекти, які погіршують якість вихідного пучка.

г) Висока частота генерації імпульсів. Напівпровідникова лазерна накачування легко забезпечує генерацію Nd-лазерів на частотах від сотень Гц до декількох кГц.

д) Малий вплив на інші елементи лазерної системи. Відсутність високої напруги, високої температури і УФ випромінювання, властивих, імпульсним лампам і призводить до деградації багатьох елементів лазерної системи, особливо активних елементів, робить напівпровідникові лазери більш перспективними в порівнянні з імпульсними лампами.

е) Малогабаритність. Малі розміри напівпровідникових лазерів і малі розміри області випромінювання дозволили створити нові класи малогабаритних твердотільних лазерів: лазери з торцевої накачуванням, мікросіпні лазери і волоконні лазери. На рис.8.5 наведена світлина і схема пристрою малогабаритної лазерної указки (циліндр діаметром 10 мм і довжиною 120 мм), що представляє собою сучасний високий рівень розвитку лазерної техніки. Указка складається з лазера на YAG з внутрірезонаторною генерацією другої гармоніки ($\lambda = 530$ нм) і накачуванням напівпровідникових лазером.

8.4. Напівпровідникові лазери на основі гетероструктур

Вихідна потужність напівпровідникового лазера лінійно збільшується зі збільшенням ширини зони випромінювання. Але при розмірах активної зони більших 100 мкм струм, що протікає через неї, стає неоднорідним і в місцях його збільшення починається електричний пробій, що приводить до руйнування

напівпровідника. Для досягнення більш стабільного режиму генерації необхідно розбити активну зону на кілька дрібніших зон. Сучасні напівпровідникові лазери мають розмір активної зони \sim кілька мкм. А висока вихідна потужність досягається паралельною роботою кількох таких зон-лазерів, що стало можливим після розробки і створення напівпровідникових гетероструктур.

Гетерогенна система - це неоднорідна термодинамічна система, що складається з різних за фізичними властивостями або хімічним складом частин. Суміжні фази гетерогенної системи відокремлені один від одного фізичними поверхнями розділу, на яких стрибком змінюється одне або кілька властивостей системи. Протилежністю гетерогенної системи є гомогенна (однорідна) система.

Кордон розділу між двома різними напівпровідниками, що утворюють єдиний кристал, називається *гетеропереходом*. Залежно від типу провідності напівпровідників можуть бути р - р, р - п або п - п - гетеропереходи. Найважливіша відмінність гетеропереходів від простих р - п - переходів пов'язана зі стрибкоподібною зміною ширини забороненої зони на кордоні розділу двох напівпровідників. Величина стрибка забороненої зони ΔE_g дорівнює сумі розривів дна зони провідності ΔE_c і стелі валентної зони ΔE_v . Для гетеропереходів GaAs-GaP встановлено: $\Delta E_c = 0,67$ еВ, $\Delta E_v = 0,15$ еВ, $\Delta E_g = 0,82$ еВ. У гетеропереходах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ розрив валентної зони практично відсутній, тому $\Delta E_g = \Delta E_c = 0,76$ еВ. Для створення лазерних гетеропереходів найбільш придатною виявилася пара напівпровідників AlAs-GaAs, так як постійні кристалічної решітки цих матеріалів ($a_1 = 0,565$ нм для GaAs і $a_2 = 0,566$ нм для AlAs) дуже близькі.

Гетероперехід – це контакт двох різних за хімічним складом напівпровідників. На кордоні розділу змінюється: ширина забороненої зони, рухливість і інші характеристики. Комбінації різних гетеропереходів і монопереходів утворюють гетероструктури. Випромінювання на гетеропереходах вимагає стикування кристалічних решіток, можливо лише при збігу типу,

орієнтації і періоду кристалічних решіток зрощуються матеріалів, що є дуже складною фізико-хімічною завданням. Крім того, в ідеальному гетеропереході межа розділу повинна бути вільна від структурних та інших дефектів, а також від механічних напружень.

Найбільш широко застосовуються монокристалічні гетеропереходи між напівпровідниковими матеріалами типу $A^{III}B^V$ (GaAs, InAs, GaP, GaN) і їх твердими розчинами на основі арсеніду, фосфідів і антимонідів Ga. Крім того, використовуються напівпровідники типу $A^{II}B^{VI}$ - (MgS, ZnS, CdS, ZnTe і ін). Напівпровідникові лазери, створені на основі цих гетероструктур, дозволили перекрити широкий спектральний діапазон випромінювання, наприклад, AlGaInP-лазери випромінюють в діапазоні 0.6-0.8 мкм, AlGaAs-лазери - 0.7-0.9 мкм, а InGaAsP-лазери - 1.0-1.65 мкм.

Розглянемо основні типи гетероструктур (рис.8.3) в якій вузькозонний напівпровідник (типу GaAs) перебувати в контакті з широкозонного (як правило, твердий розчин, потрібне з'єднання $Al_xGa_{1-x}As$).

В інжекційних лазерах використовується кілька типів гетероструктур на основі $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs. У гетероструктурах з роздільними оптичним і електронним обмеженнями, випромінювання поширюється в шарах x_2 x_3 x_2 , а носії заряду рекомбінують в більш тонкому шарі x_3 .

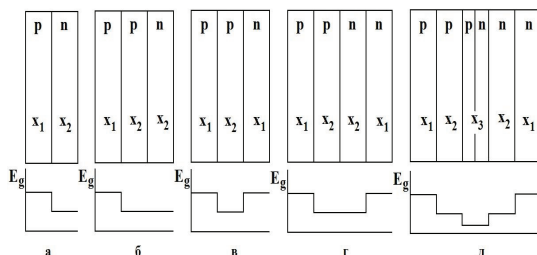


Рис.8.3. Схеми лазерних гетероструктур на основі твердих розчинів AlAs-GaAs (x_1, x_2, x_3 - значення x в формулі твердого розчину Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As). *a* - простий p-n гетероперехід; б - одностороння гетероструктура з p-n переходом в вузькозонних матеріалів і p - p -гетеропереходом, що створює потенційний бар'єр для інжекттованих електронів; в - двостороння гетероструктура з p - p та p - n -гетеропереходами; г - двостороння гетероструктура з p - n-переходу в вузькозонному матеріалі і двома гетеропереходами; д-гетероструктура з роздільними електронним і оптичним обмеженнями; під гетероструктурами наведені спрощені графіки просторового зміни ширини забороненої зони.

У порівнянні з простими p - n-переходами гетероструктури, особливо двосторонні, володіють двома важливими перевагами, які забезпечують більш низький поріг генерації при кімнатній температурі. *По-перше*, ширина забороненої зони в активній області двосторонньої гетероструктури менша, ніж E_g в пасивних областях. Тому інжекттовані в активну область носії знаходяться в потенційній ямі. Потенційні бар'єри гетеропереході перешкоджають розтіканню області рекомбінації за межі активного шару (електронне обмеження). У той же час в гомолазерах область рекомбінації, тобто обсяг кристалу, де концентрації дірок і електронів не дорівнює нулю може бути значно більше активного шару. *По-друге*, гетероструктури мають значно кращі хвилеводні властивості, ніж активний шар p - n-переходу (оптичне обмеження). Внаслідок обмеження активної області потенційними бар'єрами в гетеролазері стало можливим явище суперінжекції, що полягає в створенні в активній області концентрації носіїв більш високої, ніж рівноважна концентрація цих же носіїв у емітер. Квазірівень фермі, який перебував при термодинамічній рівновазі нижче дна зони провідності, в результаті суперінжекції заходить в зону провідності. Тому в гетеролазерах відпадає необхідність застосовувати сильне легування, яке супроводжується появою в активній області великій концентрації дефектів. ніж рівноважна концентрація цих

же носіїв у емітер. Квазірівень Фермі, який перебував при термодинамічній рівновазі нижче дна зони провідності, в результаті суперінжекції заходить в зону провідності. Тому в гетеролазерах відпадає необхідність застосовувати сильне легування, яке супроводжується появою в активній області великій концентрації дефектів.

Широке поширення отримали гетеролазери з смуговим контактом, в яких активне середовище створюється у вигляді окремої нитки діаметром до 1 мкм, що забезпечує стабільну одномодову генерацію при досить низькому порозі, порядку міліампера. У найпростішому випадку для побудови смугового напівпровідникового лазера на вирощену гетероструктуру наноситься шар ізолюючого матеріалу, наприклад діоксиду кремнію SiO_2 . У цьому шарі протравлюється смужка і наноситься омичний контакт. Другий контакт залишається широким, тому відбувається деяке розтікання струму за межі активної області, розташованої під смуговим контактом.

Схема реальної подвійної гетероструктури лазера з смуговим контактом, зображена на рис.8.4.

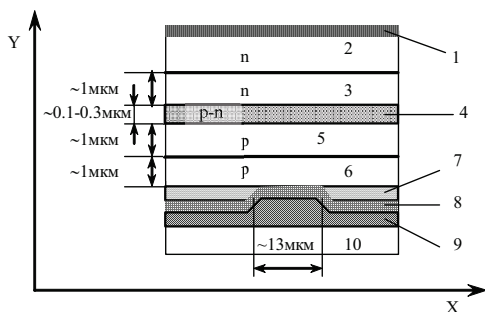


Рис.8.4. Приклад реальної подвійної гетероструктури.1-який проводить металізований шар для створення електричного

контакту; 2-шар GaAs (n); 3-шар (ширококутного) $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (n); 4-шар вузькозонних GaAs, відповідний зоні інжекції носіїв заряду (p-n-перехід); 5-шар ширококутного $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (p); 6-шар GaAs (p); 7-непровідний шар оксиду металу для обмеження струму через p-n-перехід, який формує зону генерації випромінювання; 8,9-прилеглі шари для створення електричного контакту; 10-підкладка з тепловідведенням

Перший гетероперехід $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - GaAs характеризується шириною забороненої зони 2 eВ в області твердого розчину; різниця значень ширини забороненої зони в переході (для GaAs $E_g = 1,4$ eВ) діє як бар'єр в основному для електронів зони провідності і затримує (накопичує) інжектвані електрони в тонкому шарі GaAs. Це накопичення електронів забезпечує високу швидкість стимульованого випускання фотонів навіть при кімнатній температурі. Коефіцієнт заломлення в області GaAs гетеропереходу трохи більший, що призводить до ефекту світловоду і до додаткового зменшення втрат. Інший гетероперехід GaAs - $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - використовується при створенні області n-типу. Так як постійні решіток GaAs і AlAs майже однакові, електронні стани в області кордону розділу не виникають.

Таким чином, за відсутності прикладеної напруги в області вузькозонних напівпровідника вже створюються потенційні ями для електронів і дірок. При поданні зовнішньої прямої напруги електрони інжектуються з n-області, а дірки з p-області в центральну активну зону, де і рекомбінують і утримуються в цій зоні потенційним бар'єром AlGaAs. Згенеровані фотони утримуються в цій області великим показником заломлення - тобто тут утворюється оптичний хвилевід.

Для збільшення потужності генерації створено *багатоелементні фазовані інжекційні лазери*. У межах єдиної гетероструктури інтегрується кілька десятків смугових лазерів, потоки випромінювання яких взаємодіють між собою, що призводить до когерентного сумування їх інтенсивності

генерації. Одночасно зменшується кут розходження випромінювання в площині гетеропереходу.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення n-p лазера і охарактеризуйте його особливості.
2. Наведіть будову енергетичних зон прямозонних і непрямозонних напівпровідників.
3. Основні вимоги для одержання генерації в n-p лазерах.
4. Охарактеризуйте енергетичну діаграму інжекційних n-p лазерів.
5. Що включає типова конструкція n-p лазерів ?
6. Наведіть основні параметри n-p лазерів.
7. Що розуміють під гетероструктурою і гетеропереходом.
8. Охарактеризуйте гетероструктури, які найбільш широко використовуються в n-p лазерах.
9. Якою є будова подвійної гетероструктури з смуговим контактом ?

9. ВСТУП ДО НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ

Вступ. Нелінійна оптика (Н.о.) - це розгалужений і динамічний розділ сучасної фізики. Перші дослідження з подвоєння частоти лазерного випромінювання (ЛВ) були виконані ще в 1961 р. В н.о. на сьогоднішній день існує чотири великих розділи, в яких отримано найважливіші фундаментальні і прикладні результати.

Зокрема, це:

- А). фізика оптичної нелінійності;
- Б). нелінійна спектроскопія, яка включає спектроскопічні методи, що застосовуються при вивченні нелінійного відгуку речовини і які виявились універсальними оскільки дозволили розв'язати завдання, що раніше були недоступними для класичної оптики);
- В). хвильова нелінійна оптика;
- Г). фізика дії сильного світлового поля на речовину (нелінійний відгук середовища, механізми лазерного збудження, релаксації сильно нерівноважних станів в атомах, молекулах і конденсованих середовищах).

Основними досягненнями нелінійної оптики є:

- 1). в атомах виміряні нелінійні сприйнятливості аж до дев'ятого порядку $\chi^{(9)}$, $(\rho^{(9)} \sim \chi^{(9)} E^9)$;
2. для потужних лазерів розроблені помножувачі частоти з коефіцієнтом корисної дії (ККД) до 85%;
3. згенеровано надкороткі імпульси тривалістю $\leq 10^{-12}$ с з перебудовою довжини хвилі випромінювання в спектральному діапазоні (0,5 – 10) мкм;
4. реалізовано детектування окремих атомів і молекул;

5. отримано лазерне управління рухом частинок за рахунок моторних сил, які виникають у сильному лазерному полі і відкривають широкі можливості оптичного сповільнення, локалізації частинок, охолодження тощо.
6. внаслідок часової компресії оптичних імпульсів у волоконних світловодах досягнуто тривалості імпульсів на рівні $\sim 10^{-15}$ с, що складає декілька періодів світлових коливань.

Розділ оптики, який вивчає оптичні явища, залежні від інтенсивності світлової хвилі, називається *нелінійною оптикою*.

Долазерні джерела світла (теплові, люмінесцентні, газорозрядні і т.д) досягали досягати потужності світлового потоку не вище $100 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$. Напруженість електричного поля в полі такої світлової хвилі складає:

$$E = (8\pi I / c\Delta\nu)^{1/2} = 3 \cdot 10^2 \text{ В/см}, \quad (9.1)$$

а напруженість електричного поля всередині атома ($E = e/r_0^2$) складає 10^9 В/см. Такого ж порядку напруженість електричного поля всередині напівпровідників ($E \sim 10^7$ В/см) та діелектриків ($\sim 10^9$ В/см). Напруженість внутрішнього електричного поля в середовищі в 10^5 - 10^7 разів більше електричного поля світлової хвилі долазерних джерел світла, тому його вплив на діелектричні властивості середовища (показники заломлення) був дуже малим. У слабких електричних полях оптичний електрон, можливо розглядати як лінійний (гармонічний осцилятор, що зумовлює лінійний зв'язок між поляризацією середовища і напруженістю поля E . Так, дипольний момент $p = e\mathbf{r}$, а вектор поляризації середовища $\mathbf{P} = N\mathbf{p}$. В сильному світловому полі генерується наведений дипольний момент $p \neq 0$, а при його вимиканні $p = 0$, тобто існує деяка сила, направлена проти зміщення $\mathbf{f} = -k\mathbf{r}$ (k - коефіцієнт пружності середовища). Для визначення зміщення \mathbf{r} прирівнюємо \mathbf{f} і $e\mathbf{E}$, тобто $-k\mathbf{r} = e\mathbf{E}$, звідки $\mathbf{r} = -e\mathbf{E}/k$. Тоді вектор поляризації $\mathbf{p} = -(e^2 N/k) \cdot \mathbf{E} = \chi \mathbf{E}$ - тут має місце лінійний зв'язок між вектором поляризації і вектором

напруженості електричного поля E : $p = \chi \cdot E$. Наслідком цього є збереження форми гармонійної хвилі при її поширенні в середовищі і принцип суперпозиції. Поширення таких хвиль описується лінійними диференціальними рівняннями, а характер оптичного явища не залежить від інтенсивності світла. Створення лазерів з інтенсивністю випромінювання на рівні 10^7 - 10^{11} Вт/см² і напруженістю електричного поля $E = 10^5$ - 10^7 Вт/см привело до того, що електричне поле світлової стало сумірним з полем в середині оптичного середовища. Співвідношення між векторами p і E стають нелінійним:

$$P = \chi_1 \cdot E + \chi_2 \cdot E^2 + \chi_3 \cdot E^3 + \dots, \quad (9.2)$$

тому оптичний електрон потрібно розглядати як ангармонійний осцилятор. При цьому, порушується принцип суперпозиції і відповідно світлові хвилі, які поширюються в оптичному середовищі, будуть взаємодіяти між собою. Це проявляється в обміні енергією між хвилями на різних частотах, що є наслідком матеріальних рівнянь Максвелла.

Сам термін нелінійна оптика в фізику вперше ввів С.І. Вавілов в 1930 -1940 рр. коли він спостерігав ефект насичення поглинання на ураніловому склі. Коефіцієнт поглинання світла уранілового скла зменшувався зі збільшенням інтенсивності падаючого світла (I). Найбільш відомі оптичні явища які виникають при проходженні через середовище потужного ЛВ:

1. для квадратичної нелінійності:

- оптичне детектування, яке полягало у виникненні постійного електричного поля, напруженість якого була пропорційна інтенсивності світлової хвилі;
- генерація оптичних гармонік – виникнення поляризації середовища і, відповідно, випромінювання на частотах кратних і складових частоті збуджувального поля;

- параметрична генерація світла, коли в середовищі під дією хвилі за частотою ω спостерігається генерація двох світлових хвиль – однієї з частотою ω_1 , а другою за частотою $\omega_2 = \omega - \omega_1$; зміною умов експерименту можливо плавно перебудувувати частоту ω_1 , від 0 до ω ;

2. для кубічної нелінійності:

- самофокусування світла – при якому в результаті зміни показника заломлення світла під дією випромінювання лазера відбувається стягування пучка в тонку нитку;

- вимушене розсіювання світла – вимушене комбінаційне розсіювання (ВКР) і вимушене розсіювання Мандельштама-Брілюєна (ВРМБ) – різке збільшення інтенсивності випромінювання;

- зникнення червоної межі фото ефекту – при високій інтенсивності випромінювання, тобто має місце зовнішній фото ефект на частотах нижче червоної межі;

- просвітлення середовища – коли непрозоре середовище стає прозорим ;

-затемнення середовища – коли прозоре середовище під дією потужного лазерного променя стає непрозорим;

- нелінійне відбиття світла, коли кут відбивання не рівний куту падіння, а коефіцієнт відбивання, при цьому, залежить від інтенсивності падаючого світла; нелінійне відбивання світла, а також порушення законів Сінеліуса і Френеля; зокрема, перевірки закону «кут відбивання рівний куту падіння» з променем потужного рубінового лазера показало, що у відбитому

світлі появляється випромінювання на другій гармоніці, а кут відбивання другої гармоніки не збігається з кутом відбивання випромінювання основної частоти.

9.1. Роль інтенсивності світла в оптиці

Одним із найбільш важливих в оптиці напрямків дослідження є дослідження залежності характеристик різних оптичних ефектів у різних середовищах від величини інтенсивності світла. Це стало можливим лише з розробкою лазерів. Для розуміння переходу від класичної (лінійної) до нелінійної оптики потрібно згадати, що собою являє лінійна оптика.

Світлова хвиля, яка є електро-магнітною хвилею, що характеризується частотою, амплітудою і поляризацією. Коли вона поширюється вздовж осі «OZ», то описується наступним рівнянням:

$$E(t,z) = e A \cos(\omega t - kz), \quad \text{де} \quad (9.3)$$

E – електричний вектор світлової хвилі, e – одиничний вектор, який характеризує напрямок поляризації, A – амплітуда (в В/см), ω - кругова частота (в Гц), $k = (\omega/c)n$ – хвильове число, c – швидкість світла у вакуумі ($c = 3 \times 10^{10}$ см/с, n – показник заломлення світла в оптичному середовищі).

Амплітуді $I = cnA^2/8\pi$ в Вт/см² відповідає потік потужності I або інтенсивність світла; повна потужність світлового пучка $P = I \pi a^2$, де a – радіус світлового пучка.

Проте не інтенсивність світла, а його частота і поляризація були основними характеристиками світла в долазерній оптиці. Так, при дослідженні поглинання і відбивання світла від границі розділу різних оптичних середовищ чи розсіювання світла в

класичній оптиці знали, що основними чинниками, які визначали дані процеси, були частота і поляризація світлової хвилі. Наприклад, вивчення залежності поглинання світла від частоти лежить в основі *оптичної абсорбційної спектроскопії*, яка стала самостійним розділом оптики і має численні практичні застосування.

Шкала частот або довжин хвиль (λ) до недавнього часу були основною шкалою для класифікації ефектів взаємодії світла з речовиною; в основі такої класифікації лежить неявне допущення того, що при взаємодії світла з середовищем частота світла залишалась постійною. Так, наприклад, постановка питання про величину коефіцієнта відбивання світла від межі двох середовищ не коректна без вказання напрямку поляризації падаючої світлової хвилі, оскільки при куті падіння, який рівний куту Брюстера, світло, щополяризоване в площині падіння, зовсім не відбивається, незважаючи на стрибок показника заломлення.

В більшості оптичних ефектів лінійної оптики амплітуда світлової хвилі A не впливала на перебіг явища. Тобто, кількісні, а тим більше якісні результати експериментів з нелазерними джерелами світла не залежали від його інтенсивності. Такі оптичні характеристики середовища як показник заломлення, коефіцієнт поглинання та інші характеристики фігурують в фізичних довідниках без вказівок на те, при якій інтенсивності світла вони були виміряні. Як впливає з досвіду, в тій області інтенсивності світла, що була в лінійній оптиці, залежність вищенаведених величин від інтенсивності світла ніяк не проявлялась. Тобто, в класичній експериментальній оптиці інтенсивність світла характеризувала лише рівень експериментальної техніки і майже не мала відношення до фізичних явищ, які досліджувались.

Досліди з світловими пучками лазерів потужністю 10^8 - 10^{10} Вт/см² вказали на існування сильних кількісної і якісної залежностей характеру оптичних явищ від інтенсивності світла. Тут мова іде не про малі поправки, які реєструються лише в тонких фізичних експериментах, а мова іде про явища, які радикально міняють поведінку світлових пучків. Для ілюстрації

цього, розглянемо питання про зміну частоти світла при його проходженні через оптичне середовище. Відповідь на це питання давно відома. В будь-якому середовищі відбуваються внутрішні рухи, що і приводить до зміни частоти світла. Наприклад, тепловий рух молекул викликає зміни густини оптичного середовища і показника заломлення. Випадкові зміни густини внаслідок теплового руху молекул (*теплові акустичні хвилі*) призводять до змін довжини хвилі напрямку поширення світлової хвилі та напрямку поширення світлової хвилі в оптичному середовищі. Тобто теплові акустичні хвилі модулюють світлову хвилю. В результаті цього у спектральній лінії частотою ω виникають бічні складові (сателіти) з частотами $\omega \pm \Omega_a$, де Ω_a – частота акустичної хвилі.

До аналогічних явищ приводять також і внутрішньо-молекулярні коливання (наприклад, коливання ядер в двохатомній молекулі). В результаті їх дії на світлову хвилю в останній появляються сателіти з частотами $\omega \pm \Omega_M$, де Ω_M – частота внутрішньомолекулярних коливань. Тобто, модуляція світлової хвилі може відбуватись не лише за рахунок колективних рухів молекул, але й за рахунок внутрішніх рухів в окремій молекулі. Тому окрему молекулу можливо вважати *елементарним модулятором світла*.

Розсіювання світла на акустичних хвилях назвали «Мандельштама – Брілюєна розсіюванням», а розсіювання на внутрімолекулярних коливаннях - «комбінаційним розсіюванням світла». Проте дослідження розсіювання світла від нелазерних джерел було дуже трудомістким, оскільки інтенсивність розсіяного світла мала і для її реєстрації необхідна складна і чутлива апаратура.

Експерименти з розсіюванням світла лазера в оптичних середовищах виявили ряд нових явищ. Так, виявилось, що при досягненні деякого порогового рівня інтенсивності $I_{пор}$, інтенсивність сателітів різко зростала: вони за інтенсивністю ставали порівняними з інтенсивністю падаючої хвилі. Зростало і число сателітів. Появлялись складові з частотами $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$ і так далі. Особливо наглядним було розсіювання

випромінювання рубінового лазера в стиснутих газах (водні, азоті тощо). При інтенсивності випромінювання лазера $I = 10^8 - 10^{10}$ Вт/см² число компонент в розсіяному випромінюванні збільшується настільки, що промінь, який виходить з газу, з червоного перетворювався на білий. Детальні дослідження показали, що особливості розсіювання лазерного випромінювання зумовлені великою напруженістю електромагнітного поля світлової хвилі. Це поле збуджувало внутрішній рух середовища (акустичні хвилі або молекулярні коливання), на яких потім і відбувалось розсіювання світла. Розсіювання світла на утворених таким чином рухах називається *вимушеним або індукованим*.

При розсіюванні інтенсивного лазерного випромінювання в рідинах і кристалах, крім описаного вище випромінювання бічних сателітів, були виявлені також і інші компоненти з частотами, які точно кратні частоті ω падаючого випромінювання: 2ω , 3ω і так далі. Їх назвали *оптичними гармоніками*. В інтенсивність оптичних гармонік може переходити 30-50 % інтенсивності падаючого лазерного випромінювання. Наприклад, інфрачервоне лазерне випромінювання твердотільного лазера ($\lambda_1 = 1060$ нм) після проходження кристалу дигідрофосфату калію (КДП) трансформується в зелений промінь з довжиною хвилі $\lambda_2 = 503$ нм.

В сильному світловому полі зникає «червона границя фотоелектру». Тому фотоелектронну емісію в цьому випадку можливо спостерігати при енергії кванта світла, яка в 2-3 рази менша від енергії іонізації окремого атома оптичного середовища.

Таким чином, значне збільшення інтенсивності світла після створення лазерів призвело до відкриття нових рис у відомих раніше явищах і до виявлення нових оптичних ефектів, які були невідомі раніше часу відкриття лазерів (1961 рік, коли інтенсивність світла зросла від 1 до 10^{10} Вт/см²). Всі ці нові явища мають спільну рису: їх характер залежить від інтенсивності

випромінювання, а для багатьох з них характерним було і існування порогів за інтенсивністю світла.

Перші глибокі дослідження з нелінійної оптики були проведені ще в 30-40 роках 20-го сторіччя С.І. Вавиловим з співробітниками. Так, С.І. Вавилову і В.Л. Левшину в 1925 році вдалося спостерігати зменшення поглинання світла великої інтенсивності при поширенні в оптичному середовищі (*просвітлення середовища*). Працюючи з таким інтенсивним джерелом світла, як конденсаторна іскра, вони виявили, що коефіцієнт поглинання уранового скла зменшувався при збільшенні інтенсивності світла (було чітко зафіксовано зменшення коефіцієнта поглинання на 1,5 %). Зменшення поглинання зумовлено тим, що в сильному світловому полі більша частина атомів або молекул, які знаходяться у збуджених станах, уже не можуть поглинати світло (наступає *ефект насичення*). С.І. Вавилов розумів, що даний ефект є лише одним з багатьох різних нелінійних ефектів в оптиці і лише відсутність потужних джерел світла не дозволило йому в ті часи експериментально їх виявити і дослідити.

Широко розвернулись роботи з нелінійної оптики починаючи з 1961 року, коли американський фізик П. Франкен з співробітниками здійснив генерацію в кварці другої гармоніки випромінювання рубінового лазера. А ефект просвітлення оптичних середовищ стали широко використовувати в практиці квантової електроніки теж після 1962 року, зокрема для створення твердотільних лазерів, які генерували короткі потужні імпульси генерації тривалістю 1 – 50 нс (*лазери з керованою добротністю резонатора*).

9.2. Нелінійна поляризація середовища – причина появи нелінійних оптичних ефектів

В сильних світлових полях відклик елементарного атомного випромінювача і пере випромінюваного ним світлового поля уже

не співпадає по формі з падаючим світловим полем, а поляризація середовища – це вже нелінійна функція напруженості електричного поля E . Коли відмінність в залежності поляризації P і напруженості електричного поля E від лінійної не дуже значна, то залежність $P(E)$ можна представити у вигляді ступеневого ряду (8.2). Відношення кожного наступного члена до попереднього $\approx 1/E$ тобто, кожен наступний член швидко зменшувався по відношенню до попереднього. Розглянемо приклади застосування співвідношення (8.1).

Оптичне детектування (випрямлення). Якщо в середовище входить гармонійна світлова хвиля виду $E = A \cos(\omega t - k_1 z)$, тоді згідно виразу (8.1) поле, яке перевипромінюється в оптичному середовищі, буде містити не лише частоту падаючої хвилі ω але і її гармоніки з частотами 2ω , 3ω і т.д. Нелінійна поляризація і перевипромінюване нею поле, зумовлено другим членом у виразі (8.1) і містить крім другої гармоніки і постійну складову (нульової частоти), яку можна привести у вигляді:

$$\chi_2 E^2 = \chi_2 A^2 \cos^2(\omega t - k_1 z) = (\chi_2 A^2)/2 + (\chi_2 A^2 \cos 2(\omega t - k_1 z))/2, \quad (9.4)$$

Поява члена $(\chi_2 A^2)/2$ відповідає постійній поляризації середовища в полі інтенсивної гармонійної світлової хвилі. Це призводить до *оптичного детектування, або оптичного випрямлення*. Таким чином, в полі падаючої гармонійної хвилі в нелінійному середовищі збуджується постійна поляризація і постійне електричне поле.

Генерація оптичних гармонік. Другий член у виразі (9.4) описує перевипромінюване електроном поле на частоті другої гармоніки падаючої світлової хвилі, а нелінійність від члена $\chi_3 E^3$ приводить до генерації третьої гармоніки. Дійсна частина нелінійної поляризації зумовлена цим членом в гармонійному світловому полі і має наступний вигляд:

$$\chi_3 E^3 = \chi_3 A^3 \cos^3(\omega t - k_1 z) = (3/4)\chi_3 A^3 \cos(\omega t - k_1 z) + (1/4)\chi_3 A^3 \cos 3(\omega t - k_1 z).$$

(9.5)

Другий член рівняння (9.5) описує перевипромінювання світлового поля в третю гармоніку палаючої хвилі. Генерація третьої гармоніки вперше спостерігалась в 1962 році групою американських фізиків в кристалі кальциту (CaCO_3) в полі рубінового лазера. На виході з кристалу було одержано випромінювання з довжиною хвилі 231,3 нм, яка втричі менша від довжини хвилі генерації рубінового лазера. Дане випромінювання було менш інтенсивним за випромінювання другої гармоніки.

Багатофотонне поглинання. В дослідях С.І. Вавилова за рахунок ефекту насичення непрозоре середовище для слабкого випромінювання, стало більш прозорим для інтенсивного випромінювання. Обернена ситуація спостерігалась в області оптичної прозорості середовища. Тут інтенсивне випромінювання може поглинатись значно сильніше, ніж слабке. Цей ефект назвали *багатофотонним поглинанням*.

Для розуміння явища багатофотонного поглинання світла найбільш зручним є квантове пояснення. В лінійній оптиці поглинання фотона з частотою $\nu = \omega/2\pi$ відбувається у випадку якщо його енергія $h\nu$ (h - стала Планка) близька до різниці енергій квантової системи атома чи молекули. Ці частоти називаються власними резонансними частотами системи. В цьому випадку в елементарному акті взаємодії світла з речовиною поглинається один фотон. При великій густині випромінювання в елементарному акті випромінювання можуть приймати участь декілька фотонів. Тому поглинання світла квантовою системою з енергетичними рівнями E_1 і E_2 може відбуватися не лише для частот світла близьких до $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$, але і для частот менших від ν_0 в 2, 3 т д разів (*дво- і трифотонне поглинання світла*). Багатофотонне поглинання світла може виникати не лише в світловому полі одного монохроматичного джерела. Коли випромінюють світло два різні джерела, частоти яких ν_1 і ν_2 задовільнять рівність $\nu_1 + \nu_2 = (E_2 -$

$E_1)/h$, то помітне поглинання спостерігається для обох випромінювань, якщо їх сумарна інтенсивність велика. Якщо спостерігати поглинання в речовині при суперпозиції світла від потужного лазера і нелазерного джерела з суцільним спектром, то в спектрі поглинання речовини крім звичайних ліній поглинання поблизу резонансних частот ν_0 з'явиться і нова лінія поглинання на частоті ν_1 , яка буде задовільняти рівнянню:

$$h\nu_1 + h\nu_{\text{ЛАЗ}} = h\nu_0. \quad (9.6)$$

Ця спектральна лінія зумовлена двофотонним поглинанням.

Багатофотонний фотоефект. Багатофотонний фотоефект - це один з ефектів нелінійного поглинання світла речовиною. При цьому в сильному полі світлової хвилі з атомами і молекулами в елементарному акті взаємодіють декілька фотонів одночасно. В результаті цього, можлива іонізація атома чи молекули не лише за допомогою випромінювання, для якого енергія кванту більша за енергію іонізації $E_i - h\nu \geq E_i$, але і за допомогою інтенсивного випромінювання для якого $h\nu \leq E_i$, але виконується співвідношення $n h\nu \geq E_i$ (де: $n = 2, 3 \dots$). В такому випадку можливо говорити про реалізацію n – фотонного фотоефекту. Чим більше число n , тим вищі світлові поля необхідні для одержання помітного багатофотонного фотоефекту. Для цього випадку напруженість електричного поля падаючої світлової хвилі повинна бути не меншою за 10^7 В/с.

Контрольні питання

1. Які оптичні явища називаються лінійними? З якими інтенсивностями світлових пучків має справу лінійна оптика? Якими диференціальними рівняннями описуються лінійні оптичні явища?

2. Якими є максимальні напруженості електричного поля електромагнітних хвиль, випромінюваних класичними (тепловими) джерелами?
3. Якими інтенсивностями повинні володіти світлові пучки, щоб вони впливали на середовище, в якому вони поширюються?
4. Як виражається поляризація середовища при взаємодії його зі світловими пучками, для яких характерні сильні електричні поля ($10^8 - 10^{10}$ В/м і більше)?
5. Які із оптичних властивостей середовищ змінюються під дією потужної світлової хвилі?
6. Дайте визначення нелінійної оптики.
7. Одне із визначень нелінійної оптики: «**Нелінійна оптика** – оптика багатоквантових процесів, де число квантів (фотонів) дорівнює або більше двох». Як потрібно розуміти таке визначення?
8. Відомо, що закон поглинання світла справджується тільки в певних межах інтенсивності падаючого світла. Чим пояснюється, що, починаючи з певного значення інтенсивності світла, поглинання світла зменшується при збільшенні його інтенсивності (досліди С.І. Вавилова і В.А. Левшина)?
9. Поясніть виникнення **ефекту насиченості**, використовуючи просту модель поглинаючого середовища. Чим пояснюється сповільнення росту поглинання при збільшенні інтенсивності зовнішнього випромінювання?
10. В чому основна відмінність закономірностей багатофотонного поглинання і багатофотонного фотоефекту від закономірностей відповідних однофотонних явищ?
11. Чому деякі нелінійні оптичні ефекти (від'ємне поглинання, багатофотонне поглинання, багатофотонний фотоефект) називаються некогерентними?
12. Які фізичні причини виникнення вторинних хвиль з кратними частотами ($2\omega, 3\omega, \dots$)?
13. Якими причинами може бути обумовлена залежність показника заломлення від інтенсивності світла?

10. Генерація другої гармоніки

Лазери здатні забезпечити інтенсивність світла до $10^8 - 10^{11}$ Вт/см², що в $10^9 - 10^{10}$ разів більше інтенсивностей, що досягаються звичайними джерелами. Експерименти з такими густинами потоку світлових хвиль привели до відкриття нових властивостей в уже відомих оптичних явищах, наприклад в розсіюванні світла на внутрімолекулярних коливаннях (комбінаційне розсіювання) і в розсіюванні світла на акустичних хвилях (розсіювання Мандельштама-Брилюєна). Проте саме головне, що такі експерименти виявили цілий ряд зовсім нових оптичних явищ невідомих раніше в «долазерній» оптиці. Серед них генерація сумарних і різницевої частот в оптичному діапазоні (синоніми: параметричне перетворення частоти світла в верх або вниз, просвітлення або затемнення оптичного середовища та інші).

10.1 Фізичні основи явища.

Ефект генерації сумарної частоти заключається в тому, що при поступленні в середовище випромінювання на частотах ω_1 і ω_2 на виході виникає електро-магнітна хвиля з частотою ω_3 .

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \quad (10.1)$$

Якщо $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, тобто в середовище надходять хвилі одної частоти, то випромінювання на сумарній частоті є їх другою гармонікою:

$$\omega + \omega = 2\omega. \quad (10.2)$$

Розглянемо причину появи цього ефекту. Взаємодія світлової хвилі з речовиною на класичній мові описується вектором поляризації \mathbf{P} . Ця поляризація є деякою функцією $\mathbf{P} = f(\mathbf{E})$ напруженості електричного поля \mathbf{E} світлової хвилі. В наближенні, яке відповідає області лінійної оптики, поляризація пов'язана з напруженістю поля \mathbf{E} лінійно:

$$\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E}. \quad (10.3)$$

Таке наближення досить добре працює для не дуже великих значень \mathbf{E} , тобто для інтенсивності, що забезпечують звичайними, нелазерними джерелами світла. При дії на середовище лазерного випромінювання з досить високою густиною потоку співвідношення (9.3) уже може не виконуватись. Коли відмінність зв'язку поляризації \mathbf{P} і напруженості електричного поля \mathbf{E} від лінійної не дуже велика (а так відбувається навіть в сильних лазерних полях), то функцію $\mathbf{P} = f(\mathbf{E})$ можливо представити у вигляді ряду:

$$\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E} + \chi\mathbf{E}\mathbf{E} + \vartheta\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (10.4)$$

Перший член його є лінійною, а інші – нелінійною складовою поляризації. Перехід від лінійного зв'язку $\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E}$ до нелінійного заставляє переглянути всі основні аспекти взаємодії світлового випромінювання з речовиною. Величини χ і ϑ називають **нелінійною поляризованістю оптичного середовища**.

Слід відмітити, що запис розкладу (9.4) в достатній мірі умовний, оскільки величини κ , χ і ϑ , взагалі кажучи, є тензорами, відповідно, 2-го, 3-го и т.д. рангів.

Поява другої гармоніки зумовлена квадратичним членом $\chi E E$ в розкладі (9.4) поляризації \mathbf{P} за ступенями напруженості електричного поля світлової хвилі. Якщо в середовище входить гармонійна світлова хвиля виду $\mathbf{E} = A \cos(\omega t - kz)$, то в силу виразу (3.4) перевипромінюване поле в середовищі буде містити не лише частоту ω , але і її гармоніки на частотах 2ω , 3ω и т.д.. Тоді другий член ряду (9.4) можливо представити у вигляді:

$$\chi E^2 = 0,5\chi A^2 + 0,5\chi A^2 \cos 2(\omega t - kz) \quad (10.5)$$

Другий член у виразі (9.5) описує перевипромінюване електроном поле на частоті 2ω другої гармоніки падаючої хвилі. Величину χ (тензор третього рангу) називають **квадратичною нелінійною поляризованістю речовини**. Необхідною умовою генерації другої гармоніки (ГДГ) є відмінність χ від нуля. Це реалізується в анізотропних середовищах, які не мають центру симетрії. Дійсно, якщо речовина ізотропна, або має центр симетрії, то при зміні напрямку прикладеного електричного поля \mathbf{E} поляризація \mathbf{P} повинна міняти знак. Для задоволення цієї вимози, члени, які містять парні ступені в розкладі (9.4), повинні бути відсутніми, тобто величина χ повинна бути рівною нулю.

Крім того, звичайно, в середовищі повинно бути відсутнє поглинання для всіх взаємодіючих хвиль.

9.2 Умова фазового синхронізму.

Генерація випромінювання на сумарній (чи різницевій) частоті відбувається найбільш ефективно, коли хвиля з частотою ω_3 , що приходить до даного елемента об'єму від попередніх елементів, знаходиться в потрібній фазі з випромінюванням на цій же частоті, яке формується в цьому елементі об'єму. Інтенсивність генерації в такому випадку збільшується на декілька порядків, оскільки її накопичення відбувається по всій довжині нелінійного середовища. Таке благоприємне

співвідношення фаз реалізується, якщо для хвильвих векторів виконується рівність:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 \quad (10.6)$$

Вираз (9.6) називають *умовою фазового (хвильового, просторового) синхронізму*. На відміну від лінійної оптики, ця умова характерна важлива для всіх нелінійних оптичних явищ.

9.3. Генерація другої оптичної гармоніки (ГДГ).

Як уже нагадувалось, ГДГ є частковим випадком для взаємодії виду (9.1) коли $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Умова колінеарного фазового синхронізму, коли хвильові вектори лежать на одній прямій, можливо записати так:

$$k_\omega + k_\omega = k_{2\omega} \quad (10.7)$$

де: $k_{\omega,2\omega}$ – це модулі векторів $\mathbf{k}_{\omega,2\omega}$. Величина k називається *хвильовим числом*. Коли хвиля поширюється в середовищі з показником заломлення n , то $k = 2\pi n / \lambda$. Враховуючи це, з рівняння (9.7) одержимо $n_\omega + n_\omega = 2n_{2\omega}$, тобто для виконання умови синхронізму при ГДГ необхідно щоб в нелінійному середовищі:

$$n_\omega = n_{2\omega} \quad (10.8)$$

В оптичних середовищах з нормальною дисперсією показника заломлення виконання даної рівності неможливе, оскільки функція $n(\omega)$ зростає при збільшенні частоти. Проте в деяких оптично анізотропних (двопроменезаломлюючих) кристалах можливо вибрати такий напрямок поширення, для якого показник заломлення звичайного променя основної частоти рівний показнику заломлення незвичайного променя другої гармоніки.

На рис.1 схематично показано переріз поверхонь показників заломлення (індикатриса показника заломлення) для негативного одновісного кристалу, тобто для якого на даній фіксованій частоті $n_e < n_o$ (практично найбільш важливий випадок). Текучі значення незвичайних показників заломлення (при довільному куті θ між хвильовим вектором і оптичною віссю кристалу) позначаються індексом «e» зверху – n^e . Як впливає з рис.9.1,

$$n_{ie} = n_i^e |_{\theta=90^\circ} \quad n_{io} = n_i^e |_{\theta=0^\circ} \quad i = 1, 2$$

Існує цілий ряд кристалів, без центру симетрії, для яких виконується рівність $n_{1o} |_{\omega} = n_2^e(\theta) |_{2\omega}$ при поширенні хвиль з частотами, відповідно, ω і 2ω під деяким кутом θ_c до оптичної вісі кристалу, як це показано на рис.1. Тому, по такому напрямку виконується умова синхронізму (9.8) для процесу ГДГ. Кут між оптичною віссю нелінійного кристалу і хвильовими векторами хвиль, які взаємодіють між собою, називають **кутом фазового синхронізму**.

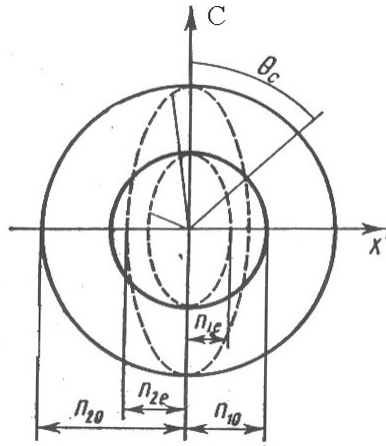


Рис. 10.1. Індикатриса показника заломлення негативного одновісьового кристалу. C – оптична вісь. Суцільні кільця – перерізи поверхонь показників заломлення звичайної хвилі, n_{10} – його значення для основної частоти, n_{20} – для другої гармоніки. Пунктирні еліпси – перерізи поверхонь показників заломлення незвичайної хвилі, n_{1e} – його мінімальні значення для основної частоти, n_{2e} – для другої гармоніки. θ_c – кут синхронізму.

Таким чином, спрямувавши випромінювання основної частоти в нелінійному кристалі як звичайну хвилю під кутом θ_c , в середовищі буде відбуватись ефективна генерація її другої гармоніки як незвичайної хвилі вздовж цього ж напрямку. Така взаємодія називається взаємодією типу *ооо* (або I типу), оскільки в даному випадку дві лінійно поляризовані хвилі основного випромінювання (звичайного в даному кристалі) взаємодіють з незвичайною хвилею другої гармоніки, яка, звичайно, має ортогональну їм лінійну поляризацію.

Для багатьох нелінійних оптичних кристалів можлива синхронна ГДГ при взаємодії звичайної і незвичайної хвиль

основного випромінювання з незвичайною хвилею другої гармоніки, тобто взаємодія *оee* (або II типу).

Дещо спрощуючи реальну ситуацію, можливо сказати, що напрямок синхронізму в кристалі характеризується деякою, досить малою, кутовою шириною. Її можливо представити як $\theta_c \pm \alpha$, де α - кут розсинхронізації, тобто по напрямкам $\theta > \theta_c + \alpha$ та $\theta < \theta_c - \alpha$ синхронна взаємодія відсутня. Звично кут 2α складає не більше однієї, двох хвилин. Крім того, умова фазового синхронізму визначає деякий максимальний частотний інтервал ($\Delta\omega$) для взаємодіючих хвиль. Характерна смуга взаємодіючих частот, або потрібна монохроматичність вихідних хвиль, звичайно не перевищує декількох ангстрем.

Звідси випливають вимоги до лазерного випромінювання на основній частоті - розбіжність повинна бути меншою кутової ширини синхронізму, а його монохроматичність не більше частотної ширини. В протилежному випадку в параметричному процесі сумування частот буде приймати участь не вся потужність лазерного випромінювання.

Інтенсивність випромінювання другої гармоніки при точному налаштуванні на синхронізм пропорційна квадрату інтенсивності основної частоти і квадрату довжини нелінійного кристалу:

$$I_{2\omega} = a(I_\omega)^2 l^2 \quad (10.9)$$

Коефіцієнт $a = a(\chi, \omega_i, n_i)$ характеризує «якість» нелінійного оптичного кристалу. Він залежить від нелінійної поляризованості середовища χ , від частот взаємодіючих хвиль ω_i і від показників заломлення середовища n_i на цих частотах.

Практичним результатом досліджень генерації суммарних частот було створення високоефективних (з ККД більшим за 50%) подвоювачів частоти лазерного випромінювання і каскадних помножувачів для генерації третьої, четвертої, п'ятої і

більш високих гармонік. Такі пристрої знаходять широке застосування в самих різних областях науки і техніки.

9.4. Генерація сумарних частот (ГСЧ).

Для загального випадку генерації сумарних частот виконання умови фазового синхронізму в деяких напрямках поширення їх в анізотропних кристалах можливо проілюструвати за допомогою поверхонь хвильових векторів в негативному одновісному кристалі. Конфігурація поверхонь хвильових векторів аналогічній конфігурації поверхонь показників заломлення в цьому кристалі.

На рис.9.2 показані перерізи поверхонь хвильових векторів площиною XZ, коли вісь Z паралельна оптичній вісі С. Нехай в процесі $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ хвилі з частотами ω_1 і ω_2 мають лінійну поляризацію і поширюються в кристалі як звичайні хвилі, тобто вектори напруженості електричного поля хвиль $\mathbf{E}_{1,2}$ ортогональні площині, яка визначається напрямком променя (тобто хвильовим вектором) і віссю С. При виконанні умови синхронізму в негативному кристалі хвиля ω_3 обов'язково буде незвичайною, тобто лінійно поляризованою, з вектором \mathbf{E}_3 , що взаємодія *ooe* (I тип).

Побудуємо, перш за все, поверхню хвильового вектора \mathbf{k}_1 (сфера) і зафіксуємо який-небудь його напрямок. Взявши кінець цього вектора за початок координат нової системи з осями паралельними вихідній, побудуємо поверхню для вектора \mathbf{k}_2 (також сфера). Накінець, побудуємо в вихідній системі поверхню вектора \mathbf{k}_3 (еліпсоїд обертання).

В залежності від кута θ_1 можливі різні ситуації. Поки він досить малий (випадок рис.10.2a), $k_3 > |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|$ при будь-якому напрямку \mathbf{k}_2 внаслідок нормальної дисперсії в області прозорості ($n_{3o} > n_{1,2o}$). Проте, внаслідок викривлення поверхні k_3 при досить великих кутах θ_1 може наступити дотик поверхонь k_2 і k_3 (випадок рис.9.2б), якщо, звичайно, ступінь анізотропії досить велика. Для точки дотику трикутник векторів $k_{1,2,3}$ замикається, і умова (9.6) виконується. Цей випадок називається *некритичним*

або дотиковим синхронізмом. При дальнішому збільшенні кута θ_1 дотик змінюється перетином в двох точках А і В (рис.9.2в). При такій геометрії хвильових векторів говорять про *критичний векторний синхронізм*. Поблизу напрямку дотикового синхронізму існує *колінеарний (одномірний) критичний синхронізм*, показаний на рис.10.2.г. В цьому випадку кут між оптичною віссю нелінійного кристалу і хвильовими векторами взаємодіючих хвиль також називають *кутом фазового синхронізму*.

В негативних кристалах можливе виконання умов хвильового синхронізму і для взаємодій типу *oee* і *eoe* (II тип). При цьому, звичайно, поверхнями хвильових векторів, що відповідають незвичайним променям на діаграмах, будуть уже не кулі, а еліпсоїди обертання.

Параметричне перетворення частот вгору $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ застосовують для детектування інфрачервоного ІЧ-випромінювання. Наприклад, в нелінійному оптичному кристалі ІЧ-сигнал частотою ω_2 можливо змішати з допоміжним випромінюванням видимого діапазону ω_1 , яке звично називають *накачуванням*, при цьому хвиля на сумарній частоті ω_3 також належить до видимої ділянки спектру. Вона може бути відфільтрована від хвилі накачування і сигналу та зареєстрована звичайними приймачами і аналізаторами випромінювання видимого діапазону, які мають значні переваги перед їх аналогами в ІЧ-області. При накладанні деяких, не дуже жорстких, обмежень на якість випромінювання накачування (розбіжність і монохроматичність), випромінювання на сумарній частоті зберігає інформацію, закладену в просторово-кутовій, спектральній та часовій структурі сигналу. Таким чином, на основі цього ефекту можливо створення нелінійних оптичних реєстраторів ІЧ зображень, ІЧ-спектрометрів і ІЧ фотохронографів з максимально можливим розділенням кращих приладів видимої області спектру.

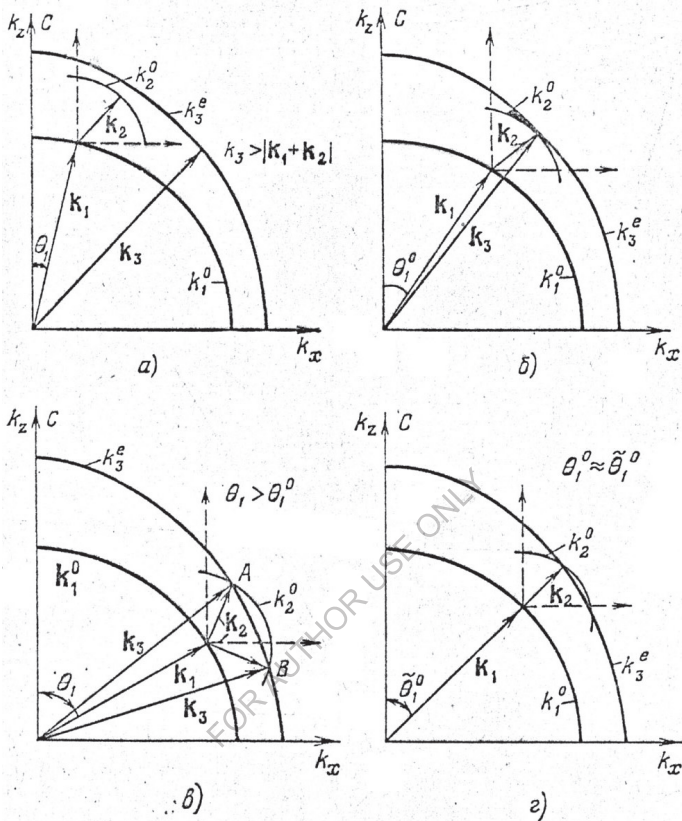


Рис.9.2. Взаємне розміщення поверхонь хвильових векторів на частотах $\omega_{1,2,3}$, взаємодії *ооо*. C – оптична вісь кристалу; а) – синхронізм відсутній при будь-якому k_2 , б) – випадок дотичного синхронізму, в) – випадок критичного векторного синхронізму, г) – випадок одномірного критичного синхронізму.

Легко помітити, що для взаємодіючих квантів рівняння (9.1) і (9.6) означають виконання законів збереження енергії $E = \hbar\omega$ та імпульсу $p = \hbar k$.

9.5 Нелінійні оптичні матеріали і техніка експерименту.

В практиці нелінійних оптичних перетворень використовують два види нелінійних оптичних кристалів. Першим є дигідрофосфат калію KN_2PO_4 (технічна назва – КДП) – це одновісний, негативний пьезокристал. Клас симетрії $\bar{4}2m$. Діапазон прозорості 0,2-1,5мкм.

КДП і АДП ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) – перші кристали, в яких була одержана синхронна ГДГ. Відпрацьовані методики вирощування їх з водяних розчинів, що дозволяє одержувати монокристали високої оптичної якості об'ємом до декілька кубічних дециметрів. КДП має високу променево міцність, дуже малий рівень поглинання в області прозорості і слабку температурну залежність $n(T)$ показника заломлення. Завдяки цим властивостям, КДП використовують в якості помножувача частоти випромінювання, яке нагріває мішень в потужних імпульсних лазерних установках, на яких проводять експерименти з керованого термоядерного синтезу з інерційним утримуванням плазми. Перехід в короткохвильову частину спектру суттєво покращує умови нагрівання термоядерної мішені. Ефективність перетворення в другу гармоніку для рівня інтенсивностей випромінювання таких лазерів досягає 60%.

До недоліків КДП відноситься його висока гігроскопічність, що вимагає прийняття відповідних запобіжних заходів при роботі з ним.

Другим кристалом, що ефективно використовують в нелінійній оптиці для ГДГ є ніобат літію – LiNbO_3 , який є також одновісним, негативним пьезокристалом. Клас симетрії $3m$. Діапазон прозорості 0,4–5 мкм. Показники заломлення цього кристалу суттєво залежать ще і від температури $n(T)$ зразку.

Цей кристал вирощують методом витягування з розплаву, він стійкий до вологи, проте його лінійні розміри з необхідною оптичною якістю значно менші, ніж у КДП, але його променева міцність не уступає останньому.

Коефіцієнт «якості» $a(\chi, \omega_i, n_i)$ ніобату літію вищий, ніж у КДП, але досить сильна температурна залежність показника заломлення $n(T)$ і дещо більш високий рівень поглинання в області прозорості приводять до порушення умови фазового синхронізму внаслідок швидкого нагрівання кристалу при дії на нього випромінювання з максимально високою інтенсивністю, наприклад такого, як випромінювання в лазерних термоядерних установках. Разом з тим, завдячуючи цій температурній залежності, ніобат літію дозволяє реалізувати вигідний 90° дотиковий синхронізм ГДГ для випромінювання з довжиною хвилі $\approx 1\text{мкм}$ при термостатуванні його за температур $70^\circ\text{-}90^\circ\text{C}$.

Всі нелінійні кристали розміщують при зберіганні в спеціальних контейнерах з оргскла, на яких вказано напрямок оптичної осі. При роботі з нелійними кристалами категорично заборонено торкатись чим-небудь до їх поверхонь.

9.6 Техніка експерименту з генерації другої гармоніки

Оптична схема установки для демонстрації ГДГ приведена на рис.10.3.

Установка монтується на оптичній лаві. 1) – випромінювач допоміжного гелій-неонового лазера, промінь якого служить для юстування оптичної системи, тобто, розміщення всіх оптичних елементів системи строго вздовж оптичної осі. 2) – генератор основного випромінювання. Ним є імпульсний твердотільний лазер на синтетичному кристалі ітрію-алюмінієвого гранату легованого неодимом (YAG:Nd³⁺). Джерелом лазерного

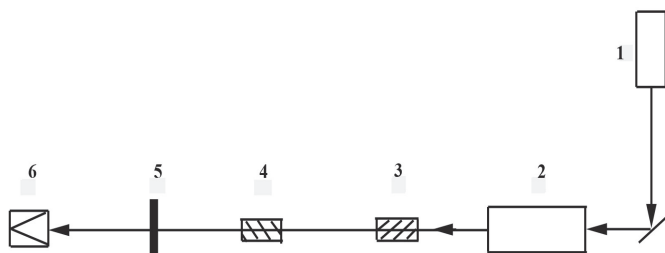


Рис.10.3. Загальна оптична схема установки. 1 – гелій-неоновий лазер, який служить для юстування оптичної системи, 2 – лазер на іттрі-алюмінієвому гранаті з неодимом, 3 – нелінійний кристал для генерації другої гармоніки, 4 – нелінійний кристал для генерації третьої або четвертої гармоніки, 5 – світлофільтр, 6 – приймальна голівка вимірювача енергії випромінювання.

випромінювання є іони неодиму. Довжина хвилі $\lambda = 1,064$ мкм (1064 нм) – це ближній інфрачервоний діапазон спектру, тривалість імпульсу генерації – 15 нс – це так званий режим гігантських імпульсів, який реалізує максимально можливу потужність і інтенсивність випромінювання лазера. Випромінювання має лінійну поляризацію в горизонтальній площині. Гранатовий лазер може працювати як в моноімпульсному режимі, так і з частотою повторення імпульсів до 50 Гц. Це значно полегшує налаштування на синхронізм нелінійних кристалів. 3) і 4) – нелінійні кристали для генерації гармонік на поворотних (юстувальних) столиках, 5) – світлофільтр для відсікання непотрібного випромінювання при вимірюваннях енергії або спостереженні за генераціями третьої і четвертої гармонік. 6) – приймальна голівка вимірювача енергії лазерного випромінювання ИМО-2.

Лазер на іттрії-алюмінієвому гранаті, вимірювання його енергії і ККД.

Для вимірювання енергії і ККД твердотільного лазера потрібно ввімкнути лазер і перевірити співпадіння напрямку поширення променів гелій-неонового і гранатового лазерів.

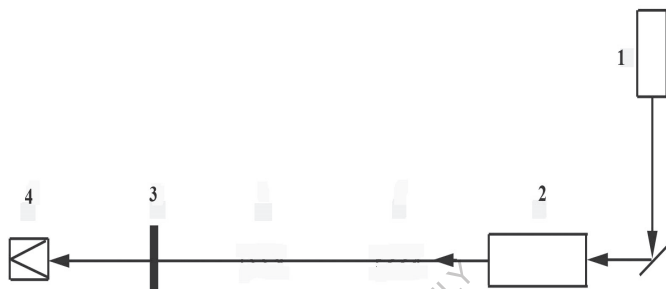


Рис.10.4 Оптична схема для вимірювання енергії лазерного імпульсу. 1 – юстувальний гелій-неоновий лазер, 2 – лазер на ітрій-алюмінієвому гранаті з неодимом, 3 – світлофільтр ИКС-1, 4 – приймальна голівка вимірювача енергії випромінювання.

Встановлюють приймальну голівку приладу ИМО-2 по променю юстувального лазера на віддалі не меншій за 1,5 м від гранатового випромінювача (див. рис.10.4), і, встановивши перед голівкою фільтр ИКС-1 для відсікання випромінювання лампи накачування і флуоресценції граната, проводять вимірювання енергії одинарних лазерних імпульсів при різних напругах на накопичувальних конденсаторах блока живлення лазера. Імпульс, який вимірюється, нагріває чутливий елемент, розмішений в голівці ИМО-2, і прилад фіксує поглинену енергію.

Накопичувальні конденсатори розряджаються через імпульсну лампу, яка освітлює кристал гранату, забезпечуючи

його накачування і лазерну генерацію. Врахувавши, що запасена енергія конденсатора $W=CU^2/2$ і що в сам кристал гранату енергії вноситься приблизно в три рази менше за електричну, визначають порогову енергію накачування даного лазера та його ККД. Типова ємність накопичувальних конденсаторів $C = 75$ мкФ.

Генерація другої гармоніки і вимірювання енергії випромінювання.

Спочатку знімають світлофільтр ИКС-1 і встановлюють на від-далі 20-30 см від лазера рейтер з юстуванням столиком. Встановлюють перед голівкою ИМО-2 екран з білого паперу.

В якості подвоювача частоти використовують кристал КДП. Він вирізаний подовж напрямку синхронізму для взаємодії *ооо* і поміщений в контейнер з оргскла. На контейнері рисують позначений наблизений напрямок положення оптичної вісі. Контейнер вставляють на юстувальному столику подовж променя гелій-неонового лазера, так щоб горизонтально поляризований промінь основного випромінювання проходив через кристал як звичайний, тобто, вектор напруженості електричного поля світлової хвилі E повинен бути ортогональним площині, положення якої визначається напрямком променя і оптичною віссю кристалу (рис.10.5).

Повертаючи юстувальним винтом контейнер кристалом на невеликі кути в площині перпендикулярній до поляризації основного випромінювання, візуально спостерігають на екрані зелену пляму від випромінювання другої гармоніки ($\lambda_r = 0,532$ мкм). Максимальна яскравість плями відповідає оптимальному налаштуванню на фазовий синхронізм. Поляризація другої гармоніки буде ортогональною до поляризації вихідного променя, тобто, вектор E світлової хвилі орієнтований вертикально.

Установивши після подвоювача фільтр СЗС-22, для відсікання основного випромінювання, і прибравши екран, можливо виміряти енергію другої гармоніки (E) наступним чином. Чутливість ИМО-2 недостатня для реєстрації одинарного імпульсу другої гармоніки, тому, необхідно швидко натискаючи

на кнопку запуску лазера відрахувати 50 імпульсів. Загальна поглинена енергія нагріває чутливий елемент приладу до реєстрованої величини. Фіксується його показник і ділиться на 50 для визначення енергії одного імпульсу.

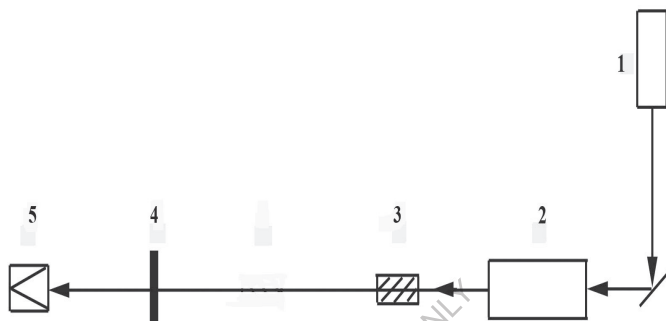


Рис.10.5 Оптична схема для генерації другої гармоніки. 1 – юстувальний гелій-неоновий лазер, 2 – лазер на ітрій-алюмінієвому гранаті з неодимом, 3 – нелінійний кристал КДП або ніобату літію для генерації другої гармоніки, 4 – світлофільтр СЗС-22 или ИКС-1, 5 – приймальна голівка вимірювача енергії випромінювання.

Враховавши, що довжина кристалу КДП - 40 мм, а ніобату літію – 15 мм, можливо визначити відношення їх коефіцієнтів «якості» $a_{\text{ніоб}} : a_{\text{кдп}}$, де $I = P / S = E / \tau S$).

Контрольні питання

1. В чому суть генерації другої гармоніки? Як змінюється інтенсивність другої гармоніки в залежності від відстані,

- пройденої хвилею в нелінійному середовищі? Що називають когерентною довжиною і який її фізичний зміст?
2. Хто, коли і як вперше здійснив генерацію другої гармоніки?
 3. Назвіть шляхи збільшення інтенсивності оптичних гармонік?
 4. В чому суть внутрішньорезонаторного методу подвоєння частоти лазерного випромінювання?
 5. Як пояснює механізм утворення другої гармоніки в нелінійному кристалі квантова механіка?
 6. За яких умов можлива генерація третьої гармоніки в нелінійному середовищі?
 7. В чому суть явищ змішування частот в нелінійному середовищі?
 8. Який практичний інтерес представляє явище змішування частот у нелінійному середовищі?

FOR AUTHOR USE ONLY



ШУАІБОВ ОЛЕКСАНДР КАМІЛОВИЧ

Фахівець в галузі квантової електроніки та фізики і техніки газових розрядів, заслужений діяч науки і техніки України, заслужений професор Ужгородського національного університету, професор кафедри квантової електроніки, доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник.

Сфера наукових інтересів: УФ-ВУФ ексиплексні лазери, газорозрядні лампи на галогенідах інертних газів і ртуті, синтез наноструктур методами газорозрядної електроніки.

Автор понад 500 наукових праць та 50 патентів на винаходи.

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

**More
Books!**



yes
I want morebooks!

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.morebooks.shop

Kaufen Sie Ihre Bücher schnell und unkompliziert online – auf einer der am schnellsten wachsenden Buchhandelsplattformen weltweit! Dank Print-On-Demand umwelt- und ressourcenschonend produziert.

Bücher schneller online kaufen
www.morebooks.shop

KS OmniScriptum Publishing
Brivibas gatve 197
LV-1039 Riga, Latvia
Telefax: +371 686 204 55

info@omniscryptum.com
www.omniscryptum.com

OMNIScriptum



FOR AUTHOR USE ONLY