

**В. І. Григорук
А. І. Іванісік
П. А. Коротков**

Експериментальна лазерна фізика

В. І. Григорук, А. І. Іванісік, П. А. Коротков

Експериментальна лазерна фізика

**Затверджено Міністерством освіти і науки України
як підручник для студентів вищих навчальних закладів**

Київ 2004

ББК 63.5(4УКР)
Г65

В. І. Григоров, А. І. Іванісік, П. А. Коротков. Експериментальна лазерна фізика: Підручник. – К.: Віпол, 2004. – 300 с.

Підручник складається з двох частин. У першій частині наведені фізичні принципи та методики вимірювання характеристик вимушеного випромінювання. Друга частина містить теоретичні основи та опис експериментальних прикладів вимірювання параметрів лазерів і характеристик лінійних та нелінійних фотопроцесів. Підручник призначається для студентів фізичних, радіофізичних, хімічних факультетів університетів, а також може стати в нагоді фахівцям багатьох інших галузей науки і техніки, які проводять дослідження об'єктів, використовуючи одно- та багатофотонні когерентні процеси.

Рецензенти:

С. П. Анохов, проф., д-р фіз.-мат. наук, директор Міжнародного центру “Інститут прикладної оптики” НАН України;
М. Д. Глінчук, проф., д-р фіз.-мат. наук, зав. відділом функціональних матеріалів Інституту проблем матеріалознавства НАН України, член-кор. НАН України.

ISBN 966-646-073-4

© В. І. Григоров, А. І. Іванісік, П. А. Коротков, 2004

Передмова

З часу створення першого генератора на основі вимушеного випромінювання (аміачного мазера у 1956 році), в галузі квантової електроніки (лазерної фізики) ведуться широкомасштабні дослідження, які мають надзвичайно високий темп розвитку. Вони відкрили нову сторінку у фізиці і прискорили поглиблення знань у багатьох інших галузях: біології, медицині, кібернетиці і, особливо, у техніці найрізноманітніших застосувань – від хірургічного ланцета до керування космічними апаратами. Бурхливий розвиток квантової електроніки продовжується до нині. За короткий час розроблено велику кількість типів лазерів на кристалах та склі, на рідинах та газах, на хімічних реакціях та напівпровідниках, які працюють у неперервному та імпульсному режимах, із перебудовою частоти в процесі генерації та фіксованою частотою при високій стабільності у часі (10^{14} при напівширині смуги генерації $\sim 0,07$ Гц). Існуючі лазери дають генерацію від ультрафіолетового (0,2 мкм) до далекого інфрачервоного діапазону (540 мкм). Потужність випромінювання квантових генераторів досягла в неперервному режимі ~ 50 кВт (лазер на діоксиді вуглецю), а в імпульсному – 10 ТВт (тривалість імпульсів $5 \div 10$ пс, лазер на склі, активованому неодимом, у режимі синхронізації мод), що перевищує потужність усіх електростанцій на планеті Земля.

Дивовижна особливість випромінювання квантових генераторів – величезна інтенсивність, висока монохроматичність та направленість – відкрили безмежні можливості застосування лазерів у науці та техніці: нові технологічні процеси (ізотопне збагачення, прецизійна обробка металів, створення наноструктур тощо), оптичні лінії зв'язку, точне визначення великих відстаней, діагностика плазми, корекція геномів та дефектів ДНК. Перелік можна продовжувати далі.

Вміння правильно вимірювати параметри лазерного випромінювання вкрай необхідне як для розробки квантових генераторів, так і при їх використанні. Однак, внаслідок унікальності лазерних параметрів виконати це – далеко не проста задача. Складність її обумовлена експериментальними особливостями: в одних випадках унікальною монохроматичністю та когерентністю випромінювання, в інших – надвисокою потужністю та надкороткою тривалістю імпульсів випромінювання. Тому багато методів виміру лазерних параметрів розроблені самими дослідниками в процесі вдосконалення оптичних квантових генераторів. Наприклад, це стосується прецизійних методів виміру частот спектру генерації, форми спектральної смуги випромінювання з надвисокою роздільною здатністю тощо.

Питанням метрології та техніки вимірювання лазерних параметрів

присвячено монографій вкрай мало, тим паче, написаних англійською та російською мовою. До того ж, вони видавались ще у 70-тих роках минулого століття. З цього приводу можна звернути увагу на монографії (посилання без використання правил транслітерації, тобто, за оригіналом): Валитов А. А. и др. Измерение характеристик квантовых генераторов. - М.: Издат. Комитета стандартов, 1969. - 182 с.; Хирд Г. Измерение лазерных параметров. - М.: Мир, 1970. - 539 с.; Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники: твердотельные ОКГ. - М.: Советское радио, 1972. - 408 с.; Аленцев Б.М. и др. Измерение спектрально-частотных параметров и характеристик лазерного излучения. - М.: Радио и связь, 1982. - 272 с. Навчальної літератури за винятком посібника (посилання за оригіналом) Довгого Я. О. Оптические квантовые генераторы. - Київ: Вища школа, 1977. - 232 с. і зовсім немає.

Тому необхідність появи підручника щодо методів та техніки вимірювання параметрів пристроїв квантової електроніки та нелінійної оптики є очевидним. Представлений підручник "Експериментальна лазерна фізика" призначається для студентів фізичних, радіофізичних, хімічних факультетів університетів, а також стане в нагоді фахівцям багатьох інших галузей науки і техніки, які проводять дослідження об'єктів, використовуючи одно- та багатофотонні когерентні процеси.

Викладені у підручнику методики експериментальних досліджень (постановка та проведення лабораторного практикуму) є логічним продовженням теоретичного курсу викладеного у підручнику Григорука В. І., Короткова П. А., Хижняка А. І. Лазерна фізика. - 1999 р. - 528 с. відміченого Державною премією України в галузі науки і техніки. Підручник "Експериментальна лазерна фізика" є вагомим доповненням до завершення навчального процесу і закріплення знань із базових (номенклатурних, обов'язкових) курсів: "Оптика", "Атомна фізика", "Квантова електроніка та нелінійна оптика", "Функціональна електроніка", "Спектроскопія атомів і молекул", "Лазерна техніка", "Матеріали квантової електроніки", "Оптична локація", "Фізичні основи медичної техніки", "Проблеми інтегральної та волоконної оптики", "Оптичний зв'язок", "Напівпровідникова електроніка", "Основи мікроелектроніки".

Підручник складається з двох частин. У першій частині наведені фізичні принципи та методики вимірювання характеристик вимушеного випромінювання.

Друга частина містить теоретичні основи та опис 14 експериментальних прикладів вимірювання параметрів лазерів та характеристик нелінійних процесів.

При створенні підручника були використанні вітчизняні та зарубіжні публікації, а також досвід кафедр квантової радіофізики та нелінійної оптики Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

У підручник увійшло все найцінніше і перевірене з того, що було опубліковано з методики вимірювань параметрів оптичного вимушеного випромінювання: потужності, енергії, довжини хвилі, ширини смуги випромінювання, когерентності, стабільності частоти, нелінійних процесів трансформації лазерного випромінювання тощо.

Автори висловлюють подяку науковим співробітникам Коротковій Т. П. та Писанському А. І. за технічну допомогу в підготовці та оформленні рукопису.

РОЗДІЛ I

ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЗАГАЛЬНІ ПРИНЦИПИ ЇХ ВИМІРЮВАННЯ

*“Коли Ви можете виміряти те,
про що говорите,
і виразити це числами,
тоді Ви децю знаєте про це ...”*
Лорд Кельвін

Надійні вимірювання є запорукою нашого об'єктивного наближення до абсолютної істини. Тому слова лорда Кельвіна залишаються справедливими і сьогодні.

Зупинимось коротко на основних оптичних параметрах лазерного випромінювання, характерних, зокрема, для джерел електромагнітного випромінювання класу “квантові генератори”, лазери. Їх специфічними особливостями є велика спектральна яскравість та висока (просторова і часова) когерентність випромінювання. Крім того, лазерне випромінювання характеризується:

- довжиною хвилі (частотою);
- напівшириною спектра;
- поляризацією;
- діаграмою спрямованості (далека зона);
- розподілом інтенсивності на вихідному дзеркалі (ближня зона);
- потужністю;
- енергією.

Перераховані параметри часто називають зовнішніми, оскільки вони характеризують випромінювання лазера за межами резонатора. Водночас існує низка параметрів, що описують внутрішню специфіку генератора. До них відносяться:

- коефіцієнт підсилення активного середовища;
- втрати в робочому тілі;
- конфігурація резонатора та його добротність.

Слід підкреслити, що у випадку імпульсного режиму роботи лазера час вимірювання лазерних параметрів малий – від фемтосекунд (10^{-15} с) до мілісекунд (10^{-3} с). Тому традиційні оптичні методи вимірювання не завжди придатні. В зв'язку з цим вони, з одного боку, суттєво модернізовані, а з іншого – створені нові методики і вимірювальна апаратура. При цьому необхідно врахувати і високу інтенсивність лазерного випромінювання.

Кількісне визначення характеристик здійснюється за допомогою приладів, відкаліброваних за еталонами Держстандарту. При проведенні

вимірювань необхідно звертати увагу на джерела систематичних та випадкових похибок вимірювання.

§ 1.1. ДОВЖИНА ХВИЛІ ТА ШИРИНА СПЕКТРА ВИПРОМІНЮВАННЯ

Для вимірювання довжини хвилі оптичного випромінювання необхідно провести спектральний аналіз випромінювання. Зазвичай це здійснюється за допомогою призмових або дифракційних спектрографів, інтерференційних чи модуляційних спектральних приладів. При визначенні довжини хвилі генерації лазера найчастіше застосовується метод еталона, за допомогою якого визначається невідома довжина хвилі на фоні відомих довжин хвиль від інших (еталонних) джерел. В якості еталонних джерел використовуються високочастотні безелектродні спектральні лампи. Ці лампи представляють собою балон із скла у вигляді кулі діаметром 9 і 18 мм, рідше у формі циліндра 18x45 мм. Лампа наповнюється інертним газом і відповідною кількістю робочого металу: ртуттю, галієм, кадмієм, цинком, цезієм, рубідієм. Безелектродні лампи збуджуються від спеціального генератора електромагнітним полем високої частоти. Довжина хвилі еталонних ламп є репером, відносно якого і проводяться виміри.

У реальному лазері амплітуда і фаза випромінювання флюктують, що і визначає спектральну ширину лазерної смуги ($\Delta\nu$).

Для газового лазера неперервної дії теоретична нижня межа ширини смуги випромінювання зумовлена "дифузією фази", яка виникає внаслідок спонтанно ініційованих фотонних лавин і становить $\Delta\nu \leq 10^{-3}$ Гц. На практиці ж $\Delta\nu$ в кращому випадку дорівнює кільком герцам, що пояснюється флуктуацією бази резонатора, дзеркал, геометричних та оптичних характеристик активного тіла.

Вимірювання спектральної ширини смуги випромінювання лазера є досить складним завданням. В першу чергу, це зумовлено відносно багатим модовим складом лазерного випромінювання, що є особливо характерним для твердотільних лазерів. Тому дослідження спектральної ширини смуги генерації потребує спеціальної методики. Спектральні прилади з малою лінійною оберненою дисперсією $D \geq 10^2 \div 1 \text{ см}^{-1}/\text{мм}$ (призмові і дифракційні спектрографи) застосовуються для грубого визначення повного спектра випромінювання лазера або попереднього виділення певної області випромінювання для детального подальшого аналізу.

Вимірювання спектральної ширини смуги генерації можна здійснити лише інтерференційними методами. З цією метою, як правило, використовуються прилади високої роздільної здатності, найчастіше – інтерферометр Фабрі-Перо. За його допомогою можна виміряти граничні

значення ширини ліній, які складають кілька МГц. Ширини ліній випромінювання від МГц до кГц вимірюються методом оптичного гетеродинування, а при ширинах, менших Гц, застосовуються непрямі методи, зокрема, такі, що використовують статистичні характеристики лазерного шуму.

Для плоскої хвилі умова максимального пропускання інтерферометра еталона Фабрі-Перро (ЕФ-П) така:

$$g\lambda = 2nL \cos \theta, \quad (1.1.1)$$

де λ – довжина хвилі, $g=1, 2, 3, \dots$; L – база інтерферометра; θ – кут падіння хвилі, вимірюваний від нормалі до поверхні пластини; n – показник заломлення середовища, що заповнює ЕФ-П.

Область дисперсії ЕФ-П, тобто мінімальна різниця довжин хвиль, для яких інтерферометр прозорий одночасно, згідно (1.1.1) є:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} [\text{см}], \quad (1.1.2)$$

у хвильових числах $\delta\nu' = \frac{1}{2nL} [\text{см}^{-1}]$, у герцах $\delta\nu = \frac{c}{2nL} [\text{с}^{-1}]$ (c –

швидкість світла). Вочевидь, якщо область дисперсії менша повної ширини спектра лазерного випромінювання, то для детального вивчення його внутрішньої структури необхідна попередня фільтрація спектра. Зокрема, це можна здійснити за допомогою ЕФ-П з меншими базами L .

Мінімальна теоретична ширина смуги випромінювання, яка може бути розділена за допомогою ЕФ-П з ідеально плоскими дзеркалами, становить:

$$\Delta\lambda_{\min} = \frac{\lambda^2(1-R)}{2\pi nL\sqrt{R}} \quad \text{або} \quad \Delta\nu_{\min} = \frac{1-R}{2\pi nL\sqrt{R}} [\text{см}^{-1}], \quad (1.1.3)$$

де R – коефіцієнт відбивання дзеркал. Насправді ж інструментальне розширення монохроматичної смуги буде залежати від відхилення поверхонь дзеркал від площинності. При середньоквадратичному відхиленні поверхні дзеркал ЕФ-П від площинності на ΔL розширення смуги пропускання становитиме:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\Delta L}{L} \quad \text{або} \quad \Delta\nu = \frac{\Delta L}{\lambda L} = \frac{\nu\Delta L}{L}. \quad (1.1.4)$$

У зв'язку з цим в реальних інтерферометрах непаралельність дзеркал і дефекти їх поверхонь погіршують роздільну здатність, що виявляється в розширенні інтерференційних максимумів та деформації їх форми. Тому поверхні дзеркал повинні оброблятися з високою точністю, наприклад, з відхиленнями від площинності $\lambda/100 \div \lambda/50$. Якщо зажадати, щоб розширення смуги пропускання, пов'язане з прозорістю дзеркал, не перевищувало розширення, викликаного їх неплоскостістю, тобто

$\frac{1-R}{2\pi nL\sqrt{R}} = \frac{\Delta L}{\lambda L}$, то коефіцієнт відбивання дзеркал при $n=1$ і $R \approx 1$ не повинен бути меншим за:

$$R = 1 - 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda}. \quad (1.1.5)$$

При $\Delta L \approx \lambda/50$ за формулою (1.1.5) отримуємо $R \approx 90\%$.

Однак невеликі поверхні можуть бути оброблені краще і тому у випадку роботи з лазерними пучками можна використовувати дзеркала з $R = 0,95 \div 0,98$.

Найбільш поширений метод вимірювання спектра випромінювання за допомогою ЕФ-П схематично представлений на рис. 1.1.1.

Екран P розташовується у фокусній площині лінзи L_1 . За допомогою

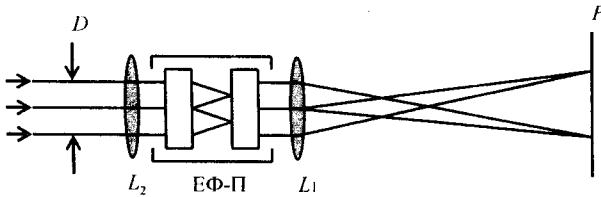


Рис. 1.1.1. Схема методу вимірювання спектра випромінювання за допомогою ЕФ-П.

лінзи L_2 , яка є польовою діафрагмою, створюється відповідна освітленість інтерферометра. Лінза L_1 повинна бути високої якості, а L_2 - практично будь-якої.

Від фокусної відстані f_1 лінзи L_1 залежить лінійна дисперсія інтерферометра $\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{dv}{v} = dr \frac{r}{f_1^2}$, де r - радіус інтерференційного кільця в площині P , а від фокусної відстані f_2 - кількість інтерференційних кілець $\frac{D^2 nL}{4f_2^2 \lambda}$ (де D - діаметр падаючого на інтерферометр пучка світла), які добре видно в площині P .

Вимірюючи радіус інтерференційного кільця r і його ширину Δr , можна визначити спектральну ширину досліджуваної смуги згідно $\Delta\lambda = \lambda \frac{r\Delta r}{f_1^2}$ або $\Delta\nu = \nu \frac{r\Delta r}{f_1^2}$, якщо нехтувати інструментальною похибкою, що при $\Delta r \gg \Delta L$ цілком дозволено.

Визначення ширини смуги чи спектрального інтервалу між модами, здійснюється вимірюванням діаметрів кілець d_1 і d_2 одного порядку на плівці:

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{d_1^2 - d_2^2}{8f_i^2}.$$

Для лазерів неперервної дії можна застосувати фотоелектронну систему і “скануючий” ЕФ-П. Приймач розташовують в центрі інтерференційної картини, завдяки чому використовується максимальна дисперсія і світлосила приладу (рис. 1.1.2).

У випадку зміни тиску газу між пластинами еталона, тобто зміни

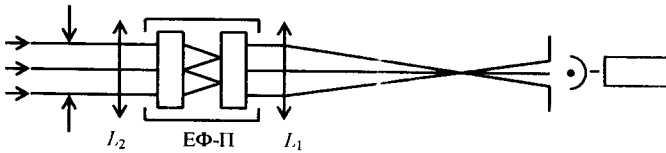


Рис. 1.1.2. Фотоелектрична система зі скануючим ЕФ-П.

довжини оптичного шляху, скануючи інтервал довжин хвиль буде дорівнювати:

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{\Delta l}{l}.$$

Наприклад, для довжини хвилі 500 нм при зміні тиску на 100 тор $\Delta\lambda = 0,002$ нм або 2400 МГц. Плавне сканування інтерференційної картини можна здійснити так: спочатку відкачати внутрішню порожнину еталона, а потім крізь капіляр наповнювати її повітрям. Менш точно, але технічно зручніше сканування можна здійснити за допомогою п'єзоелектричного циліндра, який задає базу інтерферометра L .

При високій якості пластин роздільна здатність такого інтерферометра буде рівна:

$$\delta\lambda_p = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2D^2}{\lambda^2}.$$

Отже для довжини хвилі $\lambda = 500$ нм і діаметра пучка 1 см отримаємо $\delta\lambda_p \approx 10^{-9}$, що відповідає роздільному мод, які віддалені одна від одної лише на 1 МГц.

Методи дослідження динаміки спектра генерації

Для дослідження динаміки спектра генерації у випадку лазерного імпульсу інтерферограми або розвертаються на плівці, або застосовується електронно-оптичний перетворювач. Схематично така система показана на рис. 1.1.3.

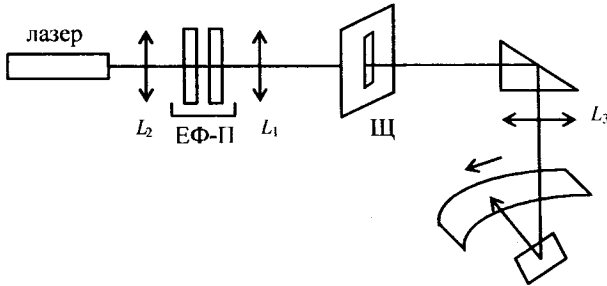


Рис. 1.1.3. Система для дослідження динаміки спектра генерації лазерного імпульсу.

У такій системі часове розділення визначається шириною щілини (Щ) і швидкістю пересування плівки (або обертання дзеркала), а спектральне – параметрами ЕФ-П. Наприклад, при ширині щілини 100 мкм і швидкості розгортки 10 000 см/с можна отримати часове розділення 100 нс. При базі інтерферометра $L = 1$ см область дисперсії становить $\Delta\lambda = 0,012$ нм, тобто відповідає області, що займає 8÷10 поздовжніх мод п'ятисантиметрового рубінового стрижня (відстань між модами $\Delta\lambda = 0,25$ нм).

Оцінимо граничне часове розділення t , яке можливо здійснити механічними методами, припускаючи, що обмеження визначається руйнаційною здатністю матеріалу, з якого виготовлений затвор. При енергії зв'язку $W = 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ кінетична енергія W_k руху атома, з якого складається матеріал, не повинна перевищувати цю величину, тобто $W_k < W$ або лінійна швидкість $v < \sqrt{2W/m}$. Отже, якщо діаметр світлового пучка $d = 0,1$ см, то у випадку шторного затвора $t_m > d\sqrt{m/2W} = 10^{-6}$ с при $m = 36 \cdot 10^{-23}$ г. Таким чином, шторна система має граничну часову роздільну здатність 10^{-6} с.

Для поліпшення часового розділення застосовуються дзеркала, що обертаються. Принцип роботи такої системи, що базується на використанні "оптичного важеля", пояснюється на рис. 1.1.4. Світловий

пучок S падає на дзеркала $Dз$, що обертаються з кутовою швидкістю ω . Розмір дзеркала $2l$, відстань від дзеркала до екрана $E - L$. Якщо ширина розрізняльня на екрані елемента d , то мінімальна часова роздільна здатність при швидкості розгортки v буде $t_p = d/v$. Оскільки лазерне випромінювання високоспрямоване, то величина розрізняльня на екрані елемента буде визначатися дифракцією на краях дзеркала. Умова першого дифракційного мінімуму:

$$2l \sin \varphi = \lambda,$$

а при малих кутах $2\varphi = \lambda/l$. Звідси діаметр розрізняльня плями:

$$d = 2\varphi L = \frac{\lambda L}{l}.$$

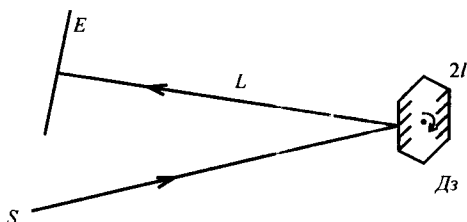


Рис. 1.1.4. Система з використанням “оптичного важеля”.

Вочевидь, швидкість розгортки на екрані v буде залежати від кутової швидкості обертання ω і оптичного плеча L , тобто :

$$v = \omega L.$$

Отже:

$$t_p = \frac{\lambda}{\omega l}.$$

Зробимо чисельну оцінку. Руйнування дзеркала відбудеться при лінійній швидкості v , за якої кінетична енергія атома перевершить енергію зв'язку. Тобто:

$$v = \sqrt{\frac{2W}{m}},$$

звідки:

$$t_p = \lambda \sqrt{\frac{m}{2W}}.$$

За тих же параметрів матеріалу, як і у випадку штормного затвора, для

$\lambda = 500 \text{ нм}$ отримуємо $t_p = 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

Оскільки при оптичних вимірах широко використовуються дзеркала і лінзи, оцінимо часову роздільну здатність таких систем, яка обмежена відмінністю у довжинах оптичних шляхів променів при побудові зображення. Так, у випадку сферичного дзеркала (рис. 1.1.5) різниця ходу двох паралельних пучків 1 і 2 до точки зустрічі, вочевидь, дорівнює $\sim 2 BD$.

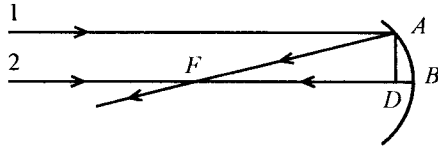


Рис. 1.1.5. Сферичне дзеркало.

Якщо відстань між променями $h = AD$, то $\Delta l \approx \frac{h^4}{4R^3}$, де R – радіус

кривини дзеркала, тобто $t_{12} = \frac{\Delta l}{c} \approx \frac{h^4}{4R^3 c}$.

Аналогічний розгляд для плоско-опуклої лінзи (рис. 1.1.6) веде до $\Delta l = (DA'n + A'F) - AF \approx \frac{h^4}{4R^3} n(n-1)$, де n – показник заломлення матеріалу лінзи.

Оцінимо час запізнення одного променя відносно іншого у випадку застосування дзеркала, виходячи з формули $t_{12} \approx h^4 / (4R^3 c)$: коли $R = 10 \text{ см}$, $h = 1 \text{ см}$, то $t_{12} = 10^{-14} \text{ с}$. Такого ж порядку значення t_{12} отримаємо і у випадку роботи з лінзами.

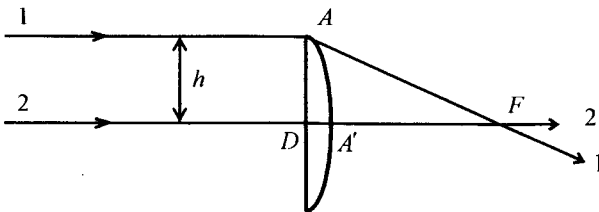


Рис. 1.1.6. Плоско-опукла лінза.

Таким чином, оскільки часове розділення оптичної системи на 3÷4 порядки більше механічного, то останнє і визначає в цілому часову роздільну здатність установки.

Прилади вітчизняної промисловості дають змогу проводити як покадрову розгортку навіть до 10^8 кадр/с, так і неперервну – зі швидкістю обертання дзеркал до $8 \cdot 10^4$ об/хв. При цьому реально отримувана часова роздільна здатність складає $5 \cdot 10^{-9}$ с.

Часова роздільна здатність фотоприймачів у випадку фотографічної методики буде визначатися швидкістю хімічної реакції, а при фотоелектричній – часовою роздільною здатністю фотокатода. Остання визначається товщиною фотокатода і швидкістю руху фотоелектрона (сам фотоэффект можна вважати безінерційним $\sim 10^{-15}$ с). Найкращу часову роздільність мають приймачі на основі зовнішнього фотоэффекту. Зробимо оцінку часової роздільної здатності типового фотокатода. Енергія фотоелектрона (для видимого діапазону) $\sim 1 \div 4$ еВ або $1,6 \div 6,4 \cdot 10^{-12}$ Г·см²·с⁻². Для такої енергії отримаємо швидкість електрона $v = \sqrt{2W_k/m} \sim 10^8$ см/с. Товщина напівпрозорого шару фотокатода $d \sim 10^{-6}$ см. Отже, його часова роздільність $t_{фк} \approx d/v \sim 10^{-14}$ с. Однак часова роздільність ФЕП (внаслідок підсилення сигналу фотоелектрона динодною системою) набагато гірша $t_{ФЕП} \approx 10^{-8} \div 10^{-9}$ с. Таке заниження часової роздільності зумовлене початковим розкидом швидкостей фотоелектронів $\Delta v \sim 10^6$ см/с, що й призводить до подовження в часі сигналу. Спеціально розроблені ФЕП дають $t_{ФЕП} \approx 10^{-9} \div 10^{-11}$ с.

Після ФЕП, як правило, йде та чи інша електронна система підсилення з обмеженою смугою пропускання, ширина якої має суттєве значення. Так, наприклад, при $\Delta \nu = 10^{10}$ Гц стала часу системи підсилення становить $t_{підсил} \approx 10^{-10}$ с. Часова роздільна здатність сучасних осцилографічних систем порядку $t_{осц} \approx 10^{-10} \div 10^{-13}$ с. Зазвичай смуга пропускання з'єднувальних кіл ФЕП – осцилограф порядку $10^{-11} \div 10^{-12}$ Гц, що і зумовлює загальний час розділення $t_{сис} \approx 10^{-10} \div 10^{-11}$ с.

Системи на основі електронно-оптичних перетворювачів (ЕОП) складаються з оптичних елементів, фотокатода та електронної системи розгортки. Тому їхня часова роздільність підсумовується за характеристиками всіх етапів і у відповідності з отриманими раніше оцінками становить $[(t_o \approx 10^{-14}) + (t_k \approx 10^{-14}) + (t_p \approx 10^{-13})]$ с $\approx 10^{-13}$ с. Реальна часова роздільна здатність порядку 10^{-12} с. Слід відмітити, що електронна оптика дає добру часову роздільну здатність та різке зображення лише при малих струмах. А це означає, що на екрані буде слабка яскравість. Тому треба використовувати підсилувачі, що додатково може погіршувати часову роздільну здатність. Сучасні п'ятикаскадні ЕОП забезпечують сигнал на екрані від кожного фотоелектрона. Кращі фотореєстратори на

основі ЕОП мають часову роздільну здатність $5 \cdot 10^{-13}$ с з просторовою роздільністю 10 пар-лін/мм (Пікохрон-1).

При дослідженні часових характеристик слабких світлових сигналів широкого застосування набули подвійні електронно-оптичні перетворювачі (ПЕОП). Вони представляють собою сполучення ЕОП з ФЕП. Зазвичай їх називають дисектори. Їхня часова роздільна здатність визначається оптикою ($t_0 \approx 10^{-14}$ с), камерою ЕОП ($t_{\text{ЕОП}} \approx 10^{-12}$ с) і камерою ФЕП ($t_{\text{ФЕП}} \approx 10^{-8}$ с). Часова роздільна здатність типових дисекторів 10^{-8} с. Їх випускають під марками ЛІ-601 і ЛІ-604 (тут і далі назви приладів наводяться за паспортними даними і без використання правил транслітерації).

У останні роки часто застосовуються методи вимірювання тривалості світлових імпульсів на основі нелінійних оптичних ефектів. Прикладом може послужити метод, заснований на генерації другої гармоніки. Схема вимірювальної установки наведена на рис. 1.1.7.

Випромінювання лазера I_L^ω за допомогою подільника Π ділиться на два променя 1 і 2. Промінь 1 проходить крізь оптичну лінію затримки $ЛЗ$ і, відбившись від дзеркала $З_1$, падає на нелінійний кристал $\text{Кр}^{\text{НЛ}}$. Промінь 2, відбившись від дзеркала $З_2$, також падає на нелінійний кристал $\text{Кр}^{\text{НЛ}}$. При збігу часу надходження світлових імпульсів 1 та 2 на нелінійний кристал і виконанні умов виникнення другої гармоніки $2\omega_L = \omega_G$; $2\vec{k}_L = \vec{k}_G$; $n(\omega_L) = n(\omega_G)$, де ω_L і ω_G – частоти випромінювання лазера і гармоніки відповідно, виникає випромінювання на подвійній частоті, яке реєструється. Отже змінюючи час затримки одного з променів відносно іншого за інтенсивністю сигналу, що спостерігається, можна визначити тривалість імпульсу. На сьогодні цим методом виміряні тривалості

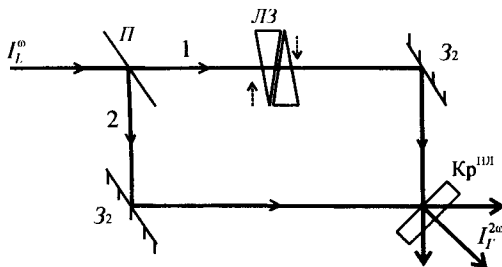


Рис. 1.1.7. Схема установки для вимірювання тривалості імпульсів на основі ефекту генерації другої гармоніки.

імпульсів порядку $(0,1 \pm 1) \cdot 10^{-12}$ с.

Варто зауважити, що в методах нелінійної оптики реєстрована величина (інтенсивність) є функцією кореляції між хвилями 1 і 2, а це зумовлює неоднозначність розв'язку задачі та потребує додаткової інформації.

Стабільність та відтворюваність довжини хвилі

Важливим питанням є забезпечення стабільності та відтворюваності довжини хвилі (частоти) випромінювання лазера.

Дослідження часової залежності спектра випромінювання показали, що в твердотільних лазерах структура поздовжніх мод не тільки змінюється від пічка до пічка, але й нестійка впродовж одного пічка. Під час генерації змінюється ("плаває") частота випромінювання, навіть у газових лазерах. Для характеристики таких процесів введені параметри стабільності і відтворюваності довжини хвилі (частоти) випромінювання лазера.

Під стабільністю частоти генерації S_ν розуміють відношення середньої частоти випромінювання генератора $\bar{\nu}$ до флуктуації частоти $\Delta \nu$ за час спостереження τ :

$$S_\nu = \frac{\bar{\nu}}{\Delta \nu} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\nu(t) dt}{\nu_{\max} - \nu_{\min}}$$

Існують поняття короткочасної і довгочасної стабільності частоти. Короткочасна стабільність ($\tau \rightarrow 0$) обмежена флуктуаціями спонтанного випромінювання в добротну моду. Якщо півширина смуги активного центру більша півширини моди $\Delta \nu_{\min}$ і їх максимуми співпадають, то короткочасну стабільність можна виразити в такій формі:

$$S_\nu^k = \frac{W}{4\pi h (\Delta \nu_{\min})^2} \cdot \frac{n_2 / g_2 - n_1 / g_1}{n_2 / g_2},$$

де W – вихідна потужність, n_i , g_i – заселеність і статистична вага рівня.

В метровому резонаторі типу інтерферометра Фабрі-Перо з коефіцієнтом різкості $F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R} \approx 100$ ширина моди:

$$\Delta \nu_{\min} = \frac{c}{2nLF} \approx 1,5 \text{ МГц.}$$

Величина $(n_2 / g_2 - n_1 / g_1) / (n_2 / g_2)$, згідно експериментальних даних, може коливатися від 0,1 до 0,01. Використовуючи значення 0,1 при потужності лазера 1 мВт на довжині хвилі 1,15 мкм, отримуємо $S_\nu^k = 5 \cdot 10^{15}$. Це означає, що:

$$\Delta\lambda^k = \frac{\lambda}{S_v^k} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ нм},$$

а

$$\Delta\nu^k \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}.$$

Таку короткочасну стабільність реалізувати не вдається внаслідок теплових коливань резонатора лазера, механічна стабільність якого:

$$S_{\text{мех}} = \sqrt{\frac{YV}{2kT}},$$

де Y – модуль Юнга, V – об'єм резонатора. Для дуже стабільного резонатора $S_{\text{мех}} \approx 10^{14}$, отже маємо $\Delta\lambda^k \approx 10^{-11}$ нм або $\Delta\nu^k \approx 3$ Гц. На практиці у рубінового лазера $\Delta\lambda^k \approx 10^{-2}$ нм, а у GaAs $\Delta\lambda^k \approx 10^{-1}$ нм. що дає $S_v^k \sim 10^5$ і $\sim 10^4$, відповідно. Такі низькі значення S_v^k у цих лазерів зумовлені їх нагріванням у процесі накачки (відповідно – оптичної та струмової). Внаслідок зростання температури довжина хвилі змінюється. При цьому похідна $d\lambda/dT$ становить:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \begin{cases} 65 \cdot 10^{-4} \text{ нм/град для R}_1 \text{ - лінії рубіна} \\ 0,1 \text{ нм/град для GaAs} \end{cases}$$

Довгочасна стабільність частоти лазера задається півшириною смуги підсилення, що забезпечує компенсацію втрат. Зокрема, у газових лазерах довгочасна стабільність становить:

$$S_v^D = \frac{\nu}{\Delta\nu_D},$$

де ν – частота лазерного переходу, $\Delta\nu_D$ – “робоча” доплерівська півширина смуги¹.

У випадку He-Ne-лазера з робочою “температурою атома” $T = 500$ К розрахунки дають $S_v^D \geq 3 \cdot 10^5$. В реальних умовах у випадку метрового

резонатора $\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \approx 150$ МГц і, якщо в ньому частота “не стрибає” між

поздовжніми модами, $S_v^D \approx 10^8$. Це значення для S_v^D може уявлятися дещо заниженим, оскільки підсилення відбувається за експоненційним законом. Втім, теплові зміни параметрів резонатора, показника заломлення середовища, вібрація дзеркал зумовлюють $S_v^D \approx 10^7 \div 10^8$.

Експериментально була отримана довгочасна стабільність одного He-Ne-лазера відносно іншого $5 \cdot 10^8$, а при низькому акустичному фоні – $5 \cdot 10^{10}$ впродовж часу спостереження $\tau = 2$ хв. Варто зазначити, що проведене

¹ $\Delta\nu_D = \frac{2\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}} \approx 50 \div 200$ МГц

інтерферометричним методом порівняння випромінювання He-Ne-лазера з еталонною ртутною лампою на ізотопі Hg¹⁹⁸ впродовж 2 хв. дало значення $S_{\nu}^D \approx 10^7$. Для рубіна при ширині смуги підсилення $R_1 \sim 3 \text{ \AA}$ (випромінювання на $\lambda = 6930 \text{ \AA}$) нижня межа $S_{\nu}^D \approx 2 \cdot 10^3$.

Під відтворюваністю розуміють відношення частоти ν випромінювання до частотного розкиду $\Delta\nu$, що виникає при різних режимах роботи (вільна генерація, модуляція добротності і від ввімкнення апаратури):

$$R_{\nu} = \frac{\nu}{\Delta\nu}.$$

Значення R_{ν} характеризує точність, з якою можна відтворити частоту генерації. Нижня межа S_{ν}^D , як правило, збігається з R_{ν} . Типові значення R_{ν} для газового лазера $10^5 \div 10^6$, у випадку твердотільних лазерів $R_{\nu} = 10^2 \div 10^3$. В унікальних випадках $R_{\nu} = 10^9 \div 10^{10}$.

§ 1.2. ЕНЕРГІЯ ТА ПОТУЖНІСТЬ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Методи вимірювання енергії та потужності лазерного випромінювання базуються на прийомах класичної фотометрії. Проте його специфіка в одних випадках спрощує вимірювання, в інших – викликає певні труднощі. Так, висока монохроматичність та інтенсивність випромінювання усуває необхідність урахування спектральних особливостей зовнішніх шумів. Проте, виникають труднощі при коротких імпульсах випромінювання, зумовлені інерційністю приймачів і відповідної апаратури, насиченням, а то й пошкодженням приймачів.

Повна енергія імпульсу випромінювання пов'язана з потужністю співвідношенням:

$$A_i = \int_0^{\tau} W(t) dt, \quad (1.2.1)$$

де $W(t)$ – потужність випромінювання в момент часу t (миттєва потужність), τ – тривалість імпульсу. Отже середня потужність випромінювання:

$$\langle W \rangle = \frac{A_i}{\tau}. \quad (1.2.2)$$

Енергія імпульсу може змінюватися в дуже широких межах від 10^{-3} до 10^5 Дж, а середня потужність – від 10^{-4} до 10^{12} Вт, залежно від тривалості імпульсу та режиму роботи лазера.

Чутливість приймача

Вибираючи приймач для вимірювання енергії та потужності випромінювання, необхідно враховувати його характеристики.

Основною серед характеристик приймача є його чутливість. Чутливість \mathcal{C} – це величина, яка є відношенням напруги сигналу U_c (або струму) на виході приймача до потужності W падаючого випромінювання:

$$\mathcal{C} = \frac{U_c}{W} \text{ [В/Вт]}. \quad (1.2.3)$$

Вочевидь, при якомусь малому значенні потужності випромінювання приймач перестане відчувати сигнал, оскільки він “тоне” в шумах. Тому вводиться ще одна характеристика – поріг чутливості.

Поріг чутливості Π [Вт·Гц^{-1/2}] – це параметр, що чисельно (але не за розмірністю) дорівнює пороговій потужності W_{Π} [Вт] модульованого з частотою f падаючого випромінювання, яке на виході приймача дає значення напруги сигналу U_c рівне середньоквадратичній шумовій напрузі $\sqrt{U_{\text{ш}}^2}$ при смузі пропускання реєструючої системи $\Delta f = 1$ Гц у околі частоти f . За такої потужності випромінювання відношення сигнал/шум рівне одиниці ($U_c / \sqrt{U_{\text{ш}}^2} = 1$). Якщо реальна смуга пропускання реєструючої системи менша (або більша) від 1 Гц, то, використовуючи параметр Π , можна розрахувати порогову потужність W_{Π} , яку у цьому випадку можна zareєструвати, так:

$$W_{\Pi} = \Pi \cdot \sqrt{\Delta f}. \quad (1.2.4)$$

Наведену формулу (1.2.4) легко зрозуміти, якщо врахувати, що $\sqrt{U_{\text{ш}}^2} \sim \sqrt{\Delta f}$ (для “білого” шуму середньоквадратичні флуктуації напруги пропорційні квадратному кореню зі смуги пропускання). Точність формули (1.2.4) обмежена, оскільки припущення, що Π не залежить від f (яка може бути і нульовою), є наближеним. Також, суттєве значення має форма модуляції падаючого випромінювання та профіль смуги пропускання конкретної реєструючої системи.

На практиці поріг чутливості Π конкретного приймача можна оцінити за формулою:

$$\Pi = \frac{W}{U_c} \cdot \frac{\sqrt{U_{\text{ш}}^2}}{\sqrt{\Delta f}} = \mathcal{C}^{-1} \cdot \frac{\sqrt{U_{\text{ш}}^2}}{\sqrt{\Delta f}}, \quad (1.2.5)$$

спрямувавши на приймач модульоване випромінювання з відомою потужністю W та вимірявши на виході системи реєстрації зі смугою пропускання Δf напругу U_c основної гармоніки “корисного” сигналу і

середньоквадратичну напругу $\sqrt{U_{ш}^2}$ шуму. Важливо, щоб шуми електронної частини системи реєстрації були меншими шумів самого приймача. Загалом, з (1.2.5) випливає, що збільшення чутливості приймача U за рівних інших умов забезпечує нижчий поріг чутливості P .

В англомовній літературі замість порогу чутливості P вживається величина, яка називається NEP (noise equivalent power – потужність випромінювання, що еквівалентна потужності шуму або потужність шум-еквівалента). З фізичної точки зору поріг чутливості P і параметр NEP повністю тотожні. Відмінності можуть бути лише технічного характеру. Стандартними умовами для вимірювання NEP є використання джерела випромінювання типу “чорне тіло” з температурою 500 К. Випромінювання модулюється з частотою 90, 400 або 900 Гц.

Також використовується характеристика приймача NEI , яка показує потужність випромінювання, що освітлює одиницю площі поверхні приймача (інтенсивність випромінювання), необхідну для отримання відношення сигнал/шум рівного одиниці. Тобто, NEI є відношення NEP до площі приймача S :

$$NEI = \frac{NEP}{S} [Вт \cdot см^{-2} \cdot с^{1/2}]. \quad (1.2.6)$$

Для порівняння приймачів часто користуються поняттям “детектувальна здатність приймача”:

$$D = \sqrt{S} / P.$$

Якісне оцінювання енергії та потужності випромінювання.

Якісно величину вихідної енергії можна оцінити за допомогою копіювального паперу або засвіченого фотоемульсійного шару. Так, для випромінювання рубінового чи неодимового лазера при густинах енергії порядку 1 Дж/см² у місці попадання лазерного променя відбувається пошкодження поверхні копівки, а у випадку фотошару – поява темної плями. При енергії вільної генерації ≈ 1 Дж за допомогою позитивної лінзи ($f = 5$ см) можна “пробити” лезо для гоління. В межах від 1 до 10 Дж зберігається пропорційність між енергією випромінювання і кількістю „пробитих” лез. Зі збільшенням товщини пачки лез і виходом за фокус лінзи ця пропорційність порушується.

У випадку лазерів неперервної дії якісно оцінити їх потужність можна таким чином. При потужності випромінювання (0,25÷0,5) Вт у фокусі лінзи ($f = 5 \div 10$ см) пропалюється отвір у папері за 5 с; сірник загоряється в фокусі лінзи ($f = 5 \div 20$ см) при потужностях (0,04÷0,06) Вт, а при (10÷25) Вт за 5 с сантиметровий азбест розжарюється до червоного світіння.

Всі ці методи дають наближені результати, однак вони практично не селективні і дають можливість визначити порядок величини енергії випромінювання за допомогою легко доступних індикаторів.

Кількісні теплові методи вимірювання енергії

Тепловий метод вимірювання енергетичних характеристик випромінювання заснований на перетворенні променевої енергії в теплову, яка далі вимірюється.

Теплові методи вимірювання енергії, як правило, засновані або на термоелектричному ефекті (створенні термо-е.р.с. – термоелектрорушійної сили), або на болометричному (залежності електричного опору від температури), або піроелектричному (зміні поляризації піроактивного кристала при зміні температури) ефектах.

Термоелектричні приймачі

У термоелектричних приймачах створюється електричне коло, в якому є два спаї, котрі знаходяться при різних температурах. У результаті виникає термо-е.р.с. (ефект Зеебека), яка рівна:

$$E_{\text{рс}} = \chi(T) \Delta T.$$

Пристрій виготовляється так, щоб нагрівання одного спаю відбувалось за рахунок поглинання променевої енергії. Оскільки зміна температури під час вимірювання невелика, то функцію $\chi(T)$, яка характеризує чутливість термопари, можна вважати константою. Для підвищення чутливості приладу необхідно підбирати матеріали для термопари з великою константою різниці потенціалів, малою теплоємністю і виготовляти її по-можливості якомога менших розмірів. Відомо, що послідовне сполучення термопар (термостовпчик) збільшує термо-е.р.с., однак при цьому зростає опір кіл та рівень шумів.

При малих приймальних поверхнях ($0,1 \div 10$) мм² (приймальна площадка високої якості виготовляється з тонкої зачорненої золотой фольги) термоелектричні приймачі мають детектувальну здатність $D \sim (10^8 \div 10^9)$ см·Гц^{1/2}/Вт та інерційність $(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$ с.

Болометричні приймачі

Принцип роботи болометричних приймачів заснований на зміні опору приймального пристрою при нагріванні його випромінюванням. На практиці широко застосовуються болометри різних типів. Так, дія металевих болометрів базується на тому, що опір металу лінійно змінюється з температурою:

$$R = R_0(1 + \gamma\Delta T),$$

де R_0 – опір приймача при початковій температурі; γ – температурний коефіцієнт опору; ΔT – різниця температур початкового і кінцевого стану. В переважній більшості випадків у робочій області температур коефіцієнт γ від T не залежить, є позитивним і, зазвичай, дорівнює $0,1 \pm 0,7\%$ на 1°C . Типові розміри металевого болометра порядку $10 \times 1 \times 10^{-3}$ мм, приймальна поверхня чорниться, опір залежно від технології виготовлення і матеріалу коливається від кількох Ом до сотень Ом, стала часу ($10^{-2} \div 10^{-3}$) с, детектувальна здатність $D \sim (10^8 \div 10^9)$ см·Гц^{1/2}/Вт. Суттєво вищою стає чутливість болометра, коли він працює в режимі надпровідності: $D \sim 10^{12}$ см·Гц^{1/2}/Вт. Але такий режим роботи потребує високої термостабілізації ($10^{-4} \div 10^{-5}$ °C) і термостата, який дозволив би працювати при гелієвих (4,2 К) температурах. Водночас зростає інерційність болометра – ($10^{-1} \div 10^{-2}$) с.

Широко застосовуються і напівпровідникові болометри, у яких опір експоненціально спадає з ростом температури:

$$R = R_0 \exp(-\gamma\Delta T). \quad (1.2.7)$$

Температурний коефіцієнт γ у напівпровідниках залежить від температури і зростає з її зниженням. Але оскільки прогрівання болометра при вимірюваннях незначне ($0,01 \div 0,2$ °C), то можна з достатньою точністю користуватися лінійною залежністю (1.2.7).

У більшості напівпровідникових матеріалів γ порядку $10 \div 15\%$ на 1°C . Природно, такі приймачі більш чутливі. Параметри напівпровідникових приймачів: розмір $10 \times 1 \times 10^{-2}$ мм, опір – кілька МОм, стала часу – $10^{-1} \div 10^{-3}$ с, детектуюча здатність 10^9 см·Гц^{1/2}/Вт при кімнатній температурі і 10^{11} см·Гц^{1/2}/Вт при $2 \div 4$ К.

Чутливість болометричних приймачів обмежена шумами: фотонним, зумовленим флуктуаціями потоку фотонів; температурним, який визначається флуктуаціями температури приймального пристрою; джонсонівським, зумовленим флуктуаціями руху електронів у колі приймача. У випадку напівпровідників додатково необхідно враховувати генераційно-рекомбінаційний шум, який зв'язаний із флуктуаціями швидкостей генерації та рекомбінації носіїв струму.

Теплові приймачі широко застосовуються для проведення абсолютних вимірювань енергії. Так, при повному поглинанні енергії випромінювання за відомими значеннями теплоємності приймального пристрою і його маси можна розрахувати променеву енергію, яка підвищила температуру приймача на ΔT . Звичайно, необхідно провести градування і коректування приймача, оскільки енергія випромінювання поглинається не повністю. Градування вимірювальних приладів проводиться за допомогою нагрівальних елементів.

За своєю конструкцією тепловий приймач подібний до моделі абсолютно чорного тіла, оскільки його конструкція повинна забезпечувати максимальне поглинання падаючого на нього випромінювання. Типові конструкції такого типу показані на рис. 1.2.1. Поверхня робочої порожнини чорниться і до неї кріпиться батарея приймачів, за допомогою якої і вимірюється температура. Для зменшення теплових втрат приймачі термостабілізуються, а для збільшення корисного сигналу використовуються різного роду підсилювачі.

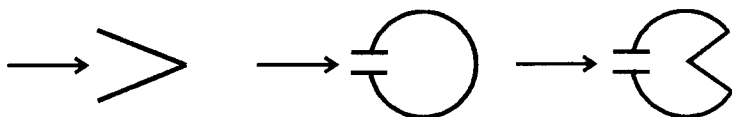


Рис. 1.2.1 Типові конструкції теплових приймачів, подібних до моделі абсолютно чорного тіла.

Найпоширеніші вітчизняні вимірювачі енергії представлені в табл. 1.2.1.

Табл. 1.2.1.

Тип приладу	Приймальний елемент	Робоча область довжин хвиль, мкм	Межі вимірювання в		Похибка, %
			імпульсно-му режимі, Дж	неперервно-му режимі, Вт	
ИМО-1	Поглинаючий конус з термобатареею	0,4÷4	$10^{-3} \div 10$	10^4	15
КОД-10	Поглинаючий конус з термобатареею	0,4÷11	3÷300	3÷300	10
БИМ-1	Нікелева плівкова спіраль (болومتر), покрита золотою чорню	0,3÷4	—	$10^{-5} \div 10^{-1}$	12
ОИМ-1	Поглинаюча сфера з оберненим конусом	0,3÷3,5	—	$10^{-4} \div 10^{-1}$	3

Піроелектричні приймачі

В Інституті фізики АН України розроблені піроелектричні приймачі, які знайшли великий попит. Дія приймачів такого типу базується на виникненні зарядів у піроактивному кристалі при зміні його температури. Якщо такий кристал розмістити в електричному колі, то виникне струм. Його величина буде визначатися ступенем поляризованості, який, в свою чергу, залежить від швидкості зміни температури, тобто:

$$i = \frac{dP}{dt},$$

де P – поляризованість кристала, або:

$$i = \frac{dP}{d(\Delta T)} \cdot \frac{d(\Delta T)}{dt} = \gamma \frac{d(\Delta T)}{dt},$$

де γ – піроелектричний коефіцієнт.

На відміну від уже розглянутих теплових приймачів величина сигналу піроелектричного приймача пропорційна $d(\Delta T)/dt$.

Піроелектричні приймачі мають відносно велику швидкодію $\tau \approx 10^{-5} \div 10^{-8}$ с, порівняно велику чутливість $10^{-7} \div 10^{-8}$ Дж при детектувальній здатності $D \sim 10^9$ см·Гц^{1/2}/Вт, широкий динамічний діапазон $10^{-8} \div 10$ Дж. Особливо слід відмітити таку унікальну можливість, як створення координатно-чутливого приймача на базі піроприймачів, для чого виготовляється або кристал змінної товщини, або робиться електрод голчатого типу. Оскільки величина сигналу при відповідному режимі роботи обернено пропорційна товщині кристала, то можна виміряти розподіл густини енергії в світловій плямі. У більшості випадків у піроприймачах використовують ВаТіО₃ (титанат барію) або ТГС (тригліцинсульфат).

Фотоелектричні приймачі

Фотоелектричні приймачі трансформують енергію випромінювання, що падає на світлочутливий шар, в електричний сигнал з подальшою його обробкою. Семейство фотоелектричних приймачів вельми численне і різноманітне, що зумовлює їх широке використання в якості датчиків у різноманітних пристроях.

Дія всіх фотоелектричних приймачів заснована на чотирьох фізичних явищах, за якими вони поділяються на типи:

- фотоелементи із зовнішнім фотоелементом;
- фотоопори;
- фотоелементи з запірним шаром;
- фотодіоди.

Фотоелементи із зовнішнім фотоелементом

Принцип дії фотоелементів із зовнішнім фотоелементом базується на емісії електронів із металу у вакуум при “бомбардуванні” їх фотонами. При цьому струм емісії пропорційний густині фотонів, тобто інтенсивності світла, а також квантовому виходу і спектральному складу випромінювання.

Квантова ефективність таких приймачів визначається як середній вихід електронів на один падаючий фотон. Для детекторів із зовнішнім фотоелементом квантовий вихід, як правило, знаходиться в межах $10^{-5} \div 0,2$, причому останнє значення досягне лише у вузькому спектральному діапазоні. Приймачі із зовнішнім фотоелементом набули широкого поширення у вигляді фотоелектронних помножувачів (ФЕП) і вакуумних фотоелементів. Спектральна чутливість їх обмежена червоною межею фотоелементу, яка переважно знаходиться в області $800 \div 600$ нм. Максимум чутливості припадає на область $500 \div 400$ нм. В табл. 1.2.2. наведені значення довжини хвилі, що відповідають максимальній чутливості деяких фотокатодів, які використовуються в серійних приймачах.

Табл. 1.2.2.

Матеріал	Pt	Ag	Ni	Mg	Ba	Na	Cs	Sb-Cs	Bi-Ag-O-Cs	Ag-O-Cs
λ , нм	232	278	268	345	490	525	640	620	800	$1200 \div 1500$

Чутливість фотокатода характеризується залежністю фотоструму від потужності падаючого випромінювання W за певного спектрального складу випромінювання і заданого режиму живлення приймача. При помірних освітленостях фотокатода ця характеристика лінійна. При великих освітленостях лінійність порушується внаслідок “стомлення” фотокатода (не виключене його руйнування, утворення просторового заряду тощо). Типові значення інтегральної чутливості: $(40 \div 100) \cdot 10^{-6}$ А/лм. На сьогодні в серійних ФЕП із багатолужним катодом (Sb-Na-K-Cs) чутливість доведена до $2 \cdot 10^{-6}$ А/лм.

Інерційність вакуумних фотоприймачів найменша. Час тривалості фотоемісії, як відомо, порядку 10^{-14} с. Але розкид часу прольоту 14-каскадних ФЕП складає $10^{-9} \div 10^{-11}$ с, що й визначає типову часову роздільну здатність фотоприймачів із зовнішнім фотоелементом. Спеціально сконструйовані коаксіальні приймачі мають часову роздільність $10^{-11} \div 10^{-12}$ с. Деякі фотоелементи, призначені для вимірювання характеристик лазерного випромінювання, наведені в табл. 1.2.3.

Табл. 1.2.3

Тип фото-елемента	Область спектральної чутливості, нм	Область максимальної чутливості, нм	Інтегральна чутливість, мкА/лм	Площа фотокатода, см ²	Часова роздільність, нс
ФЕК-08СП	380 ÷ 650	420 ± 25	30 ÷ 80	176	5
ФЕК-12СП	380 ÷ 650	420 ± 25	30 ÷ 80	24,6	0,8
ФЕК-16СМ	380 ÷ 650	420 ± 25	30 ÷ 80	0,196	0,03
ФЕК-22СП	220 ÷ 650	420 ± 25	30 ÷ 80	12,6	0,5
ФЕК-17КМ	380 ÷ 1300	800 ± 50	10 ÷ 30	0,196	0,03

Серійні ФЕП під маркою ЕЛУ-ФТ з числовим індексом від 01 до 09 (наприклад, ЕЛУ-ФТ-05), призначені для роботи з лазерами, мають діапазон спектральної чутливості від 380 нм до 1100 нм, інтегральну чутливість – 10÷40 мкА/лм, коефіцієнт підсилення – від 10⁴ до 10⁸, робочу площу фотокатода – 15,8 см², максимальний струм – 10 А і часову роздільну здатність – 7·10⁻¹⁰ с.

Шумові характеристики вакуумних фотоприймачів визначають поріг чутливості. Типові значення порогу чутливості 10⁻¹¹÷10⁻¹³ лм/Гц^{1/2} при тепловому струмі 10⁻¹⁴÷10⁻¹⁶ А/см². Детектувальна здатність становить ~10¹¹÷10¹² см·Гц^{1/2}/Вт, а у випадку ФЕП – D ~ 10¹⁴÷10¹⁵ см·Гц^{1/2}/Вт.

Фотоопори

Фотоопори засновані на ефекті фотопровідності. При освітленні опір приймача зменшується, внаслідок чого збільшується струм у колі приймання. У наступних каскадах здійснюється підсилення сигналу з наступною його реестрацією.

На сьогодні фотооперами серійного випуску, можна перекрити діапазон довжин хвиль від 300 нм до 40000 нм. Характеристики деяких серійних фотоопорів наведені в табл. 1.2.4.

Відносна зміна фотопровідності (σ) від освітлення є суттєво нелінійною і залежить від потужності світлового потоку:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \alpha W^\beta.$$

Як правило, $\beta < 1$. Оскільки параметри фотоопору залежать від напруги живлення, потужності світлового потоку і робочої температури, то робочу

точку для отримання максимальної чутливості:

$$\varphi = \frac{\Delta V}{W},$$

де ΔV – зміна напруги в колі, слід вибирати, виходячи з шумових характеристик. Природно, зниження робочої температури фотоопору завжди веде до підвищення чутливості, оскільки всі шумові складові зменшуються.

Табл. 1.2.4.

Тип приймача	Робоча температура, К	Область максимальної чутливості, нм	Довгохвильова межа чутливості, нм	Часова роздільна здатність, с	Детектуюча здатність, см·Гц ^{1/2} /Вт
CdS	295	640	900	$4 \cdot 10^{-5}$	10^{10}
CdSe	77	800	1200	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{10}
PbS	295	2500	2800	10^{-4}	10^{11}
PbS	77	3200	3700	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{11}
InSb	77	5300	5600	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{11}
InSb	295	6300	7500	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^8$
Ge-Hg-Sb	4,2	11000	14000	$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{10}$

Оскільки фотопровідність зумовлена виникненням зарядів, то стала часу обмежена процесами накопичення і зникнення носіїв струму. У відповідності зі швидкостями цих процесів часова роздільна здатність фотоопорів змінюється в діапазоні від 10^{-4} до 10^{-10} с.

Фотоелементи з запірним шаром

Фотоелементи з запірним шаром (вентильні фотоелементи) – це напівпровідникові прилади, в яких під дією випромінювання з'являється електрорушійна сила (е.р.с.). Лінійний режим роботи таких приладів реалізується тільки в режимі короткого замикання і за помірних світлових потоків. Типова залежність фото-е.р.с. U від фотоструму I для різних навантажувальних опорів (b) та освітленості W/S показана на рис. 1.2.2.

Внаслідок того, що фотоелементи з запірним шаром деякою мірою є той же конденсатор, причому з досить великою ємністю, то стала часу таких елементів залежно від конкретної конструкції знаходиться в межах

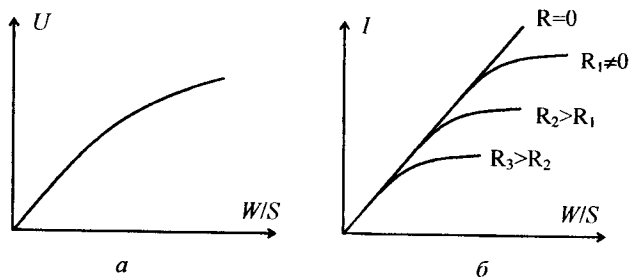


Рис. 1.2.2. Типова крива залежності фото-е.р.с. (а) і фотоструму (б) для різних освітленостей W/S та навантажувальних опорів.

$10^{-6} \div 10^{-3}$ с, що обмежує їх робочий діапазон частот до ~ 1 МГц.

Характеристики типових вентильних фотоелементів наведені в табл. 1.2.5.

Табл. 1.2.5.

Тип елемента	Довжина хвилі максимальної чутливості, нм	Червона межа, нм	Часова роздільна здатність, с	\mathcal{C} , мкА/лм	D , см·Гц ^{1/2} /Вт
Se-SeO	550	690	$10^{-3} \div 10^{-4}$	400	10^{11}
Se-GaSe	560	800	$10^{-3} \div 10^{-4}$	400÷500	10^{10}
Se-HgSe	560	1600	$10^{-3} \div 10^{-4}$	300÷400	10^{10}
InSb	620	7000	$2 \cdot 10^{-7}$	1000	$3 \cdot 10^8$

Фотодіоди

Фотодіоди – це прилади, що об'єднують у собі характеристики вентильного фотоелемента і діода. На рис. 1.2.3. подана типова робоча характеристика такого приладу.

Величина W відповідає потужності падаючого випромінювання. З підвищенням W збільшується освітленість p - n переходу і, відповідно, зростає кількість носіїв струму, а отже, й зворотний струм.

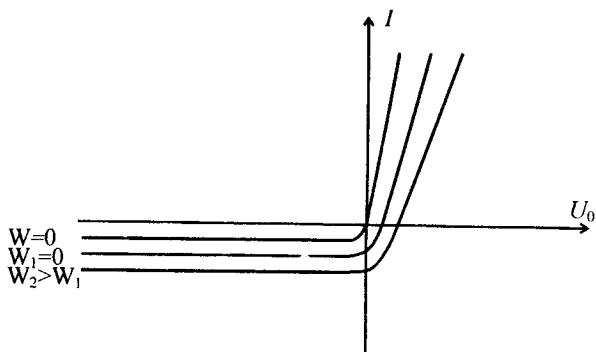


Рис. 1.2.3. Типова робоча характеристика фотодіода.

Найпоширеніші два типи фотодіодів – германієві та кремнієві.

Область спектральної чутливості цих приладів, як і вентиляльних фотоелементів, обмежена власним поглинанням. В той же час в широкому інтервалі світлові характеристики фотодіодів лінійні. Часові характеристики фотодіодів обмежені ємністю $p-n$ переходу. Типове значення сталої часу $10^{-9} \div 10^{-6}$ с, у спеціальних конструкціях отримано 10^{-10} с. Параметри серійних фотодіодів подані в табл. 1.2.6.

Табл. 1.2.6.

Тип приймача	Спектральна область чутливості, нм	Часова роздільність, с
Si $p-n$	400 ÷ 1000	$1,3 \cdot 10^{-10}$
Si $p-i-n$	400 ÷ 1200	$7 \cdot 10^{-9}$
Ge $p-n$	400 ÷ 1550	$1,2 \cdot 10^{-10}$

Принципи використання фотоелектричних приймачів

Блок-схема вимірювача енергетичних характеристик лазерного випромінювання неперервної дії показана на рис. 1.2.4.

Ослаблювач необхідний для роботи приймача в робочому діапазоні освітлення. В якості ослаблювачів застосовуються напівпрозорі відбивальні пластинки, адсорбційні фільтри, розсіюючі та поляризаційні елементи тощо.



Рис. 1.2.4 Блок-схема вимірювача енергетичних характеристик лазерного випромінювання неперервної дії.

Для усунення зонної неоднорідності фотоприймача за чутливістю, орієнтацією поляризації падаючого випромінювання, просторовою неоднорідністю світлового поля застосовуються світлові інтегратори. Зазвичай, це пристрої, здатні дифузно розсіювати світло. На цьому принципі працює фотометрична куля, матові пластинки, молочне скло. Таким чином, перед тим як випромінювання буде реєструватися фотоприймачем, воно перетворюється в однорідний неполяризований світловий потік.

У серійному приладі ФПИ (фотоелектронний приймач випромінювання) інтегратор виконаний на молочному склі МС-12 і МС-14, ослаблювачі – на призмах повного внутрішнього відбивання, приймачем є фотоелемент Ф-13 з багатолужним катодом (С-8), область спектральної чутливості – 360÷800 нм з максимумом на довжині хвилі 425 ± 50 нм, інтегральна чутливість – 100 мкА/лм, темновий струм – 10^{-14} А, стала часу – $\tau = 10^{-10}$ с.

Існує кілька методів вимірювання енергії імпульсних лазерів за допомогою фотоелектричних приймачів: ємнісний метод, вимірювання за максимальним значенням напруги, вимірювання за площею імпульсу.

Ємнісний метод

В основі ємнісного методу лежить схема вимірювання енергії імпульсу лазера за розрядом конденсатора, що наведена на рис. 1.2.5.

Конденсатор C від батареї B заряджається до певного потенціалу, який контролюється електростатичним вольтметром V . При опроміненні фотоелемента Φ випромінюванням W виникає струм впродовж тривалості світлового сигналу, внаслідок чого відбувається розряд конденсатора.

Повна енергія світлового імпульсу:

$$A_i = \int_0^{\tau} W(t) dt.$$

Якщо вважати, що квантовий вихід приймача є η і знехтувати інерційністю приймача, то зміна заряду конденсатора буде дорівнювати:

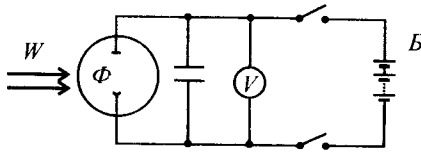


Рис. 1.2.5. Схема вимірювання енергії імпульсу лазера за розрядом конденсатора.

$$\Delta Q = \eta \int_0^t W(t) dt = C \Delta U.$$

Отже, зміна напруги ΔU на конденсаторі буде пропорційною енергії світлового імпульсу. Звідси:

$$A_i = \frac{C}{\eta} \Delta U.$$

Відмітимо, що в цьому методі стала часу фотоприймача для вимірювання енергії імпульсу у більшості випадків не має значення. Адже тут важливий не час, протягом якого фотоелектрони досягнуть анода, а важливо, щоб усі вони його досягли. А ця вимога виконується, якщо фотоприймач працює в режимі насичення, тобто в інтервалі напруги, коли струм не залежить від самої напруги. Саме тому треба працювати в режимі розряду конденсатора, а не його заряджання від нульового значення напруги. Використати режим заряджування конденсатора можна лише в більш складних схемах, які передбачають введення інтегруючих RC-ланцюгів.

Похибка вимірювання визначається струмами витікання. Тому слід використовувати фотоелементи з невеличким темновими струмами ($10^{-13} \div 10^{-16}$ А) і конденсатори з якісними ізоляторами ($R \approx 10^{10}$ Ом). Цим вимогам певною мірою відповідають фотоелементи Ф-9, Ф-13 та конденсатори типу ПСО.

Добре виконаний вимірювач на фотоелементі має чутливість на рівні $\sim 10^{-5}$ Дж при кімнатній температурі. Використовуючи ФЕП, чутливість можна довести до 10^{-10} Дж.

Вимірювання за максимальним значенням напруги

Фотоприймач навантажується інтегруючим RC-ланцюгом зі сталою часу, значно більшою тривалості імпульсу ($\tau_{RC} = RC \gg \tau_i$). При опроміненні фотоприймача виникає фотострум:

$$I_{\phi}(t) = \eta \int_0^{\tau_{\text{пр}}} W(t) dt,$$

де $\tau_{\text{пр}}$ – стала часу фотоприймача. Природно, необхідно, щоб $\tau_{\text{пр}} \ll \tau_i$.

На виході інтегруючого кола напруга, що реєструється, дорівнює:

$$U_{\text{рес}} = \frac{1}{C_0} \int_0^{\tau} I_{\phi}(t) dt = \frac{\eta}{C} A_i.$$

При $\tau < \tau_{\text{RC}}$ напруга $U_{\text{рес}}$ ще не досягає максимального значення $\frac{\eta}{C} A_i$, при

$\tau \approx \tau_{\text{RC}}$ вона буде дорівнювати $\frac{\eta}{C} A_i$, а при $\tau > \tau_{\text{RC}}$ вона буде вже меншою

за $\frac{\eta}{C} A_i$ внаслідок розрядки ємності на опір R . Тому при таких вимірюваннях слід брати V_{max} , для чого використовуються пікові вольтметри.

Вимірювання за площею імпульсу

В цьому методі фотоелектронний приймач з'єднується з осцилографом. Вочевидь, площа під кривою, зареєстрованою на осцилографі, буде пропорційна енергії імпульсу:

$$A_i = \int_0^{\tau} I_{\phi}(t) dt = \eta \int_0^{\tau} W(t) dt.$$

Попередньо, звісно, треба виконати градування, як і в усіх раніше описаних випадках.

Пондеромоторні вимірювачі енергії

В основу роботи пондеромоторних вимірювачів закладений ефект тиску світла. При коефіцієнті відбивання r та коефіцієнті пропускання d площадки, на яку нормально падає світло потужністю W , на неї буде діяти сила:

$$F = (1 + r - d) \frac{W}{c}.$$

Якщо приймальну площадку закріпити (рис. 1.2.6.), то під дією сили вона буде відхилятися на кут, за розрахунками рівний:

$$\varphi = (1 + r - d) \frac{W}{c} \cdot \frac{l}{\beta},$$

де β – константа пружних сил.

Пондеромоторні вимірювачі привабливі тим, що можуть працювати в

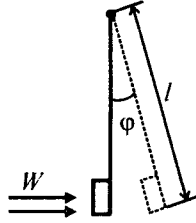


Рис. 1.2.6. Схема пондеромоторного вимірювача енергії.

дуже широкому спектральному і енергетичному діапазонах (вони практично “сірі”), а поріг руйнування, особливо для прозорих тіл, можна зробити дуже високим. Пондеромоторні вимірювачі мають лінійну характеристику, дозволяють проводити абсолютні вимірювання (попередньо їх треба градувати).

Звичайно, в них є і негативні особливості: низька чутливість, велика стала часу.

На практиці використовують два типи приймальних елементів для пондеромоторних вимірювачів: із $r \rightarrow 1$ ($d \rightarrow 0$) та $r \rightarrow 0$ ($d \rightarrow 1$). У відповідності з цим, у першому випадку $F = \frac{2W}{c}$, а в другому

$$F = 2r \frac{W}{c} = 2 \frac{(n-1)^2}{n^2+1} \cdot \frac{W}{c}.$$

До першого типу відносяться металеві пластинки, яким властива найбільша чутливість. Однак у разі дії потужностей, більших ~ 1 МВт/см², відбувається руйнування приймальної площадки. До другого – прозорі сапфірові пластинки, які забезпечують меншу чутливість, проте дають змогу вимірювати надвеликі потужності і, крім того, випромінювання, яке пройшло крізь прозорі сапфірові пластинки і величина якого вже виміряна, може використовуватися в подальших експериментах.

У якості відлікових пристроїв у пондеромоторних вимірювачах використовуються допоміжні дзеркала (рис. 1.2.7.) або ємнісні елементи (одна з пластин конденсатора зв’язана з приймальним елементом, який під дією світла рухається).

Типові параметри пондеромоторного вимірювача на сапфірі: область спектральної чутливості 400÷4000 нм, межі вимірювання енергії – 10÷300 Дж в імпульсному режимі та 3÷300 Вт у неперервному, похибка вимірювання 5÷6%.

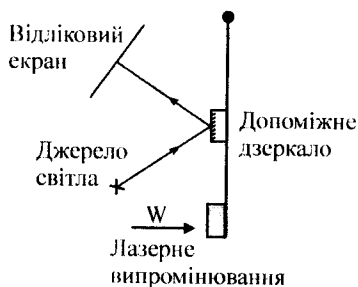


Рис. 1.2.7. Відліковий пристрій для пондеромоторного вимірювача на основі допоміжного дзеркала.

Вимірювач на принципі комбінаційного розсіюння

У випадку дуже потужного випромінювання, особливо в неперервному режимі, коли різного роду відгалужувачі руйнуються, слід використовувати ефект комбінаційного розсіюння (КР) у газах. Зокрема таким газом може бути атмосферний азот чи кисень. В широкому динамічному діапазоні має місце лінійна залежність інтегральної інтенсивності смуги КР від потужності збуджувального випромінювання. Схема установки зображена на (рис. 1.2.8).

Такого типу вимірювач дозволяє безконтактно вимірювати потужність лазерного випромінювання в динамічному діапазоні, не обмеженому зверху. Нижня межа динамічного діапазону при використанні кювет, наповнених КР-активними рідинами (бензол, толуол тощо), на практиці не перевищує $10 \div 100$ мВт.

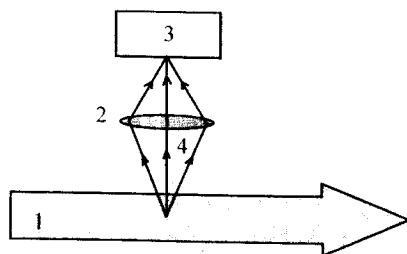


Рис. 1.2.8. Схема установки вимірювача на принципі КР: 1 – лазерне випромінювання великої потужності; 2 – збирна лінза; 3 – реєстраційний блок; 4 – розсіяне світло.

Фотографічний метод

Фотографічний метод реєстрації випромінювання ϵ , мабуть, найстарішим із усіх методів оптичних кількісних вимірювань, але й до сьогодні не втратив свого значення та широко використовується на практиці.

Фотографічний метод дозволяє проводити вимірювання енергії при будь-яких експериментально реалізованих тривалостях випромінювання. Крім того, фотографічна методика дає змогу вимірювати енергії випромінювання в один і той же час у досить широкому спектральному діапазоні, і не в окремій точці, а на площині. Фотографічні шари (внаслідок можливості тривалого "інтегрування") характеризуються найвищою чутливістю серед фотоприймачів.

Однак фотографічна методика вимірювань потребує значних затрат часу. До того ж, спектральна область чутливості обмежена з боку червоної області ~ 1300 нм. З короткохвильового боку обмежень практично немає. Взагалі кажучи, існуючі матеріали, як і більшість фотоприймачів, мають суттєву селективність, особливо у ближній ІЧ-області. Однак це не завада для проведення вимірювань, хоча і вносить певну незручність.

Комерційні фотоемульсії чутливі в області $180\div 550$ нм. Для надання фотоматеріалам чутливості в області більш коротких довжин хвиль виготовляються так звані шумовські емульсії, які не містять желатину, оскільки останній має потужні смуги поглинання з $\lambda > 180$ нм. Для надання фотоматеріалам чутливості в довгохвильовій області використовують сенсibilізатори. На сьогодні вдалося просунути до довгохвильову область до 1300 нм.

У результаті дії світла на фотошар після відповідної хімічної процедури (проявлення) вимірюється його почорніння. Якщо після проявлення пропускати світло крізь опромінені і неопромінені місця фотоплівки, то інтенсивність, що пройшла крізь них, буде різною. Для кількісного визначення прозорості фотошару вводиться величина, названа оптичною густиною:

$$D = \lg \frac{I_0}{I},$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на вимірювану фотоплівку світла від джерела, а I – того, що пройшло.

Утворена величина почорніння, тобто оптична густина фотоматеріалу, залежить від потужності світла W і часу дії за законом Бунзена-Роско (закон взаємності): $D = \gamma \lg H + d$, де γ – фактор контрастності, d – інерція емульсії (густина вуалі). Наближено баланс фотохімічних реакцій залежить тільки від поглиненої світлової енергії Wt . Величина:

$$H = Wt \text{ [лк} \cdot \text{с]}$$

називається експозицією (використана візуальна система фотометричних одиниць). Слід відмітити, що використання величини експозиції H – не дуже точно взаємозамінює добуток W і t . При суттєвій відмінності експозицій (2÷3 порядки) порушується закон взаємності. Шварцшільд встановив емпіричне співвідношення:

$$D = \gamma \lg W t^p + d,$$

де p – фактор Шварцшільда, який залежить від фотоматеріалу і змінюється в межах $0,6 \div 0,95$. Типові емпіричні криві $\lg H = f(\lg t)$ за умови $D = \text{const}$ (ізопаки) показані на рис. 1.2.9.

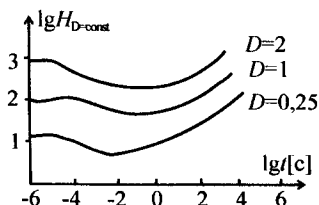


Рис. 1.2.9. Емпіричні криві $\lg H = f(\lg t)$ при $D = \text{const}$.

В області тривалості імпульсів з $\tau < 10^{-5}$ с і в інтервалі $\tau \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ с фактор $p \approx 1$, а в інших суттєво відмінний від 1.

Типова залежність $D = f(\lg H)$ представлена на рис. 1.2.10. і називається характеристичною кривою фотоматеріалу.

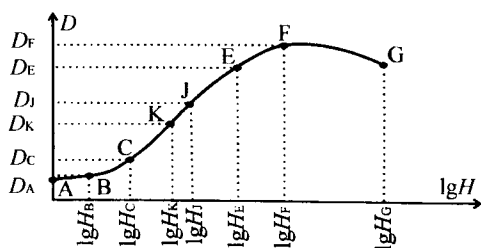


Рис. 1.2.10. Характеристична крива фотоматеріалу.

Частина кривої AB відповідає області вуалі, BC – “недотримкам”, CE – нормальним почорнінням, EF – перетримкам і FG – соляризації. З

характеристичної кривої, як видно, область нормальних почорнінь відповідає лінійній залежності густини почорнінь D і $\lg H$. Саме на цій ділянці й слід працювати при проведенні кількісних вимірювань фотографічним методом, оскільки на такій ділянці світлопередача відбувається без спотворень, на відміну від областей недотримок і перетримок.

Лінійна ділянка характеризує ширину робочого динамічного діапазону фотоматеріалу і кількісно визначається так :

$$L = \lg \frac{H_E}{H_C}.$$

Зазвичай L змінюється в діапазоні $1 \div 2$, тобто $H_E/H_C \sim 10:1 \div 100:1$.

При вимірюванні густини почорнінь відлік, як правило, проводиться від рівня вуалі.

Чутливість фотоматеріалу визначається з густини почорніння, що перевищує на певну величину густину вуалі при відповідній експозиції, тобто:

$$\gamma = \frac{\sigma}{H_{D\gamma}},$$

де σ – коефіцієнт, характерний для відповідної сенситометричної системи одиниць, $H_{D\gamma}$ – експозиція, яка забезпечує задану (фіксовану) в цій сенситометричній системі густину почорнінь D_γ . Згідно держстандарту чутливість технічних фотоматеріалів визначається за експозицією $H_{D\gamma}$, що створює густину почорніння D_γ , яке перевищує густину вуалі D_λ (рис. 1.2.10) на 0,85: $D_\gamma = D_\lambda + 0,85$. В цій системі сенситометричних величин $\sigma=10$ і $\gamma_{0,85} = \frac{10}{H_{D_\lambda+0,85}} [0,1 \text{лк}^{-1} \text{с}^{-1}]$. В фотографії прийнято

держстандарт: $D_\gamma = D_\lambda + 0,2$; $\gamma_{0,2} = 1/H_{D_\lambda+0,2} [лк^{-1} \text{с}^{-1}]$.

Для характеристики передачі відмінностей потужності (яскравості) випромінювання вводиться параметр контрастності фотоматеріалу γ , який визначається тангенсом кута нахилу лінійної ділянки характеристичної кривої:

$$\gamma = \text{tg} \alpha = \frac{D_J - D_K}{\lg H_J / H_K}.$$

Слід відмітити, що чутливість, ширина лінійної ділянки, контрастність залежать від часу проявлення, хімічного складу проявника, його температури, довжини хвилі випромінювання. Тому в кожному конкретному випадку треба підбирати оптимальні умови. Якісно залежність логарифмів γ , γ і D_γ від часу проявлення показана на рис. 1.2.11.

Роздільна здатність фотографічних емульсій, тобто кількість ліній

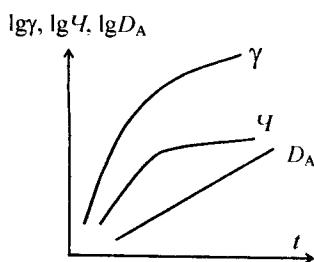


Рис. 1.2.11. Залежність логарифма γ , χ і D_A від часу проявлення t .

на мм, які можна розрізнити, залежить від величини фотоактивних зерен і може змінюватися від $20 \div 30$ лін/мм до $3000 \div 5000$ лін/мм. При цьому великозернисті шари є більш чутливими ніж дрібнозернисті, що зумовлюється перебігом фотохімічних реакцій.

Характеристики деяких фотоматеріалів, що випускаються промисловістю і застосовуються для вимірювання параметрів випромінювання лазера в ближньому ІЧ-діапазоні, наведені в табл. 1.2.7.

Табл. 1.2.7.

Тип	λ_{\max} , нм	$S_{0,2}$	$S_{0,85}$	γ	L	Роздільна здатність, лін/мм
И-880	880	120	390	2,3	0,75	64
И-740	740	150	500	2,3	0,75	70
И-920	920	45	160	2,4	0,75	60
И-1070	1070	0,01	0,6	2	0,3	70

Шумовий фактор (похибка вимірювання) фотографічного методу зв'язаний, головним чином, із нерівномірністю розподілу фоточутливих зерен по емульсії, що, в свою чергу, зумовлює флуктуації густини почорніння. Так, якщо кількість зерен на 1 см^2 дорівнює N , то на площі ΔS кількість зерен буде $\Delta N = N \Delta S$ і, відповідно, флуктуація кількості зерен $\delta(\Delta N) = \sqrt{N \Delta S}$.

Оскільки густина почорніння D пропорційна N на одиницю площі, то і флуктуації δD будуть пропорційні $\delta(\Delta N)$ на одиницю площі. Відтак:

$$\delta D = \frac{\sqrt{N\Delta S}}{\Delta S}.$$

Отже, відносна похибка вимірювання густини почорніння:

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{1}{\sqrt{N\Delta S}}.$$

При D порядку одиниці для типових фотошарів відносна похибка методу внаслідок флуктуації зерен становить $0,1 \pm 0,3\%$, що набагато менше інструментальних похибок вимірювання D (порядку $1 \pm 5\%$). Якщо дозволяють умови, флуктуаційну помилку можна зменшити за рахунок збільшення площі (ΔS).

Вимірювання енергії фотографічним методом виконується в такій послідовності. Будується характеристична крива, для чого отримують марки почорнінь, тобто точки з відомими H і D . Найбільш широко для нанесення марок почорнінь застосовують ступінчасті ослаблювачі (бувають три-, семи- і дев'ятиступінчасті ослаблювачі). Ослаблювач складається з набору нейтрально сірих фільтрів із різними коефіцієнтами пропускання від 1 до 0,001. Як правило, для виготовлення фільтрів використовуються платинові шари, які майже не селективні в оптичному діапазоні (рис. 1.2.12).

Рідше для отримання марок почорніння змінюють ширину щілини при однаковому часі експозиції. Якщо p -фактор Шварцшільда близький до одиниці, то можна змінювати час експозиції при незмінній щілині. Для цього досить широко використовуються набір секторів (ступінчастий сектор), сітки, а також зміна інтенсивності джерела світла.

Нанесення марок почорніння повинне проводитися з використанням стандартних стабілізованих джерел живлення та еталонних ламп. Такими є стрічкові світловимірювальні лампи з кольоровою температурою, яка

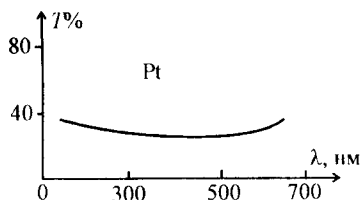


Рис. 1.2.12. Залежність коефіцієнта пропускання від довжини хвилі у видимому діапазоні для платини.

задається режимом живлення. Параметри деяких з цих ламп наведені в табл. 1.2.8.

Табл. 1.2.8.

Тип лампи	Т, К	Номінальна напруга живлення, В	Номінальний струм, А
СИ-6-40	2840	6	4
СИ-6-100	2840	6	10
СИ-8-200	3000	8	20
СИ-8-200У	3000	8	20
СИ-6,5-60	–	6,5	6

У світловимірювальних лампах світним елементом є металева стрічка розміром $2 \times (15 \div 20) \text{ мм}^2$. Звичайно, ще краще скористатися джерелом випромінювання типу абсолютно чорного тіла.

Після того, як завершено нанесення на фотоемульсію марок почорніння, проводиться процес обробки фотоматеріалу, а потім – фотометрування, тобто вимірювання почорнінь. Промисловістю випускаються візуальні мікрофотометри типу МФ-2, МФ-4, Г-11 та ресетруючий ИФО-451.

За вимірними густинами почорнінь для певних умов, при яких вони отримані, будується характеристична крива $D = f(\lg H)$. Для визначення енергії досліджуваного джерела визначається створюване ним почорніння на тій же фотоплівці в аналогічних умовах; далі за характеристичною кривою визначається H . Для того, щоб швидко отримати почорніння від досліджуваного джерела, що відповідає характеристичній кривій, його також рекомендується фотографувати крізь ступінчастий ослаблювач.

Останнім часом саме для лазерних джерел широко застосовується метод дифракції на щілині та метод відбиття від плоскопаралельної пластинки, у якій одна сторона покрита $\sim 100\%$ дзеркалом, а друга $\sim 50\%$. В цих методах стандартні джерела не потрібні, оскільки добре відомий розподіл інтенсивності в спостережних картинах.

§ 1.3. КОГЕРЕНТНІСТЬ

Безпосередньо з шириною смуги випромінювання пов'язане поняття часової когерентності. Суть в тому, що за час Δt , менший тривалості хвильового цугу Δz , джерело випромінювання можна вважати монохроматичним, тобто в просторі існує кореляція амплітуд і фаз

хвильового цугу в різний час у межах Δt (рис. 1.3.1.).

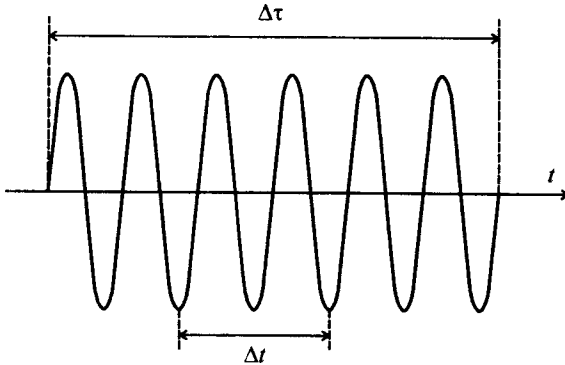


Рис. 1.3.1. Монохроматична хвиля.

За визначенням, когерентністю (прямий переклад з латині – зв’язок, зачеплення) називається узгоджене протікання в часі хвильових процесів. Загалом, під когерентністю розуміють узгодженість коливань різних джерел за фазою, що суттєво відбивається на властивостях випромінювання.

Найбільш наочною є картина, що отримується при розгляді двох джерел випромінювання. Так, якщо вони створюють у певній точці P (у площині екрана) напруженості полів \vec{E}_1 і \vec{E}_2 (рис. 1.3.2), то, згідно принципу суперпозиції хвиль, загальна напруженість поля \vec{E} в цій точці буде рівною:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1.3.1)$$

На експерименті ми реєструємо інтенсивність, тобто $I \sim E^2$. Тому нас буде цікавити величина:

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2). \quad (1.3.2)$$

Останній доданок в (1.3.2) описує явище інтерференції. Саме тому цей доданок називають інтерференційним членом. Його величина обрана мірою когерентності джерел S_1 та S_2 .

Оскільки реєструючий інтерференційну картину приймач завжди має скінченний час τ відгуку, то спостережною величиною є інтенсивність випромінювання, усереднена за цей характерний час приймача τ .

Нехай точка P (рис. 1.3.2.) знаходиться достатньо далеко від джерел S_1 та S_2 , що дозволяє поля E_1 та E_2 в точці P описувати плоскими хвилями, тобто $E_i = E_{0i} \cos[\omega t - \varphi_i(t)]$. Тоді інтерференційний член в точці P

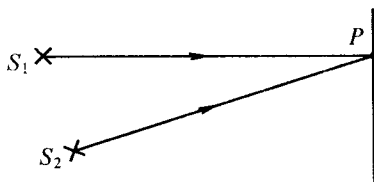


Рис. 1.3.2. Схема визначення когерентності джерел S_1 і S_2 .

дорівнює:

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2\tau} (\vec{E}_{01} \vec{E}_{02}) \int_0^\tau \{ \cos[2\omega t - \varphi_1(t) + \varphi_2(t)] + \cos[\varphi_2(t) - \varphi_1(t)] \} dt. \quad (1.3.3)$$

Оскільки завжди $\tau \gg \frac{2\pi}{\omega}$, то інтеграл від першого доданка дорівнює нулеві. В результаті інтерференційний член буде рівним:

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} (\vec{E}_{01} \vec{E}_{02}) \frac{1}{\tau_0} \int_0^\tau \{ \cos[\varphi_2(t) - \varphi_1(t)] \} dt. \quad (1.3.4)$$

Із виразу (1.3.4) випливає, що величина інтерференційного члена залежить від різниці фаз інтерферуючих полів, а не від фази кожного з них. Вочевидь, якщо за час τ різниця фаз змінюється в інтервалі $0 \div 2\pi$, то інтерференційний член (1.3.4) обернеться в нуль. У такому випадку кажуть, що джерела випромінювання S_1 і S_2 некогерентні. Тому визначення когерентності суттєво залежить від інерційності процесу, що використовується для реєстрації інтерференційної картини. Зокрема, це час спрацювання приймачів (ФЕП, фотоматеріали і тощо), час нелінійного відгуку середовища при взаємодії з ним хвиль (генерація гармонік, вимушене розсіяння і т. п.).

Проведений вище розгляд стосувався випадку двох рознесених у просторі джерел випромінювання і характеризував їх просторову когерентність. При цьому вважається, що в точку P надходять хвилі від джерел S_1 і S_2 (рис. 1.3.2.), випромінених одночасно. Аналогічний розгляд справедливий і по відношенню до одного джерела при порівнянні його випромінювання в різні моменти часу t_1 і t_2 . Якщо у досліджуваного джерела за час $\tau' = t_2 - t_1$ зміна фази буде порівняна з 2π , то інтерференційна картина зникне, тобто джерело стане некогерентним. Таким чином, *проміжок часу τ' , впродовж якого можна спостерігати інтерференційну картину, називається часом когерентності $\tau_{\text{ког}}$* . Цей час когерентності характеризує час існування цугу коливань, звідки

стверджується, що довжина цугу дорівнює $c\tau_{\text{ког}}$. Час когерентності $\tau_{\text{ког}}$ характеризує час, впродовж якого для даного процесу реєстрації можна вважати незмінними фазу і амплітуду монохроматичної хвилі. Зокрема для сонячного випромінювання видимого діапазону довжина цугу 10^{-4} см ($\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-14}$ с), у ртутній лампі низького тиску – 0,1 см ($\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-11}$ с), у лазерів же довжина цугу випромінювання може досягати декількох метрів. У типового комерційного He-Ne-лазера $c\tau_{\text{ког}} \approx 20 + 30$ см ($\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-9}$ с).

Мірою когерентності є величина:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle \bar{E}_1 \bar{E}_2 \rangle}{\sqrt{\langle \bar{E}_1^2 \rangle \langle \bar{E}_2^2 \rangle}},$$

яка змінюється в межах $0 \leq \gamma_{12} \leq 1$, де τ – різниця часів надходження інтерферуючих хвиль.

Для опису якості інтерференційної картини Майкельсон ввів параметр її видності або контрастності:

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}},$$

де:

$$I_{\text{max}}(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}|\gamma_{12}(\tau)|,$$

$$I_{\text{min}}(P) = I_1(P) + I_2(P) - 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}|\gamma_{12}(\tau)|.$$

Якщо маємо справу з двома тотожними джерелами (дослід Юнга) при малій різниці ходу променів, то $V = |\gamma_{12}(\tau)|$. Тож, при відповідних умовах, визначивши видність інтерференційної картини, можна оцінювати ступінь когерентності двох джерел.

Розглянемо схему дослід Юнга (рис. 1.3.3).

Маємо два джерела S_1 та S_2 , які випромінюють плоскі монохроматичні хвилі однакової поляризації та амплітуди, відповідно, $E_1 = E_0 \cos(\omega t - \varphi_1)$ і $E_2 = E_0 \cos(\omega t - \varphi_2)$. Джерела розміщені одне від одного на відстані $2l$, а

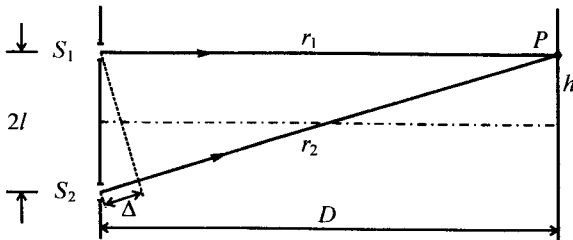


Рис. 1.3.3. Схема дослід Юнга.

інтерференційна картина спостерігається на екрані, який, знаходиться від джерел на відстані $D \gg 2l$. В точці P на екрані (рис. 1.3.3) кожне з джерел буде створювати напруженість поля, рівну $E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1)$ і $E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2)$, відтак результируюча напруженість буде:

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \cos \left(\omega t - k \frac{r_1 + r_2}{2} \right).$$

Різниця $r_2 - r_1 = \Delta$ є відмінністю ходу променів від S_1 і S_2 . Таким чином, амплітуда сумарного коливання буде $2E_0 \cos \frac{k\Delta}{2}$. Значить, інтенсивність на екрані становитиме:

$$I = 4E_0^2 \cos^2 \frac{k\Delta}{2} = 2E_0^2 (1 + \cos k\Delta) = 2E_0^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right).$$

Отже, при $k\Delta = \pm 2m\pi$ отримаємо $I = I_{\max} = 4E_0^2$, а при $k\Delta = \pm (2m+1)\pi$ – $I = I_{\min} = 0$. Різниця фаз дорівнює:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = k(r_2 - r_1) = 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}.$$

Виходячи з рис. 1.3.3, видно, що $\frac{\Delta}{2l} = \frac{h}{D}$ або $\Delta = \frac{2lh}{D}$. Звідси визначимо лінійний інтервал між двома максимумами інтенсивності на екрані. Оскільки $\Delta = m\lambda$, то $h = m \frac{D\lambda}{2l}$. Отже відстань між сусідніми максимумами

чи мінімумами інтерференційної картини на екрані $\delta h = \frac{D\lambda}{2l}$. При $D \sim 100$ см, $\lambda = 500$ нм та $2l \sim 0,5$ мм отримуємо $\delta h \approx 0,1$ см. Таку інтерференційну картину легко спостерігати “неозброєним” оком. Однак, за допомогою звичайних джерел її отримати неможливо через відсутність будь-якої синфазності випромінювання елементарних джерел. Спостереження інтерференції буде можливим, якщо величина Δ забезпечить часткову когерентність. Згідно теореми Ван-Циттерта-Церніке квазімонохроматичне однорідне джерело майже когерентно освітлює екран кругом із діаметром $2 \frac{l}{D} = 0,16\lambda$, де λ – довжина хвилі, D – відстань

від точки спостереження до джерела, r – радіус джерела. Виходячи з цього співвідношення, “область когерентності”, створювана Сонцем на Землі, має діаметр $2l \approx 0,01$ мм. Отже, інтерференційну картину від двох щілин, освітлених Сонцем, можна спостерігати при рознесенні їх не більше як на 0,01 мм. Ще складніша ситуація для спостереження стаціонарної інтерференційної картини виникає при використанні інших традиційних джерел світла, оскільки для них $2l < 0,01$ мм. Інша справа, коли подібні

експерименти проводяться з лазерними джерелами світла. Так, для рубінового елемента діаметром 5 мм за методикою схеми Юнга було отримане значення $2l \approx 0,05$ мм, а для He-Ne-лазера – 0,3 мм.

Розглянемо тепер вимірювання часу когерентності. Для цього скористаємося інтерферометром Майкельсона, який схематично показаний на рис. 1.3.4. За допомогою лінзи L_2 колімуємо випромінювання, яке потім потрапляє на подільну пластину D , після якої утворюється два променя. Вони, відбившись від відповідних дзеркал плеч інтерферометра Z_1 та Z_2 , перекриваються, пройшовши вдруге пластину D . Однак, до зустрічі промені проходять різні оптичні шляхи. За допомогою лінзи L_1 на екрані P спостерігаються інтерференційні смуги, відстань між якими визначається відносним настроюванням дзеркал Z_1 та Z_2 . Якщо дзеркала розташовані

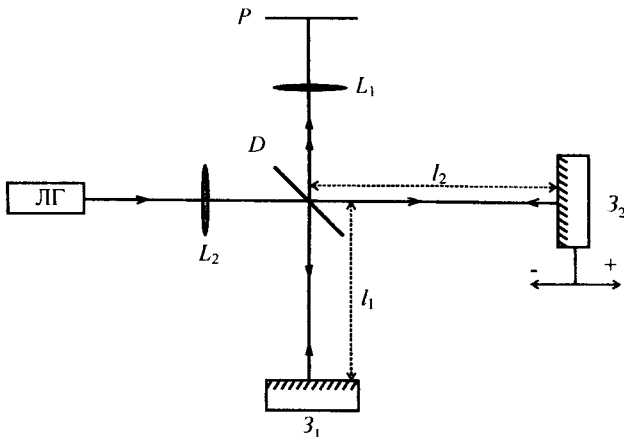


Рис. 1.3.4. Схема інтерферометра Майкельсона.

ідеально паралельні, то спостерігаються смуги рівного нахилу. Якщо ж вони утворюють деякий кут, тобто виникає клин, – утворюються смуги рівної товщини. Майкельсон працював зі смугами рівного нахилу. Різниця ходу інтерферуючих променів становить $l = 2(l_2 - l_1)$, вважаючи $n = 1$. Відповідне спізнення у часі одного променя відносно іншого буде:

$$\tau = \frac{l}{c}.$$

Для визначення ступеня часової когерентності $\gamma(\tau)$ вимірюють значення видимості картини V та інтенсивності кожного з пучків. Знаючи ці величини, розраховують ступінь когерентності:

$$|\gamma(\tau)| = V \frac{I_1 + I_2}{2\sqrt{I_1 I_2}}.$$

Таким чином, максимальне значення відстані l , при якому $|\gamma(\tau)| > 0$, визначатиме довжину когерентності $l_{\text{кор}}$ (але не просторову когерентність), а, значить, і час когерентності $\tau_{\text{кор}} = l_{\text{кор}}/c$. З іншого боку, якщо інтерференційний член $\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = 0$, то $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$ і $V = 0$, тобто видність інтерференційної картини дорівнює нулеві. Це означає, що екран рівномірно освітлений. Якщо ж $I_{\text{min}} = 0$, то $V = 1$ і маємо найчіткішу інтерференційну картину. Таким чином, при $V = 0$ ми будемо мати справу з некогерентним, а при $V = 1$ – когерентним джерелом світла. В дійсності, найчастіше реалізується частково когерентне джерело світла і для нього $0 < V < 1$. Графічно ці три випадки для $E_1 = E_2$ зображені на рис. 1.3.5.

Пряме спостереження та вимірювання просторової когерентності

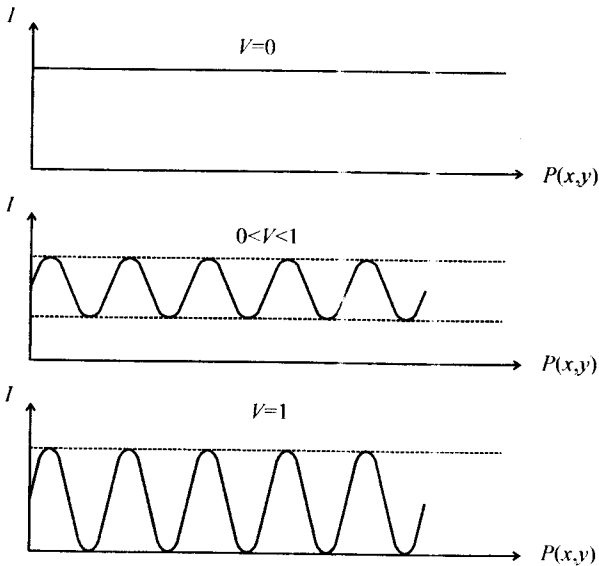


Рис. 1.3.5. Залежність інтерференційної картини від параметра видності V .

можна здійснити за схемою Юнга, а дослідження часової когерентності зручніше проводити на інтерферометрі Майкельсона.

Оскільки, $l_{\text{ког}} = c / \delta\nu = \lambda^2 / \delta\lambda$, де $\delta\lambda$ – ширина смуги за шкалою довжин хвиль, то, вимірявши за допомогою інтерферометра Фабрі-Перо ширину смуги генерації, можна розрахувати час і довжину когерентності.

Для спонтанних газових джерел типовий час випромінювання, як відомо, становить 10^{-8} с, але з врахуванням доплерівського розширення $\delta\nu \approx 10^{10}$ Гц. В рубіновому лазері $\tau_{\text{ког}} = 10^{-6}$ с, тобто $\delta\nu \approx 10^6$ Гц, а в газових може сягати $\tau_{\text{ког}} = 10^{-3}$ с, тобто $\delta\nu \approx 10^3$ Гц.

§ 1.4. ПОЛЯРИЗАЦІЯ

Плоска електромагнітна хвиля у відповідності з рівняннями Максвелла, є поперечною. Отже, вектори електричних \vec{E} і магнітних полів \vec{H} перпендикулярні до напрямку розповсюдження \vec{k} , скажімо, напрямку вісі z (рис. 1.4.1.).

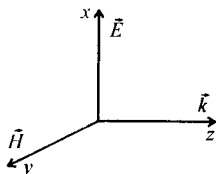


Рис. 1.4.1. Поперечна електромагнітна хвиля.

Виберемо вісь x за напрямом поля \vec{E} , а вісь y – за напрямом \vec{H} . Таке електромагнітне поле називається лінійно поляризованим, в даному випадку по вісі x , або лінійно поляризованою хвилею. Якщо поле \vec{E} спрямоване за віссю y , а \vec{H} – по x , то така хвиля називається лінійно поляризованою по вісі y . Вочевидь, будь-яка інша плоска хвиля, що поширюється по вісі z , може бути представленою як суперпозиція (в лінійному середовищі) вказаних двох лінійно поляризованих хвиль, тобто:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x) + \vec{E}_y \cos(\omega t - kz + \varphi_y), \quad (1.4.1)$$

де φ_x і φ_y – фази двох лінійно поляризованих компонент. Якщо відмінні від нуля \vec{E}_x і \vec{E}_y , то з (1.4.1) випливає, що результуюча хвиля в загальному випадку буде еліптично поляризованою. Доведемо це.

Виберемо площину спостереження (x, y) . При цьому (1.4.1)

перетвориться до вигляду:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x \cos \omega t + \vec{E}_y \cos(\omega t + \varphi_y - \varphi_x). \quad (1.4.2)$$

Проекції кінця результуючого вектора $\vec{E}(t)$ дорівнюють:

$$\begin{aligned} x &= E_x \cos \omega t, \\ y &= E_y \cos(\omega t + \Phi), \end{aligned}$$

де:

$$\Phi = \varphi_y - \varphi_x.$$

Введемо нові нормовані змінні:

$$X = x/E_x = \cos \omega t,$$

$$Y = y/E_y = \cos(\omega t + \Phi) = X \cos \Phi - \sin \omega t \sin \Phi = X \cos \Phi - \sqrt{1 - X^2} \sin \Phi,$$

які описують проекції результуючого вектора $\vec{E}(t)$ в площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі.

Отже рівняння траєкторії кінця вектора електричного поля $\vec{E}(t)$ набуває вигляду:

$$Y - X \cos \Phi = -\sqrt{1 - X^2} \sin \Phi$$

або:

$$Y^2 - 2XY \cos \Phi + X^2 = \sin^2 \Phi. \quad (1.4.3)$$

Приведемо рівняння (1.4.3) до канонічного вигляду. Для цього здійснимо поворот системи координат на кут θ (рис. 1.4.2):

$$\begin{aligned} X' &= X \cos \theta - Y \sin \theta, \\ Y' &= X \sin \theta + Y \cos \theta. \end{aligned}$$

Тоді рівняння (1.4.3) набуває виду:

$$\frac{X'^2}{a^2} + \frac{Y'^2}{b^2} = 1, \quad (1.4.4)$$

де:

$$a^2 = \frac{\sin^2 \Phi}{1 - \cos \Phi}, \quad b^2 = \frac{\sin^2 \Phi}{1 + \cos \Phi}. \quad (1.4.5)$$

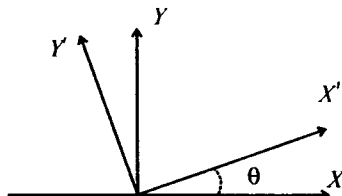


Рис. 1.4.2. Схема повороту вісей.

Якщо $\Phi = 2n\pi$, то еліпс вироджується в пряму $Y' = 0$, а при $\Phi = (2n+1)\pi$ – пряму $X' = 0$. При $\Phi = \pi/2$ отримуємо, що $a^2 = b^2 = 1$, тобто кругову поляризацію.

Якщо повернутися до початкової системи координат та змінних (рис. 1.4.1), то рівняння еліпса матиме канонічний вигляд у системі координат, повернутій відносно початкової на кут θ' , який визначається з умови:

$$\operatorname{tg} 2\theta' = \frac{E_y^3}{E_x(E_x^2 - E_y^2)}. \quad (1.4.6)$$

З (1.4.6) видно, що кут повороту всієї координат залежить від величини полів, що утворюють еліптично поляризовану хвилю. Величина ж параметрів a^2 і b^2 дорівнює:

$$a^2 = \frac{\sin^2 \Phi}{1 - \sin 2\theta' \cos \Phi}, \quad b^2 = \frac{\sin^2 \Phi}{1 + \sin 2\theta' \cos \Phi}. \quad (1.4.7)$$

Відмітимо, що виконане нормування змінних X та Y відповідає умові $E_x = E_y$, у виразах (1.4.6) та (1.4.7), яка повертає їх на $\theta = \pi/4$.

Кількісний опис стану поляризації випромінювання характеризується ступенем поляризації P :

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

де I_{\max} і I_{\min} – максимальна і мінімальна інтенсивності світла (поток енергії $\langle S \rangle = c\pi \langle E^2 \rangle / 4$), що пропускається поляризатором. Визначення напрямів, які відповідають I_{\max} і I_{\min} , здійснюється за допомогою поляризаторів, що представляють собою пристрої з високою прозорістю лише для певним чином орієнтованого лінійно поляризованого світла. Принцип роботи поляризаторів заснований на явищі дихроїзму або на подвійному променезаломленні чи на відбиванні та розсіюванні. На сьогодні, внаслідок простої технології виготовлення і дешевизни найбільш поширені поляризатори, в основу яких закладено ефект дихроїзму поглинання лінійно поляризованого світла, що одержали назву поляроїди. Наприклад, широко використовується для виготовлення поляроїдів герпатит (періодид сульфату хініну), який при товщині шару 0,3 мм практично повністю поглинає “звичайний” промінь. На жаль, при потужностях 200 МВт і більше, поляроїди руйнуються. Тому їх використання в лазерній техніці обмежене.

Більш дорогими, але які витримують потужності випромінювання до сотень кВт, є поляризатори з двозаломлюючих кристалів. Найчастіше для цього використовується кристал ісландського шпату (CaCO_3) – негативний одновісний кристал, у якого різниця показників заломлення незвичайного і

звичайного променів ($\Delta n = |n_e - n_o|$) у спектральному діапазоні 340 ÷ 760 нм змінюється від 0,196 до 0,167. Для смуги натрію 589,5 нм $\Delta n = 0,172$. Смуга прозорості ісландського шпату займає область від 18 000 нм до 240 нм. Рідше використовується кварц – позитивний одновісний кристал – внаслідок того, що в нього двозаломлення на $\lambda = 589,5$ нм дорівнює лише 0,009. Крім того, він обертає площину поляризації: на тій же довжині хвилі ($\lambda = 589,5$ нм) при розповсюдженні світла вздовж оптичної кварцової пластинки товщиною 1 мм площина поляризації променя обертається на $21,7^\circ$. Але у кварцу досить широка смуга прозорості: від 0,2 мкм до 4 мкм і далі до 100 мкм, що зумовлює його привабливість. Перспективним для виготовлення поляризаційних призм є нітрат барію – позитивний одновісний кристал з $\Delta n = 0,2486$ на $\lambda = 589,5$ нм, хоча він дуже гігроскопічний.

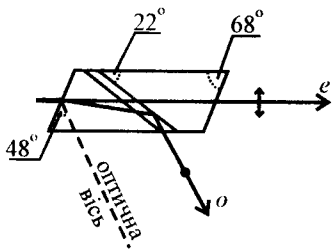
В основі дії поляризаційних пристроїв (поляризаторів) – відмінності показників заломлення звичайного і незвичайного променів, поляризації яких взаємно перпендикулярні. Тому поляризатори виготовляються таким чином, щоб просторово розділити звичайний і незвичайний промені. Залежно від величини просторового розділення поляризатори поділяються на поляризаційні та двозаломлюючі призми. Найпоширеніші поляризаційні пристрої показані на рис. 1.4.3. Принцип їх дії зрозумілий зі схеми ходу променів (o та e – позначення звичайного та незвичайного променів, відповідно).

Призмові поляризатори характеризуються областю прозорості, коефіцієнтом пропускання та апертурним кутом. Під апертурним кутом поляризатора розуміють кут розбіжності світлового пучка, при якому світло, що вийшло з поляризатора, лишається ще повністю поляризованим.

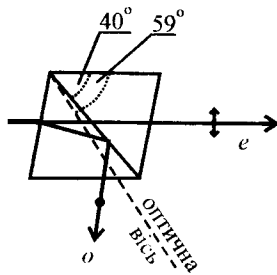
Параметри поляризаційних призм наведені в табл. 1.4.1.

Табл. 1.4.1.

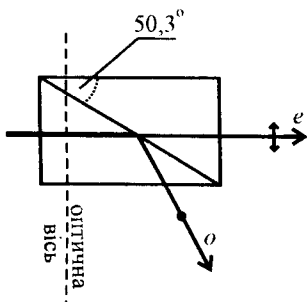
Призма	Апертурний кут, град.	Кут між площиною розпилювання та боковим ребром, град.
Ніколя, склесна канадським бальзамом	29	22
Фуко	8	40
Глана	7,9	50,3
Глана-Фуко	7	38,5
Арчарда-Тейлора	7	38,5



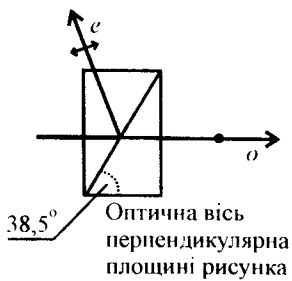
а) Призма Ніколя



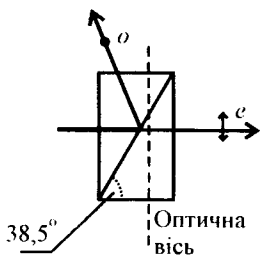
б) Призма Фуко



в) Призма Глана



г) Призма Глана-Фуко



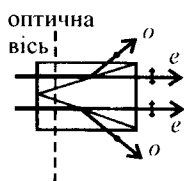
д) Призма Арчарда-Тейлора

Рис. 1.4.3. Схеми найвживаніших поляризаційних призм.

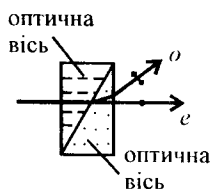
Найпоширеніші поляризатори – двозаломлюючі призми, схема ходу променів у них зображена на рис. 1.4.4. В табл. 1.4.2 наведені параметри двозаломлюючих призм.

Табл. 1.4.2.

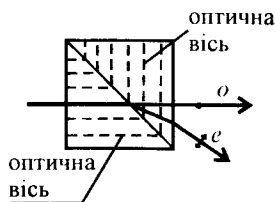
Призма	Кут між площиною розпилювання та боковим ребром, град.	Кут розведення променів
Аренса	14	
Рошона: кварц	30	54'
ісландський шпат	60	5°42'
Сенармона: кварц	30	54'
ісландський шпат	60	5°42'
Волостона: кварц	30	1°48'
ісландський шпат	60	11°24'



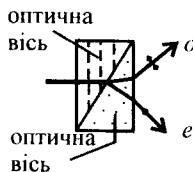
Двопроменезаломлююча призма Аренса



Двопроменезаломлююча призма Рошона



Двопроменезаломлююча призма Сенармона



Двопроменезаломлююча призма Волостона

Рис. 1.4.4. Схеми ходу променів у двозаломлюючих призмах-поляризаторах

Всі перераховані вище поляризатори є класичними і добре себе зарекомендували при використанні їх за помірних потужностей випромінювання. При потужностях порядку кількох ват у неперервному і кількох кіловат в імпульсному режимах поляризатори (призми Аренса, Волостона, Ніколя), виготовлені зі склеюванням канадським бальзамом, руйнуються, тому їх використовувати не можна. Призми без клейового контакту стійкіші. Залежно від орієнтації оптичної вісі до площини розпилування суттєво залежить пропускання таких поляризаторів. Так, у призми Глана-Фуко пропускання не більше 52% без врахування поглинання матеріалу. Якщо змінити орієнтацію оптичної вісі відносно зрізу, що було виконано Арчардом і Тейлором (призма Арчарда-Тейлора), пропускання може досягати значення 90%.

Оптична стійкість поляризатора залежить від якості використовуваного матеріалу. Зокрема, ісландський шлат поділяють на три категорії за коефіцієнтом поглинання, що визначає його променеву міцність.

При потужностях понад 100 кВт використовуються поляризаційні стопи. Такий поляризатор базується на принципі поляризаційної дії відбиваючої поверхні. Згідно формул Френеля, амплітуди падаючої P_p і P_s , відбитої R_p і R_s та заломленої D_p і D_s хвиль (індекс p – електричний вектор \vec{E} хвилі лежить у площині падіння, а s – перпендикулярно площині падіння) зв'язані такими співвідношеннями:

$$R_p = P_p \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}, \quad R_s = -P_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)},$$

$$D_p = P_p \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)},$$

$$D_s = P_s \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)},$$

де φ – кут падіння, а ψ – кут заломлення (рис. 1.4.5).

Зі співвідношень Френеля випливає: при $\varphi + \psi = 90^\circ$, тобто за умови $\varphi = \operatorname{arctg} n$ – кут Брюстера або кут повної поляризації (рис. 1.4.6.), відбите світло при падаючому природному ($P_p = P_s$) буде повністю лінійно поляризованим ($R_s = -P_s \sin(\varphi - \psi)$; $R_p = 0$), а те, що проходить, – частково поляризованим. Якщо взяти набір відповідних пластин, тобто зробити стопу, то і світло, що пройде крізь неї, стане лінійно поляризованим. Ступінь поляризації P світла після стопи можна підрахувати за формулою Друде:

$$P = \frac{m}{m + (2n/(n^2 - 1))^2} \Big|_{\varphi = \operatorname{arctg} n},$$

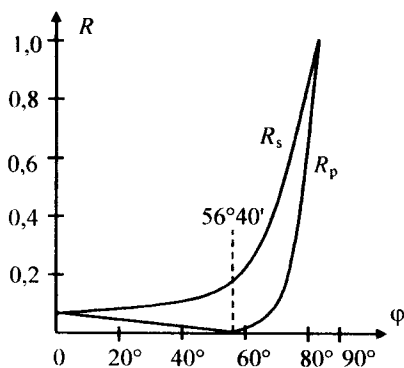


Рис. 1.4.5. Залежність коефіцієнтів відбиття R_1 і R_2 від кута падіння на межі повітря-скло (коефіцієнт заломлення повітря $n=1$, а скла $n=1,52$).

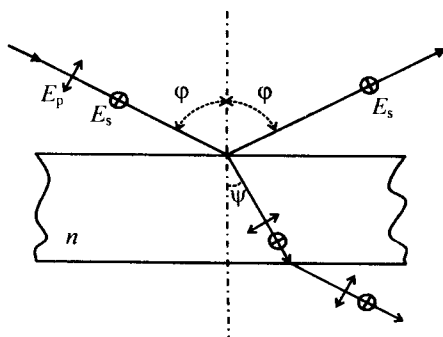


Рис. 1.4.6. Стан поляризації променів за законом Брюстера.

де m – кількість пластинок (втрати світла на розсіювання, поглинання та двопронезаломлення ігноруємо).

Пластинки повинні бути достатньо товстими і складеними так, щоб не виникали інтерференційні ефекти. Крім того, кожна з пластинок виготовляється так, щоб її поверхні утворювали кут $1 \div 2^\circ$. Для усунення зміщення променя, що проходить крізь стопу (рис. 1.4.7, а), пластини поділяють на дві групи і розташовують як показано на рис. 1.4.7, б.

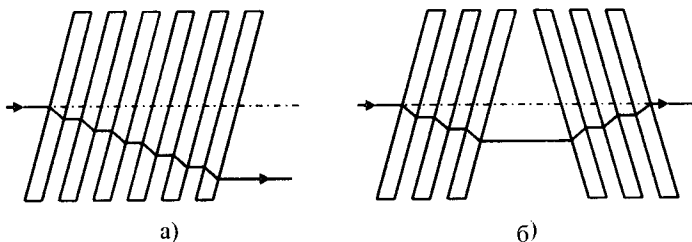


Рис. 1.4.7. Поляризаційна стопа.

За допомогою поляризатора, можна виміряти ступінь поляризації випромінювання лазера і встановити орієнтацію вектора \vec{E} . Такі дані необхідні при використанні модюляторів і дефлекторів лазерного випромінювання, генерування гармонік та інших нелінійних ефектів, оптичного гетеродинування, вимірювань довжин та часу когерентності.

Взагалі кажучи, якщо в конструкції лазера є елементи, які вносять втрати, залежні від поляризації випромінювання, то в генерацію виходить випромінювання з поляризацією, що відповідає мінімальним втратам. Приміром, у випадку He-Ne-лазерів такий виділений напрям зумовлюється орієнтацією вихідних вікон газорозрядної трубки під кутом Брюстера (рис. 1.4.8.). Відповідно до співвідношень Френеля, випромінювання з поляризацією, паралельною площині падіння (E_p), повністю проходить, оскільки при куті Брюстера коефіцієнт відбивання дорівнює нулеві (рис. 1.4.6.). Тому при багаторазовому проходженні променя в резонаторі втрати для R_p майже дорівнюють нулеві, а для R_s – досить великі. У випадку матеріалу з $n = 1,5$ втрати на одному відбиванні близько 15%. З такого лазера в результаті багаторазових відбивань від дзеркала виходить повністю лінійно поляризоване світло. У рубінового лазера орієнтація вектора \vec{E} при плоских торцях робочого елемента і плоских дзеркалах задається орієнтацією оптичної вісі кристала. В разі 0° орієнтації робочого елемента (поздовжня вісь робочого елемента співпадає з оптичною віссю кристала) лазер генерує неполяризоване випромінювання, а з 60° і 90° орієнтаціями – плоскополяризоване світло з вектором \vec{E} , спрямованим перпендикулярно до площини, яка містить оптичну і поздовжню вісь стрижня. Неодимові лазери на склі з торцями, перпендикулярними геометричній вісі активного елемента, генерують практично неполяризоване світло. Якщо ж виготовити стрижні з кутами Брюстера або ввести в резонатор плоскопаралельну пластинку під кутом Брюстера, то також отримаємо лінійно поляризоване випромінювання.

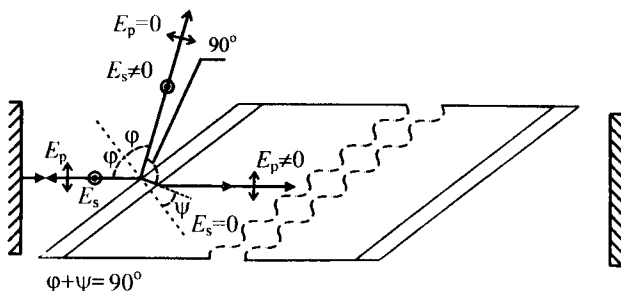


Рис. 1.4.8. Орієнтація вихідних вікон газорозрядної трубки He-Ne-лазерів.

Використовуючи багатошарові діелектричні покриття, нанесені на грань призми, зрізану під кутом Брюстера, отримують чудові діелектричні поляризатори. Схематично такий поляризатор показаний на рис. 1.4.9.

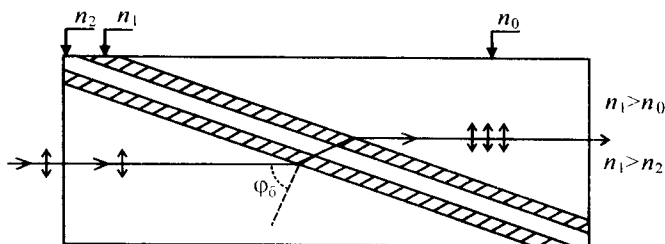


Рис. 1.4.9. Діелектричний поляризатор.

Випромінювання, що падає на багатошарове діелектричне покриття під кутом Брюстера, поділяється на два пучки (відбитий і той, що пройшов), поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Залежно від кількості шарів ступінь поляризації практично можна довести до 100%.

Для видимої області, зазвичай, використовують ~ 10 шарів, що чергуються, двооксиду титану, торію чи кремнію, які напильються на плавлений кварц або оптичне скло відповідного сорту. Ступінь поляризації такого пристрою $99 \div 99,4\%$ при пропусканні $90 \div 95\%$, спектральна область їх використання – $200 \div 800$ нм із шириною смуги селективності $0,3 \lambda$.

§ 1.5. Оптичні елементи лазерної головки

Освітлювачі

Типовий освітлювач виготовляється у вигляді замкненої оптичної системи, яка повинна забезпечувати максимальне збирання потоку випромінювання накачки, концентруючи його на активному елементі.

При виборі освітлювача слід також керуватися вимогами щодо параметрів отриманого випромінювання. Наприклад, для отримання одномодової генерації необхідна рівномірність і симетричність в освітленні робочого елемента, а для отримання високої потужності потрібні багатолампові освітлювачі. Типові освітлювачі, що використовуються при оптичній накачці, зображені на рис. 1.5.1. Слід відмітити, що при “щільній” упаковці (рис. 1.5.1, в) активного елемента і лампи, багаторазові відбивання суттєво підвищують ефективність освітлювача і при цьому конфігурація відбивача суттєвого значення не має. В зв'язку з цим широко використовується просте “бинтування” активного елемента з лампою накачки алюмінієвою фольгою. При цьому отримується досить ефективний освітлювач, але з нерівномірним освітленням активного елемента по перерізу.

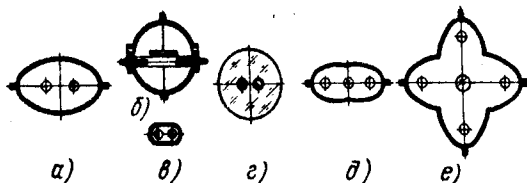


Рис. 1.5.1. Типові лампові освітлювачі: а) однолампові еліптичні освітлювачі; б) сферичний циліндр із щільною упаковкою; в) щільна упаковка; г) циліндричний освітлювач із діелектричного матеріалу (кварц, важкий флінт); д) дволамповий еліптичний циліндр; е) чотириламповий еліптичний (у спряженому фокусі розміщений активний елемент) циліндр.

Підвищити ефективність накачки можна, якщо розмістити активне тіло в імерсійному середовищі. Радіус імерсійної оболонки R_i і радіус активного елемента R_a повинні задовольняти співвідношенню:

$$R_i = \frac{R_a}{n_i},$$

де n_i – показник заломлення імерсійного середовища. При виконанні цієї

вимоги густина потоку світлової енергії в активному елементі зростає пропорційно n_i^2 . Тому активні елементи випускають у відповідних оболонках (рубін – у сапфірових оболонках) або використовують імерсійну рідину, товщина шару d якої повинна задовольняти співвідношенню:

$$d = R_a(n_i - 1).$$

Ефективність освітлювача, як відомо, залежить від коефіцієнта відбивання його поверхонь. Найефективнішими в цьому відношенні є срібні поверхні, відполіровані до 12÷14 класу чистоти, які забезпечують коефіцієнти відбивання 90%. Проте через окислення срібла треба проводити його переполірування. При срібному покритті в 0,1 мм переполірування можна здійснити 2÷3 рази. Ще кращі результати (до $R \sim 1$) отримуються при нанесенні багат шарових діелектричних покриттів (дзеркал), які забезпечують високе відбивання в основних смугах поглинання активного середовища і пропускають частину спектра, що призводить до паразитного нагрівання.

Відбивачі з алюмінію, покриті монооксидом кремнію, мають коефіцієнт відбивання 80÷85%. Такі освітлювачі, особливо при використанні водяного охолодження, порівняно швидко потребують заміни (20÷30 тисяч спалахів). Значно стійкішими є освітлювачі з кварцу або скла, поверхні яких обробляються по 14-му класу з нанесенням срібла на зовнішню поверхню, яке додатковим шаром захищене від окислення. Коефіцієнт відбивання таких освітлювачів 93÷96%, вони витримують 60÷100 тисяч спалахів при середній потужності до 10 кВт. Відшарування срібного покриття виникає при густинах енергії 60÷70 Дж/см² після 150÷200 спалахів.

Слід мати на увазі, що від градієнта освітленості активного елемента залежать кутові і енергетичні характеристики лазерного випромінювання. На жаль, існуючі конструкції освітлювачів формують світлове поле накачки далеко не так, як це потрібно. Досить низький і ККД перетворення електроенергії в світлову (для сучасних ламп накачки – 35÷50%), ефективність поглинання енергії робочим тілом – 6÷15%, втрати на оптиці освітлювача 30÷70%. В результаті ККД накачки твердотільного лазера становить 0,1÷10%.

Твердотільні активні елементи

Відомо близько 1000 активних середовищ на основі іонних кристалів, але практичне застосування отримали лише кілька (рубін, ітрій-алюмінієвий гранат і скло, активовані іонами неодиму). Такий обмежений набір твердотільних робочих середовищ зумовлений ККД генерації,

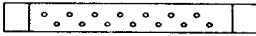

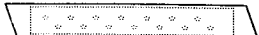
стабільністю випромінювання у часі, можливістю працювати при кімнатній температурі.

У переважній більшості використань твердотільних лазерів потрібне отримання високої потужності випромінювання. Але за високої якості і достатній довжині активного тіла, навіть при помірних рівнях накачки, виникає генерація внаслідок відбивання від торців елемента, що обмежує рівень інверсної населеності. Для усунення цього недоліку торці активного елемента або просвітлюють, або зрізують під кутом Брюстера. Брюстерівський зріз дозволяє не тільки підвищити потужність, випромінювану генератором, а й задати необхідну орієнтацію поляризації та зберегти торці робочого елемента від руйнування.

Просвітлюючі покриття руйнуються при енергіях $\sim 100 \text{ Дж/см}^2$, іммерсійні ж переходи потребують додаткових пристроїв. Тому промисловість випускає активні елементи з синтетичного рубіна у вигляді циліндрів із торцями, скошеними під кутами $2 \div 5^\circ$ або під кутами Брюстера.

Згідно ОСТ 3-24-70 і ОСТ 3-25-70 на основі рубіна випускаються активні елементи, наведені в табл. 1.5.1.

Табл. 1.5.1.

Позначення	Геометрія елемента	Матеріал
Р		Рубін
РЛ		Рубін із лейкосапфірними наконечниками
РЛ1Б		Рубін із лейкосапфірними наконечниками, один з яких зрізаний під кутом Брюстера
РЛ2Б		Рубін з лейкосапфірними наконечниками, зрізаними під кутом Брюстера
РЛС		Рубін із лейкосапфірними наконечниками, скіс $2 \div 5^\circ$
РЛО		Рубін в лейкосапфірній оболонці
РЛОЛ		
РЛОЛ 1Б		
РЛОЛ 2Б		

Сапфірова оболонка підвищує ефективність використання накачки майже в три рази, оскільки коефіцієнти заломлення в рубіна і сапфіра однакові. Крім того, сапфірова оболонка поліпшує теплообмін елемента.

Елементи випускаються діаметром $3,5 \div 16$ мм і довжиною $45 \div 240$ мм із орієнтацією оптичної вісі в межах $60 \div 90^\circ$ відносно геометричної вісі. Непаралельність торців у Р, РЛ, РЛС, РЛЗБ не гірше $10''$. Бокові поверхні накачки обробляються до 14 класу.

За якістю елементи поділяються на три категорії, подані в табл. 1.5.2.

Табл. 1.5.2.

Категорія	Діаметр, мм	Розкид конц., %	Розкид показника заломлення, $\times 10^5$	Неоднорідність на товщині діаметра		Неплоскостинність (кількість інтерференційних смуг)
				0,2 мм	0,3 мм	
1	8	$0,013 \div 0,017$	0,6	9		0,3
2	8	$0,018 \div 0,0125$	0,9	16		0,5
3	8	$0,026 \div 0,036$	2,7			
1	10	—	—			
2	10	$0,020 \div 0,028$	1,1	25		0,5
3	10	$0,029 \div 0,04$	4,0	—		—
1	16	—	—	—	20	0,3
2	16	$0,024 \div 0,037$	1,6	—	30	0,5
3	16	—	—	—	—	—

Нерівномірність розподілу іонів хрому по перерізу зразка зумовлює підвищене двопронезаломлення рубіна. Радіальний градієнт показника заломлення в зразку від центру до периферії може змінюватися на $(1 \div 8) \cdot 10^{-5}$. При наявності механічних внутрішніх деформацій активний елемент стає подібним розсіюючій лінзі. Отже зростає розбіжність випромінювання, яка ще продовжує збільшуватися завдяки неоднорідності накачки робочого елемента.

Однорідність робочого елемента оцінюється за інтерференційною картиною подвійного променезаломлення, яка характеризує зміну оптичного шляху для звичайного n_o і незвичайного n_e променів:

$$\Delta(n_o - n_e)l = m\lambda,$$

де n_o , n_e — показники заломлення, l — довжина оптичного елемента, m — порядок інтерференції.

Однорідність визначається зі співвідношення:

$$N = \frac{\Delta(n_o - n_e)}{\Phi},$$

де Φ – стала фотопружності і для рубіна дорівнює $0,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{кг}$.

Високоякісними є зразки з $N < 30 \text{ кг/см}^2$, які дозволяють отримувати генерацію на одній поперечній моді (TEM₀₀).

Механічні напруги, зумовлені дислокаціями, що виникають у процесі росту, та натяги, які з'являються в результаті обробки, збільшують двовісність робочого тіла, що погіршує хвильову поверхню. Для усунення цих недоліків рубін відпаляють, вводять у резонатор сферичну лінзу або торець обробляють під сферу, використовують сферичні резонатори. Така корекція проводиться в кожному конкретному випадку.

Вихідну потужність, зокрема, для рубінових елементів, обмежує, в першу чергу, стійкість торців до оптико-механічного руйнування. Експериментально встановлено, що руйнування торців залежить від потужності (тривалості) імпульсу та дефектності поверхні зразка.

Згідно експериментальних даних, для тривалості імпульсів $\tau_{\text{имп}} > 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ потужність, яка викликає руйнування торців, порядку кількох МВт/см². При скороченні $\tau_{\text{имп}}$ вона зростає пропорційно $\tau_{\text{имп}}^{-1}$. Так, при $\tau_{\text{имп}} \approx 50 \text{ нс}$ величина порогу руйнування $P_p \approx 280 \text{ МВт/см}^2$. При цьому потужність, що викликає руйнування рубіна в об'ємі, порядку 10^4 МВт/см^2 . Таку низьку "поверхневу" міцність рубіна в порівнянні з "об'ємною" на сьогодні пояснюють тепловими "ударами" на мікротріщинах, мікросколах, межах блоків тощо, де є стрибки коефіцієнта поглинання, які зумовлюють різкий локальний розігрів кристала.

На основі скла, активованого іонами неодиму, згідно ОСТ 3.3-70 та ОСТ 3.31-70 випускаються активні елементи наведені в табл. 1.5.3. Допуски на паралельність торців у зразках з $\varphi = 90^\circ$ не перевищують $10''$, а при $\varphi \neq 90^\circ - 2''$.

Для виготовлення активних елементів використовують скло марок (табл. 1.5.4), у яких мале поглинання на довжині хвилі 1060 нм. Стандартні елементи зі скла для комерційних лазерів виготовляються діаметром $5 \div 6 \text{ мм}$ і довжиною $80 \div 1200 \text{ мм}$. Загалом із скла можна виготовляти елементи практично будь-якої форми і розмірів. Якість елементів визначається за величиною поглинання на $\lambda = 1060 \text{ нм}$, розміром і кількістю сторонніх домішок, наявністю дефектів у відповідності з чим вони поділяються на 10 категорій (табл. 1.5.5).

Можливість виготовлення зі скла робочих елементів практично будь-яких розмірів із високим ступенем однорідності зумовила їх широке застосування при отриманні великих енергій. Однак внаслідок низької термостійкості та низької теплопровідності, яка становить $0,6 \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$ (для порівняння: у рубіна $0,35 \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$), скляні елементи не можуть працювати в частотному режимі: виникає деформація робочого елемента,

оптична неоднорідність, подвійне променезаломлення і руйнування. В результаті поглинання ультрафіолетового випромінювання ($\lambda \leq 330$ нм, яке складає 10÷15% випромінювання лампи накачки) виникає лущення та відшарування робочого елемента через нагрівання його поверхні до 800 °С. Тому дуже важливо проводити охолодження. Крім того, руйнуванню елементів зі скла сприяє ефект самофокусування, внаслідок якого виникає густина світлового потоку, яка досягає значень 10^7 МВт/см², що призводить до утворення плазми та ниткоподібних областей руйнування. Поріг об'ємного руйнування при тривалостях $3 \cdot 10^{-8}$ с для якісних елементів – 100 Дж/см².

Табл. 1.5.3.

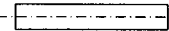

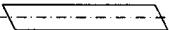

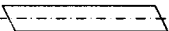

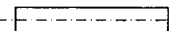

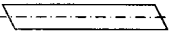

Позначення	Активний елемент		Примітка
	фронтальна проекція	переріз	
ЕНЦ-90			елемент неодимовий циліндричний
ЕНЦ-φ			
ЕНЦ-Б			
ЕНП-90			елемент неодимовий прямокутний
ЕНЦ-φ			

Табл. 1.5.4.

Марка скла	Концентрація Nd ³⁺ , 10 ²⁰ см ⁻³	Ймовірність переходу 4F _{3/2} → 4J _{9/2} , с ⁻¹	Час життя метастабільного стану, мкс	Коефіцієнт поглинання на довжині хвилі, нм		Квантовий вихід
				586	1060	
ГЛС1	1,9	610	400	0,190	0,20	0,78
ГЛС2	1,9	590	450	0,185	0,20	0,70
ГЛС3	5,3	590		0,47	0,35	0,48
ГЛС9	4,56	560	310		0,31	0,53
ГЛС6	1,96	525	490		0,20	0,74
ГЛС7	3,0	525	425		0,24	0,61

ГЛС8	5,16	525	250		0,33	0,51
ГЛС21	1,4	1050			0,19	0,84
ГЛС22	2,0	1050	250		0,21	0,74
ГЛС23	3,6	1050			0,28	0,60
ГЛС24	5,7	1050			0,37	0,44
ГЛС-1П				0,190		
ГЛС-4				0,41		
ГЛС-4П				0,41		
КГЗ-3						
КГС-5						

Табл. 1.5.5.

Категорія скла	Коефіцієнт поглинання на 1060 нм, см ⁻¹	Діаметр найбільшої бульбашки, мм	Середня кількість неоднорідностей діаметром більше 0,1 мм в 1 кг
1	0,002	> 0,01	-
2	0,004	> 0,05	-
3	0,006	0,2	-
4	0,008	0,3	-
5	0,008	0,5	-
6	0,008	0,7	-
7	0,008	1,0	3
А	0,01	1,0	10
Б	0,01	1,0	30
В	0,01	1,0	100

Широко використовуються в якості робочого тіла кристали алюмоітрієвого граната ($Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$), у яких висока механічна міцність (твердість граната за Моосом 8,5, рубіна – 9), достатньо висока теплопровідність (0,13 Вт/см·град). Це дозволяє використовувати їх в неперервному та частотному режимах. На сьогодні отримана генерація в неперервному режимі потужністю 400 Вт. Однак низький поріг

руйнування граната не дозволяє його використовувати для отримання високих вихідних енергій.

Серійні робочі елементи випускають у вигляді циліндрів і класифікуються за трьома категоріями, характеристики яких представлені в табл. 1.5.6.

Табл.1.5.6.

Категорія	Розміри кристалів, мм	Концентрація Nd ³⁺ , %	Внутрішні втрати в кристалі для $\lambda=1,06$ мкм, см ⁻¹	Розміри дефектів та непролаїв, мм
1	3x30	1 - 1,2	0,001	0,5
2			0,006	
3			0,01	
1	5x50	1	0,002	0,5
2			0,007	
3			0,015	
1	5x65	1	0,002	0,5
2			0,007	
3			0,015	
1	6x90	0,8 - 1	0,005	0,1
2			0,009	0,5
3			0,025	1

Дзеркала

Найважливішими елементами лазерного резонатора є дзеркала. До дзеркал висуваються такі вимоги: стійкість до випромінювання, механічних та хімічних впливів, мале поглинання, низькі коефіцієнти розсіювання, можливість створювати задані стійкі значення коефіцієнтів відбивання, включаючи і їх значення, близькі до 100%. Залежно від вимог експерименту виготовляють як вузькосмугові ($\Delta\lambda \sim 5 \div 10 \text{ \AA}$), так і широкосмугові ($\Delta\lambda \sim 10^3 \div 10^4 \text{ \AA}$) дзеркала. Наприклад, широкосмугові дзеркала застосовуються при створенні параметричних генераторів, а вузькосмугові – для селективного отримання генерації.

Форма дзеркал залежно від завдань може бути плоскою, сферичною, циліндричною.

Технологічно дзеркала виготовляються на основі металевих або діелектричних покриттів. Металізовані покриття для них, як правило, виготовляють із алюмінію або срібла. Максимальні значення коефіцієнтів відбивання алюмінію – 90%, а срібла – 95% у видимій області спектра.

Алюмінієві напилювання на скляній підкладці необхідно захищати від механічних пошкоджень та окислення діелектричним покриттям. Срібні дзеркала на скляній підкладці, отримані методом хімічного осадження, більш стійкі до механічних та окислювальних впливів. Крім того, вони витримують більш високі потужності випромінювання, ніж дзеркала, отримані методом напилювання. Втрати на поглинання в металевих покриттях – 10÷15%, що, власне, і зумовлює їх руйнування при потужних світлових потоках. Великою перевагою металізованих покриттів є їх широкодіапазонність із практично незмінним значенням коефіцієнта поглинання у видимому діапазоні.

Діелектричні дзеркала виготовляються методом послідовного напилювання на скляну підкладку діелектричних шарів із оптичною товщиною $nl = \lambda/4$ з високим та низьким коефіцієнтом заломлення. Як правило, використовують сульфід цинку (ZnS), у якого показник заломлення у видимій області $n_{\text{ZnS}} = 2,4$ та фторид магнію (MgF_2) з $n_{\text{MgF}_2} = 1,38$.

Схематично діелектричне дзеркало зображено на рис. 1.5.2, а. Принцип роботи діелектричних покриттів такий. Перший шар, який наноситься на підкладку (кварцову чи скляну), має показник заломлення більший, ніж у підкладки, а товщина його дорівнює $\lambda/4$. При відбитті від

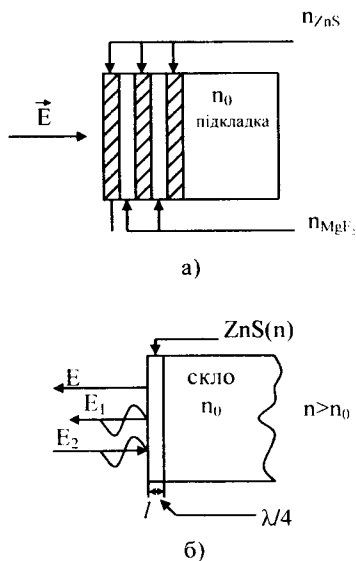


Рис. 1.5.2. Схематичне зображення будови діелектричного дзеркала.

передньої і задньої меж такого шару хвилі будуть синфазними, оскільки на передній межі хвиля втрачає $\lambda/2$, а на задній – ні, і загальна різниця ходу буде $\lambda/2 + \lambda/4 + \lambda/4 = \lambda$ (рис. 1.5.2,б). Таким чином, хвилі підсилюватимуть одна одну, але при інтерференції лише двох променів отримати коефіцієнт відбивання $R > 30\%$ практично неможливо. Тому використовуються багатошарові покриття, які забезпечують багатопроменеву інтерференцію, що веде до звуження інтерференційних максимумів та різкого зростання їх інтенсивності, тобто коефіцієнтів відбиття.

При виготовленні діелектричних дзеркал величезне значення має якість обробки підкладки, від якої залежить як стійкість дзеркала, так і досягнення максимально можливого коефіцієнта відбивання. Зокрема, для отримання коефіцієнта відбивання, більшого за 99% для $\lambda = 694,3$ нм, нерівності поверхні підкладки не повинні перевищувати 5 нм. Інакше кажучи, обробка поверхні повинна задовольняти вимозі $5 \cdot 10^{-3} \lambda$.

Гранично допустимі навантаження випромінювання на дзеркало визначаються технологією нанесення покриттів та використаною речовиною для покриття. Руйнування дзеркала відбувається внаслідок вигорання або відшарування покриттів від підкладки. Для рубінових лазерів гранично допустимі густини випромінювання для сапфірової підкладки, покритої шаром окису кремнію, складають 180 МВт/см², для 15-ти шарового діелектричного дзеркала – 120 МВт/см². Загалом зі зростанням кількості шарів поріг руйнування зменшується. Слід підкреслити, що стійкість дзеркал залежить від тривалості імпульсу. Так, для неодиму при тривалостях імпульсу 600 нс порогова міцність дзеркала – 3 МВт/см², а при 3 нс – 80 МВт/см².

При отриманні великих потужностей в якості вихідного дзеркала використовується набір плоскопаралельних пластин із плавленого кварцу або скла, розділених повітряними проміжками (стопа). Така система представляє собою складний інтерферометр Фабрі-Перо. Коефіцієнт відбивання стопи є досить складною функцією, залежною від показника заломлення пластин та їх товщини, відстані між ними та частоти падаючого світла. У випадку однієї пластини товщиною l з показником заломлення n і коефіцієнтом відбивання з кожного боку r , залежність її коефіцієнта відбиття від частоти падаючого випромінювання описується співвідношенням:

$$R(\nu) = \frac{4r \sin^2(2\pi n l \nu)}{(1-r)^2 + 4r \sin^2(2\pi n l \nu)},$$

яке є періодичною функцією частоти випромінювання. Як і в інтерферометрі Фабрі-Перо, частотний інтервал (область дисперсії) між сусідніми максимумами інтерферометричного дзеркала дорівнює:

$$\Delta \nu = (2nl)^{-1}.$$

Якщо інтерферометричне дзеркало складається з m однакових пластин із коефіцієнтом заломлення n , відстань між якими однакова і рівна непарному числу $\lambda/4$, де λ довжина хвилі випромінювання лазера, то його максимальний коефіцієнт відбивання дорівнює:

$$R = \left(\frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2.$$

Зауважимо, що частотний інтервал між максимумами стопи визначається найменшою в системі товщиною чи то пластини, чи то повітряним проміжком.

Виготовлення якісної стопи досить складне. Щоб отримати задані коефіцієнти відбивання, необхідно пластини виготовляти з точністю за товщиною до $\lambda/8$. Такі дзеркала досить стійкі до руйнування. Наприклад, плавлений кварц має поріг руйнування на довжині хвилі рубіна (694,8 нм) за густиною енергії – 220 Дж/см², а за густиною потужності – 14 ГВт/см²; крон, відповідно, – 133 Дж/см² та 8,9 ГВт/см².

В якості 100% відбивача в резонаторі використовуються призми-дахи, рис. 1.5.3. Суттєвою їх перевагою є слабка чутливість до розвороту, паралельному до твірної даху внаслідок парної кількості відбивань, а також вирівнювання лазерного випромінювання по перерізу пучка завдяки багаторазовим проходженням променя, що зміщується по перерізу робочого елемента. Похибка виготовлення призми-даху (непаралельність ребра даху гіпотенузній грані, відхід від прямого кута) викликає втрати, які можуть досягати 10%. Для усунення цього недоліку застосовуються призми-дахи з Брюстерівським зрізом (рис. 1.5.4.). Важливою особливістю такого відбивача є його дисперсійна властивість: відбитий промінь буде паралельним до падаючого лише у тому випадку, коли падаючий розповсюджується в призмі в площині, нормальній до 90°-ребра, що можливе лише для променів із однаковою довжиною хвилі.

Вимоги до виготовлення призми-даху досить високі. Якщо прямий кут призми виконаний із похибкою δ , то непаралельність відбитого променя відносно падаючого буде дорівнювати:

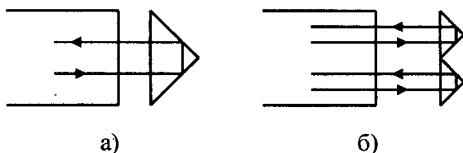


Рис. 1.5.3. Хід променя при використанні призми у якості дзеркала.

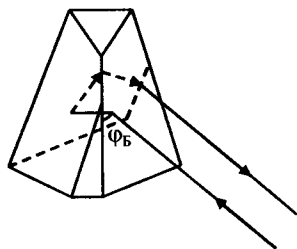


Рис. 1.5.4. “Призма-дах” з передньою гранню, зрізаною під кутом Брюстера.

$$\varphi = 2 \left(n \frac{\cos i}{\cos j} - 1 \right) \delta + 2\delta,$$

де j та i – кути падіння і заломлення, відповідно, на вихідній грані призми; n – показник заломлення матеріалу. При нормальному падінні:

$$\varphi = 2n\delta,$$

а для Брюстерівської призми:

$$\varphi = 2n^2\delta,$$

оскільки $j + i = 90^\circ$.

Згідно оцінок, гранична величина негативної похибки прямого кута призми:

$$\delta \leq \frac{d}{8\sqrt{2}n^2L},$$

де d – діаметр робочого елемента, L – довжина резонатора.

Кількість відбивань променя в резонаторі m , який складається з дзеркала і призми, в залежності від δ дорівнює:

$$m = \frac{d}{L\delta}.$$

У випадку плоских дзеркал:

$$m = \frac{d}{2Lj},$$

де j – кут падіння променя на дзеркало. На рис. 1.5.5. показана залежність кількості проходів m від кута падіння j . На графіку пунктирна частина кривої відповідає резонатору з плоскими дзеркалами, а суцільна – резонатору з призмю-дахом і плоским дзеркалом. При кутах падіння $j = \delta$, 2δ кількість відбивань, як видно з графіка, прагне до нескінченності. Оцінки показують, що при значеннях $0 < j < \delta$ або $\delta < j < 2\delta$ кількість

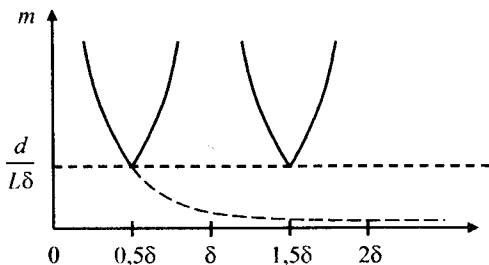


Рис. 1.5.5. Залежність числа відбиттів променя в резонаторі від кута між променем та віссю резонатора.

проходів m в резонаторі з призмою втричі більше, ніж у випадку резонатора з плоскими дзеркалами.

Наявність пірамідальності призми-даху зумовлює кут між падаючим та відбитим кутом:

$$\gamma = 2(m-1)\delta_n,$$

де δ_n – кут пірамідальності призми. При цьому допустиме значення:

$$\delta_n \leq \frac{d}{2\sqrt{2}(n-1)(m+1)^2 mL}.$$

Призма-дах може використовуватися як вихідне “дзеркало”. Для цього її обертають відносно 90° -ребра на кут φ_b , порушуючи повне внутрішнє відбивання. В результаті відбивальна здатність призми при обертанні на кілька градусів змінюється від одиниць відсотків до 100%. Це дозволяє плавно змінювати відбирання енергії і отримати оптимальний режим роботи генератора. При цьому з призми виходять два світлових пучки однакової інтенсивності, що поширюються в протилежних напрямках і просторово стиснені в напрямі, перпендикулярному ребру даху, на величину, пропорційну $\tan \alpha$. Руйнується призма-дах, в першу чергу, на поверхнях, де відбувається повне внутрішнє відбивання. Для збільшення стійкості призми вектор \vec{E} лазерної хвилі орієнтують під кутом 45° до катетної грані призми. При цьому падаючий і відбитий промені утворюють поблизу поверхні призми стоячу хвилю з напруженістю в пучності $\sqrt{2}|E|$. Якщо ж вектор \vec{E} буде паралельним катету, то напруженість у пучності буде рівною $2|E|$. В цьому випадку змінюватиметься поляризація відбитого променя по відношенню до падаючого. Призма в такій схемі працює як пластина $\lambda/4$.

РОЗДІЛ 2. ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ВИМУШЕНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ КВАНТОВИХ ПРИЛАДІВ

§ 2.1. ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНОЇ ЯКОСТІ АКТИВНОГО ЕЛЕМЕНТА ЛАЗЕРА ТА ЇЇ ВПЛИВ НА ГЕНЕРАЦІЙНІ ПАРАМЕТРИ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Можливість ефективного застосування лазерів у різних галузях науки та техніки нерозривно пов'язана з відповідними вимогами до параметрів випромінювання. В деяких випадках підвищені вимоги висуваються до спектральної чистоти випромінювання, зокрема, при ізотопному збагаченні сировини, в інших – до просторових або часових параметрів імпульсів, наприклад, при оптичній локації. Тому прогнозування генераційних властивостей лазерних джерел випромінювання як на етапі їх розробки, так і застосування (заміна робочого тіла, зміна режиму роботи тощо) є актуальною задачею.

Значною мірою просторові параметри отриманого випромінювання залежать від однорідності активного елемента лазера, оскільки наявність оптичних неоднорідностей призводить до спотворень хвильового фронту. Спотворення хвилі, яка проходить крізь активний елемент, впливає на параметри випромінювання лазера і, в першу чергу, на розбіжність, розподіл густини потужності по перерізу променя, когерентність. Існує кореляція між оптичною досконалістю активного середовища і розбіжністю випромінювання, що генерується: зменшення оптичної однорідності оптичного елемента призводить до збільшення розбіжності випромінювання. До певної міри можна прогнозувати генераційні характеристики активного елемента, досліджуючи його в “холодному” стані.

Зрозуміло, що робоче тіло, яке працює в частотно-імпульсному режимі, особливо при значних рівнях накачки, також має наведені неоднорідності, зокрема, виникають теплові лінзи.

Теоретичні основи методу дослідження якості активного елемента лазера

Переважаючі неоднорідності кристалічних активних елементів обумовлені недосконалістю технології вирощування монокристалів. Характер оптичних неоднорідностей цього типу значною мірою індивідуальний для кожного окремого елемента. Він обумовлений специфікою росту і методу вирощування монокристалів та визначається наявністю блоків, площин ковзання і нерівномірності розподілу концентрації активатора, що веде до збільшення числа дефектів кристалічної ґратки і залишкових механічних напруг, які лише частково

знімаються при відпалі. При заміні активного елемента, що вийшов із ладу, характеристики генерації лазера будуть змінюватися. Мірою цих змін є пасивна розбіжність активного елемента. Це слід розуміти як розбіжність вихідного з нього випромінювання, якщо на елемент падає плоска хвиля. Отже пасивна розбіжність визначає кутове викривлення елементом плоского хвильового фронту при його однократному проходженні через активне середовище. Фізичною причиною викривлення плоского хвильового фронту, що поширюється через елемент, є фазові неоднорідності активного елемента і дифракція на його апертурі. Якщо активний елемент має циліндричну форму з радіусом r_0 , то функцію пропускання $t(r)$ його можна представити у вигляді добутку функції кругової апертури:

$$\text{circ}(r) = \begin{cases} 1, & \text{якщо } r < r_0, \\ 0, & \text{в інших випадках,} \end{cases}$$

і комплексної функції $q(r)$, що характеризує фазові дії неоднорідностей активного елемента на хвильовий фронт, що проходить:

$$t(r) = q(r) \cdot \text{circ}(r), \quad (2.1.1)$$

де r – радіус-вектор точки в поперечному перерізі активного елемента.

Таким чином вплив активного елемента на плоский хвильовий фронт замінюється впливом на нього тонкого круглого фазового екрана, еквівалентного активному елементу. Результати цього впливу на плоску хвилю, що спостерігаються в далекій зоні, визначаються як Фур'є-образ виразу (2.1.1):

$$T_F = \gamma [Q(R) * C(R)], \quad (2.1.2)$$

де γ – фазовий множник; $Q(R)$ – Фур'є-образ фазової маски активного елемента; $C(R)$ – Фур'є-образ кругової апертури; R – координата у фокальній площині лінзи, що формує далекопольну картину; $*$ – операція згортки. Якщо активний елемент не має фазових неоднорідностей, то далекопольна картина є тільки Фур'є-образом кругової апертури і дає картину дифракції Фраунгофера на круглому отворі – картину Ейрі. У рамках скалярної теорії розподіл енергії в цій дифракційній картині по площі екрана описується виразом:

$$I(r) = I_0 \left[\frac{2J_1(kr_0 r/\ell)}{kr_0 r/\ell} \right]^2, \quad (2.1.3)$$

де r – модуль радіуса-вектора розглянутої точки в площині екрана; r_0 – діаметр діафрагми чи активного елемента; ℓ – відстань від лінзи до екрана; $k = 2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор; $J_1(x)$ – Функція Бесселя першого порядку від x ; I_0 – значення енергії в центрі дифракційної картини.

Дифракційна картина має вид світлого диска, оточеного темними і

світлим кільцями. Радіуси темних кілець визначаються умовою $J_1(x) = 0$ і рівні:

$$r_1 = \frac{1,220\pi\ell}{kr_0}; \quad r_2 = \frac{2,233\pi\ell}{kr_0}; \quad r_3 = \frac{3,238\pi\ell}{kr_0}$$

і т. п. Радіуси світлих кілець визначаються умовою $\frac{d}{dx}\left(\frac{J_1(x)}{x}\right) = 0$ і рівні:

$$r'_0 = 0; \quad r'_1 = \frac{1,635\pi\ell}{kr_0}; \quad r'_2 = \frac{2,679\pi\ell}{kr_0}; \quad r'_3 = \frac{3,699\pi\ell}{kr_0}$$

тощо. Вираз, який визначає частину повної енергії, що приходить на кільце радіуса r в площині зображення з центром, що збігається з геометричним центром дифракційної картини має вид:

$$\eta(r) = 1 - J_0^2\left(\frac{kr_0 r}{\ell}\right) - J_1^2\left(\frac{kr_0 r}{\ell}\right). \quad (2.1.4)$$

Оскільки $J_0(0) = 1$, $J_1(0) = 0$, то $\eta(0) = 0$ і зростає зі збільшенням r . Для темних кілець $J_1(r_i) = 0$ і частина енергії, укладена в межах кожного темного кільця, дорівнює:

$$\eta(r_i) = 1 - J_0^2\left(\frac{kr_0 r_i}{\ell}\right). \quad (2.1.5)$$

Для першого, другого і третього кілець величина $J_0^2\left(\frac{kr_0 r_i}{\ell}\right)$ дорівнює відповідно 0,162, 0,090, і 0,062. Тому частина повної енергії, що попадає в коло, обмеженого першим темним кільцем, дорівнює 0,838, а в коло, обмеженого другим темним кільцем, – 0,910. Таким чином видно, що основна частина енергії зосереджена в центральній частині картини Ейрі.

Основні параметри, що характеризують дифракційну картину Ейрі, зібрані в табл. 2.1.1.

Табл. 2.1.1.

Номер кільця	Радіус в одиницях $\frac{\pi\ell}{kr_0}$		Освітленість у максимумі світлого кільця відносно центру картини Ейрі
	темне кільце	світле кільце	
1	1,22	1,64	0,174
2	2,23	2,69	0,0041
3	3,24	3,72	0,0016
4	4,24	4,72	0,0008
5	5,24	5,72	0,0004

Нааявність у активному елементі фазових неоднорідностей змінює розподіл інтенсивності в далекій зоні, картина Ейрі спотворюється, тож розподіл інтенсивності не описується простими математичними функціями.

Лазер можна представити як фізичну систему, яка складається з двох частин: електромагнітного поля і середовища з негативним коефіцієнтом поглинання – активного середовища. Фізичні процеси, що протікають при формуванні електромагнітного поля випромінювання в резонаторі у випадку рівності коефіцієнтів підсилення і втрат (невелике перевищення над порогом генерації), різняться від процесів, що відбуваються при значному перевищенні порогу генерації. Пов'язано це зі зміною аберацій резонатора і фазових неоднорідностей активного середовища, зміною розподілу світла накачування і коефіцієнта підсилення, часовою залежністю всіх генераційних процесів тощо. Облік усіх факторів, що впливають на параметри генерації з метою точного опису поведінки системи, дуже ускладнює розгляд. Тому вводяться різні наближення, що з точки зору впливу неоднорідностей активного середовища на параметри генерації можна розбити на два види: ідеальне за оптичною якістю активне середовище з рівномірним розподілом інверсії заселення та середовища з різними відхиленнями від ідеальності.

У першому випадку переважає явище конкуренції мод, і опис лазерної системи досягається вирішенням імовірностних рівнянь для багатомодового режиму. Для ідеального за оптичною якістю активного середовища розбіжність лазерного випромінювання у плоскопаралельному резонаторі обумовлена поперечними модами високого індексу. При цьому з ростом рівня накачки розбіжність насичується на рівні такого числа поперечних мод, при якому коефіцієнт підсилення активного середовища стабілізується на граничному рівні у всьому об'ємі, займаному полем генерації. Це стосується випадку квазістаціонарної генерації.

У режимі модуляції добротності розбіжність випромінювання визначається тією сукупністю поперечних мод, для яких сильно перевищена порогова умова генерації. У цьому випадку також буде спостерігатися насичення розбіжності випромінювання з ростом початкового перевищення порога генерації.

Якщо в резонатор лазера вміщене неоднорідне активне середовище, тоді вищесказане в принципі буде вірно, однак структура мод резонатора з неоднорідним заповненням не піддається порівняно простому розрахунку, як в ідеальному випадку.

Загалом неоднорідність показника заломлення активного середовища описується складною функцією, що може змінюватися в часі. Тому пошук мод резонатора з неоднорідним активним середовищем є складним. Хоча деякі висновки можна зробити і без строгого вирішення задачі.

Для типового розміру активного елемента АИГ: Nd^{3+} з діаметром

$2r_0 = 5$ мм і довжиною $\ell = 50$ мм параметр Френеля $N_r = 4r_0^2/\lambda\ell_0$ складає величину більше 100. Поширення випромінювання через такий елемент відбувається практично без дифракційного розпливання. Тому можна вважати, що активний елемент є тонким амплітудно-фазовим екраном, розташованим на одному з дзеркал, наприклад, стовідсотковому. Розміри дзеркал резонатора істотно перевищують діаметр активного елемента, тож розмір апертурної діафрагми резонатора дорівнюватиме його діаметру. В режимі вільної генерації добре виконується умова малості зміни поля на одному проході через резонатор. Це припущення можна вважати задовільним і в режимі генерації з модуляцією добротності резонатора, коли перевищення порогу генерації не занадто високе, тобто, коли тривалість гігантського імпульсу істотно більше часу проходження поля по резонатору. В цьому випадку еволюцію поля, що проходить через активний елемент і поширюється в напрямку вихідного дзеркала, можна описати наступним різницевою рівнянням [4]:

$$\psi_n(r) = \exp\{-2(\rho_0 + k_r)\ell_0\} t^2(r) \int_S k(r, r') \psi_{n-1}(r) dr', \quad (2.1.6)$$

де $\psi_n(r)$ – функція, що описує розподіл електромагнітного поля випромінювання по перетину променя при його n -му проході через активний елемент; $t(r)$ – функція, що описує амплітудно-фазове пропускання активного елемента; $k(r, r')$ – ядро рівняння, що залежить від конфігурації резонатора, причому інтегрування ведеться по поперечному перерізу пучка випромінювання, обумовленому апертурою активного елемента.

Якщо резонатор плоский, то ядро рівняння має вид:

$$k(r, r') = \frac{1}{2\pi} \exp\left\{i\pi N_\rho \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{8r_0^2}\right\}, \quad (2.1.7)$$

де $N_\rho = 4r_0^2/\lambda L$ – параметр Френеля для резонатора довжиною L , що є характерним безрозмірним параметром різницевого рівняння (2.1.6).

Інтеграл у рівнянні (2.1.6) – згортка функції, яка описує поле випромінювання при $(n-1)$ -му проходженні крізь активний елемент зі швидко осцилюючою функцією. Вона враховує внесок у поле, що спостерігається в даній точці, полів усіх вторинних джерел, охоплюючих апертуру активного елемента.

З рівняння (2.1.6) випливає, що при кожному наступному проході випромінюванням активного елемента функція, що описує розподіл поля випромінювання по перетину пучка, більшою чи меншою мірою, залежно від властивостей активного елемента та резонатора, змінюється. Для встановлення структури поля випромінювання необхідно деяке число

проходів випромінювання по резонатору. Для його оцінки досить розглянути граничний випадок малого числа Френеля резонатора. У цьому випадку в полі, що пройшло через резонатор, відбудеться сильне “перемішування” структури за рахунок дифракції. Це впливає з інтеграла в рівнянні (2.1.6). Він, як відзначалося вище, представляє згортку виразу (2.1.7) і розподілу електромагнітного поля, що отримались на попередньому проході. Функція, яка визначається виразом (2.1.7), така, що основний внесок у поле випромінювання, яке спостерігається в точці з координатами r , роблять вторинні джерела, що знаходяться лише в деякому околі точки r , обумовленої значеннями r_0 і N_ρ . При цьому характерний масштаб Δr , на якому істотно змінюється ядро $k(r, r')$, дорівнює:

$$\Delta r = 4r_0 \sqrt{N_\rho}. \quad (2.1.8)$$

Отже, вторинні джерела, які здійснюють внесок у розподіл поля $\psi_n(r)$ в довільній точці r , займають при малій величині параметри Френеля N_ρ практично всю апертуру активного елемента. Це дозволяє вважати, що структура поля після малого числа проходів випромінювання через активний елемент уже буде відтворюватися. Причому вплив функції $t(r)$, котра описує амплітудно-фазове пропускання активного елемента, якщо тільки вона дрібномасштабна, не впливає занадто на конкретний вигляд структури поля. Відтак поле, що виходить із резонатора, на кожному проході виглядатиме досить простою структурою, пропущеною через фазовий екран. Розподіл поля, випромінювання лазера, буде досить близьким до розподілу, утвореного після одного проходу колімованого пучка через активний елемент. Це означає, що пасивна розбіжність активного елемента є його важливою характеристикою.

Значене торкалося випадку малого значення N_ρ . Якщо величина N_ρ значна, то це означає, що дифракційне “перемішування” відсутнє на одному проході, а проявиться лише після деякого числа проходів $m = \sqrt{N_\rho}/2$. У результаті структура поля набуває фазові неоднорідності, еквівалентні $t^{2m}(r)$, вихідне з лазера випромінювання вже не буде близьким за структурою до колімованого пучка, який однократно пройшов через фазовий екран. Але, оскільки характерний масштаб ядра рівняння (2.1.6) має кореневу залежність від параметра Френеля, то описане відхилення буде спостерігатися лише при досить великих його значеннях.

Оцінимо типові значення параметра N_ρ . Для лазерів на АИГ: Nd^{3+} типові довжини резонаторів перевищують 50 см, що відповідає $N_\rho \leq 50$. Отже число еквівалентних проходів не перевищує трьох, і можна сподіватися, що структура поля генерації досить чітко відтворюватиме

фазові неоднорідності активного елемента. Таке відтворення буде найбільш чітким у припороговій області, коли структура функції $\psi(r)$ стане найпростішою.

Зростання перекачування над порогом приведе до зменшення відтворення структурою поля випромінювання фазових неоднорідностей активного середовища. Це легко зрозуміти, якщо врахувати, що резонатор, описаний рівнянням (2.1.6), має, крім фазового впливу активного елемента, ще і свій ідеальний набір власних типів коливань. Розбіжність випромінювання цих типів мод зростає зі збільшенням їхнього індексу. Перевищення підсиленням граничного рівня сприяє виходу в генерацію мод із усе більш високими індексами. Очевидно з ростом перекачування над порогом генерації розбіжність випромінювання повинна насичуватися з тієї ж причини, що й у випадку ідеального резонатора. Оцінити насичення розбіжності лазерного випромінювання можна тоді коли розбіжність вищої моди перевищуватиме розбіжність, обумовлену фазовою неоднорідністю активного елемента. Це означатиме, що варіації амплітуди і фази цієї моди перевищують варіації, обумовлені неоднорідним елементом. При цьому розбіжність такої моди буде близька до розбіжності відповідної моди ідеального резонатора. Отже насичена розбіжність лазерного випромінювання дорівнюватиме сумі розбіжностей, обумовленої багатомодовістю генерації і отриманням після проходження неоднорідного фазового екрана. Цей висновок легко одержати, якщо зробити перетворення Фур'є рівняння (2.1.6).

Знаючи пасивну розбіжність лазерного елемента, тобто розбіжність колімованого пучка, пропущеного крізь нього, можна прогнозувати структуру поля генерації лазера з таким активним елементом. Підтвердженням правильності цього висновку є дані роботи [3], де для випадку рубінових активних елементів була показана кореляція картин розподілу поля генерації в далекій зоні з відповідними картинами пасивної розбіжності. Однак досліджені кристали рубіна мали велику пасивну розбіжність. У них мало місце перевищення пасивної розбіжності над розбіжністю мод високого індексу. У випадку кристалів АІГ:Nd³⁺ спостерігалася зворотна ситуація, оскільки їхня оптична якість істотно вище.

Типова схема визначення якості робочого тіла лазера наведена на рис. 2.1.1. Основними вузлами установки є тестуюче джерело випромінювання – одномодовий He-Ne-лазер, телескопічна система, коліматор, освітлювач та блок живлення імпульсного лазера типу ЛТИПЧ.

Для виміру пасивної розбіжності активного елемента його розміщують у центральній частині розширеного телескопом випромінювання гелій-неонового лазера, працюючого на моді TEM₀₀ [5]. Випромінювання, пройшовши крізь активний елемент, збирається лінзою з

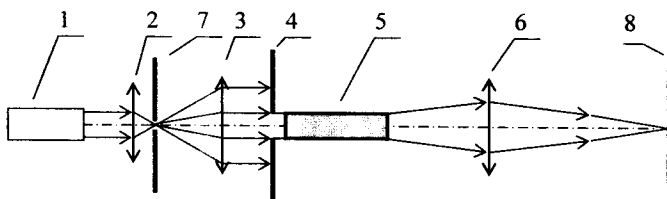


Рис. 2.1.1. Оптична схема установки для аналізу спотворень дифракційної картини на апертурі активного елемента: 1 – одномодовий He–Ne-лазер; 2, 3 – лінзи телескопічної системи; 4 – діафрагма з отвором; 5 – досліджуваний активний елемент; 6 – об’єктив; 7 – обмежуюча діафрагма; 8 – екран.

фокусною відстанню $F=1200$ мм, що здійснює перетворення Фур’є. Для полегшення спостереження дальнопольна картина фотографується зі збільшенням зображення $\sim 3\div 5$ разів. Пасивна розбіжність визначається порівнянням почорнінь на рівні 0,1 від максимальної інтенсивності дальнопольної картини активного елемента і неспотвореної картини Ейрі, одержуваної від отвору, діаметр якого дорівнює діаметру активного елемента. Отримане значення пасивної розбіжності на $\lambda = 633$ нм для приведення його до значення на $\lambda = 1062$ нм треба помножити на коефіцієнт 1,67, оскільки зміна довжини хвилі тестуючого випромінювання призводить тільки до зміни масштабу Фур’є-образу.

Зупинимось ще на одній можливості використання даних за пасивною розбіжністю. Нагадаємо, що при малих перевищеннях порога генерації структура поля визначається пасивною розбіжністю лазерного елемента. Це дозволяє оцінити внесені оптичними неоднорідностями втрати у резонатор. Для їхньої оцінки зверху можна використовувати енергетичний критерій, заснований на обліку збільшення діаметра пучка генерації, обумовленого його розбіжністю. Площа пучка при обході резонатора зростає, і частково переріз випромінювання обрізується апертурною діафрагмою. Визначенні таким способом втрати будуть виражатися наступним чином :

$$\rho^* = \frac{\lambda}{\ell_0} \ln \left(\frac{L\theta}{2r_0} + 1 \right), \quad (2.1.9)$$

де θ – кут розбіжності. Ясно, що ці внесені втрати будуть складатися з іншими втратами резонатора.

Типові картини Ейрі для ідеального робочого тіла та реальних елементів представлені на рис. 2.1.2.

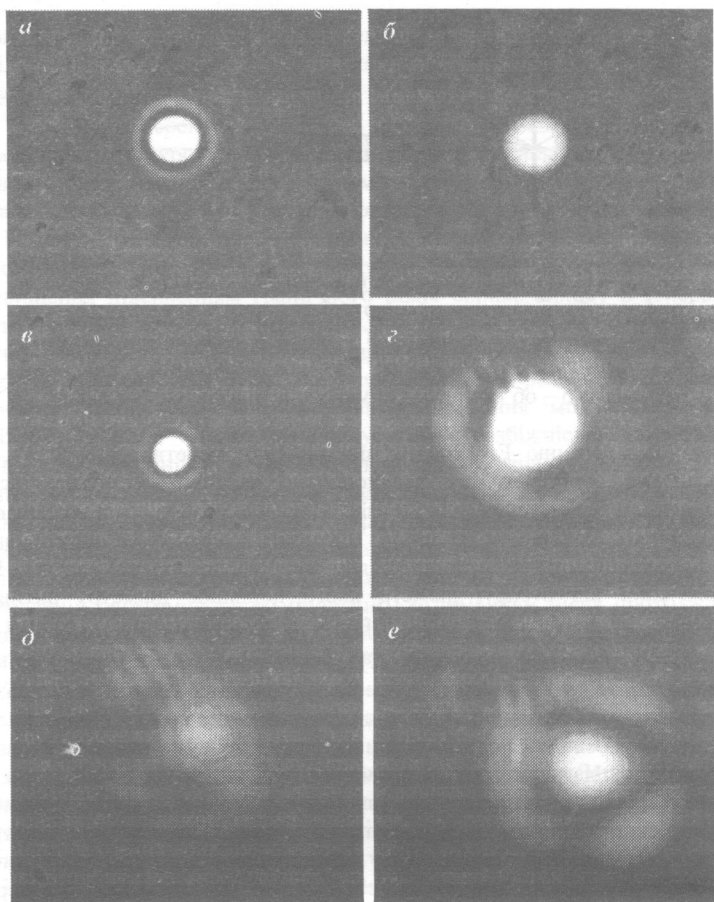


Рис. 2.1.2. Картина Ейрі від круглої діафрагми з діаметром 12мм (а) та картини розподілу поля тестуючого випромінювання після: б – неодимового скла, $\ell=127$ мм і $d=7$ мм; в – неодимового скла, $\ell=259$ мм і $d=14$ мм; з – кристала $\text{YAG:Nd}^{3+}(\text{I})$, $\ell=50$ мм і $d=5$ мм; д – кристала $\text{YAG:Nd}^{3+}(\text{II})$, $\ell=50$ мм і $d=5$ мм; е – кристала синтетичного корунду $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}(\text{I})$, $\ell=120$ мм і $d=8$ мм.

Контрольні питання

1. Які види неоднорідностей характерні для активних елементів твердотільних лазерів?
2. Що мається на увазі під "пасивною" розбіжністю активного елемента?
3. Які фізичні передумови існування кореляції між генераційними і пасивними властивостями активних елементів?
4. Як визначаються втрати, внесені в резонатор оптичними недоскональностями активних елементів?
5. Поясніть оптичну схему установки для аналізу спотворень дифракційної картини на апертурі активного елемента.
6. Який вигляд має дифракційна картинка після якісних чи неоднорідних елементів.

Література

1. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. – 856 с.
3. Даниленко Ю. К., Маненков Н. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. Оптическая однородность кристаллов рубина и ее связь с расходимостью излучения оптических квантовых генераторов // ФТТ. – 1968. – Т. 10, В. 9. – С. 2738 – 2744.
4. Кренер Ю., Соскин М. С., Хижняк А. И. Влияние пассивных параметров кристаллов XlUF: Nd^{3+} на характеристики лазерного излучения // УФЖ. – 1983. – Т. 28, В. 7. – С. 975 – 980.
5. Хижняк А. И., Соскин М. С., Коротков П. А., Петренко Р. А., Недбаев Н. Я. Способ отбора лазерной среды и устройство для его осуществления. А.С. №1254868, СССР, 1988 г.

§ 2.2. ЕЛЕКТРООПТИЧНЕ КЕРУВАННЯ ЛАЗЕРНИМ ПРОМЕНЕМ

Основи теорії

Використання лазерних джерел для передачі інформації суттєво залежить від можливостей схеми модуляції когерентного світла. Методи модуляції лазерного випромінювання поділяються на два класи: методи керування джерелом випромінювання (внутрішня модуляція) і методи безпосереднього впливу на саме випромінювання (зовнішня модуляція). Внутрішню модуляцію зручно застосовувати в роботі з напівпровідниковими лазерами. Для інших лазерних джерел, таких як газові і твердотільні (рубіновий, неодимовий тощо), більш придатною є зовнішня модуляція. Окрім модуляції випромінювання необхідне і керування напрямком розповсюдження оптичного променя – дефлекція випромінювання.

Електрооптичні дефлектори лазерного випромінювання мають широкий діапазон використання: у швидкісних осцилографах, пристроях оптичної пам'яті, для високоточного визначення координат цілей при оптичній локації тощо. Слід відзначити, що електрооптичні дефлектори можуть працювати як у неперервному, так і дискретному режимі. При неперервній дефлекції світловий промінь проходить послідовно всі точки поля відхилення, а при дискретному – займає на ньому тільки деякі позиції. Завдяки неперервній дефлекції ефективно здійснюється дистанційне оптичне осцилографування електричної напруги на високочастотних лініях електропередач, а при дискретній – комутація та каналювання світлових променів.

До модуляторів систем когерентного світла висуваються такі основні вимоги: широкосмуговість, лінійність модуляційної характеристики, великий динамічний діапазон і економічність споживання енергії.

В даний час розроблено багато методів модуляції світлового випромінювання, що використовують акустичний, магнітооптичний і електрооптичний ефекти. Останній виявився найбільш перспективним у плані підвищення частоти модуляції.

Явище електрооптичного ефекту полягає у зміні показника заломлення середовища під дією електричного поля. Ця зміна може бути як першого (лінійний електрооптичний ефект – ефект Погкельса), так і другого (ефект Керра) порядків щодо прикладеного поля.

Ефекти Погкельса або Керра застосовуються в лазерній фізиці і техніці також для модуляції добротності і активної синхронізації мод лазера, системи сканування світлових пучків тощо.

Метою даної роботи є практичне вивчення методів зовнішньої модуляції лазерного випромінювання. На конкретному прикладі модулятора, заснованого на лінійному електрооптичному ефекті в кристалах КДР (KH_2PO_4) та LiNb_3 , розглянуті принципи побудови системи

амплітудної та фазової модуляції світла (більш докладно з цими питаннями можна ознайомитися в монографіях [1, 2, 3]).

При вивченні модуляції світла за допомогою електрооптичного ефекту необхідні знання основ кристалооптики і впливу симетрії кристала на його фізичні властивості [4, 5].

Базові закономірності електрооптичних властивостей анізотропного середовища

Як відомо, у вакуумі та в області прозорості середовища світлові коливання, представляють собою електромагнітні поперечні хвилі, тобто для них вектори електричного – \vec{E} і магнітного – \vec{H} полів хвилі взаємно перпендикулярні й лежать у площині, перпендикулярній до вектора фазової швидкості поширення хвиль \vec{V}_ϕ . Три вектори \vec{E} , \vec{H} , \vec{V}_ϕ складають правогвинтову систему. Якщо у світловому потоці є електромагнітні хвилі з усілякими напрямками коливань векторів \vec{E} і \vec{H} , то таке світло називають неполяризованим чи природним. Світло, у якому вектор \vec{E} , а отже, і вектор \vec{H} має єдиний напрямок, називається лінійно поляризованим.

Фазова швидкість поширення електромагнітної хвилі в середовищі дорівнює:

$$V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{n}, \quad (2.2.1)$$

де c – швидкість світла у вакуумі; ε – відносна діелектрична проникність середовища; μ – відносна магнітна проникність середовища; n – показник заломлення середовища.

При поширенні електромагнітної хвилі в середовищі наводиться електрична – \vec{D} і магнітна – \vec{B} індукції, які визначаються відповідно ε і μ . Для всіх середовищ, крім феромагнетиків, відносна магнітна проникність може бути рівною одиниці, тому $\vec{B} = \mu\vec{H}$ збігається з \vec{H} .

В ізотропному немагнітному середовищі зв'язок між вектором напруженості \vec{E} і вектором індукції \vec{D} подається співвідношенням:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}, \quad (2.2.2)$$

де ε – в даному випадку постійна, що не залежить від напрямку, скалярна величина. Тому вектор \vec{D} збігається за напрямком із вектором \vec{E} . У випадку анізотропного середовища кожний компонент вектора індукції залежить від величини всіх трьох складових електричного поля \vec{E} . Дев'ять коефіцієнтів пропорційності утворюють тензор другого рангу діелектричної проникності анізотропного середовища:

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j \quad (i, j = 1, 2, 3). \quad (2.2.3)$$

Так як фазова швидкість хвилі визначається ε_{ij} , то в анізотропному середовищі залежно від напрямку коливання електричного вектора хвилі

буде мінятися її фазова швидкість та показник заломлення.

Напрямок поширення площини хвильового фронту визначається хвильовим вектором електромагнітної хвилі \vec{k} , абсолютне значення якого дорівнює $k = \omega n/c$ (ω – циклічна частота хвилі). У площині хвильового фронту, тобто в площині, перпендикулярній \vec{k} , розташований вектор індукції \vec{D} і вектор \vec{H} , який співпадає у немагнітному середовищі за напрямком із індукцією \vec{B} . Вектор напруженості електричного поля \vec{E} в анізотропному середовищі не збігається з \vec{D} і утворює деякий кут α (рис. 2.2.1).

Напрямок поширення енергії хвилі визначається променевим вектором \vec{S} , перпендикулярним до площини \vec{E} , \vec{H} , що повернута відносно \vec{D} , \vec{H} на кут α . Загалом в анізотропному середовищі напрямки поширення енергії й хвильового вектора не збігаються. Співпадання має місце тільки в тому випадку, якщо \vec{k} спрямовано вздовж одного з трьох головних напрямків кристала. Густина електричної енергії в анізотропному середовищі матиме вигляд:

$$\rho = \frac{1}{2} \vec{E} \vec{D} = \frac{1}{2} E_i \epsilon_{ij} E_j. \quad (2.2.4)$$

Згідно закону збереження енергії $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$. Тому незалежних компонентів не дев'ять, а шість:

$$2\rho = \epsilon_{xx} E_x^2 + \epsilon_{yy} E_y^2 + \epsilon_{zz} E_z^2 + 2\epsilon_{yz} E_y E_z + 2\epsilon_{xz} E_x E_z + 2\epsilon_{xy} E_x E_y. \quad (2.2.5)$$

Всю сукупність можливих значень діелектричної проникності можна представити за допомогою тривісного еліпсоїда, що описується рівнянням:

$$\frac{x^2}{\epsilon_x^2} + \frac{y^2}{\epsilon_y^2} + \frac{z^2}{\epsilon_z^2} = 1, \quad (2.2.6)$$

де $\epsilon_{xx} = \epsilon_x$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_y$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_z$. Значення діелектричної проникності для будь-якого напрямку виражається довжиною радіус-вектора еліпсоїда, проведеного в цьому напрямку. Величини ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z , які визначають

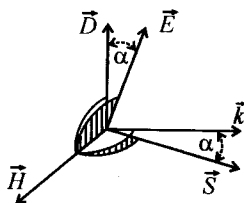


Рис. 2.2.1. Розташування векторів \vec{E} , \vec{D} , \vec{H} в анізотропному середовищі.

довжини вісей еліпсоїда, дорівнюють значенням ε вздовж трьох головних напрямків у кристалі і називаються головними значеннями діелектричної проникності. У системі головних діелектричних вісей вираз (2.2.5) набуває вигляду:

$$2\rho = \varepsilon_x E_x^2 + \varepsilon_y E_y^2 + \varepsilon_z E_z^2. \quad (2.2.7)$$

Якщо формулу (2.2.7) переписати в D -просторі, то:

$$2\rho = \frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z}. \quad (2.2.8)$$

Останнє свідчить про те, що в D -просторі поверхня постійної енергії є еліпсоїдом. Ввівши нові змінні $x_i = D_i / \sqrt{2\rho}$, де $i = x, y, z$, вираз (2.2.8) можна переписати у вигляді:

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1. \quad (2.2.9)$$

Цей еліпсоїд називається оптичною індикатрисою чи еліпсоїдом показників заломлення ($n_i = \sqrt{\varepsilon_i}$). Таким чином, якщо x, y, z – головні вісі кристала, то рівняння оптичної індикатриси має вигляд:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.2.10)$$

Індикатрисі притаманна така важлива властивість. Проведемо з початку координат пряму OR в напрямку хвильового вектора (\vec{k}) електромагнітної хвилі (рис. 2.2.2). Центральний перетин індикатриси, перпендикулярний цій прямій, у загальному випадку має форму еліпса. Довжини піввісей еліпса OA і OB дорівнюють показникам заломлення для двох хвиль, площини поляризації яких паралельні \vec{OA} і \vec{OB} . Вектор індукції в плоскополяризованій хвилі, показник заломлення для якої дорівнює OA , коливається паралельно \vec{OA} . Аналогічно в хвилі, для якої показник заломлення дорівнює OB , вектор \vec{D} коливається паралельно \vec{OB} .

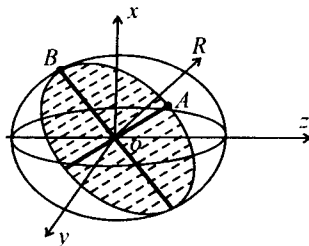


Рис. 2.2.2. Еліпсоїд показника заломлення в одновісному середовищі.

У частинному випадку, якщо хвильовий вектор спрямований вздовж вісі X , показник заломлення дорівнює n_y (для хвилі, поляризованої уздовж вісі Y) і n_z (для хвилі, поляризованої уздовж вісі Z).

Еліпсоїд у загальному випадку може мати два перерізи у формі кола. В напрямках, перпендикулярних цим перетинам, хвилі з будь-якою поляризацією поширюються з однаковою фазовою швидкістю.

Лінія, перпендикулярна круговому перетину еліпсоїда, є оптичною віссю кристала. Оскільки найбільше число кругових перетинів еліпсоїда дорівнює двом, то кристал у загальному випадку може мати дві оптичні вісі.

Конкретний вид еліпсоїда залежить від симетрії кристала. Для кристалографічних сингоній нижчої симетрії (орторомбічної, моноклінної і триклінної) індикатриса є тривісним еліпсоїдом. При цьому кристали мають дві оптичні вісі і називаються двовісними.

Для гексагональних, тетрагональних (до цього класу відносяться кристали АДР – дигідрофосфат амонію $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ і КДР – дигідрофосфат калію KH_2PO_4) і тригональних (ніобат літію LiNbO_3) кристалів індикатриса є еліпсоїдом обертання. У цьому випадку два кругових перетини еліпсоїда збігаються між собою й обидві оптичні вісі зливаються. Такі кристали називаються одновісними. Для них рівняння індикатриса можна записати так:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (2.2.11)$$

Показники заломлення n_o і n_e прийнято називати звичайними і незвичайними відповідно. Їм відповідають звичайна і незвичайна хвилі. Площина, що проходить через оптичну вісь кристала Z і хвильовий вектор (\vec{k}), називається головною площиною (рис. 2.2.3).

Для звичайної хвилі вектор індукції \vec{D} перпендикулярний головній площині (паралельний OA). Хвиля, для якої вектор індукції лежить у

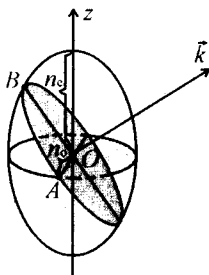


Рис. 2.2.3. Головна площина індикатриса показника заломлення.

головній площині (паралельній OB), називається незвичайною. З рис. 2.2.3 видно, що величина піввісі OA одна і та ж при будь-якому напрямку хвильового вектора. Отже показник заломлення звичайної хвилі не залежить від напрямку поширення світла в кристалі і дорівнює n_o . У той же час показник заломлення для незвичайної хвилі залежить від напрямку хвильового вектора і може приймати будь-яке значення між n_o і n_e .

Якщо $n_o > n_e$, то кристали називаються негативними (до них відносяться кристали АДР, КДР, $LiNb_3$ та ін.), якщо $n_e > n_o$ – позитивними, наприклад, α – кварц, селенід кадмію $CdSe$.

Для кубічних кристалів індикатриса є сферою, бо $n_e = n_o$, тому ці кристали не мають подвійного променезаломлення.

Розглянемо поширення поляризованого випромінювання в кристалічній пластинці. Лінійно-поляризоване світло, падаючи на кристал, дає початок двом когерентним хвилям. Вони поширюються з різною швидкістю і здобувають після проходження через пластинку різницю фаз φ , що залежить від товщини кристалічної пластинки L та різниці показників заломлення променів n_o і n_e :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)L. \quad (2.2.12)$$

Оскільки коливання у цих хвилях взаємно перпендикулярні, то це обумовлює утворення еліптично-поляризованого світла. У точках, що відповідають різним φ , форма і орієнтація еліпсів може бути різною, але інтенсивність світла скрізь однакова. Якщо помістити після кристала поляризатор, він пропустить лише ту складову коливання, що паралельна до його головній площині.

При падінні на кристал розбіжного пучка світла різниця фаз між променями на виході буде дорівнювати:

$$\varphi = \frac{2\pi(n_o - n_e)L}{\lambda \cos\psi}, \quad (2.2.13)$$

де ψ – кут між напрямком поширення променя і нормаллю до граней кристалічної пластинки.

Геометричне місце точок, що відповідають постійній різниці фаз ($\varphi = const$), утворює ізохроматичну поверхню. Для одновісного кристала поверхня ця близька до поверхні гіперboloїда обертання, вісь якого збігається з віссю кристала (рис. 2.2.4). Перетини, цією площиною пластинки є ізохромати (криві сталого кольору).

Якщо платівка вирізана перпендикулярно до оптичної вісі, то ізохромата буде колом. Отже, у випадку плоскопаралельної пластинки після аналізатора буде спостерігатися так звана коноскопічна картина, що складається із системи темних і світлих концентричних кілець, тобто ми будемо мати справу з випадком інтерференції звичайної і незвичайної хвиль, певною мірою аналогічної тому, як виникають смуги рівного



Рис. 2.2.4. Ізохроматична поверхня одновісного кристалу.

нахилу – кільця Ньютона. Концентричні кільця розрізані у двох взаємно перпендикулярних напрямках, обумовлених головною площиною поляризатора й аналізатора. У цих напрямках видно темний хрест при схрещених поляризаторах і світлий – при паралельних (рис. 2.2.5).

Хрест – це область, де відсутня інтерференція. У цих напрямках поширюється одна поляризована хвиля (звичайна чи незвичайна). Для двовісних кристалів вид ізохроматичної поверхні складніший.

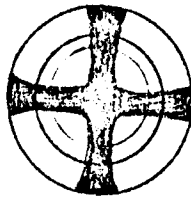


Рис. 2.2.5. Коноскопична картина одновісного кристалу, яка спостерігається перпендикулярно до оптичної вісі.

Лінійний електрооптичний ефект

Ефект Погкельса полягає в деформації еліпсоїда оптичної індикатриси під дією прикладеного до кристала електричного поля. Якщо в якості координатних вісей обрані головні вісі кристалу, то у відсутності електричного поля рівняння індикатрисі визначається формулою (2.2.9). При накладенні електричного поля $\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$ рівняння індикатрисі набуває вигляду:

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{12}xy + 2a_{13}xz + 2a_{23}yz = 1, \quad (2.2.14)$$

де коефіцієнти a_{ik} залежать від поля наступним чином:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{n_x^2} + r_{11}E_x + r_{12}E_y + r_{13}E_z, \\ a_{22} &= \frac{1}{n_y^2} + r_{21}E_x + r_{22}E_y + r_{23}E_z, \\ a_{33} &= \frac{1}{n_z^2} + r_{31}E_x + r_{32}E_y + r_{33}E_z, \\ a_{12} &= r_{61}E_x + r_{62}E_y + r_{63}E_z, \\ a_{13} &= r_{51}E_x + r_{52}E_y + r_{53}E_z, \\ a_{23} &= r_{41}E_x + r_{42}E_y + r_{43}E_z. \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

Коефіцієнти r_{ik} називаються електрооптичними коефіцієнтами і визначаються за допомогою тензора третього рангу r_{ijk} :

$$r_{1k} = r_{11k}; r_{2k} = r_{22k}; r_{3k} = r_{33k}; r_{4k} = r_{23k}; r_{5k} = r_{13k}; r_{6k} = r_{12k}.$$

Тензор r_{ijk} симетричний щодо перестановки індексів ij і тому максимальне число незалежних коефіцієнтів дорівнює 18. Принцип Неймана: кожна компонента тензора описує відповідні макроскопічні фізичні властивості і не повинна змінюватись при перетворенні точкової групи симетрії кристала. Це приводить до того, що число відмінних від нуля і число незалежних електрооптичних коефіцієнтів стає значно меншим.

В одновісному кристалі ніобата літію (LiNbO_3), який належить до кристалографічного класу – $3m$ (C_{3v}) відмінні від нуля компоненти електрооптичного тензора r_{ik} знаходяться у співвідношенні:

$$r_{13} = r_{23}; r_{33}; r_{42} = -r_{51}; r_{22} = -r_{12} = -r_{61}.$$

Використовуючи (2.2.15), одержуємо для оптичної індикатриси ніобата літію вираз:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{31}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z\right)y^2 + \\ &+ \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)z^2 + 2r_{42}E_y yz - 2r_{42}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1. \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

У кристалах, що належать до кристалографічного класу $42m$ D_{2d} (V_d) (до нього відносяться кристали типу КДР), число відмінних від нуля компонентів ще менше – їх всього три, а саме r_{41} , r_{52} , r_{63} , причому $r_{41} = r_{52}$. Рівняння оптичної індикатриси для цього класу кристалів при довільному напрямку електричного поля має вигляд:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy + 2r_{41}(E_x yz + E_y zx) = 1. \quad (2.2.17)$$

Розглянемо останній випадок докладніше. Нехай поле прикладене вздовж оптичної вісі кристала (вісь z), тобто $E_x = E_y = 0$, $E_z \neq 0$. Можна показати, що при цьому оптична індикатриса представляє собою тривісний еліпсоїд, рівняння якого описується формулою (2.2.10) у системі координат X', Y', Z' поверненої щодо старої системи на кут 45° у площині $X'Y'$.

Дійсно, якщо ввести нову систему координат:

$$x = x' \cos \xi - y' \sin \xi,$$

$$y = x' \sin \xi + y' \cos \xi,$$

$$z = z',$$

то в штриховій системі:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_o^2}(x'^2 + y'^2) + \frac{z'^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z[x'^2 \sin \xi \cos \xi - \\ - x'y'(\sin^2 \xi - \cos^2 \xi) - y'^2 \cos \xi \sin \xi] = 1. \end{aligned} \quad (2.2.17')$$

Кут ξ підбирають таким чином, щоб член:

$$x'y'(\sin^2 \xi - \cos^2 \xi) = -x'y' \cos 2\xi = 0,$$

тобто $\xi = 45^\circ$.

Таким чином при $\xi = 45^\circ$ рівняння (2.2.17') матиме вигляд:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z \right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z \right) y'^2 + \frac{z'^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.2.17'')$$

і кристал стає двовісним (рис. 2.2.6).

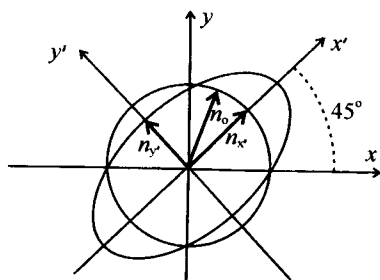


Рис. 2.2.6. Утворення двовісного кристала під дією зовнішнього електричного поля.

Показники заломлення вздовж нових вісей рівні:

$$n_{x'} = \frac{1}{\sqrt{1/n_0^2 + r_{63}E_z}} \cong n_0 - \frac{1}{2n_0^3 r_{63}E_z} = n_0 - \Delta n, \quad (2.2.18')$$

$$n_{y'} = \frac{1}{\sqrt{1/n_0^2 - r_{63}E_z}} \cong n_0 + \frac{1}{2n_0^3 r_{63}E_z} = n_0 + \Delta n. \quad (2.2.18'')$$

У наближенні $n_0 \gg r_{63}E_z$,

$$n_{z'} = n_e. \quad (2.2.18''')$$

Якщо на такий кристал падає плоска лінійно-поляризована, світлова хвиля, то вона породжує в кристалі дві когерентні хвилі, що мають взаємно перпендикулярну поляризацію і поширюється з різною фазовою швидкістю, у всіх напрямках крім напрямків X та Y . Після проходження пластинки з товщиною L , між хвилями з'явиться різниця фаз, яка обробується за формулою (2.2.12).

При поширенні хвилі вздовж вісі X' , різниця ходу звичайного і незвичайного променів у кристалі складає:

$$\Delta x' = (n_{y'} - n_{z'})L = L(n_0 - n_e - \Delta n). \quad (2.2.19)$$

Аналогічно у випадку поширення хвилі уздовж вісі Y' :

$$\Delta y' = (n_{x'} - n_{z'})L = L(n_0 - n_e + \Delta n) \quad (2.2.20)$$

і уздовж вісі Z' :

$$\Delta z' = (n_{x'} - n_{y'})L = L2\Delta n. \quad (2.2.21)$$

За умови поширення світла вздовж вісей X' чи Y' , залежна від зовнішнього поля E_z різниця ходу дорівнює $L\Delta n$. У той же час при напрямку хвильового вектора уздовж вісі Z' різниця ходу вдвічі більша. Тому доцільніше направляти лазерний промінь уздовж прикладеного поля E_z , тобто використовувати повздовжній електрооптичний ефект. Таким чином, при накладанні поля вздовж вісі Z' ($E_z \neq 0$) і поляризації світлового випромінювання вздовж вісі X' при проходженні шляху L одержуємо набіг фази:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_0)L = \pi n_0^3 r_{63} \frac{EL}{\lambda} \quad (2.2.22)$$

відносно фази падаючого випромінювання.

Оскільки $EL = V$ – напруга прикладена до кристала, то φ залежить від величини V .

У випадку світла, поляризованого уздовж X' , в кристалі виникають дві ортогональні поляризовані хвилі з однаковими амплітудами, але різними фазовими швидкостями $v_{x'}$ і $v_{y'}$. Тому при поширенні в кристалі між ними виникає різниця фаз, яка рівна:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})L = \frac{2\pi}{\lambda}n_0^3 r_{63}V. \quad (2.2.23)$$

На виході з кристала світло стає еліптично поляризованим, причому

величина його ексцентриситету залежить від φ . Тож при зміні V буде змінюватися φ і відповідно поляризація світла. Розташовуючи після кристала аналізатор так, щоб площина поляризації аналізатора і падаючого на кристал світла були взаємно перпендикулярні, на виході одержимо амплітудно-модульований сигнал з інтенсивністю:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (2.2.24)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла.

Поле, при якому $\varphi = \pi$, називається півхвильовим, зокрема, в даній геометрії досліду:

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}}, \quad (2.2.25)$$

що є важливою характеристикою матеріалу.

Якщо напрямок прикладеного поля і поширення світлового променя збігаються, то такий випадок називається повздовжнім електрооптичним ефектом; якщо ж вони взаємно перпендикулярні, то – поперечним.

Розглянемо випадок $E_x \neq 0, E_y = E_z = 0$ (якщо $E_y \neq 0, E_x = E_z = 0$ результати будуть аналогічними в силу того, що $n_x = n_y = n_o$ і $r_{41} = r_{52}$). При цьому в формулі (17) буде міститися лише один перехресний член, пропорційний yz , з чого випливає збіг головної вісі еліпсоїда показників заломлення в електричному полі X' з кристалографічною віссю X . Щоб знайти кут повороту еліпса в цій площині, необхідно зробити перехід від системи координат Y, Z до системи координат Y', Z' , тобто:

$$y = -z' \sin \xi + y' \cos \xi,$$

$$z = z' \cos \xi + y' \sin \xi$$

і знайти рівняння еліпса в нових змінних. Прирівнюючи до нуля коефіцієнт при перехресному члені $y'z'$, одержуємо співвідношення, що визначає кут повороту еліпса щодо старої системи YZ , який дорівнює:

$$\operatorname{tg} 2\xi = -\frac{2r_{41}E_x}{n_e^{-2} - n_o^{-2}}. \quad (2.2.26)$$

На відміну від випадку $E_z \neq 0$, кут повороту залежить від напруженості поля E і три нових показники заломлення будуть рівні:

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o, \\ n_{y'} &= n_o + \frac{1}{2} \frac{r_{41}^2 E_x^2 n_o^3}{n_e^{-2} - n_o^{-2}}, \\ n_{z'} &= n_o - \frac{1}{2} \frac{r_{41}^2 E_x^2 n_o^3}{n_e^{-2} - n_o^{-2}}. \end{aligned} \quad (2.2.27)$$

Отже як і в попередньому випадку, найбільш керовану зовнішнім електричним полем різницю ходу двох променів, що поширюються в

кристалі, можна одержати, якщо використовувати повздовжній електрооптичний ефект. Відмінність тут пов'язана з тим, що раніше, у відсутності зовнішнього поля, промінь поширювався в одновісному кристалі вздовж оптичної вісі і природне подвійне променезаломлення було відсутнє. Тепер навіть за відсутності поля має місце запізнювання одного променя відносно іншого, тож потрібно прибрати другий промінь.

При $E_x \neq 0$ і поширенні променя вздовж вісі X зсув фаз складатиметься з двох частин: φ_0 – некерованої зовнішнім полем (обумовленої природним двоприменезаломленням) і $\varphi_{кр}$ – керованої (обумовленої повздовжнім лінійним електрооптичним ефектом):

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{y'} - n_{z'})L = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_o - n_e) + \frac{\pi L}{\lambda} \frac{n_o^3 - n_e^3}{n_e^{-2} - n_o^{-2}} r_{41}^2 E_x^2. \quad (2.2.28)$$

Використання електрооптичного ефекту для модуляції світла

Зсув фаз, що набігає між двома хвилями взаємно перпендикулярної поляризації після проходження кристалічної пластинки, приводить до того, що падаюче на кристал лінійно-поляризоване світло стає еліптично поляризованим. Збільшуючи чи зменшуючи цей набіг фаз за допомогою прикладання до кристала зовнішнього електричного поля, ми змінюємо форму й орієнтацію еліпса, тобто здійснюємо модуляцію світла за поляризацією при незмінній інтенсивності світла (рис. 2.2.7).

Для одержання модуляції інтенсивності світла необхідно після кристала помістити аналізатор. Якщо він схрещений із поляризатором (чи напрямком поляризації падаючої хвилі), то інтенсивність на виході дорівнює:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{1}{2}(\varphi_0 + \varphi_{кр}), \quad (2.2.24')$$

де I_0 – максимальна інтенсивність прохідного світла, φ_0 – природний зсув

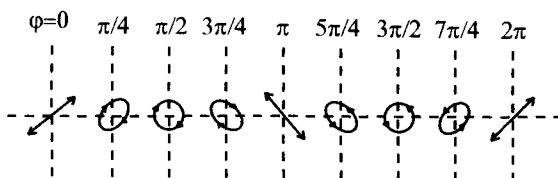


Рис. 2.2.7. Форми еліптичної поляризації, яка виникає при зсуві фаз між двома хвилями взаємно перпендикулярної поляризації.

фази, а $\varphi_{кр}$ – зсув фази, наведений керуючим полем.

Залежність інтенсивності світла від керуючої напруги $V = Ed$ (d – розмір кристала уздовж прикладеного зовнішнього поля) відображена на рис. 2.2.8.

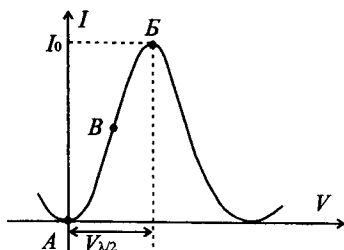


Рис. 2.2.8. Залежність відносної інтенсивності від керуючої напруги прикладеної на кристал.

При зміні початкового зсуву фаз φ_0 крива зміщується паралельно вісі абсцис. Таким чином, можна встановити робочу точку модулятора. Наприклад, точка B відповідає лінійній ділянці характеристики, а A й B – нелінійній.

Для зміни інтенсивності світла від нуля до максимального значення необхідно прикласти до кристала таку напругу (напівхвильова напруга, рис. 2.2.8), при якій створена електрооптичним ефектом різниця ходу між звичайними і незвичайними променями буде дорівнювати $\lambda/2$. Зокрема, для поперечного електрооптичного ефекту в КДР:

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{2r_{63}n_o^3L}. \quad (2.2.28')$$

Вибір робочої точки може здійснюватися не тільки зміною $\varphi_0 = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_o - n_e)$, але і шляхом прикладання до кристалу відповідної керуючої напруги V_1 , а саме:

$$V = V_1 + V_2 \sin \Omega t, \quad (2.2.29)$$

де Ω – частота модуляції, V_2 – амплітуда змінної керуючої напруги. Інтенсивність прохідного світла знайдемо, підставляючи (2.2.29) у (2.2.24') та враховуючи (2.2.18) і (2.2.20):

$$I = I_0 \sin^2 \left[\frac{1}{2}(\varphi_0 + \gamma V_1) + \frac{1}{2}\gamma V_2 \sin \Omega t \right]. \quad (2.2.30)$$

Тут величина γ для поперечного електрооптичного ефекту дорівнює:

$$\gamma = \frac{2\pi L}{\lambda d} n_0^3 r_{63} . \quad (2.2.31)$$

Якщо під час відсутності змінної напруги ($V_2 = 0$) робоча точка модулятора знаходиться в точці A характеристики, тобто $\frac{1}{2}(\varphi_0 + \gamma V_1) = j\pi$ (j – ціле число), то (вважаючи тут і далі, що $V_2 \ll V_1$) отримуємо:

$$I \cong \frac{1}{8} I_0 (\gamma V_2)^2 (1 - \cos 2\Omega t) . \quad (2.2.32)$$

Таким чином у точці A здійснюється модуляція інтенсивності світла з подвоєною частотою. Така ж модуляція відбувається й у точці B , яка отримується при $\frac{1}{2}(\varphi_0 + \gamma V_1) = \frac{\pi}{2} + j\pi$.

Лінійна ділянка характеристики визначається умовою $\frac{1}{2}(\varphi_0 + \gamma V_1) = \frac{\pi}{4} + j\frac{\pi}{2}$. Інтенсивність світла на виході дорівнює:

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \gamma V_2 \sin \Omega t) . \quad (2.2.33)$$

Модуляція випромінювання відбувається з частотою прикладеної до кристала напруги.

Відмітимо, що глибина амплітудної модуляції, яка здійснюється за допомогою зовнішнього модулятора, згідно визначення дорівнює:

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}} , \text{ а коефіцієнт амплітудної модуляції } - m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} .$$

Інтенсивність сигналу змінюється біля рівня A на величину $\pm mA$ (рис. 2.2.9)

Отже $m = \gamma V_2$, $A = I_0/2$. Відстань від максимального до мінімального позитивного значення інтенсивності сигналу дорівнює $2mA$.

При модуляції сигналу зовнішніми засобами його величина змінюється від максимуму до мінімуму. При цьому формула (2.2.33)

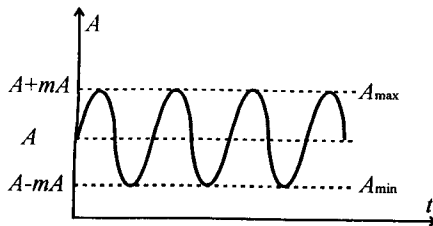


Рис. 2.2.9. Амплітуда зміни сигналу під дією зовнішнього модулятора.

набуває вигляду:

$$I = I_{\max} \left[1 - M \sin^2 \left(\frac{\Omega t}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (2.2.33')$$

де $I_{\max} = I_0(1 + \gamma V_0)/2$. Легко знайти зв'язок між глибиною модуляції і коефіцієнтом амплітудної модуляції, а саме:

$$M = \frac{2m}{1+m}. \quad (2.2.34)$$

По змінним складовим інтенсивності промодульованого випромінювання можна визначити значення електрооптичних констант використовуваного кристала. Змінні складові в точках *A* та *B* для КДР відповідно рівні:

$$I_{2\Omega} = \frac{1}{8} I_0 (\gamma V_2)^2, \quad I_{\Omega} = \frac{1}{2} I_0 \gamma V_2, \quad (2.2.35)$$

звідки одержуємо:

$$r_{63} = \frac{\lambda d \sqrt{2I_{2\Omega}}}{\pi n_o^3 L V_2}, \quad r_{63} = \frac{\lambda d I_{\Omega}}{\pi n_o^3 L V_2 I_0}. \quad (2.2.36)$$

У випадку LiNbO_3 при $E_x = E_y = 0, E_z \neq 0$ (2.2.16) має вигляд:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) z^2 = 1. \quad (2.2.37)$$

У цьому випадку, як бачимо, кристал залишається одновісним і орієнтація оптичної вісі його не змінюється. Однак показники заломлення міняються, а саме:

$$n_x = n_y = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z, \quad (2.2.38)$$

$$n_z = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z.$$

Якщо світло буде поширюватися уздовж оптичної вісі (поздовжній ефект), то:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} n_o^3 r_{13} V \quad (2.2.39)$$

і при цьому фаза не залежить від поляризації світла.

Коли ж світло поширюється перпендикулярно до оптичної вісі, то фаза залежить від поляризації світла. При поляризації світла під кутом 45° до оптичної вісі:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(n_o - n_e) + \frac{1}{2} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_z \right] L = \varphi_0 - \varphi', \quad (2.2.40)$$

де перший доданок φ_0 – природне двопроневе заломлення, а φ' – запізнювання по фазі звичайного і незвичайного променів в залежності від поля E_z , що прикладається, і довжини кристала L . При поляризації паралельно до оптичної вісі:

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_e^3 E_z L \quad (2.2.41)$$

і перпендикулярно оптичної вісі:

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} r_{13} n_o^3 E_z L . \quad (2.2.42)$$

Слід зазначити, що при паралельній і перпендикулярній орієнтаціях є тільки один промінь і тому площина поляризації не обертається, тобто амплітудна модуляція відсутня, а має місце тільки фазова затримка.

Напівхвильова напруга при 45° орієнтації, згідно (2.2.40), дорівнює:

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 n_3) L} . \quad (2.2.43)$$

Установка для здійснення електрооптичного керування лазерного променя

Принципова блок-схема установки для отримання електрооптичної модуляції та визначення електрооптичних коефіцієнтів кристалів показана на рис. 2.2.10.

Джерелом світла є лазер ЛГ-56 (Л), що генерує лінійно поляризоване світло з довжиною хвилі 632,8 нм, М – кристал модулятора, А – аналізатор.

Електричне поле подається на кристал за допомогою металевих електродів, на які заводиться як постійна (від джерела живлення типу УИП-1) так і змінна (від звукового генератора ГЗ-33) електрична напруга. Вимірювання інтенсивності лазерного випромінювання здійснюється за допомогою ФЕП і осцилографа (ОС). Аналізатор (А) може повертатися в нерухомому кільці на будь-який кут. Всі оптичні елементи закріплюються на швелері. Відповідно до завдання дослідження здійснюються юстування оптичної системи, контрольні тести роботи установки і цикл вимірів. По коноскопичних картинах визначається зріз електрооптичного кристала.

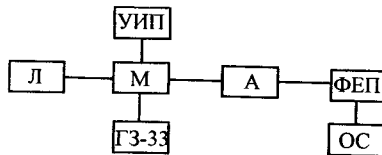


Рис. 2.2.10. Схема установки для отримання електрооптичної модуляції світла: Л – лазер; М – електрооптичний модулятор; А – аналізатор; УИП – джерело живлення; ГЗ-33 – звуковий генератор; ФЕП – детектор; ОС – візуалізатор.

Контрольні питання.

1. Які типи модуляторів застосовуються для керування лазерним випромінюванням?
2. Які фізичні закони лежать в основі електрооптичної модуляції світла?
3. Що описує оптична індикатриса і які вона має властивості?
4. Що називається оптичною віссю кристала?
5. Що характеризують коноскопічні картини?
6. Від чого залежить число відмінних від нуля електрооптичних коефіцієнтів?
7. Що характеризує напівхвильову напругу?
8. Яка схема й основні елементи установки по виміру електрооптичних коефіцієнтів?
9. Як вимірюється напівхвильова напруга?
10. Як визначається глибина амплітудної модуляції і коефіцієнт амплітудної модуляції?
11. Як визначається фазова модуляція?

Література

1. Гриб Б. Н., Кондиленко И. И., Коротков П. А., Цященко Ю. П. Электрооптические дефлекторы света. – Киев.: Техніка, 1980. – 208 с.
2. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве. - М.: Сов. радио, 1977. – 272 с.
3. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методи модуляції и сканирования света. – М.: Наука, 1970. – 296 с.
4. Борн М., Вольф С. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
5. Най Дж. Физические свойства кристаллов. – М.: Мир, 1967. – 385 с.

§ 2.3. ВИМІРЮВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРІВ

Одним з ключових параметрів лазера є його енергетичні характеристики, які у режимі вільної генерації умовно розділяють на низькі рівні енергії та потужності до 1 Дж і 0,1 Вт, середні – до 100 Дж і 100 Вт та великі – більші, ніж 100 Дж і 100 Вт.

Спектральний діапазон генерації лазерів охоплює усю оптичну область від УФ до далекого ІЧ, переходячи навіть в область субміліметрових довжин хвиль. При цьому для вимірювання енергетичних параметрів лазерів найпоширенішими методами є калориметричний та фотоелектричний.

Калориметричний метод

При калориметричних вимірюваннях потужності та енергії лазера треба враховувати, що оптичне випромінювання може викликати руйнування поглинаючого середовища (навантаження). Особливо це стосується поглинання, яке відбувається в тонкому поверхневому шарі. При наявності такого руйнування частина енергії світла йде не на нагрівання, а на фазове перетворення, що суттєво впливає на похибки вимірювання. В якості навантаження при калориметричних вимірюваннях використовуються моделі абсолютно чорного тіла, у більшості випадків у вигляді конусів з дифузними стінками.

Теплові процеси в калориметрі описуються рівнянням теплопровідності, яке при рівномірному розподілі джерела тепла по всій масі навантаження має вигляд:

$$C \frac{dT(t)}{dt} + \alpha T(t) = \varepsilon P(t), \quad (2.3.1)$$

де C – теплоємність матеріалу навантаження; α – коефіцієнт теплообміну із зовнішнім середовищем; ε – коефіцієнт поглинання світла навантаженням; T – різниця температур навантаження і зовнішнього середовища; P – оптична потужність променя.

Перший доданок у лівій частині (2.3.1) визначає нагрів навантаження, а другий – вихід тепла у зовнішнє середовище. Розв'язком рівняння (2.3.1) при сталій діючій потужності P_0 за початкової умови $T(0)=0$ є:

$$T(t) = \frac{\varepsilon P_0}{\alpha} \left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_n}\right] \right), \quad (2.3.2)$$

де $\tau_n = \frac{C}{\alpha}$ – стала часу навантаження.

Для стаціонарного стану, коли $t \rightarrow \infty$, встановлюється динамічна

рівновага між енергією, що надходить від джерела випромінювання, і її втратами внаслідок контактування з зовнішнім середовищем. Стационарна різниця T_0 температури навантаження і середовища буде пропорційною потужності, що надходить від джерела випромінювання, і обернено пропорційна коефіцієнту теплообміну із зовнішнім середовищем:

$$T_0 = \frac{\varepsilon P_0}{\alpha}. \quad (2.3.3)$$

При дії на навантаження лазерного імпульсу з потужністю P_i та тривалістю τ_i , значно меншою сталої часу навантаження τ_n , з (2.3.2) отримаємо значення максимальної різниці температур навантаження і середовища на момент завершення імпульсу:

$$T_{\max} = \frac{\varepsilon P_i}{\alpha} \left(1 - \exp\left\{ -\frac{\tau_i}{\tau_n} \right\} \right).$$

Оскільки $\tau_i \ll \tau_n$, то маємо:

$$T_{\max} = \frac{\varepsilon P_i}{\alpha} \cdot \frac{\tau_i}{\tau_n} = \frac{\varepsilon E}{C}, \quad (2.3.4)$$

де $E = P_i \tau_i$ – енергія лазерного імпульсу випромінювання.

Співвідношення (2.3.4) справедливе для імпульсу довільної форми. Необхідно тільки, щоб його тривалість була значно меншою сталої часу навантаження.

Зрозуміло, що при вимірюванні енергетичних характеристик лазера калориметричним методом необхідно забезпечити гарне поглинання навантаженням енергії випромінювання. Досить широко в промислових приладах в якості навантаження використовується модель абсолютно чорного тіла у вигляді конуса з діафрагмою (рис. 2.3.1). Внутрішня поверхня конуса є дифузно розсіюючою з маленьким коефіцієнтом відбиття.

У конус може потрапляти промінь світла діаметром набагато (~50 разів) меншим діаметра основи конуса ($2r$). У такому випадку початково освітленою променем виявляється лише незначна ділянка його внутрішньої поверхні. Частина випромінювання відбивається та розсіюється. Якщо поверхня є ідеально дифузною, то індикатриса відбитого та розсіяного випромінювання має форму круга. Певна частина випромінювання після відбиття покине конус, інша – знову розсіюватиметься.

Аналіз розрахунків коефіцієнта поглинання конуса для вузького променя світла веде до наступних висновків:

1. Найбільший коефіцієнт поглинання буде тоді, коли промінь падає на вершину конуса. При зміщенні променя до краю конуса коефіцієнт поглинання зменшується. Якщо вісь променя не паралельна вісі конуса,

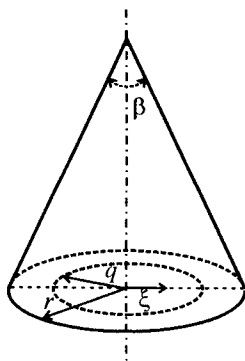


Рис. 2.3.1. Конусна модель абсолютно чорного тіла (з діафрагмою в основі конуса): q – радіус діафрагми з дифузним коефіцієнтом відбиття, що дорівнює одиниці; r – діаметр робочого конуса з дифузним коефіцієнтом відбиття R ; ξ – координата входу променя світла у конус.

коефіцієнт поглинання теж зменшується.

Для місць попадання променя біля вершини конуса коефіцієнт поглинання слабо змінюється й тільки поблизу його основи він різко зменшується, бо значна кількість енергії променя після першого відбиття виходить з конуса.

2. Для вісьових променів світла радіусом ρ коефіцієнт поглинання конуса має максимальне значення при малих ρ .

Визначення параметрів коефіцієнта поглинання конусної моделі абсолютно чорного тіла від умов входу та параметрів світлового променя виконується на установці, блок-схема якої наведена на рис. 2.3.2.

Дослідження проводяться в наступному порядку. Спочатку отримується залежність сигналу індикатора 6 від кута входження променя лазера 1 у конус 5. Кут виставляється за допомогою гоніометра 7, на якому розташовується конус. Всі виміри індикатора нормуються на відліки фотовимірювача 3. Потім аналогічний цикл вимірювань виконується при зміщенні конуса за фіксованого кута входу відносно оптичної вісі установки.

За допомогою телескопа 4 проводяться аналогічні дослідження для різних діаметрів оптичного променя, а також кута його розбіжності.

Для дослідження використовується лазер неперервної (He-Ne) та імпульсної (YAG:Nd³⁺ або рубін) дії в режимі вільної генерації та

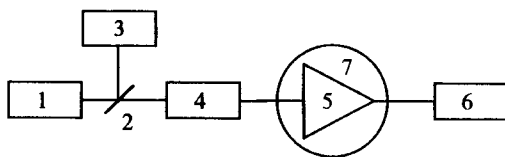


Рис. 2.3.2. Схема установки для визначення коефіцієнта поглинання конуса: 1 – лазер; 2 – оптичний подільник; 3 – фотовимірювач енергії світлового випромінювання; 4 – телескоп; 5 – досліджуваний конус; 6 – калориметричний індикатор (ИМО-2); 7 – гоніометр.

модуляції добротності.

За отриманими результатами будується графік, визначаються похибки і формулюються вимоги щодо оптимальної експлуатації конуса для визначення енергії лазера.

Треба звернути увагу на те, що поглинання енергії випромінювання конусом викликає підвищення його температури. При цьому частина розсіяної енергії в конусі виходить у зовнішнє середовище і є енергією теплових втрат. Якби теплові втрати були однакові при поглинанні енергії променя та калібровці калориметра, то вони б не викликали похибки при вимірюванні. Однак вони змінюються при влученні променя в різні місця навантаження (конуса), що обов'язково викликає похибку. Це так звана нееквівалентність теплових втрат. Похибка зменщується при використанні матеріалів із високою теплопровідністю, які забезпечують швидке вирівнювання температури по конусу.

Якщо застосувати конусне навантаження з діаметром у декілька разів меншим висоти конуса та при значній інерційності приймача, то нееквівалентність теплових втрат буде викликатись головним чином нерівномірністю нагріву конуса по його довжині. Цю залежність можна врахувати, досліджуючи зміни показань індикатора від діаметра променя, що йде по вісі конуса, та місця попадання вузького променя при сталій потужності випромінювання. Саме нееквівалентні втрати дають найбільшу похибку калориметричного вимірювання оптичної енергії.

Ємнісний фотоелектричний метод

При вимірюванні параметрів імпульсного випромінювання широко застосовується ємнісний фотоелектричний метод. В якості приймача в цьому методі використовують вакуумні фотоелементи, фотопомножувачі, фотодіоди. Типова функціональна електрична схема ємнісного фотоелектричного методу представлена на рис. 2.3.3.

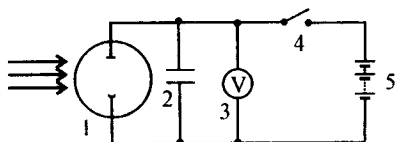


Рис. 2.3.3. Функціональна схема реалізації ємнісного фотоелектричного методу виміру імпульсних енергетичних параметрів лазера: 1 – вакуумний фотоеlement; 2 – ємність; 3 – електростатичний вольтметр; 4 – ключ, 5 – джерело живлення.

Принцип роботи ємнісного методу такий. Ємність 2 заряджається від джерела живлення 5 до напруги ΔU при замкненому ключі 4. Перед вимірюванням джерело живлення відключається – ключ 4 вимикається. Під час опромінення фотокатода імпульсом світла крізь фотоеlement потече струм $i(t)$, відповідно, з ємності C (2) стече заряд q . Цей заряд дорівнює інтегралу від фотоструму за час дії світлового імпульсу:

$$q = \int_0^{\tau_i} i(t) dt,$$

де τ_i – тривалість світлового імпульсу. Для визначення заряду q використовується електростатичний вольтметр або, і це краще, цифровий вольтметр, яким вимірюється різниця напруги на ємності до і після дії світлового імпульсу. Таким чином, визначаючи величину зменшення заряду з ємності 2, маємо:

$$q = C \Delta U = \int_0^{\tau_i} i(t) dt.$$

При лінійній залежності $i(t)$ від інтенсивності падаючого світла I отримуємо:

$$i = rI,$$

де r – чутливість фотоеlementa. Якщо енергія імпульсу світла E , то:

$$E = \int_0^{\tau_i} I(t) dt = \frac{1}{r} \int_0^{\tau_i} i(t) dt = \frac{c}{r} \Delta U.$$

Таким чином, зміна напруги на конденсаторі C за час дії світлового імпульсу прямо пропорційна його енергії. Зрозуміло, треба працювати на лінійній ділянці характеристики детектора, запобігаючи його насиченню. Це забезпечується відповідними градуйованими нейтральними фільтрами або використанням дифузно-розсіювальної поверхні. При застосуванні декількох фільтрів разом треба мати на увазі, що розрахунок пропускання фільтрів виконується з врахуванням коефіцієнта відбиття. У випадку

застосування дифузно-розсіювальних поверхонь треба враховувати, що відстань від приймача до розсіювальної поверхні повинна бути значно більшою (~10 разів) розмірів світлової плями на відбивачеві. Якщо енергія світла дуже висока (~10 Дж), то збільшуючи відстань між детектором і дифузною поверхнею завжди можна вийти на лінійну характеристику приймача.

Відмітимо, що треба вимогливо підходити до вибору вимірювального вольтметра З (рис. 2.3.3), враховуючи лінійність його характеристики та інерційність, особливо у випадку вимірювань для серії світлових імпульсів, які йдуть із достатньо високою частотою. У таких випадках перевагу мають цифрові вольтметри або аналого-цифрові перетворювачі, які дають змогу реалізувати схеми для вимірювання не тільки енергії світлового імпульсу, а і максимальної "миттєвої" потужності.

Чутливість вакуумних фотоелементів, що часто використовуюються як фотоприймачі, $\sim 40 \text{ мкА} \cdot \text{лм}^{-1}$ (детектор R6350). Однак треба пам'ятати, що при тривалому опромінюванні фотодетектора чутливість його може зменшуватися. Інерційність приймачів із зовнішнім фотоелементом $\sim 10^{-11}$ с. Вона визначається головним чином конструктивними обмеженнями і часом прольоту електронів; інерційність фотоемісії $\sim 10^{-12}$ с зазвичай не є обмежуючим фактором.

Суттєві недоліки фотоелектричних детекторів - вузький спектральний діапазон чутливості, значна залежність чутливості всередині цього діапазону від довжини хвилі випромінювання, а також істотна нерівномірність зонної характеристики $\sim 5 \div 20\%$. Крім того приймальна поверхня фотокатода досить не стійка до значної інтенсивності випромінювання й може бути легко зіпсована оптичним сигналом. За цим треба уважно слідкувати.

Типова лабораторна електрична схема для реалізації ємнісного методу визначення енергетичних параметрів лазерного випромінювання представлена на рис. 2.3.4.

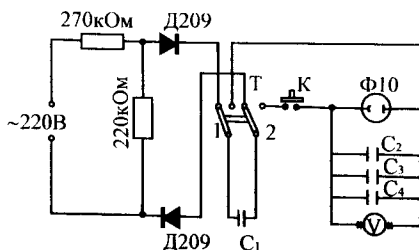


Рис. 2.3.4. Електрична схема з фотоелементом Ф-10.

У приймальній частині схеми використовується фотоелемент Ф-10 з торцевим оптичним входом та сурм'яно-калієво-натрієво-цезієвим фотокатодом. Останній призначений для роботи у вимірювальних схемах широкого застосування. Область його спектральної чутливості $360 \div 850$ нм. Світлова чутливість фотокатода не менша, ніж 80 мкА/лм, а спектральна - порядку 10 мкА/мВт на довжині хвилі випромінювання $\lambda = 750$ нм

При роботі з фотоелементом необхідне ослаблення енергії випромінювання лазера до 10^{-3} Дж (максимальне значення енергії), що здійснюється, як правило, нейтральними світлофільтрами.

Для виміру енергії випромінювання лазера необхідно тумблер T поставити в положення 1, у якому відбувається заряд допоміжної ємності C_1 . При перемиканні тумблера T в положення 2 відбувається відключення ємності C_1 від мережі і підключення її до вимірювальної частини схеми. Для зручності проведення вимірів у схемі стоїть кнопка K , за допомогою якої відбувається перерозподіл заряду ємності C_1 на робочі ємності C_2, C_3, C_4 , після чого допоміжна ємність C_1 відключається від вимірювальної системи перемиканням тумблера T у положення 1. Відмітивши напругу U_1 , яку показує вольтметр, необхідно натиснути кнопку "Підпал" на пульті керування лазером. Під дією лазерного випромінювання відбувається розряд робочих ємностей вимірювального приладу до напруги U_2 . Різниця між U_1 і U_2 дає шукану величину ΔU , яка визначає енергію лазерного випромінювання.

Для проведення досліджень підготуйте неодимовий лазер (YAG: Nd³⁺) до роботи згідно інструкції по експлуатації. Перевіривши, готовність установки до вимірів, проведіть дослідження залежності інтенсивності випромінювання лазера від порогового рівня до трикратного перевищення порогу в режимах роботи: вільна генерація та модуляції добротності; визначте коефіцієнт корисної дії η лазера – відношення енергії, отриманої в імпульсі (E_r), до енергії накачування (E_n). Змінюючи напругу накачування, визначте залежність $E_r = f(E_n)$ і $\eta = f(E_n)$.

Значення енергії накачування визначається за формулою:

$$E_n = CU^2 / 2,$$

де U – напруга на конденсаторах, C – ємність батареї конденсаторів, що живлять лампу накачки робочого тіла лазера. Коефіцієнт корисної дії лазера:

$$\eta = \frac{2E_r}{CU^2}.$$

Контрольні питання

1. Які методи вимірів застосовуються для визначення енергетичних

характеристик лазера?

2. Яка фізична суть ємнісного методу вимірювання енергії?
3. Які фізичні явища використовують у фотоелектричних приймачах?
4. Що таке нееквівалентні втрати та як вони вимірюються?
5. Які існують похибки при калориметричних вимірах енергії випромінювання?
6. При яких режимах роботи лазера не слід застосовувати калориметричний метод виміру енергетичних лазерних характеристик?
7. Яким чином підвищують точність вимірів фотоелектричним методом?
8. Які основні недоліки має ємнісний фотоелектричний метод визначення енергетичних параметрів лазера?
9. При яких режимах роботи лазера не слід використовувати ємнісний фотоелектричний метод визначення енергії та потужності лазера?
10. Як виміряти випромінювання великої енергії і потужності?
11. На якому принципі працює вимірник енергії ИМО-2Н?

Література:

1. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. – М.: Мир, 1970. – 539 с.
2. Зубов В. А. Методы измерения характеристик лазерного излучения. – М.: Наука, 1973. – 191 с.
3. Іванісік А. І., Коротков П. А. Сучасні фотоприймачі слабких оптичних сигналів. – Київ: ВПЦ Київський університет, 2003. – 133 с.
4. Байбородина Ю. В., Крикунова Л. З., Литвиненко О. Н. Справочник по лазерной технике. Киев: Техніка, 1978. – 288с.

§ 2.4. ВИЗНАЧЕННЯ ШИРИНИ КУТА СИНХРОНІЗМУ ГЕНЕРАЦІЇ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ

Основні теоретичні уявлення

Нелінійна взаємодія випромінювання з кристалом породжує низку ефектів, зокрема, генерацію другої гармоніки. Початковий лазерний промінь із частотою ω приводить до появи випромінювання на подвійній частоті 2ω . Це обумовлено тим, що хвиля поляризації діелектричного середовища, індукована електричним полем E збуджувального світлового променя, залежить не тільки від E , але й від E^2 , E^3 тощо.

Відомо кілька класів кристалів, придатних для генерації гармонік. До числа найбільш ефективних відносять такі, що належать до кристалографічного класу $42m$ (KDP, ADP, DKDP), сегнетоелектричні перовскити (LiNbO_3 , LiTaO_3 тощо), зі структурою вольфрамівих бронз (BaNaNbO_3), гексагонально-пірамідальні (LiJO_3), а також ряд кристалів інших класів, які мають п'єзоелектричні властивості. Найбільш розповсюдженими для одержання другої оптичної гармоніки в даний час є кристали KDP, DKDP і LiNbO_3 , що характеризуються великою стійкістю до лазерного випромінювання.

При проходженні через середовище електромагнітної хвилі, як згадувалось вище, виникає поляризація середовища. Розкладаючи в ряд поляризацію середовища по напруженості електричного поля і обмежуючись квадратичним членом, отримаємо:

$$P = \alpha E + \chi E^2 \quad (2.4.1)$$

Якщо на таке середовище падає плоска монохроматична хвиля: $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$, то поляризація середовища буде така:

$$P = \alpha E_0 \cos(\omega t - kz) + \chi E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) \quad (2.4.2)$$

Перший член у (2.4.2) відповідає лінійній поляризації середовища, а другий – нелінійній, тобто $P = P^{\text{л}} + P^{\text{н}}$.

Нелінійна поляризація складається з двох компонентів:

$$P^{\text{н}} = \frac{1}{2} \left[\chi E_0^2 + \chi E_0^2 \cos 2(\omega t - kz) \right]. \quad (2.4.3)$$

Член $\frac{1}{2} \chi E_0^2$ відповідає оптичному детектуванню, а $\frac{1}{2} \chi E_0^2 \cos 2(\omega t - kz)$ – генерації другої гармоніки по відношенню до хвилі накачування.

Розглянемо основні закономірності ефективного перетворення хвилі накачування в другу гармоніку. У зв'язку з цим запишемо рівняння Максвелла у вигляді:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho. \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

Середня густина зарядів $\rho(\vec{r}, t)$ у точці \vec{r} в момент часу t складається з суми густин зовнішніх $\rho_3(\vec{r}, t)$ та індукованих $\rho_1(\vec{r}, t)$ зарядів, причому величина індукованих зарядів залежить від напруженості поля, тобто:

$$\rho = \rho_3 + \rho_1(\vec{E}).$$

Аналогічно можна представити і вектор густини струму \vec{j} :

$$\vec{j} = \vec{j}_3 + \vec{j}_1(\vec{E})$$

Густина ρ_3 і \vec{j}_3 залежить від \vec{B} . Однак це має місце при намагнічуванні середовища, що у випадку KDP, DKDP, LiNbO₃ не реалізується.

У діелектриках індуковані заряди виникають внаслідок зсуву зв'язаних зарядів, тобто зі зміною вектора поляризації середовища. Зв'язок між густиною індукованих зарядів і вектором поляризації середовища має вигляд:

$$\rho_1(\vec{E}) = -\operatorname{div} \vec{P}(\vec{E}).$$

Оскільки струм і, зокрема, індуковані струми в діелектриках визначаються рухом зв'язаних зарядів, вектор поляризації \vec{P} пропорційний вектору зсуву, а вектор густини струму \vec{j} швидкості, тоді маємо:

$$\vec{j}_1(\vec{E}) = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}.$$

Підставимо ρ і \vec{j} у рівняння Максвелла (2.4.4) і нехтуючи вектором \vec{B} , одержимо систему рівнянь для вектора \vec{E} :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \cdot \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial z^2} &= -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}_3}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{E} + 4\pi \operatorname{div} \vec{P} &= 4\pi\rho_3. \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

З системи (2.4.5) одержуємо:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{11}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (2.4.6)$$

Розглянемо рішення цього рівняння у випадку генерації другої гармоніки вважаючи, що плоска хвиля:

$$E_1 = E_{01} \exp[-(\omega_1 t - k_1 z)] + \text{к.с.},$$

яка є хвилею накачування на частоті ω_1 , проходить крізь кристал (рис. 2.4.1). Обмежуючись в нелінійній частині вектора поляризації (2.4.1) членом, зв'язаним із E_2 , при виконанні умови $|E_1| \gg |E_2|$ матимемо розв'язок рівняння (2.4.6) щодо напруженості поля другої гармоніки:

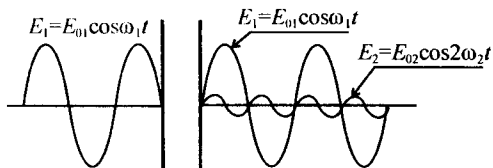


Рис. 2.4.1. Схема утворення другої гармоніки.

$$E_{02}(z) = A \chi E_{01}^2(z=0) \left[\frac{\sin \left\{ k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)] z \right\}}{k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)] z} \right] z, \quad (2.4.7)$$

де k_1^B – значення модуля хвильового вектора випромінювання накачування у вакуумі, A – коефіцієнт пропорційності, n – показники заломлення кристала на відповідних частотах.

Маючи справу на експерименті з інтенсивністю I , зробимо перехід від напруженості поля до інтенсивності, скориставшись співвідношенням:

$$I(t) = \frac{c}{8\pi} |E(z)|^2$$

і тоді згідно (2.4.7) одержимо:

$$I_2(z) = A^2 \chi^2 I_1^2(z=0) \left[\frac{\sin \left\{ k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)] z \right\}}{k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)] z} \right]^2 z^2 \quad (2.4.8)$$

Очевидно, що $I_2(z=0) = 0$. В міру проходження хвилі E_1 через кристал виникає нелінійна поляризація, яка народжує хвилю E_2 , в результаті чого зростає $I_2(z)$. Однак це зростання триває допоки аргумент синуса не сягає значень кратних $\pi/2$, при яких $I_2(z)$ має вже максимум. Далі інтенсивність хвилі на частоті $2\omega_1$ починає зменшуватися і при аргументі синуса кратному π , стає рівною $I_2(2\omega_1) = 0$. Точки, в яких $I_2(z)$ обертається в нуль, задовольняють умові:

$$k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)] z = q\pi, \quad (2.4.9)$$

де $q = 0, 1, 2, \dots$. Після цих точок відновлюється процес наростання інтенсивності другої гармоніки.

Відстань, на якій інтенсивність другої гармоніки змінюється монотонно (зростає або спадає), дорівнює:

$$z_k = \frac{\pi}{2k_1^B [n(2\omega_1) - n(\omega_1)]} = \frac{\lambda_1^B}{4[n(2\omega_1) - n(\omega_1)]}. \quad (2.4.10)$$

Величина z_k носить назву довжини когерентності. Таким чином, залежність інтенсивності другої гармоніки від довжини шляху має вигляд поданий на рис. 2.4.2.

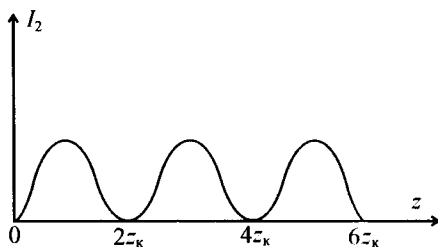


Рис. 2.4.2. Залежність інтенсивності другої гармоніки від довжини шляху у кристалі.

Така картина биття інтенсивності $I_2(z)$ виникає через те, що фазова швидкість хвилі другої гармоніки $v_\phi(\omega_2)$ загалом не дорівнює фазовій швидкості хвилі накачки $v_\phi(\omega_1)$. Різниця між фазовими швидкостями хвиль дорівнює:

$$v_\phi(\omega_1) - v_\phi(\omega_2) = c \left[\frac{1}{n(\omega_1)} - \frac{1}{n(2\omega_1)} \right] = \frac{\omega_1}{k_1} - \frac{2\omega_1}{k_2} = \omega_1 \frac{k_2 - 2k_1}{k_1 k_2}. \quad (2.4.11)$$

З (2.4.11) видно, що дисперсія призводить до хвильового розладу, тобто:

$$k_2 - 2k_1 = \Delta k \neq 0$$

Внаслідок цього хвилі, випущені вторинними джерелами, відстань між якими дорівнює довжині когерентності, гасяться, що згідно (2.4.8) обумовлено наявністю інтерференційного члена $\sin \phi / \phi$ в $I_2(z)$.

При $\Delta k = 0$ хвиля, генерована поляризацією середовища, відстає по фазі від хвилі накачування на 90° . Якщо ж $\Delta k \neq 0$, то 90° фазовий зсув має місце тільки при $z = 0$, а при подальшому поширенні хвилі накачування фаза між хвилями $E_1(\omega_1)$ і $E_2(2\omega_1)$ змінюється. Ця зміна фази на довжині когерентності z_k дорівнює 180° , внаслідок чого енергія від хвилі поляризації $E_2(2\omega_1)$ починає перекачуватися у хвилю накачування $E_1(\omega_1)$. Тому при відсутності синхронізму $\Delta n = n(2\omega_1) - n(\omega_1)$ відбувається періодичне перекачування енергії від хвилі накачування до хвилі гармоніки і навпаки.

Рівність $v_\phi(\omega_1) = v_\phi(2\omega_1)$, що відповідає $k_2 = 2k_1$ чи $n(\omega_1) = n(2\omega_1)$ називається умовою фазового синхронізму. Величина z_k в цьому випадку,

як видно з (2.4.10), обертається в нескінченність. Однак у реальних умовах внаслідок неоднорідності кристала, відставання хвиль, нагрівання умови точного синхронізму не виконуються. При виконанні умов синхронізму перекачування енергії з хвилі E_1 у хвилю E_2 максимальне. Якщо умова синхронізму виконується досить добре, тобто:

$$k_1^p \Delta n z \ll 1$$

то, розкладаючи синус у ряд і обмежуючись першим членом розкладання, для співвідношення (2.4.8) отримаємо:

$$I_2(z) = \frac{512\pi^3}{c} \chi^2 I_0^2(z=0) z^2.$$

Отже в умовах, близьких до синхронізму, інтенсивність другої гармоніки росте пропорційно квадрату інтенсивності хвилі накачки та пройденому у кристалі шляху.

Величина фазової неузгодженості Δl для кожного конкретного матеріалу особиста і залежить від частоти випромінювання.

Забезпечити рівність фазових швидкостей розповсюдження світлових хвиль різних частот в ізотропних речовинах не вдається через наявність дисперсії (нерівності показників заломлення для хвиль різних частот). Але цю заваду долають, використовуючи кристали з природним двоприменезаломленням.

Розглянемо переріз еліпсоїда оптичної індикатриси анізотропного кристала площиною ZX , паралельною оптичній вісі (рис. 2.4.3). Оскільки коефіцієнт заломлення для звичайного променя не залежить від напрямку його поширення, а величина коефіцієнта заломлення зростає зі збільшенням частоти випромінювання, то перерізи еліпсоїда оптичної індикатриси для звичайних хвиль першої і другої гармоніки є колами з різними діаметрами 1 і 2 (рис. 2.4.3).

Коефіцієнт заломлення для незвичайного променя залежить від

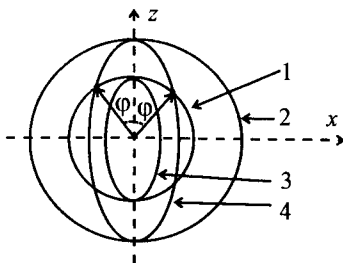


Рис. 2.4.3. Переріз еліпсоїда оптичної індикатриси одновісного кристала площиною ZX паралельною оптичній вісі.

напрямку поширення і також зростає з частотою. Тому перерізи еліпсоїда для незвичайних хвиль першої і другої гармоніки будуть еліпсами 3 і 4 (рис. 2.4.3) з різними величинами головних піввісей. З рис. 2.4.3 видно, що існує такий напрямок у кристалі, вздовж якого показники заломлення для звичайної хвилі основної частоти і незвичайної хвилі другої гармоніки однакові (кут φ). Такі напрямки називаються напрямками синхронізму, а кут φ – кутом синхронізму. У просторі вони утворюють конус синхронізму.

Види синхронізму поділяються на два типи. Перший (I) – обидві хвилі на основній частоті мають однакову лінійну поляризацію, а хвиля другої гармоніки має перпендикулярну поляризацію. Для негативного одновісного кристала ($n_e > n_o$) реалізується перший тип синхронізму *ooe*; для позитивного кристала ($n_e < n_o$) – *eeo*. Другий тип синхронізму (II) – хвилі на основній частоті мають взаємоортогональну поляризацію. У випадку одновісного негативного кристала має місце синхронізм другого типу *oeo*, а для позитивного – *ooo*. Крім того, має місце скалярний і векторний синхронізм. При скалярному синхронізмі хвильові вектори взаємодіючих світлових хвиль колінеарні, а при векторному – неколінеарні. Наприклад, у випадку негативного одновісного кристалу має місце синхронізм: скалярний *ooe* і *oeo* і векторний *ooe* і *oeo*. Умова скалярного *ooe*-синхронізму:

$$2\vec{k}_{o1} = \vec{k}_{e2}.$$

Та ж умова для показників заломлення має вигляд.

$$n_o(\omega_1) = n_e(2\omega_1).$$

Кут синхронізму φ можна розрахувати з наступних міркувань. Оскільки показник заломлення n незвичайної хвилі від кута описується рівнянням еліпса (рис. 2.4.4), то:

$$\frac{n_z^2}{n_o^2} + \frac{n_x^2}{n_e^2} = 1, \quad (2.4.13)$$

де n_o – показник заломлення звичайного променя, а n_e – максимальне значення показника заломлення незвичайного променя. Співвідношення (2.4.13), як видно з рис. 2.4.4, можна переписати у вигляді:

$$\frac{n_e(\varphi)^2 \cos^2 \varphi}{n_o^2} + \frac{n_e(\varphi)^2 \sin^2 \varphi}{n_e^2} = 1.$$

Звідки випливає, що:

$$n_e(\varphi) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 - (n_o^2 - n_e^2) \cos^2 \varphi}}. \quad (2.4.14)$$

Отже кут синхронізму визначився зі співвідношення:

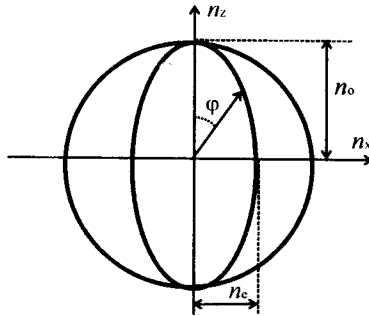


Рис. 2.4.4. Переріз індикатриси показника заломлення площиною, що проходить крізь оптичну вісь у від'ємному одновісному кристалі.

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{n_o^2(\omega_1) - n_e^2(2\omega_1)}{n_o^2(2\omega_1) - n_e^2(2\omega_1)}}. \quad (2.4.15)$$

Взаємодія $oo \rightarrow e$ є ефективним способом генерації лінійно поляризованого випромінювання, причому площина поляризації випромінювання другої гармоніки перпендикулярна площині поляризації основного випромінювання.

Важливим параметром нелінійного подвоювання є кутова ширина синхронізму, тому, що умова хвильового синхронізму точно виконується лише для вузького пучка лазерного випромінювання, центр якого збігається з напрямком синхронізму. При відхиленні окремих променів від центру пучка умови хвильового синхронізму вже порушуються, що приводить до істотного зменшення коефіцієнта перетворення. Кутова ширина діапазону синхронізму визначається похідною:

$$\frac{\partial [n_o(\omega_1) - n_e(2\omega_1)]}{\partial \varphi}.$$

Знання цього параметра дуже важливе при конструюванні лазерів із подвоюванням частоти, адже він (параметр) визначає припустиму розбіжність пучка основного випромінювання.

Хвиля накачування має деяку розбіжність, тобто набір значень \vec{k}_1 в околі \vec{k}_{10} . Якщо для \vec{k}_{10} виконується точний синхронізм, то для розладу $\Delta k = |\vec{k}_1 - \vec{k}_{10}|$ в міру поширення хвилі накачування по нелінійному кристалу буде мати місце фазове розстроювання генерації другої гармоніки. Інтенсивність другої гармоніки на виході з кристала довжиною

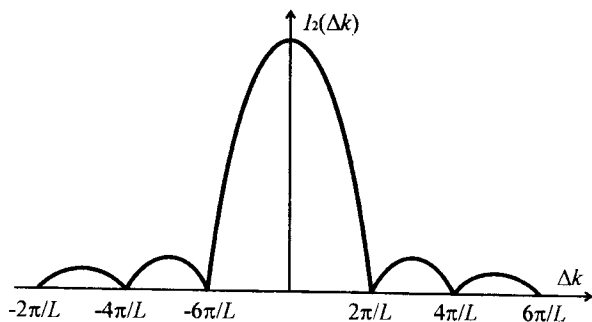


Рис. 2.4.5. Фазова розстройка генерації другої гармоніки – крива синхронізму.

L залежить від Δk , як зображено на рис. 2.4.5. Ця залежність $I_2(\Delta k)$ називається кривою синхронізму, а напівширина центрального максимуму в кутових одиницях – шириною кута синхронізму.

Експериментальна установка

Принципова схема експериментальної установки для виміру ширини кута синхронізму подана на рис. 2.4.6. Вона складається з неодимового оптичного квантового генератора (1), в якому передбачена модуляція добротності, нелінійного кристала KDP (2), адсорбційного фільтра для виділення другої гармоніки (7), вимірювача енергії типу ИМО-2Н (9). Для вимірювання ширини кута синхронізму використовується He-Ne-лазер типу ЛГ-78 (8) і екран (5) зі шкалою відліку. Випромінювання He-Ne-лазера ослаблюється фільтром (6), оскільки яскравість плями від променя He-Ne-лазера є надмірною для візуального спостереження. Дзеркало 3 закріплене на оправі нелінійного кристала. Повертання дзеркала разом із нелінійним кристалом веде до зміщення променя He-Ne-лазера на екрані (5), що дає змогу визначити кут повороту кристала з простих геометричних міркувань. Рис. 2.4.7 пояснює принцип визначення кута повороту кристала. Важливо, щоб відстань L від дзеркала (3) до екрана (5) була достатньо великою (~ 1 м). Дзеркало 4 відіграє допоміжну роль для зручного розташування приладів.

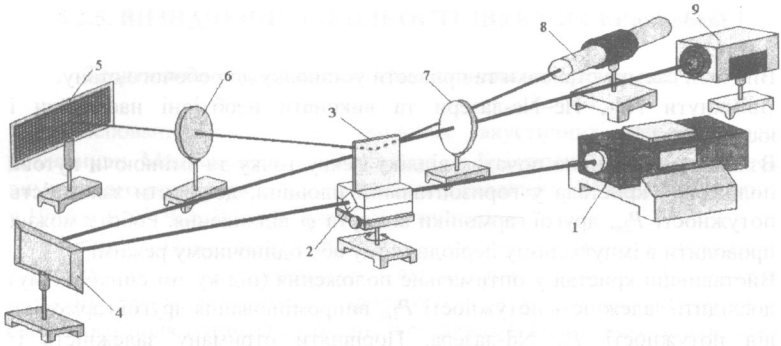


Рис. 2.4.6. Схема установки: 1 – лазер; 2 – нелінійний кристал для генерації другої гармоніки; 3, 4 – дзеркала; 5 – екран; 6, 7 – фільтри; 8 – калориметричний вимірювач енергії або потужності випромінювання.

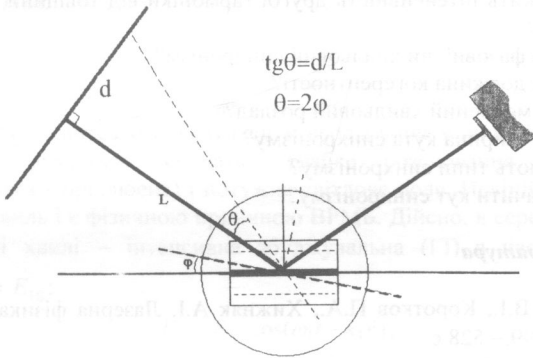


Рис. 2.4.7 Схема визначення повороту нелінійного кристала.

Завдання

1. Вивчити схему установки та привести установку до робочого стану.
2. Ввімкнути Nd-, He-Ne-лазери та виконати необхідні настройки і юстування.
3. Взявши на екрані за початок відліку деяку точку та змінюючи кутове положення кристала у горизонтальній площині, дослідити залежність потужності $P_{2\omega}$ другої гармоніки від кута φ відхилення. Роботу можна проводити в імпульсному періодичному або одиночному режимі.
4. Виставивши кристал у оптимальне положення (під кутом синхронізму) дослідити залежність потужності $P_{2\omega}$ випромінювання другої гармоніки від потужності P_{ω} Nd-лазера. Порівняти отриману залежність із теоретичною.

Контрольні питання

1. Що обумовлює виникнення другої гармоніки?
2. Як залежить інтенсивність другої гармоніки від інтенсивності накачування?
3. У якому випадку має місце максимальне перетворення хвилі накачування в другу гармоніку?
4. Як залежить інтенсивність другої гармоніки від товщини нелінійного кристала?
5. Що таке фазовий чи хвильовий синхронізм?
6. Що таке довжина когерентності?
7. Чим обумовлений хвильовий розлад?
8. Що таке ширина кута синхронізму?
9. Які існують типи синхронізму?
10. Як визначити кут синхронізму?

Література

1. Григоров В.І., Коротков П.А., Хижняк А.І. Лазерна фізика.– К.: “МП Леся”, 1999.– 528 с.
2. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Радио и связь, 1982. – 352 с.
3. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976. – 261 с.
4. Май Дж. Физические свойства кристаллов. – М.: Мир, 1968. – 431 с.

§ 2.5. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ЗВУКУ В СЕРЕДОВИЩІ

Теоретичні основи явища Мандельштама-Бріллюена

Розсіювання світла на теплових акустичних хвилях вперше розглянули Мандельштам і незалежно – Бріллюен у 1922 р., а ефект вимушеного розсіювання Мандельштама-Бріллюена (ВРМБ) був відкритий у 1964 р. Р. У. Чао, Ч. Таунсом, В. Р. Стойчевим.

Вище згадане розсіяння світла виникає внаслідок просторової анізотропії середовища, породженої акустичною хвилею, що поширюєтся в цьому середовищі. Вона народжується в результаті дії потужного світлового поля (гігантського імпульсу лазера). Поява акустичної хвилі є результатом дії ефекту електрострикції. Величина електрострикційного тиску:

$$P_e = \frac{1}{8\pi} \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right) E^2, \quad (2.5.1)$$

де ρ і ε – густина і діелектрична проникність середовища, відповідно; E – амплітуда електричного поля світлової хвилі.

Об'ємний модуль пружності (в одномірному випадку – модуль Юнга) $B = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dP}$, де P – тиск, отже, величину P_e можна переписати у вигляді:

$$P_e = \frac{E^2}{8\pi} \cdot B^{-1} \cdot \frac{d\varepsilon}{dP}. \quad (2.5.1')$$

Під дією гігантського імпульсу в середовищі виникають акустична хвиля, що рухається, спочатку слабе розсіювання (компонента Мандельштама - Бріллюена) і потужне світлове поле. Нелінійна взаємодія цих трьох хвиль і є фізичною причиною ВРМБ. Дійсно, в середовищі існує дві світлові хвилі – інтенсивна збуджувальна (Γ_1) з частотою ω_1 й амплітудою E_{10} :

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r}),$$

і початкова слабка хвиля розсіяного випромінювання з частотою ω_2 й амплітудою E_{20} :

$$E_2 = E_{20} \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r}).$$

Загальне електричне поле буде сумою двох полів:

$$E = E_1 + E_2,$$

а, згідно (2.5.1), електрострикційний тиск:

$$P_e = \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \cdot \frac{1}{8\pi} (E_1 + E_2)^2. \quad (2.5.2)$$

Завдяки квадратичній залежності тиску від електричного поля зазначені вище дві оптичні хвилі, частоти яких відрізняються на $\omega_a = \omega_1 - \omega_2$, можуть дати генерацію на частоті биття і створити хвилю стиску (акустичну хвилю) на частоті ω_a :

$$P_e = \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \cdot \frac{E_{10}E_{20}}{8\pi} \cos(\omega_a t - \vec{q}_a \vec{r}), \quad (2.5.3)$$

де $\vec{q}_a = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$.

Отже генерація на частоті биттів, тобто акустична хвиля, виникає при встановленні позитивного зворотного зв'язку між оптичними хвилями з частотами ω_1 і ω_2 . При цьому одночасно підсилюється коливання на частоті ω_2 – виникає процес ВРМБ.

Розглянемо розсіювання Мандельштама-Бріллюена за аналогією з дифракцією світла. Нехай світлова хвиля з частотою ω_1 і хвильовим вектором \vec{k}_1 поширюється в середовищі, у якому є поздовжня акустична хвиля з частотою ω_a і хвильовим вектором q_a , що поширюється зі швидкістю V_a (рис. 2.5.1). Областям стиску (темні) і розрідження (світлі), що рухаються, відповідає зміна діелектричної проникності щодо стану за відсутності звукової хвилі. Акустична хвиля аналогічна дифракційній ґратці з кроком, рівним довжині цієї хвилі λ_a . Тут має місце аналогія дифракції рентгенівських променів у кристалі з еквівалентними атомними площинами, розташованими на відстані λ_a . Істотна різниця між цими

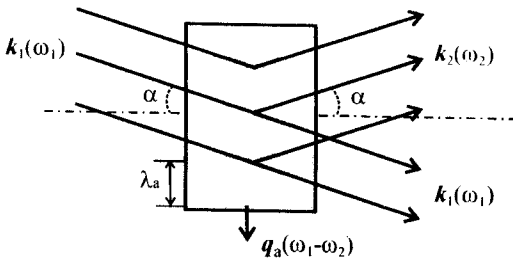


Рис. 2.5.1. Розсіювання світла на акустичних хвилях: індекс 1 – збуджувальний світловий промінь, 2 – розсіяний світловий промінь, a – акустична хвиля.

видами дифракції полягає в тому, що у випадку акустичних хвиль частота розсіяного світлового променя буде відчувати доплерівський зсув $\Delta\omega = \omega_a$. Використовуючи аналогію з дифракцією рентгенівських променів, запишемо умову для напрямку максимального розсіювання хвиль:

$$2n\lambda_a \sin \alpha = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (2.5.4)$$

де α – кут падіння променя; λ_a і λ_1 довжини хвиль, акустичної і збуджувальної відповідно; n – показник заломлення середовища.

Зсув частоти розсіяного світла внаслідок ефекту Доплера:

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = V_a \bar{q} = \frac{4\pi n V_a}{\lambda_1} \sin \alpha = \frac{1}{c} 2\omega_1 n V_a \sin \alpha, \quad (2.5.4')$$

де c – швидкість світла в середовищі; V_a – швидкість звуку в середовищі.

Зрозуміло, що $c \gg V_a$ і $\Delta\omega = \omega_a$. При цьому величина зсуву частоти $\Delta\omega$ максимальна при $\alpha = 90^\circ$, тобто коли \vec{k}_1 і \vec{k}_2 спрямовані в протилежні сторони.

Підкреслимо, що одним із істотних експериментальних відмінностей ВРМБ від ВКР є те, що частотний зсув $\Delta\omega$ у випадку ВКР не залежить від кута спостереження. Водночас для ВРМБ згідно (2.5.4) залежно від кута спостереження $\Delta\omega = \omega_a$ змінюється від 0 ($\alpha = 0$) і до $\omega_a = 2n\omega_1 V_a / c$ ($\alpha = 90^\circ$). Оскільки $V \approx 10^4 \div 10^6$ см/с, то величина $\Delta\omega \approx (10^{-6} \div 10^{-4})\omega$, тобто $(0,01 \div 2)$ см⁻¹.

Процес ВРМБ може бути розглянутий і з квантовомеханічної точки зору, як знищення фотона частоти ω_1 з одночасним народженням фотона частоти ω_2 і фонона частоти ω_a . Тому рівність $\omega_1 - \omega_2 = \omega_a$ означає закон збереження енергії, а закон збереження імпульсу має вигляд:

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{q}_a.$$

Оскільки $V_a \ll c$, можна вважати, що $k_2 \approx k_1$. Отже згідно рис. 2.5.2 можемо рахувати $q_a = 2k_1 \sin \alpha$ або записати $\lambda_1 = 2\lambda_a \sin \alpha$, тобто закон

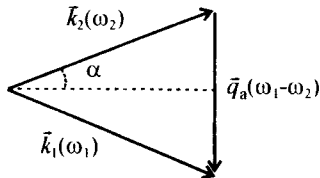


Рис. 2.5.2. Векторна схема збереження імпульсу фонон-фотонного процесу.

збереження імпульсу збігається з умовою (4) брегівського відбиття в першому порядку дифракції ($m = 1$).

Вивчення ВРМБ зручніше робити у напрямку, зворотному до напрямку поширення збуджувального променя, оскільки тоді максимальний коефіцієнт взаємодії розсіяного випромінювання з випромінюванням накачки (лазера). Крім того у цій геометрії має місце максимальний зсув по частоті ($\Delta\omega_{\max}$), що сприяє зниженню вимог до роздільної здатності спектральної апаратури.

Принципова схема установки, яку застосовують при вимірюванні швидкості звуку в речовині, представлена на рис. 2.5.3.

Джерелом збуджувального випромінювання слугує імпульсний рубіновий лазер, що працює в режимі модуляції добротності.

Випромінювання лазера фокусується за допомогою лінзи ($f = 5 \text{ см}$) у центрі кювети з речовиною (наприклад, з ацетоном). Збуджувальне і розсіяне випромінювання за допомогою плоскопаралельної пластинки направляється в еталон Фабрі-Перо. Отримана інтерференційна картина від збуджувального та оберненорозсіяного світла реєструється на фотоплівку. Присутність розсіяного випромінювання на частоті ω_2 визначається за наявністю додаткової системи кілець на інтерферограмі. (Зсув по частоті між двома системами кілець лежить в області $\Delta\omega/2\pi c \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$). Величина області вільної дисперсії спектра приладу $\Delta\omega_d$ визначається товщиною інтерферометра Фабрі-Перо. У випадку, наприклад, бази інтерферометра (відстань між поверхнями, що відбивають світло) рівної $h = 10 \text{ мм}$, область дисперсії еталона $\Delta\omega_d/2\pi c = 0,5 \text{ см}^{-1}$, а

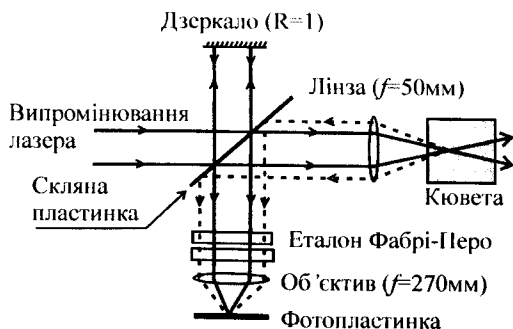


Рис. 2.5.3. Схема установки для визначення швидкості звуку в речовині.

роздільна здатність $\lambda/\Delta\lambda = 4 \cdot 10^5$.

Вид типової інтерферограми представлений на рис. 2.5.4. Максимум інтерференційної картини спостерігається за умови:

$$m\lambda = 2h \cos \varphi, \quad (2.5.5)$$

де m – порядок інтерференції, λ – довжина хвилі; φ – кутовий радіус кільця m -го порядку.

З рис. 2.5.4 видно, що:

$$\cos \varphi = \frac{f}{\sqrt{f^2 + \frac{D^2}{4}}}, \quad (2.5.6)$$

де f – фокусна відстань лінзи, D – діаметр інтерференційного кільця. Оскільки $\varphi \rightarrow 0$, то:

$$\cos \varphi = 1 - \frac{D^2}{8f^2}. \quad (2.5.6')$$

Підставляючи (2.5.6') у (2.5.5), одержимо:

$$m\lambda = 2h \left(1 - \frac{D^2}{8f^2} \right).$$

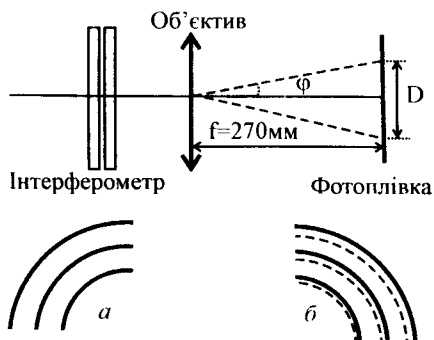


Рис. 2.5.4. Схема реєстрації та вигляд інтерферограм: а) інтерферограма при освітленні інтерферометра тільки лазерним випромінюванням; б) інтерферограма при освітленні інтерферометра як лазерним, так і розсіяним випромінюванням Мандельштама-Бріллюена.

Отже для хвиль λ_1 – збуджувального випромінювання і λ_2 – розсіяного випромінювання маємо:

$$m_1 \lambda_1 = 2h \left(1 - \frac{D_1^2}{8f^2} \right), \quad (2.5.7)$$

$$m_2 \lambda_2 = 2h \left(1 - \frac{D_2^2}{8f^2} \right). \quad (2.5.7')$$

Розділивши (2.5.7) на (2.5.7'), одержимо (за умови що $m_1 = m_2$):

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1 - D_1^2/8f^2}{1 - D_2^2/8f^2},$$

звідси:

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{8f^2 - D_2^2}{8f^2 - D_1^2}. \quad (2.5.8)$$

Оскільки довжина хвилі збуджувального випромінювання відома ($\lambda_1 = 694,3$ нм), то з формули (2.5.8) можна визначити довжину хвилі λ_2 розсіяного випромінювання.

Знаючи довжину хвиль λ_1 і λ_2 , можна визначити зсув по частоті між двома системами кілець на інтерференційній картині:

$$\Delta\omega(\text{см}^{-1}) = \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1},$$

а потім визначити і швидкість звуку в середовищі за формулою:

$$V_a = \frac{\Delta\omega}{\omega_1} \cdot \frac{c}{2n} = \frac{c}{2n} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right), \quad (2.5.9)$$

де n – показник заломлення середовища.

Швидкість поширення поздовжніх акустичних хвиль у середовищі визначається за формулою:

$$V_a = \sqrt{\frac{B}{\rho}},$$

де ρ – густина речовини, тож об'ємний модуль пружності середовища дорівнює:

$$B = \rho V_a^2.$$

Для визначення швидкості звуку в середовищі потрібно виконати:

1. Перед рубіновим ОКГ, закріпленим на оптичній лаві, розміщується на визначеній відстані чорний екран.
2. Відзначити на екрані місце, куди потрапляє генероване рубіновим

лазером випромінювання (випалена пляма).

3. З боку глухого дзеркала рубінового лазера встановити He–Ne-лазер так, щоб промінь його попадав на пляму, відзначену на екрані.

4. По черзі розмістити між рубіновим лазером і екраном плоскопаралельну скляну пластинку, лінзу і кювету з речовиною, наприклад, водою, ацетоном, так, щоб пляма від променя He–Ne-лазера не змінювала свого положення на екрані.

5. За допомогою дзеркала направити відбитий від скляної пластинки промінь у інтерферометр Фабрі-Перо, розташований перед фотокамерою.

6. Домогтися чіткої інтерференційної картини від випромінювання He–Ne-лазера на матовому склі, розташованому в площині фотоплівки.

7. Зробити фотографічний знімок інтерференційної картини в результаті генерації тільки рубінового ОКГ.

8. Зробити фотознімки інтерференційних картин, які мають місце при генерації ВРМБ у середовищі.

9. Відповідно до запропонованої методики, обчислити швидкість звуку в середовищі й об'ємний модуль пружності.

ДОДАТОК: Еталон Фабрі - Перо (ИТ - 28 - 30)

Конструкція

Оптичні деталі еталона Фабрі - Перо (рис. 2.5.5) збираються в корпусі 1 – сталевій чи інварній трубі. Дзеркальні пластини 4 і 14 розділені проміжними кільцями 3, що мають із кожного торця по три опорних виступи, розташованих під кутом 120° один до одного; кільця товщиною до 6 мм виготовляються з інвару, більш товсті – з плавненого кварцу. Кожне проміжне кільце знаходиться в парі з відповідним йому додатковим інварним кільцем 5, причому їхня сумарна довжина (по вісі приладу) є постійною величиною для всіх пар кілець, що дозволяє збирати їх в одному корпусі. Додаткові кільця спираються на опорне сталеве кільце 6, що закріплюється в корпусі 1 гвинтами 7. З іншого боку корпуса (на його передньому фланці) укріплені під кутом 120° один до одного три розрізні планки 12, у яких містяться пластинчасті пружини 16 з пальцями 15. При установці юстувальних гвинтів 17 розрізні планки 12 повертаються навколо штифтів 13 і пальці 15 натискають на дзеркальну пластину 14. При цьому виступи проміжних кілець і ділянки пластин 4 і 14, що прилягають до них, злегка деформуються, дозволяючи встановити поверхні пластин, що відбивають світло, паралельно один одному з точністю до 0,01 інтерференційної смуги (до 0,0025 мк). Нахил корпуса 1 у карданному кільці 3 здійснюється за допомогою гвинта 11, а установка по висоті на рейтері 9 – за допомогою гайки 10 і стопорного гвинта 8.

Дзеркальні пластини відбиваючими поверхнями повернені одна до

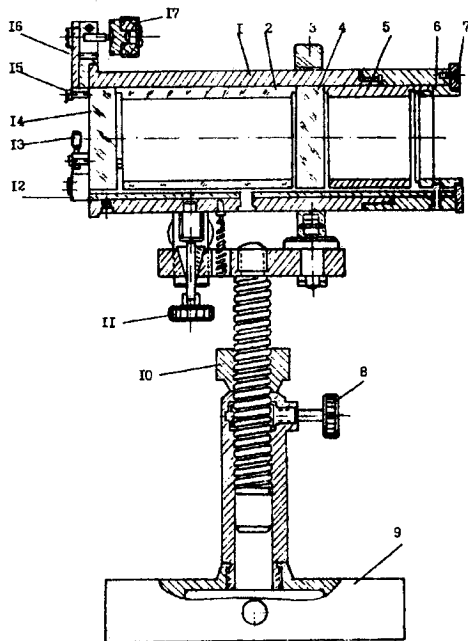


Рис. 2.5.5. Конструкція еталона Фабрі-Перо.

одної. Вони мають клин із кутом $30'$ для того, щоб відвести убік від основної картини вторинну інтерференційну картину, що виникає в результаті відображень усередині самої пластини. Ребра клинів повернуті в різні боки, в результаті чого обидві клиноподібні пластини складають ніби одну плоскопаралельну пластину.

Складання

Складання еталона Фабрі-Перо виконується в наступному порядку. Першим у корпус вставляється додаткове кільце 5, потім опорне кільце 6, що закріплюється гвинтами 7. З іншого боку корпусу при знятих штифтах 13 і пружинах 16 вставляються дзеркальна пластинка 4, проміжне кільце 2, пластинка 14, пружини 16 і штифти 13, пружини 16 злегка стикаються гвинтами 17.

Юстування

Юстування еталона Фабрі-Перо складається з двох етапів. Спочатку робиться попереднє юстування. Нитка звичайної лампи розжарювання розглядається неозброєним оком через еталон. При наявності клина між дзеркальними поверхнями пластин 4 і 14 видні численні зображення нитки лампи, утворені в результаті багаторазових відбиттів світла. За допомогою гвинтів 17 усі зображення нитки зводяться в одне. Після цього проводиться остаточне юстування приладу. Перед еталоном ставиться джерело монохроматичного світла (наприклад, гелій-неоновий лазер), промінь якого розсікають матовим середовищем, наприклад, цигарковим папером. На фоні цього джерела спостерігаються інтерференційні кільця.

Якщо при переміщенні ока діаметри кілець змінюються, це означає, що між дзеркалами залишився невеликий клин. Збільшення діаметра кілець свідчить про збільшення відстані між дзеркалами. Юстування гвинтами 17 закінчується тоді, коли при переміщенні ока в будь-якому напрямку діаметри інтерференційних кілець не змінюються.

Контрольні питання

1. Який механізм виникнення ВРМБ?
2. Яка схема спостереження ВРМБ?
3. Який найбільш ефективний кут спостереження ВРМБ?
4. Як визначити область дисперсії інтерферометра Фабрі-Перо, придатного для спостереження ВРМБ?
5. Як розрахувати по зсуву частоти швидкість звуку в середовищі і його об'ємний модуль пружності?

Література

1. Ярив А. Введение в оптическую электронику. – М.: Высшая школа, 1983.– 398 с.
2. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островський Ю. П. Техника и практика спектроскопии. - М.: Наука, 1983. – 398 с.
3. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. – М.: Наука, 1965. – 512 с.
4. Бутиков Е. И. Оптика. – М.: Высшая школа, 1986. – 512 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.

§ 2.6. ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ КОГЕРЕНТНОСТІ ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ В КВАРЦІ

Довжина когерентності випромінювання при фазовому синхронізмі

З класичної точки зору генерація гармонік обумовлена нелінійними характеристиками діелектриків. Визначення цих нелінійних властивостей стало можливим лише з появою лазерів. Це обумовлено тим, що напруженість електричного поля у світловій хвилі порівняно з напруженістю внутрішнього поля в середовищі (величина внутрішнього поля в атомах $E_{\text{ат}} \approx 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, у напівпровідниках – $E_{\text{ат}} \approx 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$). Внаслідок цього поширення електромагнітних хвиль із високою точністю описується лінійними диференціальними рівняннями. У лінійному та скалярному наближенні $P = \chi E$, де P – поляризація середовища, χ – коефіцієнт поляризованості середовища, E – напруженість електричного поля; хвилі на різних частотах поширюються в середовищі незалежно одна від одної (принцип суперпозиції). У результаті фундаментальних досліджень М. Г. Басова, О. М. Прохорова і Ч. Таунса були розроблені, а потім удосконалені різноманітні типи квантових генераторів, за допомогою яких можна створити електромагнітне поле з напруженістю порядку $10^8 \div 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. В такому випадку порушується лінійна взаємодія електричного поля з речовиною, тобто тепер:

$$P = f(E) \quad (2.6.1)$$

Оскільки напруженість зовнішнього електричного поля E_z , як правило, менша напруженості внутрішнього поля $E_{\text{в}}$, можна зробити розкладання поляризації по малому параметру $\Delta = E_z/E_{\text{в}}$. Тоді отримуємо:

$$P = P_0 + \frac{\partial P}{\partial \Delta} \Delta + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 P}{\partial \Delta^2} \Delta^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 P}{\partial \Delta^3} \Delta^3 + \dots \equiv P_0 + P_{\text{л}} + P_{\text{нл}}, \quad (2.6.2)$$

де P_0 – поляризація середовища при $E_z = 0$, тобто власна поляризація речовини, що звичайно дорівнює нулю; $P_{\text{л}} = \frac{\partial P}{\partial \Delta} \Delta \equiv \alpha P$ – лінійна поляризація, α – лінійна сприйнятливість (тензор другого рангу);

$$P_{\text{нл}} = \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 P}{\partial \Delta^2} \Delta^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 P}{\partial \Delta^3} \Delta^3 + \dots \equiv \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (2.6.3)$$

нелінійна поляризація, де χ – квадратична нелінійна сприйнятливість (тензор 3-го рангу), θ – кубічна нелінійна сприйнятливість (тензор 4-го рангу).

Зауважимо, що нелінійні ефекти можуть мати місце не тільки в результаті прояву нелінійної поляризації середовища, але і внаслідок взаємодії з акустичними й оптичними фононами, спіновими хвилями, плазмовими коливаннями тощо. Розглянемо нелінійні взаємодії електромагнітної хвилі з середовищем на основі рівнянь Максвелла, які запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho. \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

Середня густина зарядів $\rho(\vec{r}, t)$ у точці \vec{r} в момент часу t становить суму густин зовнішніх $\rho_3(\vec{r}, t)$ і індукованих $\rho_i(\vec{r}, t)$ зарядів, причому величина індукованих зарядів залежить від напруженості поля, тобто:

$$\rho = \rho_3 + \rho_i(\vec{E}). \quad (2.6.5)$$

Аналогічно можна представити і вектор густини струму \vec{j} :

$$\vec{j} = \vec{j}_3 + \vec{j}_i(\vec{E}). \quad (2.6.6)$$

Загалом ρ_i і \vec{j}_i залежать від \vec{B} . Однак це справедливо при намагнічуванні середовища. У випадку кварцу намагнічування не відбувається.

У діелектриках індуковані заряди виникають в результаті зсуву зв'язаних зарядів, тобто зі зміною вектора поляризації середовища. Зв'язок між густиною індукованих зарядів і вектором поляризації середовища має вигляд:

$$\rho_i(\vec{E}) = -\operatorname{div} \vec{P}(\vec{E}). \quad (2.6.7)^{\text{§}}$$

Оскільки струм i , зокрема, індуковані струми в діелектриках, визначаються рухом зв'язаних зарядів, то \vec{P} – вектор поляризації пропорційний вектору зміщення, а вектор густини струму швидкості, тому:

$$\vec{j}_i(\vec{E}) = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (2.6.8)$$

Підставимо ρ й \vec{j} у рівняння Максвелла (2.6.4), і, виключаючи вектор \vec{B} , одержимо систему рівнянь для вектора \vec{E} :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}_3}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{E} + 4\pi \operatorname{div} \vec{P} &= 4\pi\rho_3. \end{aligned} \quad (2.6.9)$$

З (2.6.9) отримуємо:

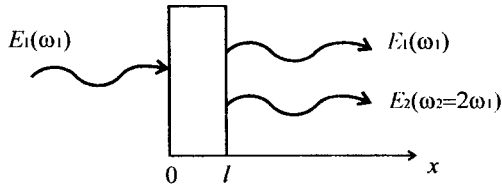


Рис. 2.6.1. Схема двокаскадного процесу.

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{nl}(\vec{r}, t). \quad (2.6.10)$$

Розглянемо розв'язок цього рівняння у випадку генерації другої гармоніки. Вважаємо, що плоска хвиля накачування на частоті ω_1 проходить через кристал (рис. 2.6.1):

$$E_1 = E_{01} \exp[-i(\omega_1 t - k_1 t)] + \text{к.с.}$$

Припускаючи, що в нелінійній частині вектора поляризації (2.6.3) домінує член пов'язаний з E^2 , виконується умова $|E_1| \gg |E_2|$, рішення рівняння (2.6.10) щодо напруженості поля другої гармоніки E_2 при розповсюдженні в напрямку орта x має вигляд:

$$E_2(x) = A \chi E_1^2(0) \left(\frac{\sin \left\{ 2k_1^p [n(2\omega) - n(\omega)] \frac{x}{2} \right\}}{k_1^p [n(2\omega) - n(\omega)]} \right). \quad (2.6.11)$$

Оскільки на експерименті маємо справу з інтенсивністю (зі світловим потоком), зробимо перехід, скориставшись співвідношенням:

$$I(t) = \frac{c}{8\pi} |E(x)|^2,$$

тоді згідно (2.6.11):

$$I_2(x) = A^2 \chi^2 I_1^2(0) \left(\frac{\sin \left\{ 2k_1^p [n(2\omega) - n(\omega)] \frac{x}{2} \right\}}{k_1^p [n(2\omega) - n(\omega)]} \right)^2. \quad (2.6.12)$$

Так відбувається, коли $I_2(0) = 0$ в точці $x = 0$ (рис. 2.6.1). При проходженні хвилі E_1 крізь кристал виникає нелінійна поляризація, яка породжує хвилю E_2 , в результаті чого росте $I_2(x)$. Однак $I_2(x)$ зростає з координатою x лише доти, доки аргумент синуса не досягає значень

кратних $\pi/2$ при $x = x_k$. За умови $x > x_k$ інтенсивність хвилі на частоті 2ω почне падати і при аргументі синуса рівному π , що буде відповідати $x = 2x_k$, $I_2(2x_k) = 0$. Точки, при яких $I_2(x)$ обертається в нуль, повинні задовольняти вимозі:

$$k[n(2\omega) - n(\omega)]x_k = q\pi, \quad (2.6.13)$$

де $q = 0, 1, 2, \dots$

Отже відстань між двома точками, в яких $I_2(x)$ досягає максимального значення, дорівнює:

$$\ell_k \equiv x_k = \frac{\lambda_1^B}{4[n(2\omega) - n(\omega)]} \equiv \frac{\lambda_1^B}{4\Delta n}. \quad (2.6.14)$$

Товщина шару, на якому зсув фази дорівнює 180° , називається довжиною когерентності (ℓ_k). Відтак залежність інтенсивності другої гармоніки від довжини шляху має вигляд (рис. 2.6.2):

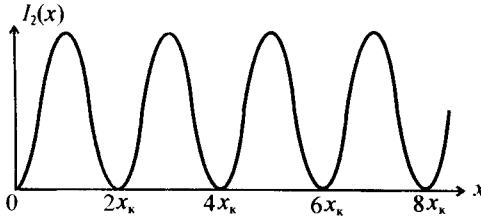


Рис. 2.6.2. Залежність інтенсивності другої гармоніки від довжини шляху хвилі накачки.

Така картина биттів інтенсивності $I_2(x)$ виникає внаслідок того, що фазова швидкість хвилі $E_2 - v_\phi(\omega_2)$ не дорівнює фазовій швидкості хвилі $E_1 - v_\phi(\omega)$. Різниця між фазовими швидкостями хвиль E_1 і E_2 дорівнює:

$$v_\phi(\omega) - v_\phi(2\omega) = \frac{\omega}{k_1} - \frac{2\omega}{k_2} = c \left(\frac{1}{n(\omega)} - \frac{1}{n(2\omega)} \right). \quad (2.6.15)$$

Внаслідок цього хвилі, випущені вторинними джерелами, між якими відстань дорівнює довжині когерентності, гасяться, що обумовлено наявністю інтерференційного члена $\sin[\varphi]/\varphi$ у $I_2(x)$.

При $\Delta k = 0$ хвиля, яка генерується поляризацією середовища на частоті 2ω , відстає по фазі від хвилі накачування на 90° . Якщо ж $\Delta k \neq 0$, то 90° фазовий зсув має місце тільки при $x = 0$, а при подальшому поширенні хвилі накачування фаза між хвилями $E_1(\omega_1)$ і $E_2(\omega_2)$

мінється. Ця зміна фази на довжині когерентності x_k дорівнює 180° , внаслідок чого енергія від хвилі поляризації E_2 починає перекачуватися в хвилю накачування E_1 . За умови відсутності синхронізму ($\Delta n = n_{2\omega} - n_\omega \neq 0$) відбувається періодичне перекачування енергії від хвилі накачування до хвилі, що генерується, і назад.

Отже при $v_\phi(\omega) = v_\phi(2\omega)$, що відповідає $k_2 = k_1$ чи $n(\omega) = n(2\omega)$ і називається умовою синхронізму, величина x_k в (2.6.14) прямує в нескінченність. Однак у реальних умовах, в силу неоднорідності кристала, розсіювання хвиль, нагрівання тощо, умови точного синхронізму не виконуються і x_k приймають скінченні значення. При виконанні умов синхронізму перекачування енергії з хвилі E_1 у хвилю E_2 – максимальне, якщо умова синхронізму виконується досить добре, тобто:

$$\frac{2\pi}{\lambda_1^3} \Delta n x \ll 1.$$

Розкладаючи синус у ряд і обмежуючись першим членом розкладу, замість (2.6.12) одержимо:

$$I_2(x) = \frac{512\pi^3}{c} x^2 I_1^2(0) x^2.$$

Отже в умовах, близьких до синхронізму, інтенсивність другої гармоніки росте пропорційно квадрату шляху, який пройшла хвиля накачування.

Величина Δn для кожного конкретного матеріалу своя і залежить від частоти. Зокрема для кристалічного кварцу при накачуванні лазером на рубіні ($\lambda_1^0 \approx 694,3$ нм), значення $\Delta n = 0,026$ і згідно (2.6.14):

$$x_k \approx 10\lambda_1^0 = 6,94 \text{ мкм}.$$

Кристал кварцу відноситься до тригональної системи класу D_3 , тут відмінні від нуля компоненти $\chi_{111} = \chi_{122} = -\chi_{212}$ і $\chi_{123} = -\chi_{213}$.

Індикатриса показника заломлення α -SiO₂ (кварцу) у видимій області для звичайної (індекс o) і незвичайної (індекс e) хвиль показані на рис. 2.6.3. Вісь z спрямована по оптичній вісі. З рис. 2.6.3 видно, що у випадку кварцу умова синхронізму:

$$\vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega = \vec{k}_{2\omega}$$

не реалізується, тому що:

$$n_\omega^o \neq n_{2\omega}^e, n_\omega^e \neq n_{2\omega}^o.$$

Визначимо зріз кристала кварцу, що дозволяє одержати другу гармоніку. В силу симетрії кристала компоненти вектора поляризації на другій гармоніці рівні:

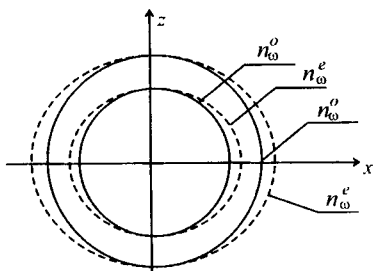


Рис. 2.6.3. Индикатриса показателя заломлення.

$$\begin{cases} P_x = \chi_{111} E_x E_x - \chi_{122} E_y E_y + \chi_{123} E_y E_z, \\ P_y = -\chi_{212} E_x E_y - \chi_{213} E_x E_z, \\ P_z = 0. \end{cases}$$

Отже у випадку z -зрізу маємо (рис. 2.6.4):

1. $E_x \neq 0, E_y = E_z = 0;$

$k_z \neq 0, k_y = k_x = 0;$

$$P_x = \chi_{111} E_x^2 \begin{Bmatrix} eee \\ ooo \end{Bmatrix};$$

$P_y = P_z = 0.$

2. $E_y \neq 0, E_x = E_z = 0;$

$k_z \neq 0, k_y = k_x = 0;$

$$P_x = -\chi_{122} E_y^2 \begin{Bmatrix} eeo \\ ooe \end{Bmatrix};$$

$P_y = P_z = 0.$

3. $E_x \neq E_y \neq 0, E_z = 0;$

$$P_x = \chi_{111} E_x^2 - \chi_{122} E_y^2 = \chi_{111} (E_x^2 - E_y^2) \begin{Bmatrix} ooo \\ eee \end{Bmatrix};$$

$$P_y = -\chi_{212} E_x E_y \begin{Bmatrix} oee \\ eoo \end{Bmatrix}; \quad P_z = 0.$$

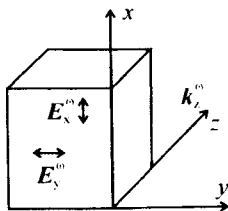


Рис. 2.6.4. Z -зрізу у кристалі α -SiO₂

У випадку x -зрізу (рис. 2.6.5):

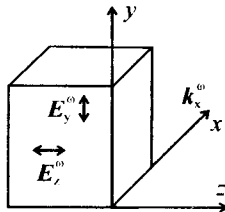


Рис. 2.6.5. X -зріз у кристалі $\alpha - \text{SiO}_2$.

1. $E_z \neq 0, E_x = E_y = 0$
 $k_x \neq 0, k_y = k_z = 0$
 $P_x = 0, P_y = 0, P_z = 0$
2. $E_y \neq 0, E_x = E_z = 0$
 $k_x \neq 0, k_y = k_z = 0$
 $P_y = 0, P_z = 0.$

$P_x = -\chi_{122} E_y^2$ – повздовжня хвиля (оптичне випромінювання відсутнє, бо $E_x^{2\omega} = 0$).

3. $E_y \neq E_z \neq 0, E_x = 0$
 $k_x \neq 0, k_y = k_z = 0.$

$P_x = -\chi_{122} E_y^2 + \chi_{123} E_y E_z$ – повздовжня хвиля $E_x^{2\omega} = 0$. Отже при x -зрізі одержати другу гармоніку не можна.

Випадок y -зрізу (рис. 2.6.6):

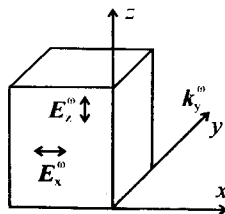


Рис. 2.6.6. Y -зріз у кристалі $\alpha - \text{SiO}_2$.

$$1. E_z \neq 0, E_x = E_y = 0$$

$$k_y \neq 0, k_z = k_x = 0$$

$$P_x = 0, P_y = 0, P_z = 0.$$

$$2. E_x \neq 0, E_y = E_z = 0$$

$$k_y \neq 0, k_z = k_x = 0$$

$$P_x = \chi_{111} E_x^2 \begin{Bmatrix} eee \\ ooo \end{Bmatrix}$$

$$P_y = 0, P_z = 0.$$

$$3. E_x \neq E_z \neq 0, E_y = 0$$

$$k_y \neq 0, k_x = k_z = 0$$

$$P_x = \chi_{111} E_x^2 \begin{Bmatrix} eee \\ ooo \end{Bmatrix}$$

$P_y = -\chi_{213} E_x E_z$ – поперечна хвиля, тобто $E_y^{2\omega} = 0$.

Виходить, найбільш сприятливий випадок – z -зріз: $P_x = -\chi_{111} E_x^2$.

Відзначимо, що $\chi_{111} = 0,8 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\chi_{123} = 0,018 \cdot 10^{-12}$ м/В.

Типова схема експериментальної установки

Блок-схема установки для визначення довжини когерентності кристала кварцу при проходженні крізь нього лазерного випромінювання показана на рис. 2.6.7.

До складу установки входять наступні прилади та елементи:

1. Оптичний квантовий генератор на неодимовому склі ($\lambda = 1,06$ мкм), що складається з високовольтного блоку живлення (БЖ) з конденсаторами, пульта керування й оптичної голівки. Остання складається з дзеркал Z_1 (100%) і Z_2 (50%), активного елемента (АЕ) з неодимового скла, імпульсної лампи накачування (ІЛН) і пасивного модулятора добротності (М).

2. Фільтри: Φ_1 – пропускаючий випромінювання на довжині хвилі $\lambda_1 = 1,06$ мкм, Φ_2 – пропускаючий випромінювання другої гармоніки основного випромінювання на довжині хвилі $\lambda_2 = 0,53$ мкм, $ГО_1$ і $ГО_2$ – градуйовані ослаблювачі першого і другого каналів відповідно.

3. Подільне дзеркало (ДЗП) служить для поділу лазерного променя на два канали – 1 і 2. Системи реєстрації випромінювання по каналах 1 і 2 ідентичні. Канал 1 необхідний для контролю величини потужності P_1 від спалаху до спалаху.

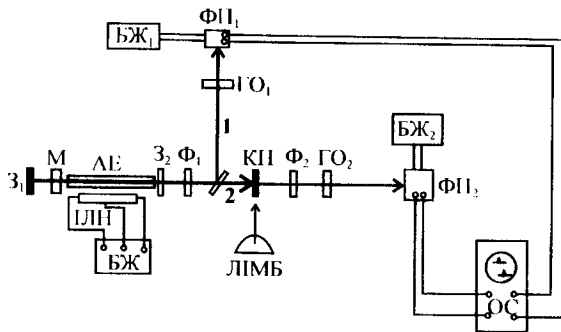


Рис. 2.6.7. Схема установки для визначення довжини когерентності в кристалі кварцу.

4. Фотоприймачі $\Phi\Pi_1$ і $\Phi\Pi_2$ призначені для виміру інтенсивності випромінювання на довжинах хвиль $\lambda_1 = 1,06$ мкм і $\lambda_2 = 0,53$ мкм. Вони живляться від блоків живлення БЖ₁ і БЖ₂, відповідно.

5. Візуалізатор – двопроменевий осцилограф із післясвітінням екрана (ОС).

6. Об'єкт досліджень – кварцова пластинка (КП) товщиною $d = 0,75$ мм, яку (за допомогою спеціального пристрою) повертають навколо горизонтальної осі, змінюючи в ній (пластині) довжину шляху проходження лазерного променя.

Промінь лазера на подільному дзеркалі (ДЗП) розділяється на два промені (1 і 2). Промінь 1 основного випромінювання направляється на фотоприймач $\Phi\Pi_1$ і візуалізується на екрані осцилографа (ОС).

При визначенні потужності випромінювання лазера P_1 , і нормальному падінні променя на кварцову пластинку потрібно одержати на екрані ОС моноімпульс, величина якого визначається по сітці шкали ОС. У випадку великого сигналу на екрані ОС зменшують величину P_1 основного випромінювання, встановлюючи перед $\Phi\Pi_1$ послаблювач. Після кварцової пластинки встановлюють фільтр Φ_2 , який не пропускає випромінювання основної довжини хвилі. За допомогою послаблювача $\Gamma\text{О}_2$ та регулюванням чутливості осцилографа по 2-му каналу одержують на екрані ОС величину сигналу приблизно рівну одній великій поділці. Це відповідає визначеній величині потужності другої гармоніки P_2 випромінювання лазера. Змінюючи кут нахилу кварцової пластинки до напрямку лазерного випромінювання, варіюють довжину оптичного шляху лазерного променя через кварцову пластинку. Кут нахилу пластинки

відраховується по лімбу. Сигнал другої гармоніки необхідно нормувати на величину сигналу основного випромінювання. Результат залежності P_2 в нормованих одиницях від кута φ (з урахуванням залежності коефіцієнта відбиття кварцу від кута падіння) записують у таблицю, за якою будують графік.

Величину $\ell_{\text{ког}}$ визначають у такий спосіб:

1. Установлюють за графіком величину $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ між сусідніми максимальними значеннями P_2 .

2. Відповідно до формули (2.6.14) обчислюють $\ell_{\text{ког}}$. При цьому величина оптичного шляху в кварцовій пластинці, як функція кута повороту її по відношенню до падаючого променя, задається співвідношенням $\ell = \frac{d}{\cos\varphi}$, де d – товщина кварцової пластинки, φ – кут

нахилу КП до напрямку лазерного променя.

Для визначення $\ell_{\text{ког}}$ при зміні кута нахилу пластинки від φ_1 до φ_2 використовується формула:

$$\ell_{\text{ког}} = \ell_2 - \ell_1 = \frac{d}{\cos\varphi_2} - \frac{d}{\cos\varphi_1} = d \frac{(\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2)}{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}.$$

Контрольні питання

1. На яких матеріалах можна спостерігати другу гармоніку?
2. Чим визначається придатність зрізу кристала кварцу для спостереження другої гармоніки?
3. Що називається довжиною когерентності?
4. Яка схема спостереження довжини когерентності?
5. Як обчислюється довжина когерентності за експериментальними даними?
6. Чим обумовлені осциляції інтенсивності другої гармоніки при повороті кварцової пластини?

Література:

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1965. – 294 с.
2. Бломберг Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир, 1966. – 425 с.
3. Климанович Ю. Л. Квантовые генераторы света и нелинейная оптика. – М.: Просвещение, 1966. – 198 с.
4. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976. – 261 с.

§ 2.7. ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ПОРОГУ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА ВІД ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРА

Теоретичні основи залежностей фізичних явищ при юстуванні оптичного резонатора

Під юстуванням резонатора розуміють точне виставлення й орієнтування дзеркал, активного тіла й інших елементів усередині оптичного резонатора. Оптичний резонатор вважається від'юстованим за виконання таких умов:

- 1) центри дзеркал і їхні центри кривизни знаходяться на одній лінії – вісі резонатора;
- 2) вісь активного елемента і вісь резонатора збігаються.

Від точності юстування оптичних елементів лазера значною мірою залежать вихідні параметри генерації – енергетичні, спектральні й інші характеристики лазерного випромінювання. Як показують досліди, дуже чутливими до роз'юстування дзеркал резонатора є величина порогу генерації, мода структура і просторова індикатриса випромінювання в ближній зоні.

При роз'юстуванні резонатора апертурна діафрагма, роль якої може відігравати оправа дзеркала або переріз активного елемента, ще більше обмежуватиме промінь випромінювання. Дифракційні втрати будуть збільшуватися. При деякій критичній величині кута розвороту (β) відбудеться зрив генерації лазера.

Для оцінки β можна виходити з такого критерію: відстань від вісі резонатора до краю апертурної діафрагми не повинна бути менша розміру моди TEM_{00} . У загальному випадку для сферичного неконфокального резонатора з параметрами, показаними на рис. 2.7.1, критичний кут роз'юстування β визначається за формулою:

$$\beta = \frac{a - r_{TEM_{00}}}{xL}, \quad (2.7.1)$$

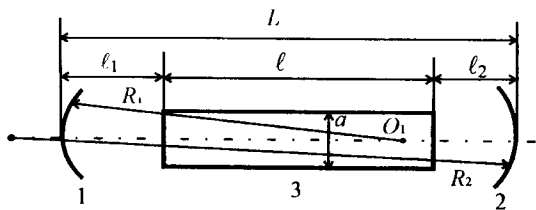


Рис. 2.7.1. Відкритий резонатор: 1 і 2 – дзеркала, 3 – активний елемент.

де a – радіус активного елемента; ℓ – довжина активного елемента; ℓ_1 і ℓ_2 – відстань від торців активного елемента до відповідних дзеркал резонатора;

$$r_{\text{TEM}_{00}} = \sqrt{\frac{R_{\text{ек}} \lambda}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{\ell}{R_{\text{ек}}} \right)^2 \right]}; \quad (2.7.2)$$

$$R_{\text{ек}} = 2L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}, \quad (2.7.3)$$

а при $g_1 = g_2 = g$:

$$R_{\text{ек}} = L \sqrt{\frac{1+g}{1-g}}; \quad (2.7.3')$$

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}; \quad (2.7.4)$$

$$x = \begin{cases} 1 - \frac{\ell_2}{R_{\text{ек}}} \\ 1 - g_1 g_2 \\ g_2 - \frac{\ell_1}{R_{\text{ек}}} \\ 1 - g_1 g_2 \end{cases} \quad (2.7.5)$$

(береться найбільше з цих двох значень x).

Наприклад, для $L = 1$ м, $\ell = 0,8$ м, $R_1 = R_2 = 2$ м, $a = 0,5$ см і $\lambda = 0,6328$ мкм одержуємо:

$$\beta \approx 10'.$$

На рис. 2.7.2 показана залежність $\beta(R)$ для плоско-сферичного і симетрично-сферичного резонаторів при $L = \ell = 1$ м, $2a = 1$ см і $\lambda = 0,6328$ мкм.

У випадку плоского резонатора критичний кут для TEM_{00} знаходять з тих міркувань, що раз'юстування еквівалентне внесенню додаткових втрат:

$$\alpha = \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{a}{\lambda} \beta \right)^2. \quad (2.7.6)$$

Прирівнюючи (2.7.6) втратам на дзеркалах, одержуємо:

$$\frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{a}{\lambda} \beta \right)^2 = 1 - r,$$

звідки маємо:

$$\beta = \frac{\lambda}{2\pi a} \sqrt{3(1-r)}. \quad (2.7.7)$$

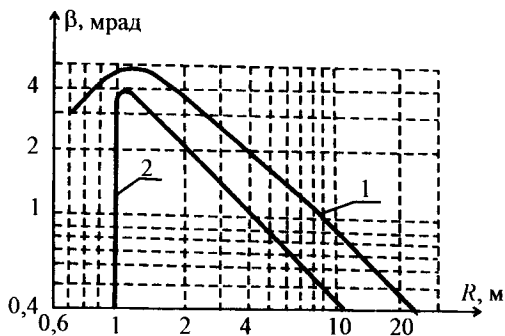


Рис. 2.7.2. Залежність критичного кута роз'юстування від радіуса кривизни дзеркал: 1 – для сферичного резонатора; 2 – для плоско-сферичного резонатора.

Для $\lambda = 0,6328$ мкм, $r = 0,5$ і $a = 0,5$ см одержуємо $\beta \approx 5''$. Тож для плоского резонатора критичний кут роз'юстування значно менший, ніж для конфокального резонатора.

Оцінювати величину верхньої межі β для багатомодового режиму можна, виходячи з умови:

$$\frac{Ln\omega}{c(1-r)} \leq \frac{\omega n}{c} \sqrt{\frac{2La}{\beta}}$$

звідки:

$$\beta \leq \frac{2a(1-r)^2}{L}$$

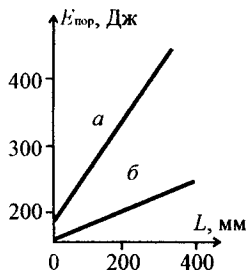
Головна мета юстування – отримати генерацію. Подальші корективи здійснюються легко: за максимумом енергії генерації або за картиною розподілу поля випромінювання.

Методи юстування

Автоколімаційний метод. При використанні автоколіматора сполучають зображення автоколімаційної мітки від заднього (“глухого”) дзеркала при послідовній установці активного елемента й інших елементів резонатора (так званий метод на просвіт) і, нарешті, вихідного дзеркала.

У випадку рубінових лазерів через неоднорідність кристала зображення мітки розмивається і активний стрижень доводиться орієнтувати сполученням автоколімаційних міток від заднього дзеркала, від торця стрижня і від вихідного дзеркала (так званий метод трьох міток).

Цей спосіб має недоліки: не враховується реальний зсув променя через градієнт коефіцієнта заломлення (після проходження через кристал рубіна промінь може відхилитися на кілька кутових хвилин), а ще – неможливо уникнути клиноподібності стрижня. Певно при юстуванні методом трьох міток поріг генерації буде вищим (рис. 2.7.3).



Для неодимових стрижнів успішно застосовується метод на просвіт, Рис. 2.7.3. Залежність граничної енергії накачування рубінового лазера від довжини резонатора при різних методах юстування: *a* – метод трьох міток; *б* – метод на просвіт.

бо вони, як правило, мають досить високу оптичну якість.

В автоколімаційному методі точність установки визначається збільшенням автоколіматора. Якщо дві віддалені точки видні з центру зіниці об'єктива автоколіматора під кутом α , то з боку окуляра видимий кут буде (рис. 2.7.4):

$$\alpha' = M \alpha, \quad (2.7.8)$$

де $M = f_{об} / f_{ок}$, ($f_{об}$ і $f_{ок}$ – відповідно фокус об'єктива і окуляра) кутове збільшення системи. Так як роздільна здатність ока $\alpha' = 60''$, то:

$$\alpha_{пр} = \frac{f_{ок}}{f_{об}} \cdot 60''. \quad (2.7.9)$$

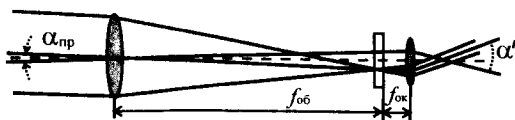


Рис. 2.7.4. Хід променів у автоколіматорі.

Характеристики деяких автоколіматорів наведені в табл. 2.7.1.

Табл. 2.7.1.

Тип автоколіматора	Ціна мітки шкали компенсатора (кут.сек.)	Точність (кут.сек.)	Фокусна відстань, мм	Збільшення
АК-0,25 (АКМ-1000)	0,25	3	1000	50 ^x
АК-0,5 (АКТ-400)	0,5	4	400	30 ^x
АК-1 (АКТ-250)	1,0	5	250	20 ^x

Метод оптичного важеля передбачає застосування для юстування малопотужного газового лазера типу ЛГ-56 (рис. 2.7.5).

Промінь від лазера 1 через отвір у дзеркалі 2 потрапляє в резонатор (А – активний елемент), відбивається від його дзеркал 4 і 5 та від дзеркала 2 і приходять на екран 3, де спостерігається ряд світлих точок. Якщо вони зникли, тобто суміщаються з отвором діафрагми, то резонатор

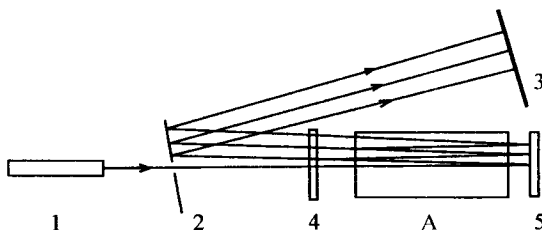


Рис. 2.7.5. Юстування резонатора методом оптичного важеля.

від'юстований. Точність юстування залежить від довжини “плеча оптичного важеля”.

Юстування сферичного резонатора здійснюється за допомогою газового лазера 1 у такій послідовності. Знімаємо активний елемент. Поблизу дзеркал 2 і 5 ставлять діафрагми 3 і 4 (рис. 2.7.6) і центрують систему доти, поки промені не будуть виходити за межі отворів діафрагм. Після цього встановлюють і центрують активний елемент.

Юстування плоского резонатора здійснюється за допомогою малопотужних газових лазерів типу ЛГ-56, ЛГ-78 у такий спосіб.

Промінь від газового лазера 1 проходить через отвір екрана 2,

потрапляє на вихідне дзеркало 3 (рис. 2.7.7). Відбитий від дзеркала 3 промінь регульовальними пристроями необхідно сполучити з отвором 2. Аналогічні дії виконують із променями, відбитими від торця активного елемента А і дзеркала 4. Про точність юстування можна судити по порогу генерації, формі плями (випалюваної на копіювальному папері) та її симетричності.

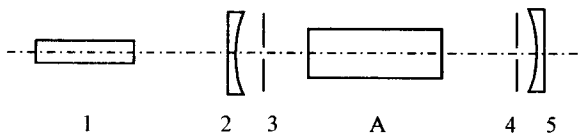


Рис. 2.7.6. Юстування резонатора зі сферичними дзеркалами.

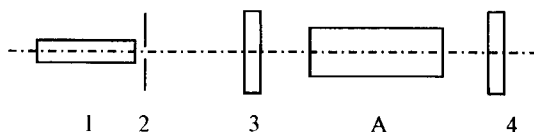


Рис. 2.7.7. Юстування резонатора з плоскими дзеркалами.

Послідовність визначення залежності порогу генерації від якості юстування резонатора та його герметичних параметрів

1. Вивчити електричну і оптичну схеми установки.
2. Освоїти техніку юстування лазера різними методами.

Примітка: при юстуванні з автоколіматором, коли необхідно знімати переднє дзеркало й активний елемент, всі операції робити дуже ретельно.

3. Зняти залежність порогу генерації від бази резонатора і роз'юстування дзеркал. Побудувати графіки і зробити оцінку похибки вимірів.

4. Визначити критичний кут роз'юстування резонатора.

5. Визначити розбіжність випромінювання лазера від бази і роз'юстування резонатора на порозі генерації.

Контрольні питання

1. Як визначається параметр стійкості резонатора і що він характеризує?
2. Які резонатори мають малі дифракційні втрати?
3. Що таке критичний кут роз'юстування резонатора?
4. Який вплив якості активного елемента на критичний кут роз'юстування резонатора?
5. У чому полягають переваги і недоліки автоколімаційного методу юстування?
6. Як визначити граничну енергію накачування?

Література

1. Эверет П. И. Способ юстировки зеркал лазеров на твердом теле с помощью газового лазера // Приборы для научных исследований. – 1966. – Т.37. – С. 128 – 131.
2. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. – М.: Советское радио, 1972. – 408 с.
3. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. – М.: Мир, 1970. – 540 с.

§ 2.8. ВИЗНАЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ ТА РОБОТИ ВИХОДУ ФОТОКАТОДА ФОТОЕЛЕКТРОННОГО ПОМНОЖУВАЧА (ФЕП)

Фізичні основи функціонування ФЕП

В основі роботи ФЕП лежить явище зовнішнього фотоелектру та вторинної електронної емісії. Перший базується на емісії електронів під дією електромагнітного випромінювання з металу у вакуум. Суть останнього зводиться до вибивання з металу кількох електронів при зіткненні з поверхнею металу електрона з достатньою кінетичною енергією. Завдяки першому явищу світлова енергія перетворюється в потік електронів – фотострум, а завдяки другому відбувається підсилення цього фотоструму. В сучасних ФЕП вибивання кожного електрона з фотокатода викликає появу біля аноду $10^6 + 10^7$ електронів.

З фізичної точки зору треба вважати, що поява фотоелектрона супроводжується, принаймні, трьома послідовними процесами: поглинанням фотона з передачею його енергії електрону, дифузією збудженого електрона до поверхні та проходженням електрона крізь поверхневий потенціальний бар'єр. Фотоелектр практично безінерційний, бо ці процеси протікають за час близько 10^{-12} с. Наявність перших двох процесів підтверджується тим, що існує оптимальна для даної речовини фотокатода енергія фотонів, при якій імовірність фотоелектру максимальна. Енергія, необхідна для подолання потенційного бар'єра, називається роботою виходу.

Фізичні процеси, пов'язані з вторинною електронною емісією, мають багато спільних рис із фотоемісією. Головна відмінність полягає в тому, що енергію, достатню для виходу у вакуум електрона, яка перевищує роботу його виходу з речовини, електрони одержують після взаємодії з первинними електронами. Механізми появи істинно вторинних електронів: збудження електронів твердого тіла до більш високих енергетичних станів внаслідок взаємодії з первинними електронами, дифузія збуджених електронів до поверхні та перехід у вакуум тих електронів, енергія яких перевищує роботу виходу. Крім істинно вторинних електронів, біля поверхні знаходяться електрони, відбиті пружно (без втрати енергії), квазіпружно (які втратили енергію на збудження коливачів кристалічної ґратки) та непружно (бо втратили частину початкової енергії при взаємодії з електронами речовини, завдяки чому й виникають істинно вторинні електрони). Всі вони відносяться до вторинних електронів.

Таким чином, енергія вторинних електронів набуває значень від 0 до $E_{первин}$, яка у ФЕП лежить у межах $100+200$ еВ (електрони проходять різницю потенціалів $100+200$ В між диодами). Енергія ж істинно

вторинних електронів складає одиниці еВ. Вторинна електронна емісія протікає за час, що не перевищує 10^{-12} с.

Світлова характеристика ФЕП – залежність фотоструму від потужності випромінювання чи інтенсивності світлового потоку в заданому режимі живлення. Вона є лінійною в досить великих межах при незмінному спектральному складі падаючого на фотокатод випромінювання, завдяки чому інформаційний сигнал не спотворюється. Лінійність може порушуватися з появою паразитного просторового заряду та заряду на склі балона ФЕП, втомленням фотокатода та інших явищ, які супроводжують протікання значного (порівняно зі струмом розподільника напруги живлення) струму ФЕП.

Спектральна чутливість ФЕП, якщо не брати до уваги нелінійні явища, обмежена ділянкою довжин хвиль, яка визначається червоною межею фотоэффекту. Значення цього параметра для деяких елементів: Pt – 232 нм, Ag – 278 нм, Ni – 268 нм, Mg – 345 нм, Ba – 490 нм, Na – 525 нм, Cs – 640 нм. Це означає, що приймач, фотокатод якого виготовлено, наприклад, з Ag, може реєструвати випромінювання, довжини хвиль якого не перевищують 278 нм.

Завдяки лінійності світлової характеристики фотострум ФЕП пропорційний інтенсивності $J(\nu)$ світла, що надходить до фотокатода, а саме:

$$i(\nu) = k(\nu)J(\nu), \quad (2.8.1)$$

де $k(\nu)$ – коефіцієнт, що враховує квантовий вихід фотокатода. Його треба визначити. Якби цей коефіцієнт не залежав від частоти, тобто виконувалася умова $k(\nu) = \text{const}$, то фотострум $i(\nu)$ відтворював би залежність від частоти інтенсивності $J(\nu)$ випромінювання, що потрапляє на фотокатод. З виразу (2.8.1) видно: якщо виміряти фотострум $i(\nu)$, який відповідає випромінюванню відомої інтенсивності $J(\nu)$, що зумовлює цей фотострум, то шукане значення $k(\nu)$ знаходиться просто:

$$k(\nu) = i(\nu) / J(\nu). \quad (2.8.2)$$

Функція $k(\nu)$ характеризує спектральну залежність чутливості фотокатода. Для визначення чутливості фокатода треба виміряти фотострум $i(\nu)$ та розрахувати інтенсивність $J(\nu)$ випромінювання вольфрамової лампи розжарювання при заданій температурі T . Величина фотоструму $i(\nu)$ досить мала (частки чи одиниці нА) і пряме визначення його вимірювальним приладом (навіть гальванометром) неможливе. На опорі навантаження ФЕП, як правило, отримують напругу, пропорційну величині $i(\nu)$, яку далі підсилюють до бажаної величини. Така методика вимірювання фотоструму описана нижче. Щоб розрахувати $J(\nu)$, нагадаємо деякі властивості теплових джерел світла.

Енергетичні та спектральні властивості теплових джерел світла

Спектральний розподіл енергії рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла по частоті ν описує формула Планка. В спектроскопії ν вимірюється в см^{-1} (хвильовими числами). У цьому випадку формула Планка має вигляд:

$$u(\nu, T) = 8\pi h c \nu^3 / (e^{hc\nu/kT} - 1). \quad (2.8.3)$$

Тут $u(\nu, T)$ – спектральна густина енергії випромінювання, тобто енергія одиничного інтервалу частот випромінювання, яка припадає на одиницю об'єму простору, де воно існує. Величина $u(\nu, T)$ залежить від частоти ν та абсолютної температури T . З (2.8.3) випливає, що енергія випромінювання dW з частотами від ν до $\nu + d\nu$, яка існує в об'ємі dV , дорівнює $dW = u d\nu dV$. Вважається, що випромінювання в об'ємі dV представляє собою накладання потоків випромінювання, які перетинають об'єм dV у різних напрямках. Під елементарним потоком $d\Phi$ розуміють кількість енергії випромінювання, яка поширюється в тілесному куті $d\Omega$ в інтервалі частот $d\nu$ і проходить за 1 с через площадку dS під кутом θ до її нормалі, тобто $d\Phi = J_0(\nu) \cos\theta dS d\nu d\Omega$.

$J_0(\nu)$ відіграє роль густини потоку випромінювання і показує кількість енергії випромінювання, яка приходить на одиничний частотний інтервал, одиничний тілесний кут і проходить за 1 с через одиничну площадку, перпендикулярну до напрямку його поширення. Цю величину $J_0(\nu)$ і називають інтенсивністю випромінювання.

Зв'язок між $u(\nu)$ та $J_0(\nu)$ можна встановити з таких міркувань. За час dt через площадку dS під кутом θ до її нормалі пройде кількість енергії $d\Phi dt$. Вона займе об'єм $dV = c dt \cos\theta dS$, де c – швидкість світла у вакуумі (якщо випромінювання поширюється в середовищі з показником заломлення n , то замість c треба брати c/n). Енергія в одиниці об'єму, пов'язана з цим потоком, що поширюється під кутом θ , дорівнює $d\Phi dt / dV = J_0(\nu) d\Omega d\nu / c$. Повна ж енергія випромінювання, яка приходить на одиничний інтервал частот, тобто $u(\nu, T)$ дорівнює інтегралу по всіх кутах: $u(\nu, T) = (1/c) \int J_0(\nu) d\Omega$. Рівноважне випромінювання ізотропне ($J_0(\nu)$ не залежить від напрямку) і однорідне ($u(\nu, T)$ не залежить від координати dV), тому після інтегрування одержимо:

$$J_0(\nu, T) = (c/4\pi) u(\nu, T), \quad (2.8.4)$$

враховуючи, що $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Отже інтенсивність випромінювання $J_0(\nu)$ абсолютно чорного тіла пропорційна функції Планка $u(\nu, T)$.

Значення сталих у виразі (2.8.3): $h = 6,6252 \cdot 10^{-34}$ Дж·с;

$c=2,9979 \cdot 10^{10}$ см/с; $k=1,3804 \cdot 10^{-33}$ Дж·К⁻¹. Тому $u(\nu, T)$ вимірюється в Дж/см³см⁻¹.

Для одержання функції Планка в іншій змінній $f = f(\nu)$, наприклад, як функції довжини хвилі λ випромінювання, яка використовується в більшості експериментальних робіт, можна скористатися рівністю енергій випромінювання, що приходяться на деякий інтервал частот $d\nu$ та відповідний інтервал df змінної f , тобто:

$$du = u(\nu)d\nu = u(f)df,$$

звідки:

$$u(f) = u(\nu)[d\nu/df].$$

Похідну $d\nu/df$ треба брати з додатнім знаком, бо від'ємний її знак вказує лише на протилежну залежність змінних ν і f , наприклад, збільшенню ν відповідає зменшення f .

Оскільки хвильове число $\nu = 1/\lambda$, то $d\nu/d\lambda = -1/\lambda^2$ і тому:

$$u(\lambda, T) = u(\nu, T)/\lambda^2 = 8\pi h c \lambda^{-5} / (e^{hc/kT\lambda} - 1) \quad (2.8.5)$$

– густина рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла представлена у вигляді функції довжини хвилі λ та температури T . Значення довжини хвилі λ , що входить до виразу (2.8.5), береться в см, тому $u(\lambda, T)$ в Дж·см⁴.

Для повної картини наведемо вирази функції Планка в інших змінних, що зустрічаються в літературі. В ній прийнято користуватися системою одиниць СІ, в якій частота f вимірюється в Гц. Оскільки виконується співвідношення $f = c\nu$, то $d\nu/df = 1/c$, і:

$$u(f, T) = (1/c)u(\nu, T) = 8\pi h c^{-3} f^3 / (e^{hf/kT} - 1). \quad (2.8.6)$$

В теоретичних роботах, як правило, застосовують циклічну частоту ω , пов'язану з частотою ν (см⁻¹) співвідношенням $\omega = 2\pi\nu$. Тоді $d\nu/d\omega = 1/(2\pi)$, а:

$$u(\omega, T) = \hbar\pi^{-2} c^{-3} \omega^3 / (e^{\hbar\omega/kT} - 1), \quad (2.8.7)$$

де вводиться позначення $\hbar = h/(2\pi)$.

В докомп'ютерну епоху функції (2.8.3) та (2.8.5) були протабульовані, наприклад, в [1]. Щоб таблиці були компактнішими, від двох змінних ν , T чи λ , T переходили до безрозмірних змінних $x = \nu/\nu_m = 0,51\nu/T$ чи $z = \lambda/\lambda_m = 3,45\lambda T$, де $\nu_m = 1,96T$ см⁻¹ – частота, яка відповідає максимуму спектрального розподілу густини рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла (залежить тільки від абсолютної температури), а $\lambda_m = 0,29/T$ см – довжина хвилі, на якій знаходиться цей максимум. Табулювалися функції:

$$g(x) = u(\nu, T)/u(\nu_m, T) = (e^x - 1)x^3 / (e^{ax} - 1), \quad (2.8.8)$$

де $a = 2,8214$, та:

$$g(z) = u(\lambda, T) / u(\lambda_m, T) = (e^a - 1)z^{-5}(e^{a/z} - 1), \quad (2.8.9)$$

де $a = 4,9651$.

Фрагменти цих таблиць наведено в додатку. Користуватися цими таблицями треба так. Для визначення густини енергії випромінювання $u(\nu_1, T_1)$ абсолютно чорного тіла на частоті ν_1 (в см^{-1}) при температурі T_1 (в К) за цією таблицею, спочатку розраховуємо $x_1 = 0,51\nu_1 / T_1$, а потім за таблицею одержуємо значення $g(x_1)$. Тоді шукане значення виглядає як:
 $u(\nu_1, T_1) = u(\nu_m, T_1)g(x_1) = 2,38 \cdot 10^{-22} T^3 g(x_1) \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$

Значення $u(\lambda_1, T_1)$ на довжині хвилі λ_1 (числове значення в см) при температурі T_1 знаходиться через табличне значення $g(z_1)$ при $z_1 = 3,45\lambda_1 T_1$ з виразу $u(\lambda_1, T_1) = 1,716 \cdot 10^{-21} T^5 g(z_1) \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$.

Помножуючи $u(\nu_1, T_1)$ чи $u(\lambda_1, T_1)$ на $c/(4\pi) = 2,39 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, одержимо абсолютне значення густини потоку випромінювання в розрахунку на 1ср. $J_0(\nu_1, T_1) = 5,688 \cdot 10^{-13} T_1^5 g(z_1) \text{ Дж/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{см}$. Слід зауважити, що $J_0(\nu, T)$ і $J_0(\lambda, T)$ – різні фізичні величини, бо одиниці виміру їх неоднакові і тому їх не можна порівнювати між собою. За визначенням цих величин, вони показують енергію випромінювання, яка проходить за 1с через одиничну площадку, перпендикулярну до напрямку поширення випромінювання, і приходиться на одиничний тілесний кут та одиничний частотний інтервал (1см^{-1}) у першому випадку і на одиничний інтервал довжин хвиль (1см) у другому випадку. Числові значення їх будуть співпадати лише тоді, якщо врахувати співвідношення між одиничними інтервалами частот та довжин хвиль.

Абсолютно чорне тіло, коефіцієнт поглинання якого $A_\nu = 1$ для будь-якої частоти, є абстракцією. Найбільш близьким наближенням до нього служить невеликий отвір у стінці порожнини, яка знаходиться при температурі T , бо випромінювання, яке потрапляє до такої порожнини ззовні через отвір, у результаті багаторазових відбивань від стінок і розсіювання практично повністю поглинається (отвір порожнини має поглинальну здатність $A = 1$, незалежно від частоти). Добрим наближенням до абсолютно чорного тіла є поверхні, покриті платиновою чернню чи сажею, завдяки дірчастій пухкій структурі. Їх коефіцієнт поглинання відмінний від 1 (дорівнює $\approx 0,99$) і залежить від різновидності та стану поверхні, а також від частоти ν .

Згідно закону Кірхгофа здатність тіла випромінювати енергію в заданому напрямку виглядає як:

$$E(\nu, T) = A_\nu(T)J(\nu, T) = (c/4\pi)A_\nu(T)u(\nu, T), \quad (2.8.10)$$

де $A_\nu(T)$ – коефіцієнт поглинання, що не перевищує 1. Тому здатність

реальних тіл випромінювати завжди менша випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла. Реальне тіло випромінює більше у тій області, в якій більше поглинає. Якщо тіло прозоре в деякій області спектра – воно нічого там не випромінює. Чим менше коефіцієнт поглинання відрізняється від 1, тим більше випромінювання тіла наближається до випромінювання абсолютно чорного тіла.

Теплове випромінювання металів на будь-якій частоті менше ніж у абсолютно чорного тіла. Спектральна залежність коефіцієнта поглинання металів така, що частина енергії випромінювання, яка приходить у видиму область спектра, більша відповідної частини у абсолютно чорного тіла.

Якщо поглинальна здатність тіла постійна в деякій спектральній області $A_\nu = A_0$, то спектральний розподіл енергії випромінювання такого тіла співпадає з розподілом випромінювання абсолютно чорного тіла при тій же температурі, але потужність її в A_0 разів менша. Таке тіло називається сірим. У природі немає тіл, для яких $A_\nu = \text{Const}$ по всьому спектру, але для обмежених ділянок спектра ця умова може виконуватися.

Добре вивчено спектральний розподіл енергії випромінювання вольфраму, температура плавлення якого відносно висока (3655 К). Завдяки цьому він використовується, зокрема, в електричних лампах розжарювання. Емпіричні формули для відношення випромінювальної здатності вольфраму до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла (тобто для величини $e_\lambda(T) = E_{\text{вольфр.}}(\lambda, T) / E_{\text{аб.ч.т.}}(\lambda, T)$) при тій же температурі та довжині хвилі мають вигляд [1]:

$$e_\lambda(T) = 0,6075 - 3,000 \cdot 10^{-4} \lambda - 3,265 \cdot 10^{-5} T + 5,900 \cdot 10^{-6} \lambda T$$

для $\lambda = 350 \div 450$ нм;

$$e_\lambda(T) = 0,4655 + 1,558 \cdot 10^{-5} \lambda + 2,675 \cdot 10^{-5} T - 7,305 \cdot 10^{-6} \lambda T \quad (2.8.11)$$

для $\lambda = 450 \div 680$ нм;

$$e_\lambda(T) = 0,65524655 + 1,558 \cdot 10^{-5} \lambda + 2,675 \cdot 10^{-5} T - 7,305 \cdot 10^{-6} \lambda T.$$

Залежність $e_\lambda(T)$ від довжини хвилі в цій спектральній області незначна. Дійсно, на початку видимого діапазону спектра ці вирази дають значення $e_{400}(2000) = 0,4694$, яке монотонно зменшується під кінець діапазону до значення $e_{700}(2000) = 0,4281$. Зміна складає близько 10%. Якщо такою залежністю нехтувати, вольфрам на цій ділянці спектра можна вважати сірим.

Експериментальне обладнання

Для вимірювання фотоструму $i(\nu)$ пропонується експериментальна установка, блок-схема якої наведена на рис. 2.8.1.

Для повного відтворення залежності $k(\nu)$ джерело світла 1 повинне

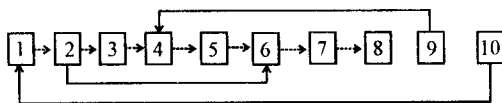


Рис. 2.8.1. Блок-схема експериментальної установки: 1 – джерело світла, 2 – модулятор, 3 – монохроматор, 4 – ФЕП, 5 – електронний підсилювач, 6 – синхронний детектор (СД), 7 – блок узгодження та індикатор, 8 – самозаписувач, 9 – блок живлення ФЕП, 10 – блок живлення джерела світла. Крапками позначено оптичний зв'язок між блоками, суцільною лінією – електричний.

випромінювати спектр частот, який перекриває область чутливості досліджуваного фотоприймача, причому інтенсивність випромінювання на кожній частоті має бути відомою. У роботі пропонується вольфрамова лампа розжарювання як найбільш поширене джерело світла, інтенсивність випромінювання якого можна розрахувати.

Освітлювач через модулятор 2 передає зображення джерела світла на вхідну щілину монохроматора 3. ФЕП 4 знаходиться за його вихідною щілиною, тому на нього потрапляє монохроматичне випромінювання (з урахуванням спектральної ширини вхідної та вихідної щілин монохроматора), частота якого задається положенням дифракційної ґратки монохроматора, а інтенсивність ослаблена елементами освітлювача та монохроматора (при відбиванні від кожного металевого дзеркала втрачається 4%÷10% падаючого на нього випромінювання залежно від часу виготовлення та технічного стану дзеркала). Модуляція джерела випромінювання дає змогу замість підсилювача постійного струму, для якого характерне сповзання з часом нульової лінії, використати підсилювач змінного струму 5, який не має цього недоліку. Крім того, цей підсилювач можна зробити вузькосмуговим, що в сукупності з синхронним детектуванням призведе до поліпшення відношення сигнал/шум досліджуваних сигналів. Опорний сигнал, необхідний для синхронного детектування, виробляється модулятором 2. Вихідний сигнал синхронного детектора 6 можна спостерігати на індикаторі 7 або задокументувати за допомогою самозаписувача 8. ФЕП 4 та джерело світла 1 живляться стабілізованим струмом від відповідних блоків живлення 9 і 10.

Оптична схема установки наведена на рис. 2.8.2. Модулятор М представляє собою металевий диск із вирізами, при обертанні якого випромінювання джерела світла (ДС), що потрапляє в просторовий кут, обмежений дзеркалами освітлювача (О), вхідною щілиною та коліматором монохроматора (МХ), модулюється з частотою 183 Гц. З такою ж частотою модулюється і світло світлодіода (ДС1), яке потрапляє

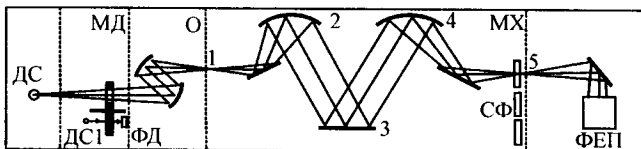


Рис. 2.8.2. Оптична схема установки: ДС – джерело світла з відомим спектральним розподілом енергії випромінювання, МД – модулятор, О – освітлювач, МХ – монохроматор, СФ – світлофільтри, ДСІ і ФД – джерело світла та фотодіод опорного каналу.

на фотодіод (ФД) для одержання опорного сигналу синхронного детектування.

Вхідна щілина 1 монохроматора (МХ), виконаного за схемою Еберта-Фасті, знаходиться в фокусі коліматорного сферичного дзеркала 2. Тому диспергуючий елемент 3 – дифракційна ґратка (1200 шт/мм, площа заштрихованої частини $40 \times 35 \text{ мм}^2$, максимум відбивання припадає на довжину хвилі 240 нм в першому порядку дифракції) – працює в паралельних променях. Дифракційна ґратка просторово розподіляє промені різних частот під різними кутами, тож сферичне дзеркало 4 дає в площині вихідної щілини сукупність монохроматичних зображень вхідної щілини. Завдяки цьому через вихідну щілину проходить випромінювання, яке належить деякому спектральному інтервалу $\nu - \Delta\nu/2 \dots \nu + \Delta\nu/2$, величина $\Delta\nu$ якого, в першу чергу, визначається лінійною дисперсією монохроматора та геометричною шириною розкривання вхідної та вихідної щілин. Щоб до вихідної щілини потрапляв спектральний інтервал з потрібною центральною частотою ν , дифракційну ґратку повертають навколо вісі, яка лежить в площині ґратки. Індикатор її положення проградуєвано в довжинах хвиль. Він знаходиться на лицьовій стороні монохроматора. Передбачено два режими розгортки по спектру – ручний та автоматичний із двома швидкостями (перевідна ручка знаходиться на лицьовій стороні). Тут також знаходиться ручка та індикатор розкриття щілин (розкриття обох щілин синхронне та однакове).

Набір сірих світлофільтрів (СФ), які розмішуються за вихідною щілиною монохроматора, дає змогу при потребі ослаблювати оптичний сигнал без зміни інших умов одержання спектра (ширини вхідної та вихідної щілин, режиму живлення ФЕП, підсилення електронного тракту). Ручка зміни світлофільтрів також знаходиться на лицьовій стороні монохроматора.

Якщо інтенсивність випромінювання джерела світла на частоті ν

позначити $J_0(\nu)$, то інтенсивність світла $J(\nu)$, яке потрапляє на фотокатод ФЕП, дорівнює $J(\nu) = T_0 T_{\text{сф}} J_0(\nu)$, де T_0 – коефіцієнт, що враховує втрати на оптичних елементах освітлювача та монохроматора. Це коефіцієнт пропускання цих складових установок. $T_{\text{сф}}$ – коефіцієнт пропускання світлофільтра. Оскільки коефіцієнт відбивання металевих дзеркал, призначених для роботи в УФ-області, майже не залежить від частоти випромінювання, то T_0 теж не залежить від частоти, тобто $T_0(\nu) = \text{const}$. Оскільки для сірого фільтра $T_{\text{сф}}(\nu) = \text{const}$, то оптична схема експериментальної установки передає оптичний сигнал без частотних спотворень, однаково послаблюючи його на всіх частотах в $T_0 T_{\text{сф}}$ раз.

Зазначимо, що за умови, коли спектральний діапазон, в якому проводяться дослідження, достатньо вузький, залежність ефективності дифракційної ґратки від частоти можна знехтувати. В протилежному випадку необхідно врахувати таку залежність, розрахувавши її, виходячи з теорії дифракції при відомих значеннях періоду ґратки та профілю штрихів.

Необхідно щоб ФЕП і електронний тракт працювали у лінійному режимі. Тільки тоді відхилення пера самозаписувача $h(\nu)$ від нульової лінії на кожній частоті можна подати у вигляді

$$h(\nu) = K \cdot i(\nu),$$

де K – коефіцієнт пропорційності, величина якого залежить від ряду параметрів, наприклад, ширини щілин монохроматора, коефіцієнтів підсилення ФЕП та електронного тракту тощо. Точні значення коефіцієнтів підсилення, як правило невідомі, тому визначення абсолютного значення $k(\nu)$, що входить до виразів (2.8.1) та (2.8.2), досить складна робота. Простіше визначити відносне значення чутливості фотокатода:

$$k^*(\nu) = k(\nu) / k(\nu^*), \quad (2.8.12)$$

де ν^* – частота, на якій значення $k^*(\nu)$ приймається рівним одиниці. При визначенні $k^*(\nu)$ треба лише стежити, щоб коефіцієнти підсилення та інші параметри, від яких залежить коефіцієнт K , не змінювали своїх значень за час одержання спектрограм. У разі зміни деяких параметрів під час запису спектра – треба врахувати їх вплив на значення коефіцієнта K . Наприклад, його значення пропорційне квадрату ширини щілин, якщо спектр випромінювання джерела світла суцільний. Тоді:

$$k^*(\nu) = (T_{\text{сф}} / T_{\text{сф}}^*) (h^*(\nu) / J_0^*(\nu)), \quad (2.8.13)$$

де $T_{\text{сф}}$ і $T_{\text{сф}}^*$ – пропускання світлофільтрів, при яких одержано значення $h(\nu)$ та $h(\nu^*)$, а $J_0^*(\nu)$ і $J_0^*(\nu)$, – відносні значення відповідних величин, а

саме: $J_0^*(\nu) = J_0(\nu)/J_0(\nu^*)$, $h^*(\nu) = h(\nu)/h(\nu^*)$.

Якщо ж виміри проведено при одному й тому ж світлофільтрі, то:

$$k^*(\nu) = h^*(\nu)/J_0^*(\nu). \quad (2.8.14)$$

Отже визначення відносної спектральної чутливості $k^*(\nu)$ фотокатода зводиться до розрахунку $J_0^*(\nu)$ за відомими спектральними характеристиками джерела світла і визначення $h^*(\nu)$ за виміряним спектром. Відносну спектральну чутливість фотокатода ФЕП можна визначити і як функцію довжини хвилі λ , а саме:

$$k^*(\lambda) = k(\lambda)/k(\lambda^*), \quad (2.8.15)$$

де λ^* – довжина хвилі, відносно якої з'ясовується значення $k^*(\lambda)$, причому воно одержується за виразами, аналогічними (2.8.13) і (2.8.14):

$$k^*(\lambda) = (T_{cf}/T_{cf}^*)(h^*(\lambda)/J_0^*(\lambda)), \quad (2.8.16)$$

якщо ділянка спектра проходить через світлофільтр, пропускання якого T_{cf} відмінне від пропускання світлофільтра на довжині хвилі λ , і

$$k^*(\lambda) = h^*(\lambda)/J_0^*(\lambda), \quad (2.8.17)$$

якщо світлофільтр один і той же.

Треба підкреслити, що між значеннями $k^*(\nu)$ та $k^*(\lambda)$ існують такі ж відмінності, як і між значеннями $J_0(\nu)$ та $J_0(\lambda)$, про які вже згадувалось.

Відносний розподіл енергії в потоках визначається функцією $g(x)$ або $g(z)$, тому $J_0^*(\nu) = g(x)/g(x^*)$, $J_0^*(\lambda) = g(z)/g(z^*)$, де x і z відповідають ν і λ при заданому значенні T , а x^* і z^* – частоті ν^* і довжині хвилі λ^* . Незалежні від частоти коефіцієнти скорочуються. Це означає, що при визначенні $J_0^*(\nu)$, що входить до виразу (2.8.14), можна користуватись табл. 2.8.1, а при визначенні $J_0^*(\lambda)$ з виразу (2.8.17) – табл. 2.8.2 додатку.

Якщо розжарений вольфрам вважати сірим випромінювачем, тоді для визначення відносної спектральної чутливості фотокатода за допомогою електричної лампи з вольфрамовою спіраллю можна користуватись формулами (2.8.14) чи (2.8.17). За потреби мати більш високу точність визначення $k^*(\lambda)$ варто враховувати спектральні відмінності вольфрамової здатності випромінювання згідно з (2.8.11). Тоді шуканий відносний спектральний розподіл чутливості фотокатода виглядатиме так:

$$k^*(\lambda) = (e_\lambda(T)/e_{\lambda^*}(T))(h^*(\lambda)/J_0^*(\lambda)), \quad (2.8.18)$$

де $e_{\lambda^*}(T)$ – значення $e_\lambda(T)$ на довжині хвилі λ^* , відносно якої

визначається $k^*(\lambda)$, або:

$$k^*(\lambda) = e_{\lambda}^*(T) \cdot k_0^*(\lambda) , \quad (2.8.19)$$

де $k_0^*(\lambda)$ – відносна спектральна чутливість фотокатода без врахування спектральних відмінностей випромінювання металів за формулою (2.8.17), а коефіцієнт $e_{\lambda}^*(T) = e_{\lambda}(T)/e_{\lambda}^*(T)$ враховує відмінність випромінювальної здатності вольфраму порівняно з абсолютно чорним тілом. Значення $e_{\lambda}(T)$ для $T=1500, 1750$ та 2000 К наведено в табл. 2.8.3.

Тож для визначення відносної спектральної чутливості фотокатода ФЕП треба записати електричний відгук фотоприймача від джерела світла з відомим спектральним розподілом випромінювання і провести відповідні розрахунки за формулами (2.8.17), (2.8.18), (2.8.19).

Похибки експерименту

Для оцінки достовірності одержаної залежності $k^*(\lambda)$, треба знайти похибку. Експериментальні похибки, як відомо, поділяються на систематичні та випадкові.

Систематичні похибки повторюються від виміру до виміру. Вони можуть бути пов'язані з невірною калібрувкою вимірювального приладу, чи неможливістю точної калібрувки, з недостатньо врахованими зовнішніми умовами проведення експерименту, чи неможливістю їх урахування, з неправильною методикою вимірювання тощо. Дослідження систематичних похибок складає важливу частину методики одержання та аналізу експериментальних даних. Після встановлення природи систематичної похибки та з'ясування її величини систематична похибка перестає бути похибкою і стає поправкою. Наприклад, значення $k^*(\lambda)$ визначені за формулою (2.8.17) при використанні вольфрамової лампи розжарювання як джерела світла, мають систематичну похибку, бо не враховують частотну залежність відмінності випромінювальної здатності вольфраму порівняно з випромінюванням абсолютно чорного тіла. З виразу (2.8.19) видно, що врахування цієї відмінності носить характер поправки.

При неможливості врахувати систематичну похибку – бажано оцінити її величину. Вже підкреслювалося, що при визначенні відносної спектральної чутливості фотокатода кожної миті на нього потрапляє випромінювання не частоти ν_0 , на яку вказує індикатор монохроматора, а деякого інтервалу частот $(\nu_0 - \Delta\nu/2) \div (\nu_0 + \Delta\nu/2)$. Величина $\Delta\nu$ визначається апаратною функцією монохроматора. В цьому випадку густина енергії рівноважного випромінювання вираховується за формулою:

$$u(\nu_0, \Delta\nu, T) = \int_{\nu - \Delta\nu/2}^{\nu + \Delta\nu/2} u(\nu, T) d\nu \quad (2.8.20)$$

і залежить від трьох змінних. Інтеграл (2.8.20) не виражається аналітичними функціями, його значення можна розрахувати за допомогою чисельного інтегрування. Якщо інтервал $\Delta\nu$ настільки малий, що зміною $u(\nu, T)$ на ньому можна знехтувати, тоді $u(\nu_0, \Delta\nu, T) = u(\nu_0, T)\Delta\nu$. Навіть у цьому випадку одержані за формулами (2.8.17), (2.8.18) чи (2.8.19) значення $k^*(\lambda)$ матимуть систематичну похибку, оскільки ширина апаратної функції не залишається сталою по спектру. Аналіз спектральної залежності апаратної функції та величини $u(\nu_0, \Delta\nu, T)$ показує, що нехтування ними у випадку джерела з суцільним спектральним розподілом випромінювання призводить до похибки, відносна величина якої не перевищує 2%.

Випадкові похибки є наслідком скінченної точності вимірювального приладу чи випадкового характеру вимірюваної величини. Ці обидві причини сповна проявляються в одержуваних на самозаписувачі спектрах $h(\lambda)$. Уяву про величину випадкової похибки можна отримати після обробки кількох ($n=3 \div 7$) незалежно, але при незмінних умовах отриманих спектрограм. Визначивши з кожної спектрограми $h(\lambda_k)$ для однієї і тієї ж довжини хвилі λ_k , можна спочатку обчислити середнє значення $\overline{h(\lambda_k)} = (\sum_{i=1}^n h(\lambda_k)_i) / n$, а потім середньоквадратичне відхилення від нього отриманих значень $h(\lambda_k)_i$. При визначенні випадкової похибки шуканих значень $k^*(\lambda)$ треба врахувати правила обчислення похибки при математичних операціях із величинами, значення яких відомі з похибками. З точки зору теорії похибок розподіл $h(\lambda_k)$ описується розподілом Гауса:

$$f[h(\lambda_k), \chi] = (\sigma\sqrt{2\pi})^{-1} \exp\left\{-\frac{[h(\lambda_k) - \chi]^2}{2\sigma^2}\right\},$$

де χ – математичне очікування (середнє значення, центр розподілу); σ^2 – дисперсія неперервної випадкової величини. Для оцінки оптимальних значень χ та σ^2 проводимо n вимірів $h(\lambda_k)$ і отримуємо набір випадкових значень $h(\lambda_k)$. Функція $h(\lambda_k)$ має максимум при мінімальному значенні показника експоненти, що відповідає умові:

$$S = \sum_{k=1}^n [h(\lambda_k) - \chi]^2 = S_{\min}.$$

Диференціюючи за параметром χ , отримуємо:

$$\frac{dS}{d\chi} = 2 \sum_{k=1}^n [h(\lambda_k) - \chi] = 0.$$

Відтак найточніше значення χ при прямому вимірюванні:

$$\chi \cong \overline{h(\lambda_k)} = \frac{1}{n} \sum h(\lambda_k).$$

Оцінка $\overline{h(\lambda_k)}$ має більш високу точність, оскільки дисперсія цієї величини менша в n разів дисперсії окремого спостереження:

$$\sigma(\overline{h(\lambda_k)})^2 = \frac{\sigma^2}{n}.$$

Величина σ^2 є дисперсією результату окремого вимірювання.

Оцінка відхилення результату вимірювання від істинного значення χ визначається довірчим інтервалом, пропорційним середньоквадратичній похибці, а саме σ .

Більш ґрунтовні відомості про властивості випадкових похибок та їх визначення дає розділ математичної статистики – теорія похибок, яка дозволяє оцінити надійність числових результатів, отриманих за допомогою вимірів, що містять випадкові похибки.

Визначення роботи виходу

Червону межу фото ефекту можна визначити з одержаних спектрограм $h(\lambda)$ як довжину хвилі $\lambda_{\text{ч}}$, на якій величина спадаючого сигналу вдвічі перевищує величину шуму за умови пропорційності сигналу інтенсивності випромінювання. Оскільки на червоній межі дійсна рівність $h\nu = A$, то $A = hc / \lambda_{\text{ч}}$. Традиційно значення роботи виходу виражають в електрон-вольтах (eV).

Порядок вмикання обладнання

Розгляньте передні панелі приладів, задіяні для вимірювання, звертаючи увагу на позначки органів управління та їх початкове положення. Запам'ятайте їх призначення та наслідки, до яких призведе їх перемикання. На прикладі дослідження ФЕП типу ФЕП-106 послідовність визначення спектральної чутливості наступна.

1. Увімкніть джерело живлення ФЕП. Сигнальна лампа вказує на наявність електроенергії. Високу напругу на ФЕП можна подати (за допомогою перемикача “Висока напруга”) не раніше, ніж через 2 хв. після увімкнення блоку живлення. Величина напруги (1,4 кВ, якщо досліджується спектральна чутливість ФЕП-106) задається перемикачем “Регулювання – кіловольти”.

2. Увімкніть монохроматор (зверніть увагу на сигнальну лампу). Увімкненою повинна бути клавіша вибору режиму роботи “Е”, при цьому починає працювати модулятор. Через 3 хв. установіть стрілку мікроамперметра монохроматора на нуль (потенціометр “Виставлення нуля”).

3. Увімкніть блок синхронного детектора. Увімкненою повинна бути клавіша “Т%”, яка встановлює лінійний режим роботи підсилювача. У мить вмикання блока стрілка мікроамперметра (внаслідок перехідних процесів) відхиляється праворуч, а потім повертається до нульової позначки.

4. Увімкніть самозаписувач (перемикач “Прилад вкл. - викл.”). Потенціометром “Виставлення нуля – точно” блока синхронного детектора виставте нульовий відлік на папері.

5. Переведіть ручку перемикача швидкостей сканування спектра в положення швидкого сканування. Увімкніть сканування. За допомогою клавіш “збільшити”, “зменшити” виставте довжину хвилі 630 нм. Увімкніть джерело світла. Перевірте освітленість входної щілини монохроматора. Від’юстуйте джерело світла. Тобто, пересуваючи його перпендикулярно до оптичної вісі монохроматора та по висоті, досягніть максимального сигналу за показами мікроамперметрів чи по відхиленню пера самозаписувача. Розкриваючи щілини монохроматора, виставте перо самозаписувача на 80÷85% максимально можливого відхилення від нульової лінії.

6. Не змінюючи розкриття щілин та високої напруги живлення ФЕП, запишіть спектр в області 400÷800 нм.

Послідовність виконання роботи

1. Одержати 3÷5 спектрограм розподілу випромінювання лампи розжарювання в області 400÷800 нм, тобто $h(\lambda)$.

2. З інтервалом 20 нм розрахувати значення і побудувати графік залежності $k^*(\lambda)_{сер}$. Оцінити похибку та пояснити одержану спектральну залежність відносної спектральної чутливості фотокатода.

3. Визначити роботу виходу фотокатода ФЕП.

Контрольні запитання

1. Які фізичні явища використовуються в роботі ФЕП?
2. Чим обумовлюється спектральна залежність чутливості ФЕП?
3. Дайте визначення роботи виходу.
4. Який спектральний розподіл енергії випромінювання абсолютно чорного тіла?

5. Які спектральні відмінності випромінювання вольфраму порівняно з абсолютно чорним тілом?

6. Чому відрізняються числові значення $k^*(\nu)$ і $k^*(\lambda)$?

Додаток

Табл. 2.8.1. Відносний спектральний розподіл густини енергії рівноважного випромінювання у відносній шкалі частот (функція $g(x)$)

x	$g(x)$	x	$g(x)$	x	$g(x)$	x	$g(x)$
1,55	0,751	3,05	$0,821 \cdot 10^{-1}$	4,55	$0,396 \cdot 10^{-2}$	6,05	$0,135 \cdot 10^{-3}$
60	717	10	749	60	355	10	120
65	681	15	682	65	319	15	107
70	646	20	621	70	286	20	095
75	612	25	565	75	256	25	085
1,80	0,578	3,30	$0,514 \cdot 10^{-1}$	4,80	$0,230 \cdot 10^{-2}$	6,30	$0,753 \cdot 10^{-4}$
85	544	35	467	85	206	35	670
90	511	40	424	90	184	40	596
95	449	45	384	95	165	45	530
2,00	449	50	348	5,00	147	50	471
2,05	0,420	3,55	$0,316 \cdot 10^{-1}$	5,05	$0,132 \cdot 10^{-2}$	6,55	$0,418 \cdot 10^{-4}$
10	392	60	286	10	118	60	372
15	365	65	259	15	106	65	330
20	340	70	234	20	$0,944 \cdot 10^{-3}$	70	293
25	315	75	212	25	844	75	260
2,30	0,293	3,80	$0,191 \cdot 10^{-1}$	5,30	$0,754 \cdot 10^{-3}$	6,80	$0,231 \cdot 10^{-4}$
35	271	85	173	35	673	85	205
40	251	90	156	40	601	90	182
45	231	95	141	45	537	95	162
50	214	4,00	127	50	479	7,00	143
2,55	0,197	4,05	$0,114 \cdot 10^{-1}$	5,55	$0,427 \cdot 10^{-3}$	7,05	$0,127 \cdot 10^{-4}$
60	181	10	103	60	381	10	113
65	166	15	$0,928 \cdot 10^{-2}$	65	340	15	100
70	153	20	836	70	303	20	$0,888 \cdot 10^{-5}$
75	140	25	752	75	270	25	787
2,80	0,129	4,30	$0,676 \cdot 10^{-2}$	5,80	$0,241 \cdot 10^{-3}$	7,30	$0,698 \cdot 10^{-5}$
85	118	35	608	85	215	35	618
90	108	40	546	90	191	40	548
95	098	45	491	95	170	45	486
3,00	190	50	441	6,00	152	50	430

Табл. 2.8.2. Відносний спектральний розподіл густини енергії рівноважного випромінювання у відносній шкалі довжин хвиль (функція $g(z)$)

z	$g(z)$	z	$g(z)$	z	$g(z)$	z	$g(z)$
0,200	$7,35 \cdot 10^{-6}$	0,350	$1,87 \cdot 10^{-2}$	0,500	$2,22 \cdot 10^{-1}$	0,650	$5,91 \cdot 10^{-1}$
0,205	$1,19 \cdot 10^{-5}$	0,355	2,13	0,505	2,33	0,655	6,03
0,210	1,88	0,360	2,45	0,510	2,44	0,660	6,15
0,215	2,89	0,365	2,72	0,515	2,55	0,665	6,26
0,220	4,36	0,370	3,05	0,520	2,67	0,670	6,38
0,225	6,44	0,375	3,41	0,525	2,79	0,675	6,49
0,230	9,32	0,380	3,80	0,530	2,91	0,680	6,61
0,235	$1,32 \cdot 10^{-4}$	0,385	4,22	0,535	3,03	0,685	6,72
0,240	1,85	0,390	4,67	0,540	3,15	0,690	6,83
0,245	2,55	0,395	5,14	0,545	3,27	0,695	6,94
0,250	3,45	0,400	5,65	0,550	3,40	0,70	7,04
0,255	4,62	0,405	6,19	0,555	3,52	0,71	7,25
0,260	6,09	0,410	6,76	0,560	3,65	0,72	7,45
0,265	7,94	0,415	7,36	0,565	3,77	0,73	7,64
0,270	$1,02 \cdot 10^{-3}$	0,420	8,00	0,570	3,90	0,74	7,83
0,275	1,30	0,425	8,66	0,575	4,03	0,75	8,01
0,280	1,65	0,430	9,36	0,580	4,15	0,76	8,18
0,285	2,06	0,435	$1,01 \cdot 10^{-1}$	0,585	4,28	0,77	8,34
0,290	2,54	0,440	1,08	0,590	4,41	0,78	8,49
0,295	3,12	0,445	1,16	0,595	4,54	0,79	8,64
0,300	3,80	0,450	1,25	0,600	4,66	0,80	8,78
0,305	4,59	0,455	1,33	0,605	4,79	0,81	8,91
0,310	5,50	0,460	1,42	0,610	4,92	0,82	9,02
0,315	6,55	0,465	1,51	0,615	5,04	0,83	9,14
0,320	7,74	0,470	1,60	0,620	5,17	0,84	9,25
0,325	9,10	0,475	1,70	0,625	5,30	0,85	9,34
0,330	$1,06 \cdot 10^{-2}$	0,480	1,80	0,630	5,42	0,86	9,44
0,335	1,24	0,485	1,90	0,635	5,54	0,87	9,52
0,340	1,42	0,490	2,00	0,640	5,67	0,88	9,59
0,345	1,64	0,495	2,11	0,645	5,79	0,89	9,66

Табл. 2.8.3. Значення $e_{\lambda}(T)$, розраховані за емпіричними формулами (2.8.11).

λ , нм	T=1500 K	T=1750 K	T=2000 K
380	0,478	0,476	0,473
400	0,474	0,472	0,469
430	0,470	0,468	0,466
440	0,465	0,464	0,462
460	0,462	0,461	0,459
480	0,460	0,458	0,456
500	0,459	0,456	0,454
520	0,457	0,454	0,451
540	0,455	0,452	0,448
560	0,453	0,449	0,446
580	0,431	0,447	0,443
600	0,449	0,445	0,441
620	0,447	0,443	0,438
640	0,445	0,440	0,435
660	0,444	0,438	0,433
680	0,442	0,436	0,430
700	0,439	0,433	0,428
720	0,436	0,431	0,426
740	0,433	0,428	0,423
760	0,430	0,425	0,421
780	0,427	0,423	0,419
800	0,424	0,420	0,417

Література

1. Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М. Электронные умножители. – М.: Гостехиздат, 1957. – 432 с.
2. Кондиленко И. И., Коротков П. А. Введение в атомную спектроскопию. – Киев: Вища школа, 1984. – 285 с.
3. Борбат А. М., Горбань И. С., Охрименко Б. А. и др. Оптические измерения. – Киев: Техніка, 1967. – 418 с.
4. Фабри Ш. Общее введение в фотометрию. – М.: ГЖТЛ, 1934. – 121 с.
5. Апанасевич Л. А., Айзенштадт В. С. Таблицы распределения энергии фотонов в спектре равновесного излучения. – Минск: Изд. АНБССР, 1961. – 251 с.
6. Зайдель А.Н. Погрешности измерений физических величин. – Л.: Наука, 1985. – 112 с.

§ 2.9. ВИМІР ВНУТРІШНІХ ВТРАТ ТВЕРДОТІЛЬНОГО ЛАЗЕРА

Основні теоретичні уявлення

Можливість експериментального визначення втрат у лазерних активних елементах (склі, кристалах, газових сумішах) генераційними методами впливає з аналізу порогових умов генерації.

Активне середовище лазера характеризується лінійним коефіцієнтом оптичного підсилення α , лінійним коефіцієнтом поглинання на неактивних центрах і розсіювання p . Цей коефіцієнт p описує втрати в активному середовищі, його часто називають коефіцієнтом внутрішніх втрат. Розглянемо поширення світлового потоку в активному середовищі, при цьому будемо виходити з виразу, аналогічного диференціальному закону Бугера

$$dI = [\alpha(z) - p(z)]I(z)dz, \quad (2.9.1)$$

де $I(z)$ – інтенсивність світлового потоку, що поширюється в активному середовищі уздовж вісі z ; dI – збільшення інтенсивності потоку на шляху від z до $z + dz$. Припустимо, що випромінювання монохроматичне і його частота відповідає переходу між нижнім і верхнім робочими рівнями активного центру.

Зрозуміло, що коли в якійсь точці активного середовища:

$$\alpha - p < 0, \quad (2.9.2)$$

то середовище в даній точці є поглинаючим, якщо ж:

$$\alpha - p > 0, \quad (2.9.3)$$

то середовище в ній є підсилюючим.

У основі роботи лазера, як відомо, закладений класичний метод зворотного зв'язку (використання зворотного зв'язку забезпечує повернення частини енергії коливальної системи назад у систему). Він здійснюється за допомогою оптичного резонатора. Загальна схема лазера приведена на рис. 2.9.1, де 1 – активне середовище, 2 – система збудження активного середовища (система накачування), R_1 , R_2 – дзеркала оптичного резонатора, L' – база резонатора.

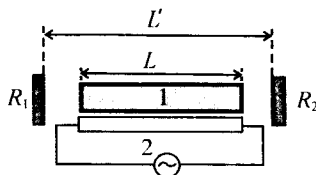


Рис. 2.9.1 Типова схема лазера.

Варто підкреслити, що лазер є квантовою системою і забезпечення зворотного зв'язку не є головною функцією оптичного резонатора. Принципова функція резонатора в лазері – виділення високодобротних фотонних станів і, отже, формування пучка з визначеними когерентними властивостями.

Умови стаціонарної генерації легко отримати з (2.9.1). Так, якщо L – довжина активного середовища; η_1, η_2 – коефіцієнти відбиття відповідно лівого і правого дзеркала резонатора, то, позначивши через I інтенсивність світлового потоку, що поширюється від лівого дзеркала до правого, з (2.9.1) матимемо:

$$\ln\left(\frac{I(L)}{I(0)}\right) = \int_0^L [\alpha(z) - p(z)] dz, \quad (2.9.4)$$

де $I(0)$ – початкова інтенсивність світлового потоку. Співвідношення (2.9.4) можна переписати у вигляді:

$$\ln\left(\frac{I(L)}{I(0)}\right) = L(\alpha - p), \quad (2.9.5)$$

де α і p – коефіцієнти підсилення і втрат, усереднені за довжиною активного середовища.

Подамо (2.9.5) у вигляді:

$$I(L) = I(0) \exp[L(\alpha - p)]. \quad (2.9.6)$$

Отже, коли від лівого дзеркала до правого “пішов” потік з інтенсивністю $I(0)$, то при підході до правого дзеркала його інтенсивність зростає в F разів і стає рівною $FI(0)$, де $F = \exp[L(\alpha - p)]$ (F – коефіцієнт підсилення активного середовища за один прохід).

Очевидно, що такий же висновок справедливий і для потоку, що поширюється в зворотному напрямку – від правого дзеркала до лівого. В результаті відбиття від правого дзеркала, “назад” піде потік з інтенсивністю $r_2 FI(0)$, а при підході світлового потоку до лівого дзеркала його інтенсивність стане рівною $r_2 F^2 I(0)$. Після відбиття світлового потоку від лівого дзеркала його інтенсивність дорівнюватиме $r_1 r_2 F^2 I(0)$. За умови стаціонарності процесу повинна виконуватися рівність:

$$r_1 r_2 F^2 I(0) = I(0),$$

звідки випливає:

$$F = \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}. \quad (2.9.7)$$

Враховуючи (2.9.6), знаходимо:

$$\alpha = p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}. \quad (2.9.8)$$

Співвідношення (2.9.8) описує умову стаціонарної генерації: середній коефіцієнт підсилення α дорівнює сумі втрат у активному середовищі (p_b) і втрат, обумовлених виходом частини енергії з активного середовища у вигляді лазерного випромінювання $\gamma = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}$, що називаються корисними втратами.

Можливість експериментального визначення внутрішніх втрат у лазерних елементах генераційними методами впливає з аналізу порогових умов генерації – коефіцієнт підсилення дорівнює повному коефіцієнту втрат:

$$\alpha = p_b + \gamma . \quad (2.9.9)$$

У лазерній системі необхідно розрізнити два типи втрат – втрати резонаторні і втрати внутрішні, пов'язані з умовами росту й обробки лазерних елементів. Резонаторні втрати можна розділити на дифракційні, виникаючі через кінцеве число зон Френеля, що утворюються відносно якогось центру симетрії, а також втрати на дзеркалах. Втрати першого типу визначаються законами фізичної оптики і залежать від геометричних розмірів активного елемента і конфігурації резонатора. Втрати другого типу обумовлені поглинанням і розсіюванням на діелектричних покриттях, а також оптичною якістю підкладінок дзеркал. Якість підкладки і покриття оцінюється з погляду як гладкості поверхонь так і відхилення їх від ідеальної геометрії. Дифракційні втрати за один прохід у випадку стійкого резонатора¹ максимальні при плоскопаралельній геометрії дзеркал і для основної моди визначаються відповідно до співвідношення:

$$\tilde{\alpha}_0 = 0,207 \left(\frac{L' \lambda}{a^2} \right)^{1,4}, \quad (2.9.10)$$

де λ – довжина хвилі випромінювання, L' – довжина (база) резонатора, a – апертура (лінійний розмір дзеркал) резонатора. Співвідношення (2.9.10) було отримано застосуванням методу ітерацій при розгляді резонансних типів коливань у резонаторі Фабрі-Перо.

Для реальних лазерних систем на гранаті при $L' = 25$ см, $a = 0,5$ см, $\lambda = 1,06$ мкм дифракційні втрати за один прохід складають $\tilde{\alpha}_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ у безрозмірних одиницях. При довжині робочого тіла L [см] коефіцієнт дифракційних втрат $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-5} L^{-1}$ [см⁻¹]. Таким чином, для активного

¹ Стійкість резонатора визначається наступним співвідношенням $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$, де $g_1 = (1 - L/R_1)$ і $g_2 = (1 - L/R_2)$ – нормовані параметри кривизни; L – відстань між дзеркалами; R_1 і R_2 відповідно радіуси кривизни дзеркал.

елемента довжиною 10 см одержимо $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, що на один-два порядки менше внутрішніх втрат (p_v) у кращих кристалах. Дифракційні втрати при визначенні внутрішніх втрат у лазерних елементах можна не враховувати.

Коефіцієнт p_v внутрішніх втрат в кристалах має декілька складових. При проходженні випромінювання через активне середовище, частина випромінювання розсіюється на неоднорідностях, домішках, блоках ковзання тощо. Істотне значення мають втрати на малокутове розсіювання (тобто розсіювання випромінювання під малими кутами на внутрішніх дефектах) – вони принципово неусувні і пов'язані з технологією росту кристала. Відповідний коефіцієнт втрат $p_{роз}$ визначається, природно, внутрішніми властивостями самої речовини і не залежить від умов роботи і параметрів лазера. Це одна з основних характеристик якості активних елементів.

Втрати, обумовлені аномальним двоприменезаломленням, позначаються при роботі з поляризованим світлом. Аномальне двоприменезаломлення виникає через наявність залишкових напруг, зв'язаних з недосконалістю росту й обробки кристалів. Найбільш сильно цей вид втрат виявляється в кристалах значних розмірів ($\varnothing=10 \div 12 \text{ мм}$, $L=100 \div 200 \text{ мм}$).

Втрати на розсіювання ($p_{роз}$), а також ті, що пов'язані з двоприменезаломленням (p_g) і перепоглинанням ($p_{п}$) основного випромінювання лазера в сукупності становлять внутрішні втрати активного елемента (p_v). В такий спосіб:

$$p_v = p_{роз} + p_g + p_{п}. \quad (2.9.11)$$

З умов виникнення генерації $\alpha = p_v + \gamma$ видно, що, вимірювши залежність коефіцієнта підсилення від резонаторних втрат і екстраполюючи отриману пряму до точки $\gamma = 0$, легко визначити точку, у якій $\alpha = p_v$.

Втратами γ легко варіювати або зміною коефіцієнта відбиття дзеркал, або внесенням у резонатор яких-небудь додаткових втрат (поглинаючого фільтра чи додаткової пластини, розташованої під визначеним кутом).

Безпосереднє застосування цієї методики пов'язане з великими труднощами, що виникають при безпосередніх вимірах коефіцієнта підсилення. Їх можна обійти, якщо при визначенні α використовувати будь-яку експериментально вимірювану величину пропорційну коефіцієнту підсилення.

Припустимо, що вимірювана величина u пропорційна коефіцієнту підсилення, тоді:

$$y = c\alpha = c(p_b + \gamma) . \quad (2.9.12)$$

Екстраполюючи залежність y від γ у точку $y=0$, одержимо значення α , при якому $p_b + \gamma = 0$. Параметр p_b визначається в цьому випадку незалежно від коефіцієнта пропорційності c .

Розглянемо, наприклад, вимір внутрішніх втрат лазера на основі $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$. У цьому лазері, який працює на довжині хвилі $\lambda = 1,064$ мкм, генерація здійснюється за чотирирівневою схемою. Енергія вільної генерації лазера, що працює за такою схемою, у загальному вигляді визначається співвідношенням:

$$W_r = h\nu_r \eta B (\rho_n - \rho_n^n) L S \beta_{cl} N , \quad (2.9.13)$$

де L і S – довжина і площа перетину активного елемента; N – число активних центрів (концентрація), $h\nu_r$ – енергія кванта генерації, B – ейнштейнівський коефіцієнт вимушеного переходу, ρ_n – густина збуджуючого випромінювання, ρ_n^n – порогова густина збуджуючого випромінювання, η – квантовий вихід, β_{cl} – коефіцієнт, що враховує вплив суперлюмінесценції. Величина $\eta B \rho_n$ визначає швидкість накачування верхнього лазерного рівня, $\eta B \rho_n^n$ – порогове значення швидкості накачування:

$$\eta B \rho_n^n = \frac{p_b + \gamma}{\alpha_m \tau} , \quad (2.9.14)$$

де α_m – коефіцієнт підсилення на частоті максимуму смуги люмінесценції за умови 100%-ої інверсії населеностей рівнів, між якими відбувається генерація, τ – час життя для верхнього лазерного рівня. Звідси видно, що одна з величин, яка може бути використана для визначення p_b є порогова енергія накачування. Згідно (2.9.14) коефіцієнт підсилення і порогова густина накачування пропорційні одне до одного:

$$\alpha = p_b + \gamma \sim \eta B \rho_n^n .$$

Зі сказаного вище випливає, що для експериментального визначення внутрішніх втрат у кристалах граната зручно використовувати залежність порогової енергії накачування від втрат у резонаторі. Однак при цьому варто мати на увазі наступні обставини.

Визначення величини p_b за енергією порогу генерації найбільш просте, якщо величину порогу знаходити за вимірами енергії накачування в момент появи генерації (поява одного піка генерації). Однак при роботі з неоднорідними елементами виникнення і зрив генерації відбуваються в областях стрижня з найменшими втратами. Тому параметр p_b , вимірний цим способом, відповідає мінімальним втратам у зразку. Хоча величина втрат, визначена цим способом для кристалів високої якості при однорідному прокачуванні, точно збігається з p_b вимірними іншими

генераційними методами.

При досить великих накачках генерація охоплює весь об'єм зразка. Таким чином, втрати, що характеризують потужність генерації, усереднені за об'ємом і можуть значно перевищувати мінімальні. Крива залежності енергії генерації від енергії накачування при малих накачках для кристалів значних розмірів неоднорідних по перерізу має вигляд, показаний на рис. 2.9.2.

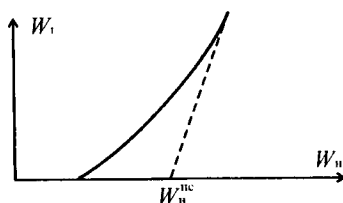


Рис. 2.9.2. Залежність енергії випромінювання від енергії накачки.

Апроксимуючи лінійну частину залежності (2.9.12) прямою, можна одержати величину “спрямленого” порогу W_n^{nc} (рис. 2.9.2), що надалі використовується при обчисленнях як середня величина порогової енергії накачування.

У генераційних методах виміру ρ_v як змінну величину можна використовувати коефіцієнт відбиття дзеркал r_1, r_2 і пов'язані з ним корисні втрати γ . Однак при розрахунках параметра ρ_v необхідно враховувати (особливо для кристалів з непросвітленими торцями), що система “торці кристала і дзеркала” утворюють потрібний плоскопаралельний шар. За даних умов справжній коефіцієнт відбиття дзеркал r_1^*, r_2^* буде трохи відрізнятися від номінальних r_1 і r_2 , а саме:

$$r_{1,2}^* = \left(\frac{\sqrt{r_T} + \sqrt{r_i}}{1 + \sqrt{r_T} + r_i} \right),$$

де r_T – коефіцієнт відбиття торця активного елемента, $r_{i=1,2}$ – коефіцієнт відбиття дзеркала.

Величина r_i^* істотно може відрізнятися від r_i . Для непросвітлених кристалів граната величина $r_T = 4\%$. Звідси можна легко оцінити ефективну величину коефіцієнта відбиття дзеркал резонатора.

Тож при розрахунках необхідно використовувати величину:

$$\gamma = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}.$$

Однак зміна і переюстування дзеркал резонатора дуже трудомістка процедура і до того ж вимагає високої точності (порядку декількох кутових секунд), тому застосовується більш простий метод визначення внутрішніх втрат. Він заснований на тому, що в плоский резонатор з фіксованими коефіцієнтами відбиття дзеркал вводиться плоскопаралельна пластинка з плавненого кварцу зі змінним кутом. Втрати, внесені пластинкою, вміщеною в резонатор лазера під деяким кутом φ , легко можуть бути обчислені з елементарних геометричних міркувань, як показано на рис. 2.9.3.

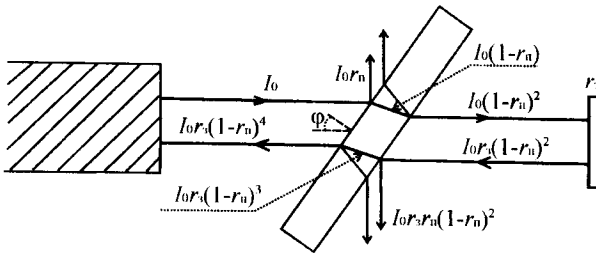


Рис. 2.9.3. Втрати, які вносить плоскопаралельна пластинка під кутом повороту φ в резонаторі лазера.

Припустимо, на пластинку падає випромінювання інтенсивністю I_0 , коефіцієнт відбиття пластини $- r_n$. Тоді, як видно з рис. 2.9.3, за умови, що коефіцієнт відбиття вихідного дзеркала близький до 100%, промінь падаючий (I_0) і промінь, що пройшов пластину, відбився від дзеркала і ще раз перетнув її ($I_0(1-r_n)^4$), відрізняється на величину:

$$\chi = I_0 - I_0(1-r_n)^4 = I_0[1 - (1-r_n)^4].$$

Якщо вважати $I_0 = 1$, то величина χ є величина втрат, внесених непоглинаючою пластинкою, вміщеною в резонатор лазера під певним кутом φ до його вісі.

Величина r_n відповідно до формул Френеля дорівнює:

$$r_n(\varphi) = \left[\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \arcsin \frac{\sin \varphi}{n})}{\operatorname{tg}(\varphi + \arcsin \frac{\sin \varphi}{n})} \right]^2,$$

де n – показник заломлення пластини, φ – кут падіння випромінювання на пластинку. Виходячи з формул Френеля, можна розрахувати залежність внесених втрат $r_{\text{пл}}$ кварцової пластини від кута її повороту φ щодо вісі резонатора.

Слід зазначити, цей спосіб менш точний, ніж попередній тому, що при повороті пластини зміщується пучок випромінювання по поверхні дзеркала, і у випадку неоднорідності дзеркал викликає розкид результатів. Крім того при введенні пластини спостерігається збільшення втрат, пов'язане з частковою деполаризацією випромінювання. Ця величина при кутах, близьких до Брюстеровського, може складати величину $\approx 10 \div 15\%$. Необхідно звернути увагу на товщину кварцової пластини. Вона повинна бути такою, щоб з однієї сторони промені не виводилися з поверхні дзеркала, а з іншого боку – не перекривалися між собою.

Схема виміральної установки показана на рис. 2.9.4. Вимір внутрішніх втрат проводиться в плоскому резонаторі. Одне з дзеркал резонатора має коефіцієнт відбиття $\approx 100\%$, друге $\approx 80 \div 90\%$. Поріг генерації фіксується індикатором. Виміри рекомендується починати при встановленні калібрівочної пластини в резонаторі під кутом Брюстера. Такий кут визначається за мінімальним порогом генерації досліджуваного робочого тіла. Його вимір в процесі виконання роботи рекомендується брати в межах від кута Брюстера і до 75° . Контрольовані втрати, внесені в резонатор, можна здійснити за допомогою “панчохи”, затемнюючи робочий елемент і тим самим змінюючи його довжину. При цьому методика виміру r_v залишається такою ж. Однак при цьому потрібно особливо ретельно виконувати вимоги техніки безпеки.

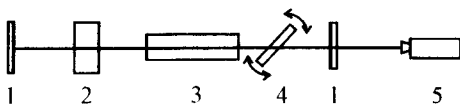


Рис. 2.9.4. Схема установки для визначення внутрішніх втрат лазера: 1 – дзеркала; 2 – поляризаційна стопа; 3 – кристал граната; 4 – поворотна пластинка; 5 – індикатор.

Послідовність вимірювань

1. Від'юстувати плоский резонатор лазера.
2. Переконатися в наявності генерації візуально (за допомогою копіювального папера). По індикатору визначити порогову енергію накачування.
3. Ввести поляризаційну стопу і переконатися в генерації поляризованого випромінювання.
4. Настроїти систему реєстрації.
5. Визначити поріг генерації W_n^n .
6. Ввести в резонатор кварцову пластину і, виставивши її під кутом Брюстера, визначити порогову енергію накачування.
7. Змінюючи кут повороту пластини φ щодо вісі резонатора, виміряти порогову енергію накачування $W_n^n = f(\varphi)$.
8. Обробити результати вимірів і визначити внутрішні втрати зразка p_v .
9. Ввести в резонатор діафрагму, визначити втрати p_v по перетину зразка.
10. Виміряти втрати p_v зразка в залежності від орієнтації поляризаційної стопи.
11. Обчислити коефіцієнт підсилення робочого твердотільного елемента.

Контрольні питання

1. Які втрати присутні в активних твердотільних елементах лазера?
2. Які умови стаціонарної генерації лазера?
3. Як визначається спрямлений поріг генерації твердотільного лазера?
4. Як вимірюються внутрішні втрати активного твердотільного елемента лазера?
5. Як визначається коефіцієнт підсилення активного твердотільного елемента лазера?

Література

1. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. И. Основы лазерной техники. – М.: Советское радио, 1972. – 408 с.
2. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. – М.: Мир, 1970. – 539 с.
3. Рябцев Н. Г. Материалы квантовой электроники. – М.: Советское радио, 1972. – 384 с.
4. Ярив А. Введение в оптическую электронику. – М.: Высшая школа, 1983. – 398 с.

§ 2.10. ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВИМУШЕНОГО КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЮВАННЯ

Явище комбінаційного розсіювання (КР) світла було відкрито одночасно і незалежно в 1928 р. Г. С. Ландсбергом й Л.Й. Мандельштамом у СРСР при дослідженні кристалів і Ч. В. Раманом в Індії при дослідженні рідин. Явище КР проявляється у виникненні в розсіяному світлі ліній, зміщених по частоті щодо збуджуючого світла. Механізм КР-світла полягає в зміні під впливом падаючого світла коливального, обертового або електронного стану збудженої молекули. Розглянемо просту модель КР на прикладі рідини. У цьому випадку КР пов'язано, в основному, зі зміною коливального стану молекули, оскільки через сильну взаємодію молекул у рідинах їх вільне обертання відсутнє, а електронні смуги поглинання, як правило, лежать занадто далеко в ультрафіолетовій області спектра, так що їх збудження вимагає наявності спеціальних джерел збуджуючого випромінювання.

Квантова модель спонтанного СКР

З квантової точки зору процес КР-світла представляє собою процес непружного розсіювання світла, в результаті якого частина енергії падаючого фотона йде на збудження молекули. При цьому перевипромінюється фотон із меншою енергією, що відповідає випромінюванню з більшою довжиною хвилі, названою стоксовою компонентою на честь англійського фізика Дж. Стокса. Можливий також і інший процес непружного розсіювання, при якому фотон світла взаємодіє з молекулою, що вже знаходиться в збудженому стані. Після цього молекула переходить у незбуджений (нормальний) стан, а енергія збудженої молекули йде на збільшення енергії перевипроміненого фотона. Виникаюча в результаті цього процесу короткохвильова компонента розсіяного випромінювання називається антистоксовою компонентою, енергія якої більша енергії збуджуючих молекулу фотонів (відповідно довжина хвилі розсіяного світла менша ніж збуджуючого). Розглянуті елементарні акти розсіювання протікають лише при виконанні законів збереження енергії:

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_i - \hbar\omega_f, \quad \hbar\omega_{as} = \hbar\omega_i + \hbar\omega_f, \quad (2.10.1)$$

де ω_i , ω_s , ω_{as} – частоти випромінювання накачування, стоксової і антистоксової компонент розсіяних хвиль, ω_f – частота коливального переходу молекули. Наочно закони збереження енергії в елементарних процесах розсіювання зображені на рис. 2.10.1.

При квантовомеханічному розгляді молекула і поле випромінювання постають як єдина система. Розсіяний фотон може потрапити в будь-який

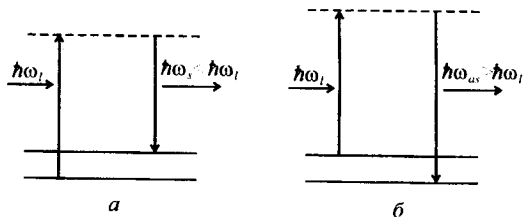


Рис. 2.10.1 Схема-модель виникнення стоксової (а) та антистоксової (б) компонент КР.

стаціонарний стан поля випромінювання (моду) з певними частотою, хвильовим вектором і поляризацією. При малих інтенсивностях накачування процес розсіювання відбувається практично під час відсутності фотонів із частотами ω_s , ω_{as} і в жодній із мод поля розсіяного випромінювання не вдається накопичувати перевипромінені фотони. Такий процес називається спонтанним КР-світлом. Імовірність такого процесу в одиницю часу пропорційна числу фотонів збуджуючого випромінювання, що у свою чергу пропорційне інтенсивності накачування J_f . При цьому число спонтанно розсіяних стоксових фотонів N_s у тілесний кут $d\Omega$ описується виразом:

$$N_s = NN_f \frac{d\sigma}{d\Omega} \ell d\Omega. \quad (2.10.2)$$

Тут N – густина розсіюючих молекул, ℓ – довжина освітленого зразка, N_f – число фотонів накачування. Величина $d\sigma/d\Omega$ називається перерізом розсіювання на одну молекулу і його величина порядку $10^{-30} \pm 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ ср}^{-1}$.

Однак, якщо фотони з частотами ω_s присутні в даній моді, то в силу статистичних властивостей фотонів, що підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна, розсіяні фотони потраплять в цю ж моду, тим імовірніше, чим більше фотонів у ній вже є. Такий процес розсіювання називається вимушеним комбінаційним розсіюванням (ВКР). Він був теоретично передбачений Г. Плачком ще в 1934 р. Для того, щоб вимушене випромінювання було не менше спонтанного, необхідно забезпечити досить багато фотонів накачування. Їх кількість повинна перевищувати число вакуумних електромагнітних мод, які містяться в частотному інтервалі, що відповідає ширині лінії розсіювання. Необхідні для цього інтенсивності випромінювання вдалося одержати лише з появою лазерів із модульованою добротністю, за допомогою яких і був уперше експериментально виявлений ефект ВКР (Е. Вудбері і В. Нг – 1962 р.)

Процес ВКР відповідає підсиленню стоксової хвилі й описується рівнянням:

$$\frac{dN_s}{dz} = gN_s, \quad J_s(\ell) = J_s(0)\exp(g\ell), \quad (2.10.3)$$

де $J_s(0)$ – інтенсивність на частоті ω_s на вході у комбінаційно-активне середовище, обумовлене процесом СКР, g – коефіцієнт підсилення, вираз для якого має вигляд:

$$g = \frac{8\pi^2 c^2}{\hbar\omega_s^3 n_s^2 \Gamma} N J_\ell \frac{d\sigma}{d\Omega} g'(\omega_\ell - \omega_s), \quad (2.10.4)$$

де 2Γ – ширина смуги СКР, g' – форм-фактор лінії ($g'(\omega_f)=1$), J_ℓ – інтенсивність на частоті ω_ℓ .

Слід зазначити, що ВКР є пороговим ефектом. Це означає, що експоненційне підсилення стоксової хвилі виникає лише за умови перевищення інтенсивності накачування певного граничного значення ($J_\ell \geq J_{пор}$).

Фізична причина існування порогової умови полягає в наступному. В реальному середовищі поряд із процесом накопичення фотонів у даній моді неминуче відбувається процес зникнення з неї фотонів, обумовлений втратами енергії. Тому швидкість накопичення фотонів повинна бути більшою швидкості їх зникнення. Іншими словами, інтенсивність збудження має досягати рівня, аби підсилення перевищувало втрати у комбінаційно-активному середовищі.

На практиці в більшості рідинах поріг ефекту ВКР збігається з порогом ефекту самофокусування збуджуючого випромінювання, внаслідок того, що останній розвивається при менших значеннях потужності випромінювання і створює умови для генерації ВКР.

Класична модель ВКР

Основні властивості ВКР-світла розглянемо в рамках досить простої класичної моделі розрідженого середовища, утвореного невзаємодіючими ізотропними молекулами, які не мають власного дипольного моменту, а мають повно симетричне внутрішньомолекулярне коливання з частотою ω_f . Воно описується нормальною координатою Q . Під дією зовнішнього електричного поля \vec{E} падаючої світлової хвилі в молекулі індукується дипольний момент:

$$c \vec{P} = \hat{\alpha} \vec{E}, \quad (2.10.5)$$

де $\hat{\alpha}$ – поляризованість молекули, що є загалом тензором другого рангу. Далі для спрощення будемо вважати α, P, E скалярними величинами.

У випадку малих коливань електронну поляризованість молекули α можна представити у вигляді розкладання за ступенями Q :

$$\alpha(Q) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q + \dots, \quad (2.10.6)$$

де α_0 – чисто електронна поляризованість молекули в рівноважному стані,

а доданок $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q$ відповідальний за модуляцію світла внутрішньо-

молекулярними коливаннями. В результаті індукований дипольний момент містить ряд доданків, кожен з яких відповідає за певний ефект:

$$P = \alpha_0 E + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 QE + \dots \quad (2.10.7)$$

Перший член у виразі (2.10.7) описує релєївське розсіяння світла, що приводить до появи компонентів розсіяного світла на незміщених частотах (тобто частот падаючого на молекулу випромінювання), а другий доданок відповідає за ефект СКР за умови, що коливання Q обумовлені, в основному, тепловими рухами в середовищі. У випадку СКР спектри частот індукованого дипольного моменту і поля накачки виявляються різними і у спектрі розсіяного випромінювання виникають лінії на зміщених частотах.

Наша подальша задача полягає в тому, щоб показати зворотний вплив поля на внутрішньомолекулярні коливання, викликані як і раніше залежністю $\alpha(Q)$ в (2.10.6). У рамках адіабатичного наближення можна вважати, що в заданому електричному полі дипольний момент $P(t)$ формується за час дуже малий порівняно з часом помітної зміни Q . Таке припущення ґрунтується на тому, що електрони внаслідок їхньої малої маси порівняно швидко переходять у стан, обумовлений зовнішніми полями атомних ядер. При цьому енергія необхідна для створення індукованого дипольного моменту дорівнює:

$$U = \int_0^E P dE = -\frac{1}{2} \alpha E^2 \quad (2.10.8)$$

і представляє собою енергію взаємодії молекули зі світловою хвилею. Виникаючу у світловому полі силу, що діє на молекулу, можна визначити зі співвідношення:

$$F = -\frac{\partial U}{\partial Q} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 E^2. \quad (2.10.9)$$

Під дією цієї сили на флукутаційні внутрішньомолекулярні рухи накладаються регулярні вимушені коливання, які описуються в гармонійному наближенні наступним рівнянням для осцилятора з приведеною масою M :

$$\ddot{Q} + 2\Gamma\dot{Q} + \omega_f^2 Q = \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 E^2, \quad (2.10.10)$$

в яке феноменологічно введений член $2\Gamma\dot{Q}$, враховуючий загасання. Таким чином у середовищі відбувається фазування внутрішньомолекулярних коливань різних молекул світловим полем, що в остаточному підсумку й обумовлює виникнення явища ВКР. За його появи має місце ефективний обмін енергією між електромагнітними полями різних частот, розділених частотними інтервалами кратними ω_f , наприклад, між полем накачування ω_ℓ і стоксовою компонентою розсіювання $\omega_s = \omega_\ell - \omega_f$.

Генерація стоксової хвилі

Повне поле в середовищі є сумою плоских, монохроматичних хвиль і стоксового випромінювання, що поширюються вздовж вісі z :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} E_\ell(z) e^{i(\vec{k}_\ell \vec{r} - \omega_\ell t)} + \frac{1}{2} E_s(z) e^{i(\vec{k}_s \vec{r} - \omega_s t)} + \text{к.с.} \quad (11)$$

Вимушуюча сила, що виникає під дією цього поля (2.10.9), повинна бути усереднена в часі за кілька періодів оптичних коливань, оскільки молекула не встигає на них реагувати, тому що $\omega_f \ll \omega_{\ell, s}$. Це, в свою чергу, дозволяє рівняння (2.10.10) переписати у вигляді:

$$\ddot{Q} + 2\Gamma\dot{Q} + \omega_f^2 Q = \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 \langle E^2 \rangle, \quad (2.10.12)$$

де дужки $\langle \rangle$ означають усереднення в часі. В результаті його наявності всі швидко осцилюючі компоненти у виразі для $\langle E^2 \rangle$ зникають. Тому одержимо:

$$\langle E^2 \rangle = E_\ell(z) E_s(z) e^{i[(\vec{k}_\ell - \vec{k}_s) \vec{r} - (\omega_\ell - \omega_s)t]} + \text{к.с.} \quad (2.10.13)$$

У стаціонарному випадку, підставляючи (2.10.13) у (2.10.12) і подаючи у вигляді $Q(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} Q(z) e^{i[(\vec{k}_\ell - \vec{k}_s) \vec{r} - (\omega_\ell - \omega_s)t]} + \text{к.с.}$, знаходимо вираз для комплексної амплітуди нормальної координати:

$$Q(z) = \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 E_\ell(z) E_s^*(z) \frac{\exp\{i[(\vec{k}_\ell - \vec{k}_s) \vec{r} - (\omega_\ell - \omega_s)t]\}}{\omega_f^2 - (\omega_\ell - \omega_s)^2 - 2i\Gamma(\omega_\ell - \omega_s)}. \quad (2.10.14)$$

Використовуючи (2.10.7), (2.10.14), обчислюємо вираз для компоненти

індукованого дипольного моменту з частотою ω_s й хвильовим вектором k_s . Помножуючи його на густину молекул N , одержуємо нелінійну макроскопічну поляризацію, кубічну за амплітудою світлового поля. Її вигляд, аналогічний вихідному бігармонічному полю (2.10.11):

$$P^{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} P_i^{NL}(z) e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \omega_i t)} + \frac{1}{2} P_s^{NL}(z) e^{i(\vec{k}_s \vec{r} - \omega_s t)} + \text{к.с.},$$

амплітуда шуканої поляризації P_s^{NL} дорівнює:

$$P_s^{NL}(z) = N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q^*(z) E_i(z) = \frac{N}{2M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 \frac{|E_i|^2 E_s}{D^*(\omega_i - \omega_s)}, \quad (2.10.15)$$

де:

$$D(\omega_i - \omega_s) = \omega_f^2 - (\omega_i - \omega_s)^2 - 2i\Gamma(\omega_i - \omega_s).$$

Коефіцієнт пропорційності між поляризацією і полем є сприйнятливість. Визначивши комплексну нелінійну сприйнятливість співвідношенням:

$$P_s^{NL}(z) = \chi_s^{(3)} |E_i|^2 E_s, \quad (2.10.16)$$

знаходимо з (2.10.15):

$$\chi_s^{(3)} = \frac{N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0^2}{2MD^*}. \quad (2.10.17)$$

Далі розглянемо просторову еволюцію стоксової хвилі. Поширення світла в ізотропному нелінійному середовищі описується хвильовим рівнянням:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2.10.18)$$

де n – показник заломлення середовища.

Частковий випадок – плоскі хвилі, що поширюються вздовж вісі z . У стаціонарному випадку рівняння (2.10.18) набуде вигляду:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} E(z) = \frac{4\pi \omega^2}{c^2} P^{NL}(z). \quad (2.10.19)$$

У багатьох випадках, що представляють практичний інтерес і відповідають реальним умовам експерименту, рівняння (2.10.19) може бути істотно спрощене за допомогою процедури скорочення. Остання зводиться до відкидання інших похідних повільно змінюваних амплітуд по

повздовжній координаті z за виконання умови $\left| \frac{d^2 E}{dz^2} \right| \ll k \left| \frac{dE}{dz} \right|$. Це

виправдано відносно малою зміною амплітуд на довжині хвилі через дуже малу величину нелінійної сприйнятливості порівняно з лінійною

частиною. Тоді рівняння (2.10.19) для амплітуди E_s зводиться до:

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s(\omega_s)} P_s^{NL}(z), \quad (2.10.20)$$

де $k_s = \omega_s n_s(\omega_s)/c$. Підставляючи (2.10.16) у (2.10.20), одержимо шукане рівняння, що описує характер просторової зміни амплітуди поля:

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = i \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} \chi_s^{(3)} |E_f(z)|^2 E_s(z). \quad (2.10.21)$$

Рівняння (2.10.21) помножимо на E_s^* . Отримане додамо до його комплексно-спряженого рівняння. В результаті отримаємо:

$$\frac{d|E_s|^2}{dz} = - \frac{4\pi\omega_s}{cn_s} \text{Im}(\chi_s^{(3)}) |E_f|^2 |E_s|^2, \quad (2.10.22)$$

яке в наближенні заданого поля хвилі накачування ω_f , має розв'язок:

$$|E_s(z)|^2 = |E_s(0)|^2 \exp(gz), \quad (2.10.23)$$

де величина $g = \frac{4\pi\omega_s}{cn_s} \text{Im}(\chi_s^{(3)}) |E_f|^2$ називається коефіцієнтом підсилення.

Повертаючись до величини $\chi_s^{(3)}$ (2.10.17), запишемо:

$$\chi_s^{(3)} = \text{Re}(\chi_s^{(3)}) + i \text{Im}(\chi_s^{(3)}), \quad (2.10.24)$$

де

$$\text{Re}(\chi_s^{(3)}) = \frac{N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0^2 [\omega_f^2 - (\omega_f - \omega_s)^2]}{2M\omega_f \{ [\omega_f^2 - (\omega_f - \omega_s)^2]^2 + \Gamma^2 (\omega_f - \omega_s)^2 \}}, \quad (2.10.25)$$

$$\text{Im}(\chi_s^{(3)}) = - \frac{N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0^2 \Gamma}{2M\omega_f \{ [\omega_f^2 - (\omega_f - \omega_s)^2]^2 + \Gamma^2 (\omega_f - \omega_s)^2 \}}.$$

Вираз (2.10.25) отриманий при виконанні умови: $\omega_f \gg \Gamma$. З (2.10.25) випливає, що при ВКР має місце експоненціальне зростання стокового поля. Темп його зростання визначається коефіцієнтом підсилення, що має лоренцеву форму:

$$g = \frac{\pi\omega_s N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0^2 \Gamma |E_f|^2}{2M\omega_f \{ [\omega_f^2 - (\omega_f - \omega_s)^2]^2 + \Gamma^2 (\omega_f - \omega_s)^2 \}}. \quad (2.10.26)$$

Слід зазначити, що, порівнюючи наявні формули (2.10.26) і (2.10.4), та

враховуючи, що $J_\ell = \frac{cn_\ell}{8\pi} |E_\ell|^2$, можна знайти вираз для перерізу розсіювання:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega_s^4}{c^4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 \frac{\pi}{2M\omega_f}. \quad (2.10.27)$$

Підкреслимо, що підсилення стоксової хвилі пов'язане з відповідною втратою енергії хвилі накачування, що корелює з квантовим розглядом процесу ВКР, описаним раніше.

Наближення заданого накачування вважається достатньо точним, поки інтенсивність стоксової хвилі не стане порівнянною з інтенсивністю накачування. В цьому випадку необхідно розглядати спільне рівняння для хвиль ω_s і ω_ℓ . Зміни амплітуди хвилі накачування описуються рівнянням:

$$\frac{dE_\ell(z)}{dz} = i \frac{2\pi\omega_\ell}{cn_\ell} P_\ell^{NL}(z), \quad (2.10.28)$$

де:

$$P_\ell^{NL}(z) = \chi_\ell^{(3)} |E_s(z)|^2 E_\ell(z) \quad (2.10.29)$$

У силу відомого співвідношення симетрії для комбінаційних сприйнятливостей маємо:

$$\chi_s^{(3)} = \chi_\ell^{(3)*}, \quad (2.10.30)$$

звідки одержуємо:

$$\text{Im}(\chi_s^{(3)}) = -\text{Im}(\chi_\ell^{(3)}).$$

Отже $\text{Im}(\chi_\ell^{(3)}) > 0$, а рівняння, що описує зменшення енергії хвилі з частотою ω_ℓ , має вигляд:

$$\frac{d|E_\ell(z)|^2}{dz} = \frac{4\pi\omega_\ell}{cn_\ell} \text{Im}(\chi_\ell^{(3)}) |E_s(z)|^2 |E_\ell(z)|^2. \quad (2.10.31)$$

Комбінуючи рівняння (2.10.31) і (2.10.22) і враховуючи, що

$$N_{\ell,s} = \frac{c}{8\pi} \frac{n_{\ell,s}}{\hbar\omega_{\ell,s}} |E_{\ell,s}|^2, \text{ одержуємо співвідношення Менлі-Розу:}$$

$$N_\ell(z) + N_s(z) = \text{const}, \quad (2.10.32)$$

що виражає закон збереження енергії в процесі ВКР, при якому зникнення кванта накачування супроводжується появою фотона стоксового випромінювання.

Генерація антистоксової хвилі

До сих пір припускалося, що при ВКР у середовищі присутні тільки електромагнітні хвилі на частотах $\omega_{\ell,s}$. Розглянемо тепер випадок, коли

повне поле світлової хвилі містить поряд із плоскими монохроматичними хвилями на частотах $\omega_{\ell,s}$ також антистоксову хвилю з частотою $\omega_{as} = \omega_{\ell} + \omega_s$ і хвильовим вектором \vec{k}_{as} :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} E_{\ell}(z) e^{i(\vec{k}_{\ell}\vec{r} - \omega_{\ell}t)} + \frac{1}{2} E_s(z) e^{i(\vec{k}_s\vec{r} - \omega_s t)} + \frac{1}{2} E_{as}(z) e^{i(\vec{k}_{as}\vec{r} - \omega_{as}t)} + \text{к.с.} \quad (2.10.33)$$

Амплітуда нормальної координати Q при цьому буде містити два доданки:

$$Q(z) = \frac{1}{4M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 \frac{1}{D(\omega_{\ell} - \omega_s)} \{ E_{\ell}(z) E_s^*(z) e^{i[(\vec{k}_{\ell} - \vec{k}_s)\vec{r} - (\omega_{\ell} - \omega_s)t]} + E_{as}(z) E_{\ell}^*(z) e^{i[(\vec{k}_{as} - \vec{k}_{\ell})\vec{r} - (\omega_{as} - \omega_{\ell})t]} \} \quad (2.10.34)$$

і, відповідно, шукана нелінійна поляризація P_{as}^{NL} на частоті $\omega_{a,s}$ матиме вигляд:

$$P_{as}^{NL} = \chi_{as}^{(3)} [E_{as}(z) E_{\ell}(z)]^2 + E_{\ell}^2(z) E_s^*(z) e^{i\Delta\vec{k}\vec{r}}, \quad (2.10.35)$$

де:

$$\begin{aligned} \Delta\vec{k} &= 2\vec{k}_{\ell} - \vec{k}_s - \vec{k}_{as}, \\ \chi_{as}^{(3)} &= \chi_s^{(3)*}. \end{aligned} \quad (2.10.36)$$

Перший доданок у виразі (2.10.35) не дає ефекту підсилення антистоксової хвилі. Дійсно, у цьому випадку скорочене рівняння, що описує просторову зміну квадрата модуля амплітуди антистоксової хвилі, можна записати у вигляді:

$$\frac{d|E_{as}(z)|^2}{dz} = -\frac{4\pi\omega_{as}}{cn_{as}} \text{Im}(\chi_{as}^{(3)}) |E_{\ell}(z)|^2 |E_{as}(z)|^2.$$

Наявність зв'язку між $\chi_s^{(3)}$ і $\chi_{as}^{(3)}$ (2.10.36) означає зміну знака уявної частини нелінійної сприйнятливості, тобто $\text{Im}(\chi_{as}^{(3)}) > 0$, тому необхідно очікувати експоненціального загасання антистоксової хвилі.

Джерелом випромінювання на частоті ω_{as} служить другий доданок у виразі для нелінійної поляризації P_{as}^{NL} (2.10.35). Він враховує залежні від фаз взаємодіючих полів процеси, які називаються параметричними. Вони протікають ефективно за виконання умови синхронізму:

$$\Delta\vec{k} = 2\vec{k}_{\ell} - \vec{k}_s - \vec{k}_{as} = 0. \quad (2.10.37)$$

Така умова для середовищ з нормальною дисперсією ілюструється на рис. 2.10.2. Довжини хвильових векторів визначаються відповідними частотами і показниками заломлення на цих частотах $k_i = \frac{\omega_i}{c} n(\omega_i)$, де $i = \ell, s, as$, а напрямок їхнього поширення є перетином кіл із радіусами, рівними k_s і k_{as} , проведеними з точок, розташованих на вісі z на відстані

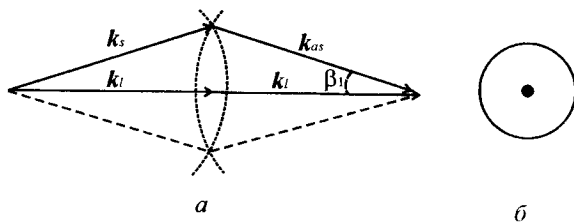


Рис. 2.10.2. Схема параметричного процесу виникнення антистоксового ВКР (а) та кутова структура випромінювання (б).

$2k_f$, одна від одної. Звідси виходить, що антистоксова хвиля поширюється в напрямках, що утворюють конус із кутом при вершині, рівним $2\beta_1$. Кут β_1 можна знайти з умови фазового синхронізму $\Delta k = 0$, яку можна представити у вигляді:

$$k_s^2 = 4k_f^2 + k_{as}^2 - 4k_f k_{as} \cos \beta_1.$$

За умови малих значень β_1 , приймаючи $\cos \beta_1 \approx 1 - \frac{\beta_1^2}{2}$ і що $2k_s \approx k_s + k_{as}$, з достатньою точністю величину β_1 можна розрахувати за формулою:

$$\beta_1^2 = \frac{1}{n_f} \frac{\omega_s}{\omega_{as}} \left\{ (n_{as} - n_f) - (n_f - n_s) + \frac{\omega_f}{\omega_f} [(n_{as} - n_f) + (n_f - n_s)] \right\}. \quad (2.10.38)$$

Звідси, вважаючи, наприклад, n_{as} , n_f і β_1 заданими, можна обрахувати величину:

$$n_s = n_f - \frac{\omega_f}{\omega_s} \left[\frac{\omega_{as}}{\omega_f} (n_{as} - n_f) - \frac{\omega_{as}}{\omega_s} n_f \beta_1^2 \right].$$

Слід зазначити, в реальній ситуації антистоксова і стоксова компоненти практично порівняні за інтенсивністю і при більш строгому вирішенні задачі необхідно виходити зі зв'язаної системи скорочених рівнянь для амплітуд їхніх хвиль. У той же час величина порогу ВКР не залежить від наявності антистоксової хвилі, бо остання не може виникнути без стоксового випромінювання. Крім того, процеси взаємодії хвиль ω_s, ω_{as} не порушують умови просторового синхронізму (2.10.37).

Генерація вищих стоксових і антистоксових компонент при ВКР

Інтенсивні стоксові та антистоксові поля більш високих порядків можуть генеруватися при ВКР. Їхня поява, як і антистоксової хвилі,

обумовлена когерентними параметричними процесами. Внаслідок ефективного розкачування внутрішньомолекулярних коливань Q на різницевій частоті $\omega_\ell - \omega_s$ в полі потужної бігармонічної світлової хвилі виникають процеси биття, наприклад, між полем частоти ω_s і когерентними коливаннями молекули, що ведуть до появи нелінійної поляризації на різницевій частоті $\omega_{s2} = \omega_s - (\omega_\ell - \omega_s)$ і, отже, до появи другої стоксової компоненти ω_{s2} . Аналогічно можуть виникати процеси биття між антистоксовою хвилею і тими ж коливаннями молекули, що приводять до виникнення нелінійної поляризації на сумарній частоті $\omega_{as2} = \omega_{as} + (\omega_\ell - \omega_s)$, які є джерелом появи другої антистоксової компоненти ω_{as2} . Розгляд цих східчастих параметричних процесів може бути продовжено. Це, в свою чергу, приведе до появи інших, вищих стоксових і антистоксових компонент відповідно на частотах $\omega_{sn} = \omega_\ell - n\omega_f$ і $\omega_{asn} = \omega_\ell + n\omega_f$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Вони генеруються послідовно індукованими нелінійними поляризаціями третього порядку на відповідних частотах. Повний опис цих ефектів ВКР більш високих порядків можна отримати з розв'язання багатьох хвильових рівнянь, нелінійно зв'язаних через нелінійну поляризацію. Хоча це дуже складна задача.

За приклад розглянемо процес генерації другої антистоксової компоненти ω_{as2} . Умова фазового синхронізму в цьому випадку має вигляд:

$$\vec{k}_{as2} + \vec{k}_s = \vec{k}_{as} + \vec{k}_\ell,$$

що показано на рис. 2.10.3. Таким чином, випромінювання другої антистоксової компоненти (аналогічно першій) відбувається в конусі, вісь якого спрямована вздовж хвильового вектора накачування \vec{k}_ℓ і кут при вершині дорівнює $2\beta_2$.

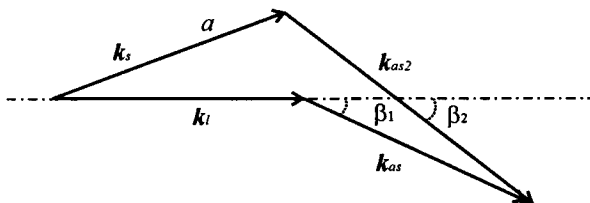


Рис. 2.10.3. Схема генерації другої антистоксової компоненти з частотою ω_{as2} .

Загалом для розрахунку кутів між хвильовим вектором n -ї антистоксової компоненти і вектором \vec{k}_ℓ , звичайно використовують наступні векторні співвідношення для хвильових векторів:

$$\vec{k}_{as_n} + n\vec{k}_s = (n+1)\vec{k}_\ell,$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$

Однак треба побудувати трикутник з цих векторів так, щоб довжини його сторін були відповідно рівні: $\omega_{as_n} n(\omega_{as_n})/c$, $n\omega_s n(\omega_s)/c$, $(n+1)\omega_\ell n(\omega_\ell)/c$. Кут між векторами \vec{k}_{as_n} й \vec{k}_ℓ і буде дорівнювати шуканому куту β_n (рис. 2.10.4), який можна визначити з наступного виразу:

$$\beta_n^2 = \frac{2nk_s [k_{as_n} + nk_s - (n+1)k_\ell]}{(n+1)k_\ell k_{as_n}}. \quad (2.10.39)$$

Дослідження виразу (2.10.39) показує, що для вищих компонентів у області прозорості комбінаційно-активних речовин можуть виконуватися найпростіші співвідношення:

$$\beta_n \approx n\beta_1.$$

Їх наявність є наслідком відносно слабкої дисперсії показника заломлення. Саме таку дисперсію у видимій області спектра мають найбільш КР-активні речовини, наприклад, бензол, нітробензол, толуол тощо.

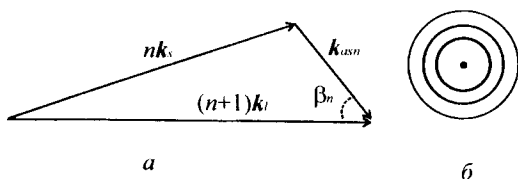


Рис. 2.10.4 Загальна схема розрахунку кута розсіювання антистоксової компоненти n -го порядку (а) та кутовий спектр перших трьох антистоксових компонент ВКР (б).

Основні експериментальні методи досліджень ВКР

Інформацію про частотну структуру $J(\omega)$ розсіяного випромінювання, тобто залежність інтенсивності J випромінювання від частоти ω , можна одержати з оптичних спектрів за допомогою спектральних приладів із різною частотною роздільною здатністю. Як

правило, використовуються дифракційні спектрографи та інтерферометри Фабрі-Перо. Але звичайні оптичні спектри дають уявлення тільки про частотно-енергетичні характеристики процесу ВКР.

ВКР-випромінювання має характерну складну індиакатрису, тож з'являється необхідність реєстрації кутових спектрів $J(\beta)$, тобто залежності інтенсивності від кута розсіяння β .

Кути розсіяння, як відомо, лежать у межах 5° відносно оптичної вісі, вздовж якої поширюється збуджуюче випромінювання. Тому для реєстрації кутових спектрів (рис.2.10.5) достатньо використати збирну лінзу 2 з фокусною відстанню f , розташовану на оптичній вісі за розсіюючим середовищем 1. У фокальній площині 3 лінзи 2 формується кутовий спектр розсіяного випромінювання, на якому кут розсіяння β пов'язаний з відстанню R до центру спектра простою залежністю:

$$\beta = \frac{1}{n} \operatorname{arctg}(R/f) \approx R/fn, \quad (2.10.40)$$

де n – показник заломлення середовища, а кут розсіяння вважається малим, і тому $\operatorname{tg}\beta \approx \beta$. Для спрощення вважаємо, що плоска вихідна межа середовища має нормаль, яка збігається з віссю (рис. 2.10.5). Проте легко довести, що у випадку, коли нормаль межі не збігається з віссю, центр кутового спектра не лежить на спільній оптичній вісі всіх елементів, але залежність (2.10.40) зберігається. Якщо розсіяння у компоненти ВКР відбувається симетрично відносно вісі і переважно в околі певних значень кутів β_m (кути переважного випромінювання), то у фокальній площині лінзи утворюється система концентричних кіл відповідних радіусів R_m .

У багатьох випадках використання звичайних оптичних або кутових спектрів є виправданим, проте значно частіше виникає необхідність у методах досліджень, що дають більш повну та комплексну інформацію. Таким є технічно простий метод реєстрації частотно-кутових спектрів $J(\omega, \beta)$. Цей метод полягає у тому, що за допомогою збирної лінзи на

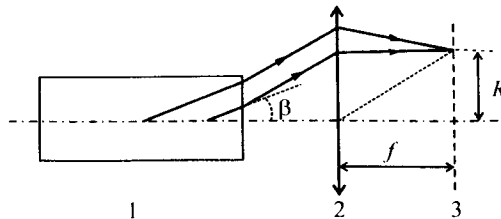


Рис. 2.10.5. Оптична схема реєстрації кутових спектрів.

вхідній щілині спектрографа формується кутовий спектр розсіяного випромінювання, який далі розкладається по частоті. Важливо, що у такій схемі розгортання розсіяного випромінювання по куту відбувається вздовж висоти вхідної щілини спектрографа, тоді як дисперсія спектрографа розгортає випромінювання по довжинам хвиль у перпендикулярному напрямі. Цим досягається однозначність та простота аналізу зареєстрованих спектрів. Вони несуть досить повну інформацію про частотно-кутову структуру розсіяного випромінювання та дають змогу при зіставленні з теорією ефективно розділяти вклади різних фізичних механізмів у спектральні розширення ліній ВКР. На рис. 2.10.6 зображений показаний фрагмент частотно-кутового спектра першої антистоксової компоненти у толуолі.

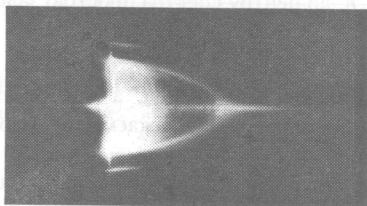


Рис. 2.10.6. Фрагмент частотно-кутового спектра першої антистоксової компоненти в толуолі: частотна ширина фрагмента $\sim 500\text{см}^{-1}$ (по горизонталі), кутова $-\pm 200$ кут.хв. (по вертикалі)

Якщо для реєстрації частотно-кутових спектрів використовувати спектрограф зі знятою вхідною щілиною, то спектри стають наочнішими, оскільки на них зберігається звичайна структура кутового спектра у вигляді кіл, але рознесених по частоті. Проте аналітичність таких частотно-кутових спектрів різко знижується, особливо при великих спектральних розширеннях ліній ВКР. Зокрема, на таких спектрах стають непомітними дуги $\omega(\beta)$ нерезонансних параметричних процесів.

При дослідженні кутової та частотної структури ВКР-випромінювання у самофокусуємих середовищах важливо одночасно з частотними та кутовими спектрами одержувати інформацію про положення розсіюючих областей уздовж траси проходження збуджуючого випромінювання через нелінійно-оптичне середовище. Це вимагає певної роздільності у просторі та часі, оскільки фокальні області є нестационарними і рухаються вздовж вісі нелінійного середовища впродовж збуджуючого лазерного імпульсу. Існує метод експериментальних досліджень, який задовольняє поставленим вимогам. Це метод просторової фільтрації кутових спектрів [7].

Оптична схема для його реалізації (рис.2. 10.7) включає кофокальну систему лінз 2, 4 з фокусними відстанями f_1 та f_2 відповідно. У спільній фокальній точці лінз знаходиться щільна діафрагма 3. Її фронтальний вигляд подано окремо на рис. 2.10.7. Діафрагма має дві щілини шириною Δb , розташованих симетрично відносно точки O , що лежить на спільній оптичній вісі усіх елементів. Відстань b між точкою O та щілинами є заданою. Діафрагма 3 та лінзи 2, 4 утворюють телескопічний просторовий фільтр. ВКР-випромінювання, що покидає кювету 1 довжиною L , після телескопічного просторового фільтра ресерується в площині 5 на фотоплівку. Позиції кофокальної системи лінз та кювети вибираються так, що площина 5 є спряженою з площиною, яка знаходиться на відстані $\ell_0 \geq 0$ за кюветою.

У випадку, коли на відрізьку AB траси проходження лазерного випромінювання через кювету з ВКР-активною рідиною відбувається розсіяння вздовж конічної поверхні з кутом розхилу 2β , на діафрагмі 3 у фокальній площині лінзи 2 сформується кутовий спектр у вигляді кола з радіусом $R = nf_1\beta$. Якщо діафрагма відсутня, то в площині 5 утвориться кільце в масштабі $M = f_2/f_1$ до кільця, що може спостерігатись на екрані, розташованому на відстані ℓ_0 за кюветою. На рис. 2.10.7 це кільце заштриховане. Але через діафрагму проходить лише частина

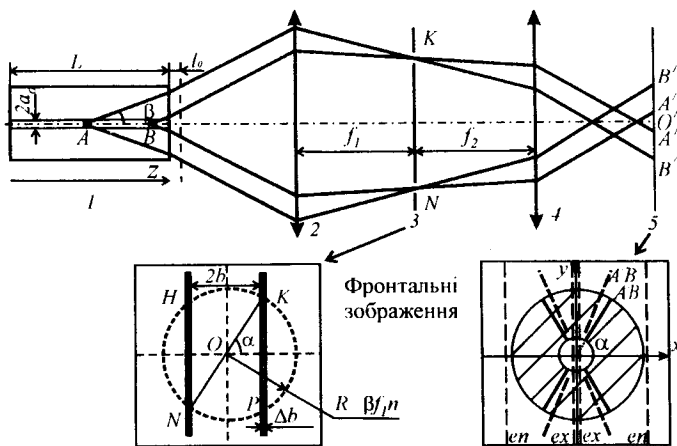


Рис. 2.10.7. Оптична схема для реалізації методу просторової фільтрації кутових спектрів.

випромінювання, та, що потрапляє до точок K, P, N, H . Тому в площині 5 випромінювання буде реєструватись лише у вузьких секторах (для вибраної форми щілин – у чотирьох секторах), зображених на рис. 2.10.7 у вигляді відрізків $A'B'$ прямих ліній. Таким чином відрізок траси AB відображається в площині 5 відрізком $A'B'$, довжина якого однозначно пов'язана з довжиною відрізка траси AB , відстань $A'O'$ до вісі – з місцезнаходженням області розсіювання, азимутальний кут α – з кутом розсіювання β .

У площині 5 введемо координати $O'x$, як показано на рис. 2.10.7. Положення точок на трасі будемо задавати через їх відстань z_i до вхідного вікна кювети. Тоді положення z_i окремої точки на трасі можна виразити через абсцису x_i зареєстрованого її відображення:

$$z_i = L - n(f_i |x_i| / bM - \ell_0), \quad (2.10.41)$$

а кут β розсіяння – через азимутальний кут α :

$$\beta = b/nf_1 \cos \alpha. \quad (2.10.42)$$

Важливо, що відображення різних точок траси, які лежать на оптичній вісі, не перекриваються, і z_i та x_i однозначно пов'язані лінійною залежністю (2.10.41). Абсциса x_i відображення точки z_i траси не залежить від кута β розсіяння, отже точка, в якій розсіяння ізотропне, відобразиться в площині 5 прямою вертикальною лінією. Оскільки щілин дві, то і цих ліній буде дві – симетричних відносно точки O' . На рис. 2.10.7 у площині 5 зображені вертикальні лінії, що відповідають точкам ізотропного розсіяння, розташованим безпосередньо біля вхідного та вихідного вікон кювети (позначено en (entrance) та ex (exit) відповідно). Ці лінії визначають межі можливої зміни x_i . Їх можна одержати, встановлюючи по черзі розсіюючий прозорий екран біля входу та на виході кювети, що спрощує розмічування та аналіз зареєстрованих відображень.

Азимутальний кут α не залежить від z_i та x_i і однозначно пов'язаний з кутом розсіяння β . Збільшення кута β приводить до збільшення кута α : $\cos \alpha = 1/\beta$. Для ілюстрації на рис. 2.10.7 у площині 5 наведено відображення відрізка траси AB у випадку розсіяння під кутом $\beta' > \beta$. Це відображення позначене $A''B''$. Отже у площині 5 уздовж вертикальної геометричної лінії, що перетинає вісь абсцис у точці x_i , реєструється кутовий спектр випромінювання з точки z_i . Зауважимо, що мінімальний кут β_{\min} випромінювання, яке може бути зареєстроване, відповідає азимутальному куту $\alpha = 0$ і визначається величиною b : $\beta_{\min} = b/nf_1$.

Зауважимо, що оскільки у площині 5 реєструється інтенсивність випромінювання в залежності від просторового положення точки та кута розсіяння, логічно назвати зареєстровану картину просторово-кутовим спектром. Аналогічно тому, як частотно-кутові спектри завдяки більшій інформативності, ніж звичайні оптичні спектри, дозволяють робити певні

висновки про істотність тих чи інших механізмів частотних розширень ліній ВКР, так і просторово-кутові спектри завдяки більшій інформативності, ніж кутові спектри, дозволяють ідентифікувати внесок різних фізичних механізмів у формування кутової структури розсіяного випромінювання.

На рис. 2.10.8 наведений просторово-кутовий спектр антистоксової компоненти ВКР у толуолі. ВКР збуджувалося в кюветі довжиною 25 см імпульсом рубінового лазера з енергією 0,6 Дж та тривалістю 20 нс.

По горизонтальній вісі на рис. 2.10.8 відкладена відстань z від вхідного вікна кювети, а по колу – кут розсіяння β_1 у відношенні до кута 87,4 кут.хв. На більшій частині траси, прилеглої до вихідного вікна, кути переважного випромінювання залишаються майже незмінними, але спостерігається тенденція до їх незначного зменшення з наближенням до вхідного вікна. На відстані ~ 10 см до останнього кут переважного випромінювання першої антистоксової компоненти починає швидко зменшуватися при одночасному зростанні ширини діаграми напрямленості розсіяного випромінювання. Тобто його кутова структура стає менш виразною, і на відстані ~ 5 см від вхідного вікна спостерігається безструктурне за кутами розсіяння. На ділянці $z = 0+5$ см розсіявання відсутнє. Максимальна інтенсивність розсіяного випромінювання відповідає $z = 5$ см. Детальний аналіз просторово-кутових спектрів доводить вирішальний вплив ефекту самофокусування на процес вимушеного розсіяння в типових ВКР-активних рідинах.

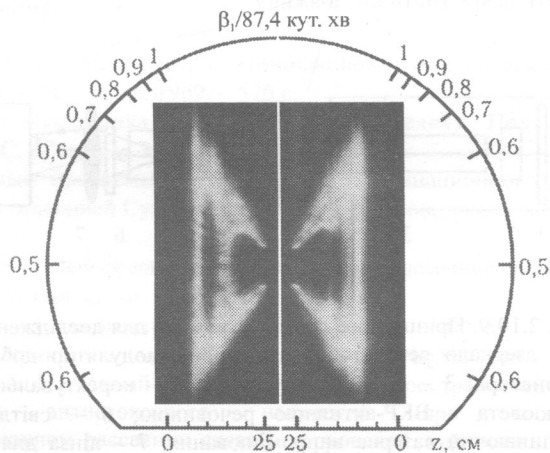


Рис. 2.10.8. Просторово-кутовий спектр першої антистоксової компоненти в толуолі.

Типова експериментальна установка

Схема установки показана на рис. 2.10.9. Для збудження ВКР використовується імпульсний рубіновий лазер із пасивною модуляцією добротності. Активний елемент лазера з кристала рубіна має діаметр 8 мм, довжину активної частини 120 мм, непаралельність граней 5 кут.сек. Масова доля тривалентного хрому становить 0,019. Оптичне накачування кристала здійснюється двома послідовно з'єднаними ксеноновими імпульсними лампами типу ИНП-1200 у двоеліпсному полірованому освітлювачі з алюмінію. Освітлювач, лампи та кристал охолоджуються дистильованою водою. Резонатор лазера утворюється плоским дзеркалом з коефіцієнтом відбиття 99,5 % на довжині хвилі генерації лазера 694,3 мкм і вихідною гранню активного елемента, еквівалентною дзеркалу з коефіцієнтом відбиття 7,7 %. Довжина резонатора становить 30 см.

ВКР-активні самофокусуєчі рідини заливаються у циліндричні кювети (5) з паралельними вікнами. У більшості випадків використовуються кювети довжиною 25 см і діаметром 40 см, а для контрольних дослідів – довжиною 12,5 см. Для запобігання паразитного зворотного зв'язку кювети встановлювались з нахилом $\sim 1^\circ$ до оптичної вісі, уздовж якої поширюється збуджуюче випромінювання.

Смуги ВКР спостерігаються лише після досягнення деякого граничного значення густини потужності збуджуючого випромінювання. Для підвищення його густини потужності використовується довгофокусна (~ 50 см) лінза 4. Довжина шляху світла в досліджуваному об'єкті повинна перевищити деяку критичну довжину.

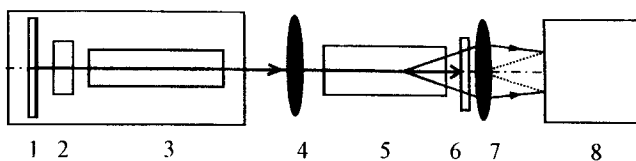


Рис. 2.10.9. Принципова схема установки для дослідження ВКР: 1 – дзеркало резонатора лазера; 2 – модулятор добротності резонатора; 3 – рубіновий елемент; 4 – коректувальна лінза; 5 – кювета з ВКР-активною речовиною; 6 – світлофільтр, поглинаючий лазерне випромінювання; 7 – лінза для кутової розгортки розсіяного випромінювання; 8 – регістратор (спектрограф).

Порядок виконання вимірів параметрів ВКР

Вивчити основні положення теорії ВКР та напівкласичний розрахунок коефіцієнта підсилення. Зібрати експериментальну установку. Провести юстування і підготувати установку до виконання експерименту. Визначити порогову енергію отримання ВКР. За допомогою камери УФ-1300 зареєструвати частотно-кутовий спектр ВКР. Визначити частоту стоксового й антистоксового зсуву. Проаналізувати антистоксові конуси і визначити хід дисперсії досліджуваного середовища.

Контрольні питання

1. У чому полягає явище СКР?
2. У чому відмінність явища ВКР від СКР?
3. Яке квантове трактування явища ВКР?
4. У чому полягає класична модель ВКР?
5. Чому вимушені двофотонні процеси не приводять до генерації антистоксового випромінювання?
6. Чому в ізотропних середовищах з нормальною дисперсією умова $2\vec{k}_{as} = \vec{k}_i + \vec{k}_s$ не виконується при поширенні хвиль в одному напрямку?
7. Який механізм генерації вищих стоксових і антистоксових компонент ВКР?
8. У чому виявляються когерентні властивості процесу ВКР?

Література

1. Сущинский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул кристаллов. – М.: Наука, 1969. – 576 с.
2. Квантовая электроника (маленькая энциклопедия): Под редакцией Ахманова С. А. и др. – М.: 1969. – 431 с.
3. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света: Под редакцией Сущинского М. М. – М.: Советская энциклопедия, 1978. – 303 с.
4. Бломберген Н. Вынужденное комбинационное рассеяние света // УФН. - 1969. - Т. 97, вып. 2. – с. 307 – 352.
5. Ярив А. Квантовая электроника. – М.: Мир, 1980. – 488 с.
6. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989. – 560 с.
7. Иванисик А. И., Малый В. И., Понежа Г. В. Пространственно-угловая структура антистоксового излучения при вынужденном комбинационном рассеянии света в керровской жидкости // Оптика и спектроскопия. - 1996. - Т. 80, №2. – С. 212 – 217.

§ 2.11. ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО РОЗТАШУВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ РІВНІВ У РУБІНОВОМУ АКТИВНОМУ ЕЛЕМЕНТІ

Рубіновий генератор – класичний представник лазерів на твердому тілі, до яких традиційно відносяться лазери на діелектричних кристалах і склі. Відомо, що, напівпровідникові лазери є більш “твердим” тілом, ніж скло – переохолоджена рідина. Однак, напівпровідникові лазери виділені в окремий клас за специфікою їх накачування.

У твердотільних лазерах практично єдиним засобом отримання інверсії є оптичне накачування. При цьому треба відмітити, що активні центри (Cr^{3+} , Nd^{3+}) дисипують свою надлишкову енергію в коливальний резервуар кристалічної ґратки каналами взаємодії з фононами (безвипромінювальна релаксація). В основному цей обмін енергією детально описується дипольним наближенням взаємодії відповідного порядку між конкретним електронним або електронно-коливальним станом активного центру й електричними диполями, які виникають при коливаннях атомів ґратки твердого тіла.

Оскільки енергія фононів не перевищує $250+500 \text{ см}^{-1}$, а енергія електронних станів у десятки разів вища, то релаксація енергії активних центрів носить багатфононний характер. Імовірність таких процесів падає зі зростанням ступеня фононності. Тому найбільш високо розташовані рівні енергії активного центру безпосередньо в ґратку релаксують повільніше, ніж з рівнів, розташованих нижче. Цей ефект сприяє створенню інверсії. У три- та чотирирівневих схемах велику роль грають безвипромінювальні переходи по передачі енергії з одного рівня на інший, наприклад, у чотирирівневій схемі d_{43} і трирівневій – d_{32} . Якщо різниця в енергіях між ними порівняна з kT , то передача енергії відбувається ефективно. Якщо ж різниця суттєво перевищує kT , а це має місце у більшості випадків, то в процес передачі енергії втягуються фонони в якості “третього” тіла, в результаті чого тверде тіло, як ціле, нагрівається.

Природно, ступінь фононності визначається відношенням дефіциту енергії до енергії фононів – учасників цього процесу. Тому, чим ближчий цей рівень до збуджуючого, тим менша ступінь фононності, і, відповідно, менше нагрівається тверде тіло і ефективнішою є передача енергії накачки в генерацію випромінювання, бо ймовірність відповідного безвипромінювального переходу зростає.

Таким чином активне середовище лазерів на твердому тілі повинно мати відповідну матрицю з активними центрами. До матриці існують наступні вимоги. Активні центри повинні легко та однорідно входити в заданих кількостях в матрицю, не порушуючи її оптичні і механічні властивості. При цьому вплив матриці на ймовірності безвипромінювальних релаксаційних переходів активних центрів має

сприяти отриманню інверсії.

Матриця повинна бути оптично однорідною та прозорою як для випромінювання генерації, так і накачки. Оскільки частина променевої енергії перетворюється у тепло, то матеріал матриці повинен мати високу теплопровідність, термостійкість, залишаючись оптично ізотропним і прозорим із підвищенням температури. Природними є вимоги механічної, хімічної, оптичної і фотохімічної стійкості в режимі імпульсного та неперервного накачування. Безумовно вимогою є технологічність матриці при виготовленні активного лазерного елемента.

Нині створено лазери на понад 300-х кристалах і десятках типів скла. Класичним прикладом твердотільного лазера є рубіновий лазер. Використання рубіна в квантовій електроніці вперше запропонував О. М. Прохоров у 1956 р. з метою його застосування як парамагнітного, а потім і “теплого” лазера, а в 1960 р. Т. Мейман уперше отримав генерацію лазера на рубіні.

Синтез і вирощування кристалів рубіна виконують методом Вернейля – плавленням порошкоподібної шихти $Al_2O_3+Cr_2O_3$ в киснево-водневому вогні з наступною кристалізацією на затравці, яка обертається. Вона ж одночасно опускається зі швидкістю 10 ± 20 мм/год при діаметрі кристала порядку 15 мм. Середня швидкість вирощування кристалів рубіна при температурі близько $2040^\circ C$ становить 12 ± 18 мм/год. Вирощені кристали відпалюють у вакуумі при температурі $1900\pm 1950^\circ C$ протягом кількох годин для зняття внутрішніх напружень, дислокацій і для рівномірнішого розподілу домішок по об’єму зразка. Існують й інші методи вирощування (методи Чохральського з розчину, зонного плавлення з газової фази, гідротермальний метод). На сьогоднішній день розвинуто технологію вирощування великих зразків (діаметром 20 ± 25 мм та довжиною 250 ± 300 мм).

Нижче наводяться деякі макроскопічні характеристики рубіна:

- густина при $20^\circ C$ $3,98 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$;
- твердість за Моосом 9;
- температура плавлення $2040^\circ C$;
- температура кипіння $3500^\circ C$;
- теплоємність при $20^\circ C$ $0,18 \text{ кал}\cdot\text{град}^{-1}\cdot\text{г}^{-1}$;
- коефіцієнт термічного розширення при $20^\circ C$:
 - паралельно оптичній вісі $5,31\cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$,
 - перпендикулярно до оптичної вісі $4,78\cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$;
- теплопровідність при $20^\circ C$:
 - паралельно оптичній вісі $0,35 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$,
 - перпендикулярно до оптичної вісі $0,33 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$;
- область прозорості $0,14\pm 6,5 \text{ мкм}$;
- діелектрична стала при $25^\circ C$ у діапазоні $(1+3)\cdot 10^8$ Гц:

- паралельно оптичній вісі 10,55,
- перпендикулярно до оптичної вісі 8,6;
- питомий опір 10^{11} Ом·см⁻¹;
- показник заломлення для *D*-лінії натрію $n_0=1,763$; $n_e=1,755$.

Рубін – це кристал корунду (лейкосапфір) α -Al₂O₃ симетрії *O_h*, у якому ізоморфно розташовані іони Cr⁺³, оптично анізотропний, має ромбоєдричну ґратку. Елементарна комірка корунду містить дві молекули Al₂O₃. Вісь симетрії 3-го порядку (*C*₃) збігається з головною діагональною одиничної комірки і є оптичною віссю кристала (*C*-вісь). Електричний вектор \vec{E} звичайного променя перпендикулярний до *C*-вісі, а вектор \vec{E} незвичайного променя – паралельний оптичній вісі. Різниця в коефіцієнтах заломлення для $n_o=1,755$ і $n_e=1,763$ практично по всьому оптичному діапазоні дорівнює 0,008. Деякі з іонів Al³⁺ ізоморфно заміщені іонами хрому Cr³⁺.

Концентрація хрому може бути різною, змінюючись за вагою від сотих долей відсотка до кількох відсотків. При збільшенні концентрації Cr₂O₃ вище 8% колір змішаного кристала змінюється від червоного до зеленого, що пояснюється появою зв'язків між іонами хрому. Іонний радіус хрому дорівнює 0,63 Å, що трохи перевищує іонний радіус алюмінію – 0,51 Å. Внаслідок цього при введенні іонів хрому виникає деформація октаедра, утвореного із шести іонів кисню O²⁻ (рис. 2.11.1, рис. 2.11.2). Спотворення октаедра обумовлює зниження симетрії кристала до $D^{6}_{3d} = R\bar{3}c$. Іони алюмінію розташовані уздовж вісі *C*₃, а іони хрому у кисневому октаедрі зміщені на 0,1 Å вздовж вісі *C*₃ відносно місця, що займає алюміній. Симетрія місця іона Cr³⁺ – *C*_{3*v*}.

Для генераторів використовуються так звані рожеві рубіни з ваговою концентрацією Cr₂O₃ порядку 0,05 %, що відповідає абсолютній концентрації іонів хрому $N = 1,6 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Атом хрому належить до групи заліза з недобудованою 3*d* оболонкою. Нейтральний атом має конфігурацію основного стану Cr – 1s²2s²2p⁶3s²3p⁶3d⁵4s –⁷S₃. Трикратно іонізований атом хрому, втрачаючи три зовнішні електрони, приймає конфігурацію 1s²2s²2p⁶3s²3p⁶3d³ –⁴F_{3/2}, тобто в зовнішній оболонці Cr³⁺ знаходяться три еквівалентних *d*-електрони.

Взаємодія електронів у іона хрому досить добре описується нормальним типом зв'язку. Відповідно до цього для двох зовнішніх електронів маємо:

$$L' = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1; \dots |l_1 - l_2|;$$

$$S' = s_1 + s_2, s_1 + s_2 - 1; \dots |s_1 - s_2|.$$

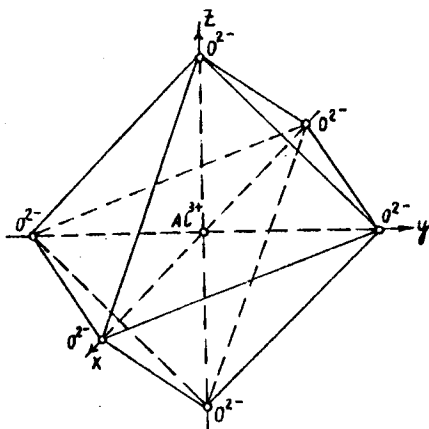


Рис. 2.11.1. Октаедричне оточення іонів Al^{3+} у ґратці корунда.

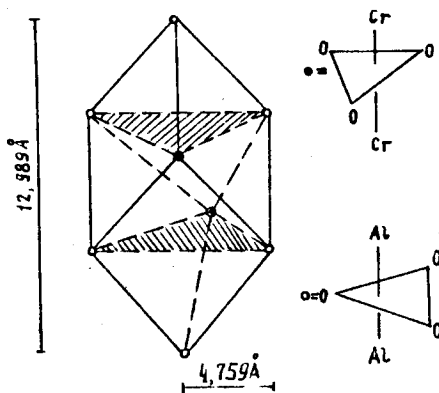


Рис. 2.11. 2. Деформація октаедра при заміні Al^{3+} на Cr^{3+} .

Врахування третього електрона дає:

$$L = L' + l_3; L' + l_3 - 1; \dots |L' - l_3|$$

$$S = S' + S_3; |S' - S_3|.$$

Відповідно до загальних правил Гунда більш глибоко розташовуються терми з великими значеннями S , а при однакових S – з великими L . З

урахуванням принципу Паулі одержуємо для вільного тривалентного іона хрому дві групи термів: $S = 1/2 (\uparrow\downarrow\uparrow)$ і $S = 3/2 (\uparrow\uparrow\uparrow)$. Дублети складаються з термів ${}^2P, {}^2D, {}^2F, {}^2G, {}^2H$ (терм 2D зустрічається двічі) з $\kappa = 2$; квартали – з термів ${}^4P, {}^4F$ з $\kappa = 4$. Відповідно до правила Гунда найбільш імовірна та конфігурація найнижчого терма, за якого сумарний спін S і орбітальний момент L мають максимальне значення. У випадку іона Cr^{3+} це – $3d$ електрони. Отже максимальне значення $S = 3/2$, а таке ж щодо L визначається із співвідношення $L_{\text{max}} = \chi(2l - \chi + 1)/2$, де χ – число електронів в оболонці, заповненій менше половини, тобто $L_{\text{max}} = 3(2 \cdot 2 - 3 + 1)/2 = 3$. Це і є терм F . Отже $\bar{J} = \bar{L} + \bar{S}$ пробігає значення $3/2, 5/2, 7/2, 9/2$. Але, оскільки оболонка заповнена менше половини (в d оболонці може бути 10 електронів, а в Cr^{3+} їх три), то найнижчий стан (основний) є з $J = L - S = 3/2$. Таким чином основний терм іона Cr^{3+} буде ${}^4F_{3/2}$. А основному стану вільного іона хрому буде відповідати терм 4F , що характеризується чотирикратним спіновим ($2S + 1 = 4$) і семикратним орбітальним виродженням ($2L + 1 = 7$). Загальне виродження становить 28.

У кристалічній матриці (в рубіні) іони хрому знаходяться в статичному електричному полі кристалічної ґратки, а завдяки Штарк-ефекту орбітальне виродження частково знімається. Розщеплення термів, що виникає, залежить від симетрії електричного поля, що визначається симетрією найближчого оточення іона хрому Cr^{3+} . В електричному полі кубічної симетрії основний терм іона хрому 4F розщеплюється на три рівні: орбітальний, синглетний 4A_2 і два орбітальних триплетних ${}^4F_1(T_1)$ і ${}^4F_2(T_2)$ ¹. При цьому в кожного з рівнів ${}^4F \xrightarrow{C_{3v}} {}^4A_2 + {}^4F_2 + {}^4F_1$ зберігається чотирикратне виродження по спіну. Після зняття електричним полем часткового виродження найнижчим рівнем виявляється 4A_2 . Електричне поле в рубіні внаслідок нееквівалентності іонних радіусів алюмінію і хрому не чисто кубічне, а тригональне, то чотирикратне виродження рівня 4A_2 частково знімається. В результаті цього основний стан 4A_2 розщеплюється на два підрівні: ${}^4A_2 \xrightarrow{C_{3v}} {}^4A_2(\pm 1/2) + {}^4A_2(\pm 3/2)$, відстані між якими дорівнює $0,38 \text{ см}^{-1}$; розщеплюються й інші рівні.

1. Використаний термін “орбітальний синглет” означає, що по орбітальному (і тільки орбітальному) квантовому числу виродження немає, а в орбітального триплету – є. Потрібно розрізняти позначення термів F вільного іона з позначеннями рівнів іона в кристалічному полі $F(T_1)$ і $F(T_2)$, які взяті з теорії груп у позначеннях Маллікена.

Реальна енергетична схема іона Cr^{3+} в рубіні (рис. 2.11.3.) складається з двох наборів рівнів. Один відповідає іону Cr^{3+} з $S=3/2$, в якого найнижчий рівень 4A_2 (ліва частина рисунка). Рівні 4F_1 і 4F_2 складаються з шести дублетів, які перекриваються. Другий – іону Cr^{3+} (права частина малюнка) відповідає станам з $S=1/2$ з найнижчим метастабільним рівнем 2E . При кімнатній температурі його час життя рівний $3,4 \cdot 10^{-3}$ с. Метастабільний стан іона Cr^{3+} двічі вироджений по спіну і двічі – орбітально:

$${}^2E(L=1, S=1/2); {}^2E(L=1, S=-1/2); {}^2E(L=-1, S=1/2);$$

$${}^2E(L=-1, S=-1/2).$$

У результаті спин-орбітальної взаємодії і впливу кристалічного поля рівень 2E поділяється на два двократно вироджених дублети ${}^2E \xrightarrow{-C_{2v}} \bar{E} + 2\bar{A}$. Верхній дублет:

$$2\bar{A}\{{}^2E(L=1, S=1/2), {}^2E(L=-1, S=-1/2)\}$$

і нижній:

$$\bar{E}\{{}^2E(L=1, S=-1/2), {}^2E(L=-1, S=1/2)\}$$

мають між собою енергетичний інтервал у 29 см^{-1} .

Відомо, що іону Cr^{3+} належить непарне число d -електронів. Тож всім рівням у рубіні притаманне парне спінове виродження. Тому його енергетичний спектр складається тільки з крамерсових дублетів (рис. 2.11.3). Параметр кристалічного поля в рубіні $D \cong 1800 \text{ см}^{-1}$, а параметри Рака для кулонівської взаємодії оптичних d -електронів

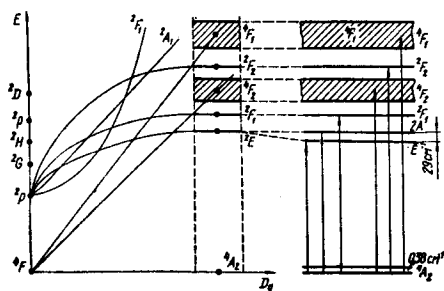


Рис. 2.11.3. Схема утворення енергетичних рівнів Cr^{3+} в рубіні.

$B = 850 \text{ см}^{-1}$ та $C = 2720 \text{ см}^{-1}$. З рис. 2.11.3 видно, що положення рівнів 2E , 2F , та 2F_2 , слабо відчувають ріст параметра D . Стани 4F_1 та 4F_2 суттєво залежать від параметра кристалічного поля. Відтак неоднорідність та ефекти кристала викликають значне розширення рівнів 4F_1 і 4F_2 , перетворюючи їх у широкі смуги поглинання, вельми зручні для оптичної накачки. Крім того, спин-орбітальна взаємодія іона хрому з полем кристала (матриці) переміщує рівні вільного іона хрому, що призводить до порушення правил відбору, які досить строго виконуються для вільного іона. Реальна енергетична схема іона Cr^{3+} у сафірі (рубін) зображена на рис. 2.11.4. з наведенням імовірностей переходів між робочими рівнями.

Випромінювальні переходи з рівнів 4F_1 і 4F_2 на 2F_1 і 2E заборонені інтеркомбінаційним правилом, але безвипромінювальні переходи в силу спин-граткової взаємодії дозволені. Найбільш сприятливими областями накачування рубіна є дві потужні смуги поглинання ${}^4A_2 \xrightarrow{(Y)} {}^4F_1$ і ${}^4A_2 \xrightarrow{(U)} {}^4F_2$ з максимумом близько 4100 Å , 5600 Å і U - та Y -смуги

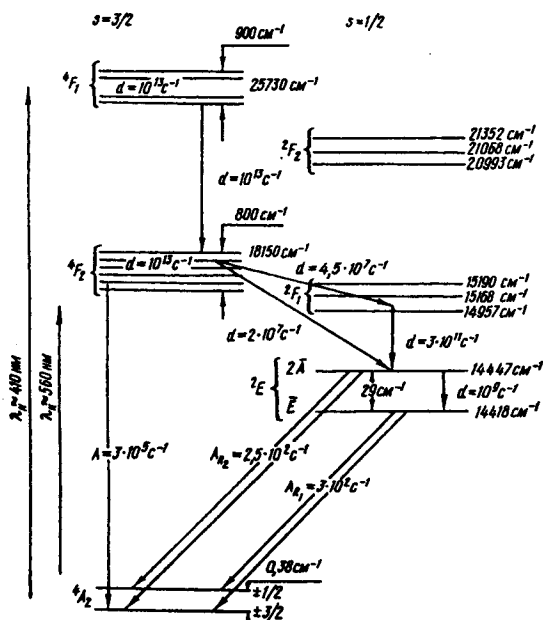


Рис. 2.11.4. Структура енергетичних рівнів іона Cr^{3+} у рубіні.

відповідно (рис. 2.11.4).

Криві поглинання окреслені на рис. 2.11.5. У результаті накачування частинки, що потрапляють на рівень 4F_2 і 4F_1 , швидко переходять на 2F_1 і 2E . Рівень 2F_1 , взагалі кажучи, є проміжним на шляху частинок до метастабільного рівня 2E , де вони накопичуються, оскільки перехід на найнижчий рівень 4A_2 відбувається з порушенням інтеркомбінаційної

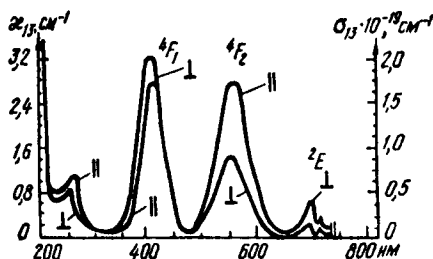


Рис. 2.11.5. Спектр поглинання рубіна ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$).

заборони ($\Delta S = 0$).

Коефіцієнти поглинання в смугах U , Y рівні $2 \div 3 \text{ cm}^{-1}$, тому діаметр рубінових стрижнів не бажано робити більшими, ніж $2 \div 3 \text{ cm}$. Інакше випромінювання накачування не проникатиме всередину й активне середовище буде накачаним неоднорідно в поперечному перерізі, що погіршить параметри лазерного випромінювання.

Спектр спонтанного випромінювання рубіна (люмінесценції) аналогічний спектру поглинання на переході ${}^2E \xrightarrow{(R)} {}^4A_2$. Це – так звана R -смуга. Спектрограма люмінесценції R -смуг рубіна при кімнатній температурі показана на рис. 2.11.6.

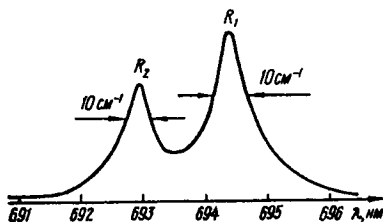


Рис. 2.11.6. Спектр люмінесценції R -смуги рубіна.

Кожна з R -ліній є дублетом, оскільки рівень 4A_2 розщеплений. При кімнатній температурі це розщеплення виявити не можна через велику ширину R -смуги (порядку 10 cm^{-1}). При зниженні температури кристала R_1 - і R_2 -смуги звужуються і дещо зміщуються у короткохвильовий бік ($\lambda_{R_1}^{300\text{K}} = 6943 \text{ \AA} \rightarrow \lambda_{R_1}^{77\text{K}} = 6934 \text{ \AA}$, $\lambda_{R_2}^{300\text{K}} = 6929 \text{ \AA} \rightarrow \lambda_{R_2}^{77\text{K}} = 6919 \text{ \AA}$). Температурна залежність довжини хвилі випромінювання люмінесценції наведена на рис. 2.11.7.

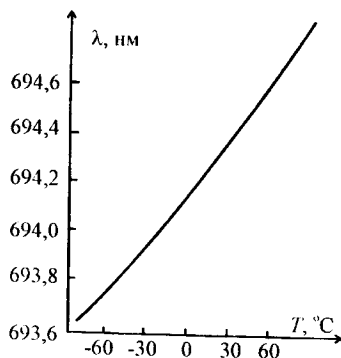


Рис. 2.11.7. Залежність довжини хвилі смуги R_1 рубіна від температури.

При температурі рідкого азоту чітко виявляється дублетна структура R_1 -смуги, що видно на рис. 2.11.8.

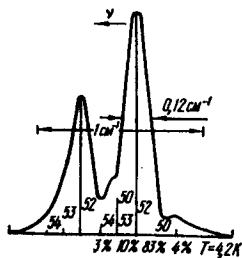


Рис. 2.11.8. Структура смуги R_1 рубіна, обумовлена ізотонічним складом хрому.

Слід зазначити, що *R*-смуги рубіна мають надтонку ізотопічну структуру у повній відповідності до відомих чотирьох ізотопів: Cr^{50} (4,3%), Cr^{52} (83,7%), Cr^{53} (9,6%) і Cr^{54} (2,4 %), яка чітко виявляється при температурі рідкого гелію (4,2°K). На рис. 2.11.8 розташування ізотопічних смуг і їх відносні інтенсивності показані вертикальними лініями. Схема нижніх рівнів іона рубіна (рис. 2.11.4), прийнята на даний час, відповідає експериментально зареєстрованим переходам, які позначаються латинськими буквами в порядку зростання хвильових чисел *R*, *U*, *B*, *Y*, що утворюють слово *RUBY* (рубін). При цьому смуги *U*, *B*, *Y* спостерігаються в поглинанні, а *R* – у випромінюванні (люмінесценція). Саме цьому переходу рубін зобов'язаний своїм забарвленням.

У табл. 2.11.1 представлені зведені дані за спектрами поглинання рубіна.

Табл. 2.11.1. Зведена таблиця спектра поглинання рубіна.

Елементи спектра	Позн.	$\nu, \text{см}^{-1}$	$\lambda, \text{нм}$	$K, \text{см}^{-1}$	$\sigma, \text{см}^2$	$\Delta\nu, \text{см}^{-1}$ ($\Delta\lambda, \text{нм}$)	Перехід
Резонансний дублет	<i>R</i> ₁	14418	694,5	0,4	$2,5 \cdot 10^{-20}$		${}^4A_2 \rightarrow E$
	<i>R</i> ₂	14447	692,1				${}^4A_2 \rightarrow 2A$
Триплет	<i>S</i> ₁	14957	668,5				${}^4A_2 \rightarrow {}^2F_1$
	<i>S</i> ₂	15168	659,1				
	<i>S</i> ₃	15190	658,3				
Широка зелена смуга	<i>U</i>	18150	550,9	2,9(∥)	$1,9 \cdot 10^{-19}$	~300,0 (100)	${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$
Триплет	<i>B</i> ₁	20993	4763				
	<i>B</i> ₂	21068	4746				${}^4A_2 \rightarrow {}^2F_2$
	<i>B</i> ₃	21352	468,3				
Широка синя смуга	<i>Y</i>	25730	388,6	3,2(⊥)	$2,1 \cdot 10^{-19}$	~600,0 (100)	${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$
Широка УФ смуга	<i>V</i>	39000	2550	1,0(∥)	$0,6 \cdot 10^{-19}$		${}^4A_2 \rightarrow {}^2A_1$
Край власного поглинання	<i>K</i>	476000	2100	≈200 (190нм)			4A_2 зона провідності

Квантовий вихід люмінесценції рубіна η при збудженні в зеленій смузі дорівнює 0,78, а енергетичний – 0,62. Аналогічна ситуація і при збудженні в синій смузі, де в середньому $\eta=0,7$. Зі зниженням температури η зростає, досягаючи одиниці при 77 К. Збільшення температури вище

кімнатної призводить до різкого падіння η . Крім цих смуг поглинання в рубіні є широка смуга в ультрафіолетовій області (2500 Å). Але квантовий вихід люмінесценції для цієї смуги порівняно малий ($\eta \sim 0,4$), тож її роль в накачуванні незначна. Відзначимо, що при збудженні в R -смугах квантовий вихід дорівнює одиниці, однак створити інверсію не можна, бо в цьому випадку має місце дворівнева схема функціонування.

Час життя метастабільного стану 2E зі зниженням температури зростає від $\tau_{2E} \sim 3,4 \cdot 10^{-3}$ с при 293 К до $4,3 \cdot 10^{-3}$ с при $T=77$ К. Слід підкреслити, що час життя на підрівнях $2\bar{A}$ і \bar{E} при 293 К рівний $4,2 \cdot 10^{-3}$ с і $2,9 \cdot 10^{-3}$ с відповідно. Однак через велику ймовірність безвипромінювальних переходів між ними, оскільки $\Delta E = 29 \text{ см}^{-1} \ll kT$, метастабільний стан характеризується середнім часом життя $3,4 \cdot 10^{-3}$ с.

Реальна схема рівнів рубіна складна. Вона, між тим, відповідає трирівневій схемі функціонування квантового генератора (рис. 2.11.9). Оцінимо граничну заселеність метастабільного рівня \bar{E} , при якій коефіцієнт поглинання у R_1 смуги змінює знак, що відповідає умові:

$$n_{\bar{E}} - n_{4A_2} \frac{g_{\bar{E}}}{g_{4A_2}} = 0. \quad (2.11.1)$$

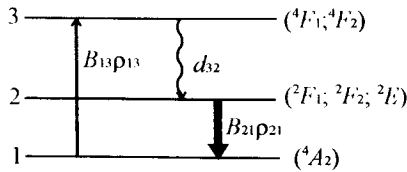


Рис. 2.11.9. Схема функціонування лазера на рубіні.

Закон збереження частинок у даному випадку має вигляд:

$$n_{\bar{E}} + n_{2\bar{A}} + n_{4A_2} = N; \quad n_{4F_2} = 0 \quad (n_2 + n_1 = N, \quad n_3 \cong 0).$$

Оскільки $g_{\bar{E}} = 2$, $g_{4A_2} = 4$ і при кімнатній температурі $n_{\bar{E}} \cong n_{2\bar{A}}$, то (2.11.1) виконується за умови:

$$n_{\bar{E}} = \frac{1}{4} N. \quad (2.11.2)$$

Густина енергії, необхідна для виконання умови (2.11.2), дорівнює:

$$U_{\min} = h\nu_{4A_2 \rightarrow 4F_2} \cdot \eta^{-1} (n_{\bar{E}} + n_{2\bar{A}}).$$

Зробимо оцінку величини U_{\min} для рожевого рубіна:

$$h\nu_{A_2 \rightarrow 4F_2} = 4,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; \quad \eta = 0,7, \quad N = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Отже $U_{\min} = 4 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$.

Для стаціонарної генерації важлива потужність накачування ($B_{13}\rho_{13}$), яка необхідна для підтримки інверсії на робочих рівнях. Її можна оцінити, зважуючи на час життя метастабільного стану. Вимогою для підтримки стаціонарної заселеності на робочому рівні (2.11.2) є нерівність $B_{13}\rho_{13} > A_{21}$. Отже необхідна порогова потужність $P_{\text{н}}^{\text{н}}$ при $A_{21} \cong 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$:

$$P_{\text{н}}^{\text{н}} = A_{21} h\nu_{13} \Delta n_{21} = 0,3 \cdot 10^3 \cdot 4,2 \cdot 10^{-19} \cdot 0,8 \cdot 10^{19} \cong 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3},$$

якщо збудження здійснюється тільки в смузі $4A_2 \rightarrow 4F_2$. Потужність же вимушеного випромінювання $P_{\text{г}}$ дорівнює різниці між потужністю накачування і її граничним рівнем із врахуванням безвипромінювальних втрат у каналі накачування:

$$P_{\text{г}} = (P_{\text{н}} - P_{\text{н}}^{\text{н}}) \frac{V_{12}}{V_{13}},$$

де $h\nu_{12} = 2,9 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; $h\nu_{13} = 4,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Якщо накачування перевищує порогову потужність усього лише на 10%, то генерована потужність буде близько $70 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$.

Порівняємо спектральні густини потужності накачування і генерації. Ширина смуги $\Delta\nu'_{4F_2} \cong 10^3 \text{ см}^{-1}$ і ширина смуги генерації $\Delta\nu'_{\text{г}} \cong 0,01 \text{ см}^{-1}$. Спектральна густина випромінювання накачування буде порядку $3 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, а генерації $2,3 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким чином, спектральна густина генерованого випромінювання на чотири порядки вища, ніж у накачування. Аналогічну або й більшу спектральну густину потужності випромінювання можна отримати тільки за допомогою квантових генераторів.

Виконані оцінки потужності накачування дещо занижені, оскільки не враховані електричні втрати, різного роду конструктивні і технологічні особливості, які виникають при виготовленні квантового генератора. Це веде до того, що швидкість накачування доводиться збільшувати до 10 і більше разів, тобто треба не $10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$, а $\sim 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$.

Вимушене випромінювання можна отримати на R_1 - і R_2 -смугах. Однак, як правило, рубінові генератори працюють на R_1 -смузі, оскільки для неї простіше реалізувати порогові умови.

Відзначимо, що поляризаційні характеристики вимушеного випромінювання рубіна залежать від орієнтації його оптичної вісі (C -вісі) відносно геометричної вісі робочого елемента. Загалом же, поляризація вимушеного випромінювання відповідає поляризації спонтанної люмінесценції. При нульовій орієнтації рубінового елемента (поздовжня вісь елемента збігається з його оптичною віссю C) генерується не

поляризоване випромінювання, а при 90° - чи 60° -орієнтації – плоскополяризоване. Причому орієнтація електричного вектора \vec{E} випромінюваної електромагнітної хвилі спрямована перпендикулярно до площини, у якій лежать оптична та геометрична вісі робочого елемента.

Рубінові кристали можуть використовуватися як квантові генератори і НВЧ-діапазону. Це зумовлено тим, що найнижчий рівень 4A_2 – вироджений, а при накладенні зовнішнього магнітного поля виродження буде зніматись повністю (Зесман-ефект), у результаті чого утворюється типова схема трирівневого лазера. Внаслідок анізотропії рубінового кристала розташування невироджених рівнів енергії залежить від взаємної орієнтації зовнішнього магнітного поля H_0 і внутрішньо кристалічного електричного поля E , яке збігається з напрямом вісі C .

За умови, що кут θ між H_0 і E рівний нулю, то розташування рівнів при знятті виродження виникає таке, як показано на рис. 2.11.10а. При $\theta=51^\circ44'$ і при $\theta=90^\circ$ розташування рівнів при знятті виродження показано на рис. 2.11.10б та рис. 2.11.10в.

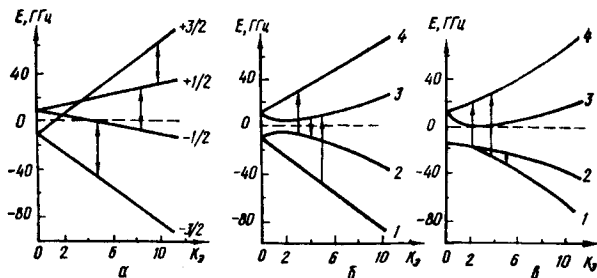


Рис. 2.11.10. Розташування рівнів 4A_2 рубіна при знятті виродження.

При роботі мазера в режимі підсилення беруть участь три найнижчі рівні – 1, 2 і 3 (рис. 2.11.11). За допомогою електромагнітного поля виконується накачування на частоті переходу ν_{13} . Рівень накачування створюється такий, щоб виникало насичення на цьому переході, тобто $n_3=n_1$. Тим самим забезпечується інверсія населеностей між рівнями 3 і 2 ($n_3>n_2$), а також, умови, необхідної для підсилення сигналу на частоті ν_{23} . Схема буде активно працювати тільки тоді, коли між H_0 і E буде кут θ , відмінний від нуля. Інакше, згідно правилам відбору, перехід з – 3/2 на +1/2 заборонений (рис. 2.11.10). Найчастіше в рубінових лазерах зазначений кут рівний $54^\circ44'$, оскільки в цьому випадку реалізується, так

зване пушпульне (симетричне чи подвійне) дуже ефективне накачування. Схему пушпульного накачування наведено на рис. 2.11.11. При пушпульній схемі $\nu_{13} = \nu_{24}$, тому випромінювання на частоті ν_{13} не тільки створює насичення на рівнях $1 \leftrightarrow 3$, але й прискорює спустошення рівня 2, що поліпшує інверсний стан рівнів $3 \rightarrow 2$. У кристалах рубіну при куті $\theta = 54^\circ 44'$ і $H_0 = 4200$ ерстед пушпульне накачування виконується на частоті порядку 24 ГГц ($1 \rightarrow 3$ і $2 \rightarrow 4$), а підсилення сигналу відбувається на частоті ~ 10 ГГц ($3 \rightarrow 2$).

У лабораторії О. М. Прохорова був створений підсилювач на переході $3 \rightarrow 2$ з частотою порядку 3 ГГц. Накачування відбувалось на переході $1 \rightarrow 3$ з частотою 15 ГГц. При зниженні температури такого лазера до 2 К підсилювач самозбуджувався і працював у режимі генерації. При $\theta = 90^\circ$ і напруженості магнітного поля від 1500 до 4000 ерстед рубіновий лазер забезпечує нормальну роботу на частотах від 1 до 6 ГГц, а при $\theta = 54^\circ 44'$, починаючи з 6 ГГц.

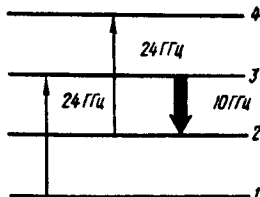


Рис. 2.11.11. Пушпульна накачка рубіна у НВЧ-діапазоні.

Порядок виконання роботи по дослідженню енергетичної схеми активного центру Cr^{3+}

1. Відградувати спектральний прилад за довжинами хвиль.
2. Виміряти спектральну чутливість приймача.
3. Одержати спектри поглинання рубіна в діапазоні від 400 до 750 нм для двох поляризацій падаючого випромінювання $E \parallel C$ і $E \perp C$.
4. Визначити значення коефіцієнта $K(\nu)$ поглинання рубіна.

5. Розрахувати коефіцієнти Ейнштейна $\left(B_{ki} = \frac{cn}{h\nu_{ki}N_k} \int K(\nu)d\nu \right)$,

допускаючи для концентрацій іонів хрому на відповідних квантових рівнях $N_k \gg N_i$, $N_k \approx N_0$ та використовуючи співвідношення:

$$B_{ki} = \frac{cn}{h\nu_{ki}N_0} \begin{cases} \pi K_{\max} \Delta\nu & \text{— при ЛЛоренцевму контурі смуги,} \\ \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} K_{\max} \Delta\nu & \text{— при Гаусовому контурі смуги,} \end{cases}$$

де n – показник заломлення рубіна.

6. Розрахувати інтегральні значення поперечників поглинання:

$$\sigma_{ik} = \frac{\int K(\nu) d\nu}{N_0}.$$

8. Розрахувати коефіцієнти Ейнштейна:

$$A_{ik} = \frac{8\pi h \nu^3 n}{c^3} \cdot \frac{g_k}{g_i} B_{ki}.$$

9. Одержати спектр люмінесценції рубіна.

10. Розшифрувати спектр люмінесценції, визначити форму і напівширину смуги.

11. Визначити час життя метастабільного стану та ймовірності $A_{2E}, {}^4A_2$.

12. Зіставити значення ймовірностей $A_{2E}, {}^4A_2$, отриманих зі спектрів поглинання і люмінесценції.

13. Розрахувати граничну потужність накачування, вважаючи квантовий вихід люмінесценції $\eta = 0,7$ для смуги рубіна R_1 .

Контрольні питання

1. Як контролюється градування спектрального приладу?
2. Як знімається спектральна чутливість установки, приймача?
3. За якою схемою функціонує лазер на рубіні?
4. Які смуги забезпечують створення інверсної населеності, а які – генерацію лазера?
5. Як оцінюється гранична потужність накачування?
6. Як вимірюються ймовірності переходів?

Література

1. Григурок В. І., Коротков П. А., Хижняк А. І. Лазерна фізика. К.: “МП Леся”, 1999. – 528 с.
2. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. – М.: Советское радио, 1967. – 384 с.
3. Справочник по лазерам: Под редакцией Прохорова А. М. – М.: Советское радио, 1978, Т. 1. – 504 с.
4. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. – М.: Наука, 1976. – 392 с.

§ 2.12. ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ПОРІВНЯННЯ РОБОТИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В НЕПЕРЕРВНОМУ РЕЖИМІ ТА З МОДУЛЯЦІЄЮ ДОБРОТНОСТІ РЕЗОНАТОРА

Загальні погляди на лазер як коливну систему

Лазер є коливною системою, яка проявляє резонансні властивості відносно різних факторів впливу щонайменше у двох аспектах (резонансні властивості активних центрів робочого тіла лазера до уваги не беремо).

З одного боку, резонатор, що необхідний для реалізації зворотного зв'язку, безпосередньо задає частоти, на яких лазер може генерувати електромагнітні хвилі в межах спектральної смуги підсилення. Незначні неконтрольовані зміни довжини резонатора суттєво впливають на стабільність частоти та потужність випромінювання лазера. Зміна параметрів резонатора на міжмодовій частоті може забезпечити генерацію надкоротких імпульсів випромінювання.

З іншого боку, в лазері є два “резервуари” енергії: інверсна населеність стартового робочого рівня активного тіла лазера та випромінювання в резонаторі. Перший “резервуар” (інверсна населеність рівнів) заповнюється від джерела збудження і може віддавати енергію в другий “резервуар” (випромінювання в резонаторі), з якого енергія виходить назовні у вигляді променя. Якщо втрати енергії відсутні, то енергія від джерела збудження повністю переходить у енергію променя лазера. Така ситуація, звісно, не реалізується, бо лише частина енергії збудження використовується для створення інверсії. Крім того, існують втрати в обох “резервуарах” лазера. Так, з першого “резервуара” енергія втрачається внаслідок спонтанного випромінювання, а з другого через, приміром, дифракційні втрати відкритого резонатора.

Суттєвою особливістю трансформації енергії джерела живлення в енергію променя через “резервуари” лазера є те, що швидкість передачі енергії між “резервуарами” пропорційна добутку $E_1 \times E_2$ енергій, що в них знаходиться, оскільки швидкість вимушених переходів пропорційна добутку населеності рівня і спектрально-об'ємній густині випромінювання. Отже може виявитися, що швидкість передачі енергії між “резервуарами” найбільша, наприклад, в момент, коли $E_1 = E_2$, і перевищує швидкість надходження енергії в перший “резервуар”, яка пропорційна потужності накачування, та перевищує швидкість виходу енергії назовні з другого “резервуару”, що пропорційна E_2 . Зазначимо, що рівність всіх швидкостей є стаціонарним режимом. Висока швидкість передачі енергії в момент, коли $E_1 = E_2$, та накопичення енергії в другому “резервуарі” може призвести до лавиноподібного повного спустошення першого “резервуару” і припинення на деякий час передачі енергії. Таке

припинення та вихід енергії з другого “резервуару” назовні веде до спустошення з деякою затримкою і цього „резервуару”. Це додатково пригнічує передачу енергії в наступні моменти часу, незважаючи на те, що перший “резервуар” почав заповнюватися.

Поступове заповнення енергією до критичного рівня першого “резервуару” від джерела живлення згодом знову викличе лавиноподібне наростання швидкості передачі енергії. Отже передача енергії реалізується певними порціями, що супроводжується пульсаціями потужності променя лазера на певній частоті, яка визначається параметрами лазера та характеристиками активного середовища.

Сама можливість реалізації стаціонарного (неперервного) режиму генерації для лазера, як коливної системи, є вочевидь нетривіальною і потребує аналізу. Крім цього, практично важливим є режим роботи, коли спеціально стримується передача енергії між “резервуарами” з тим, щоб якомога більше заповнити перший “резервуар” і потім, відновивши передачу енергії, отримати короткий потужний імпульс випромінювання на виході лазера. Такий режим роботи лазера називається режимом з модуляцією добротності резонатора. Він дає змогу отримувати імпульси лазерного випромінювання з потужністю ~ 1 ГВт.

Швидкісні рівняння для лазера з чотирирівневою схемою створення інверсії

Ознайомитися з фізичними аспектами роботи неодимового лазера в неперервному режимі та з модуляцією добротності резонатора можна, аналізуючи систему швидкісних (кінетичних) рівнянь у їх найпростішому варіанті, відомому як швидкісні рівняння для “точкового лазера”. Ці рівняння містять лише дві невідомі, змінні у часі величини (інверсія і концентрація фотонів у резонаторі), два параметри лазерної системи, які теж можуть змінюватися у часі (рівень накачування і час життя фотона у резонаторі), та характеристики активного середовища лазера (концентрація активних центрів, коефіцієнти Ейнштейна і форм-фактори спектральних ліній). Припускається, що жодна з зазначених величин не залежать від просторових координат у середині резонатора лазера. Звідси назва – “рівняння для точкового лазера”. Ігнорування просторовими залежностями не єдиний недолік таких рівнянь. Наближення, які використовуються для їх виведення, подані у табл. 2.12.1.

Відмова від будь-якого з перерахованих наближень веде до ускладнення або збільшення кількості швидкісних рівнянь, а тому обмежує можливість їх аналітичного аналізу. Найбільш принциповим наближенням є перше твердження, останнє – лише несуттєво спрощує математичні викладки.

Табл. 2.12.1. Наближення, що використовуються для виведення системи спрощених швидкісних рівнянь.

№п/п	Наближення
1	Між спектрально-об'ємною густиною випромінювання і швидкістю вимушених переходів (з одного на інший енергетичний рівень активних центрів лазера) існує миттєвий зв'язок. Тобто, швидкість переходів в момент часу t залежить від спектрально-об'ємної густини випромінювання, яка є в момент часу t , але не залежить від її значення в попередні моменти.
2	Активне середовище є однорідним, тобто його характеристики не залежать від координат.
3	Лазер працює на одній моді, яка повністю і однорідно заповнює об'єм резонатора.
4	Спектральна ширина моди набагато менша спектральної ширини робочого переходу лазера та приблизно співпадає з центром контуру підсилення.
5	Спектральний контур коефіцієнта підсилення лазера є однорідним, а отже генеруюча мода може повністю "знімати" інверсію.
6	Резонатор повністю заповнений активним середовищем.

Відповіді на запитання щодо використання зазначених наближень, будуть надаватися в процесі виведення швидкісних рівнянь. Зазначимо, що для неодимового лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті (іони Nd^{3+} в кристалічній матриці $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) введені наближення є допустимими і підтверджуються узгодженням теоретичних оцінок та експериментальних результатів.

Швидкісні рівняння дають змогу аналізувати енергетично-часові характеристики випромінювання лазера, проте залишають поза увагою когерентність та розбіжність випромінювання.

Лазер описується двома швидкісними рівняннями: для руху (зміни у часі) інверсії та руху концентрації фотонів у резонаторі. Ці два рівняння утворюють нелінійну систему швидкісних рівнянь.

Отримаємо перше з них – для чотирирівневої схеми створення інверсії, за якою працює неодимовий лазер. Для лазерів з тривірневою схемою створення інверсії процедура виведення рівнянь, як і результат, принципово не відрізняється. Використовуються ті ж наближення (табл. 2.12.1), за винятком деяких припущень стосовно населеності рівнів.

Спрощена ідеалізована схема рівнів іона неодима, призначена для створення інверсії та генерації лазера, подана на рис.2.12.1 (без позначення термів). Там же вказані і математичні вирази для кількості відповідних квантових переходів у одиниці об'єму та за одиницю часу з

використанням стандартних позначень:

n_1, n_2, n_3, n_4 – незалежні від координат (табл. 2.12.1 п.2) концентрації частинок, що знаходяться на рівнях 1, 2, 3, 4 (заселеності рівнів);

B_{14}, B_{41}, A_{41} – феноменологічні коефіцієнти Ейнштейна, відповідно для поглинання, вимушеного і спонтанного випромінювання між основним рівнем 1 і рівнем 4, на який збуджуються іони внаслідок оптичного накачування (індекси стартових рівнів в позначеннях коефіцієнтів стоять першими);

B_{23}, B_{32}, A_{32} – феноменологічні коефіцієнти Ейнштейна, відповідно для поглинання, вимушеного і спонтанного випромінювання між рівнями 2 і 3 – фінішного і стартового рівнів генерації лазера;

d_{43}, d_{21} – ймовірності неоптичних переходів, що описують безвипромінювальну релаксацію з рівня 4 на рівень 3 та з рівня 2 на рівень 1;

ρ_n, ρ_m – спектрально-об'ємна густина енергії випромінювання накачки і моди, у визначенні яких нехтуємо тепловим випромінюванням та залежністю ρ_n, ρ_m від координат, відповідно до пунктів 2 і 3 табл. 2.12.1;

g_{14}, g_{23} – нормовані форм-фактори спектральних ліній для переходів між рівнями 1, 4 та 2, 3.

Важливим моментом (особливо з точки зору математичних викладок), відображеним на рис. 2.12.1, є врахування того, що спектральна ширина переходів має певну величину, а випромінювання накачки і моди розподілені по частоті, тобто, ρ_n, ρ_m є функціями частоти ν . Тут кількість відповідних вимушених переходів (у поглинанні та випромінюванні) за одиницю часу та в одиниці об'єму пропорційна не спектрально-об'ємній густині енергії, а інтегралу за частотою від добутку нормованого форм-

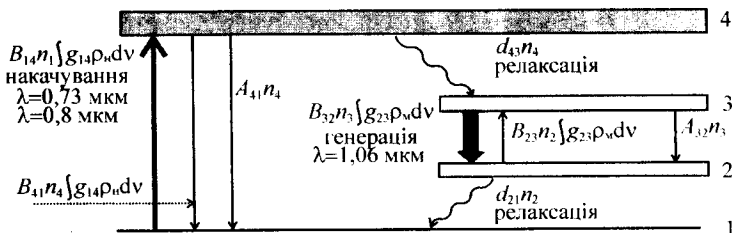


Рис. 2.12.1. Ідеалізована схема рівнів іона неодима, що використовуються для створення інверсії та генерації лазера (чотирирівнева схема функціонування). В дійсності рівень 4 є системою рівнів, а генерація можлива на різних переходах.

фактора відповідної спектральної лінії на спектрально-об'ємну густину енергії. Тож, маємо замінити:

$$B_{14}\rho_n n_1 \rightarrow B_{14} n_1 \int_{-\infty}^{\infty} g_{14}\rho_n d\nu, \quad B_{41}\rho_n n_4 \rightarrow B_{41} n_4 \int_{-\infty}^{\infty} g_{14}\rho_n d\nu, \quad (2.12.1)$$

$$B_{32}\rho_m n_3 \rightarrow B_{32} n_3 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23}\rho_m d\nu, \quad B_{23}\rho_m n_2 \rightarrow B_{23} n_2 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23}\rho_m d\nu. \quad (2.12.2)$$

Найпростіше, хоча й не повне пояснення такої заміни полягає у тому, що лише частина $n \cdot g(\nu) \cdot d\nu$ активних центрів бере участь у переходах під дією випромінювання зі спектрально-об'ємною густиною енергії $\rho(\nu)$ на частоті ν та інтервалі $d\nu$.

Для всієї сукупності частинок виконується рівність:

$$\int_{-\infty}^{\infty} n g d\nu = n, \quad (2.12.3)$$

оскільки за означенням нормованого форм-фактора:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g d\nu = 1. \quad (2.12.4)$$

Тут при n і g , опущені індекси, оскільки твердження стосується всіх виразів (2.12.1), (2.12.2).

На рис. 2.12.2, що схематично ілюструє поведінку форм-фактора залежно від частоти ν , використані позначення: ν_0 – центральна частота оптичного переходу і $g_{\max} = g(\nu_0)$. Форм-фактор описує обвідну спектральної смуги, наприклад, гаусову чи лоренцеву. Звернемо увагу, що безрозмірною є величина $g d\nu$, а отже, нормований форм-фактор g має розмірність [с].

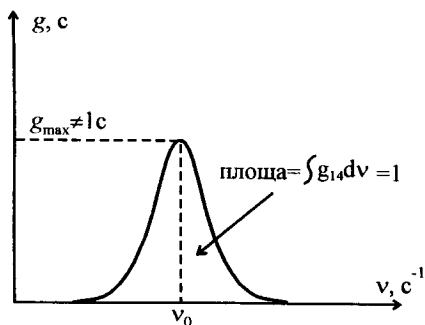


Рис. 2.12.2. Залежність нормованого форм-фактора g від частоти.

Для практично досяжних значень ρ_{11} у неодимовому лазері виконується умова:

$$d_{43} n_4 \gg B_{41} n_4 \int_{-\infty}^{\infty} g_{14} \rho_{11} dv + A_{41} n_4, \\ (d_{43} \gg B_{41} \int_{-\infty}^{\infty} g_{14} \rho_{11} dv + A_{41}), \quad (2.12.5)$$

яка забезпечує швидку безвипромінювальну релаксацію іонів з рівня 4 на рівень 3, що є стартовим рівнем для генерації. Ця умова дає змогу не враховувати небажане спустошення рівня 4 внаслідок спонтанних та вимушених переходів назад на рівень 1 після збудження. Результатом умови (2.12.5) є низька заселеність рівня 4: $n_4 \approx 0$.

Інша важлива умова, яка теж виконується для неодимового лазера:

$$d_{21} n_2 \gg B_{32} n_3 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_{31} dv + A_{32} n_3 \quad (2.12.6)$$

Ця умова забезпечує швидку безвипромінювальну релаксацію іонів з рівня 2, що є фінішним рівнем для генерації, на основний рівень 1. Внаслідок виконання умови (2.12.6) заселеність рівня 2 підтримується близькою до нуля навіть у процесі генерації: $n_2 \approx 0$.

З урахуванням (2.12.5) та (2.12.6) схему рівнів неодима та процесів, що впливають на генерацію лазера, можна подати у вигляді, зображеному на рис. 2.12.3. Реалізується ситуація, коли іони знаходяться на рівні 1 або рівні 3 і $n_1 + n_3 = n$, де n – концентрація іонів.

Зміна заселеності dn_3 рівня 3 (зміна концентрації іонів, що знаходяться на рівні 3) за маленький проміжок часу dt становить:

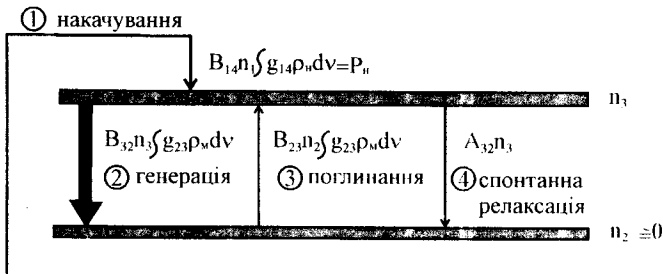


Рис. 2.12.3. Спрощена схема рівнів та процесів для лазерного переходу.

$$dn_3 = (B_{14}n_1 \int_{-\infty}^{\infty} g_{14}\rho_H dv - B_{32}n_3 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23}\rho_M dv + B_{23}n_3 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23}\rho_M dv - A_{32}n_3) dt. \quad (2.12.7)$$

Тут процеси зміни населеності рівня 3 враховані у тій послідовності, в якій вони пронумеровані на рис. 2.12.3. В (2.12.7) використаний перший пункт наближень (табл. 2.12.1), оскільки концентрації частинок і спектрально-об'ємна густина енергії беруться в один і той же момент часу.

Виконаємо деякі перетворення в рівнянні (2.12.7).

По-перше, введемо позначення для швидкості накачування – кількості активних центрів у одиниці об'єму, які потрапляють на стартовий рівень генерації за одиницю часу внаслідок оптичного накачування робочого тіла лазера:

$$P_H \equiv B_{14}n_1 \int_{-\infty}^{\infty} g_{14}\rho_H dv \equiv B_{14}n \int_{-\infty}^{\infty} g_{14}\rho_H dv \left[\frac{1}{\text{с} \cdot \text{м}^3} \right]. \quad (2.12.8)$$

Далі цю величину будемо називати *накачкою*. В (2.12.8) ураховано, що для неодимового лазера внаслідок швидкої безвипромінювальної релаксації рівнів 4 та 2 у більшості практичних випадків замість n_1 можна підставити n . Дійсно, $n_2 \approx 0$ і $n_4 \approx 0$, а отже, $n = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 \approx n_1 + n_3 \approx n_1$ за умови $n_1 \gg n_3$, яка завжди виконується за практично досяжних швидкостей накачування, особливо у випадку наявності генерації. Зауважимо, що в протилежному разі P_H стає не заданим параметром, а змінною величиною, як і n_1 .

По-друге, врахуємо, що коефіцієнт Ейнштейна A_{32} для спонтанного випромінювання можна виразити через *середній час життя* τ_c іонів на рівні 3 за відсутності зовнішнього випромінювання (час “напіврозпаду” стану 3 внаслідок спонтанного випромінювання):

$$A_{32} = \frac{1}{\tau_c}. \quad (2.12.9)$$

Формально в τ_c можна також включити, наприклад, безвипромінювальну релаксацію між рівнями 3 і 2, якщо вона суттєва.

По-третє, використаємо відомий зв'язок між коефіцієнтами Ейнштейна B_{32} та B_{23} :

$$B_{23} = \frac{g_3}{g_2} B_{32}, \quad (2.12.10)$$

де g_2 та g_3 – кратності виродження або статистичні ваги рівнів 2 та 3, тобто, кількості станів квантових частинок, що мають одну і ту ж енергію.

З урахуванням (2.12.8), (2.12.9), (2.12.10) диференціальне рівняння (2.12.7) для населеності n_3 набуває вигляду:

$$\frac{dn_3}{dt} = P_H - B_{32} \left(n_3 - \frac{g_3}{g_2} n_2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} g_{23}\rho_M dv - \frac{n_3}{\tau_c}. \quad (2.12.11)$$

Для роботи лазера має значення не величини n_2 , n_3 взяті окремо, а їх

різниця з урахуванням кратності виродження рівнів:

$$n_3 - \frac{q_3}{q_2} n_2 \equiv \tilde{n}, \quad (2.12.12)$$

для якої введено позначення \tilde{n} . Величина \tilde{n} при $\tilde{n} > 0$ характеризує інверсію – стан робочого тіла лазера, для якого процес вимушеного випромінювання переважає над процесом поглинання (процеси 2 та 3 на рис. 2.12.3), тобто:

$$B_{32} n_3 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_M dv > B_{23} n_2 \int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_M dv. \quad (2.12.13)$$

Далі різницю заселеностей рівнів \tilde{n} із урахуванням їх кратності виродження називатимемо *інверсією*.

Оскільки, як уже зазначалося, в неодимовому лазері $n_2 \approx 0$ (внаслідок швидкої безвипромінювальної релаксації рівня 2), то:

$$n_3 \approx \tilde{n}. \quad (2.12.14)$$

Підставляючи (2.12.12) та (2.12.14) в (2.12.11) отримаємо для інверсії \tilde{n} рівняння:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = P_n - B_{32} \tilde{n} \int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_M dv - \frac{\tilde{n}}{\tau_c}. \quad (2.12.15)$$

Подальшим кроком у ланцюгу перетворень рівняння для руху інверсії є розкриття інтеграла $\int g_{23} \rho_M dv$ та перехід від спектрально-об'ємної густини енергії ρ_M [Дж/(с⁻¹·м³)] випромінювання в моді до концентрації \tilde{m} [м⁻³] фотонів у моді, тобто кількості фотонів у одиниці об'єму.

На рис. 2.12.4 показано співвідношення між спектральною шириною $\delta\nu_M$ моди і спектральною шириною $\Delta\nu_{\text{люм}}$ нормованого форм-фактора

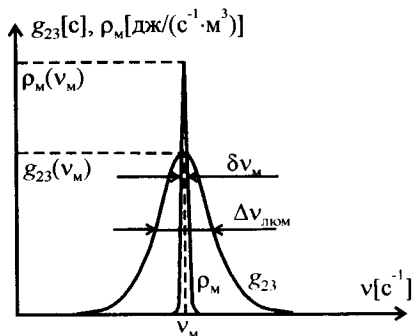


Рис. 2.12.4. Співвідношення між спектральною шириною $\delta\nu_M$ моди та шириною $\Delta\nu_{\text{люм}}$ нормованого форм-фактора: $\delta\nu_M \ll \Delta\nu_{\text{люм}}$.

робочого переходу лазера. Відповідно до четвертого пункту (табл. 2.12.1) прийнятих наближень: $\delta\nu_M \ll \Delta\nu_{\text{ліом}}$. За вибраного наближення форм-фактор спектральної лінії робочого переходу практично не змінюється в межах спектрального контуру моди з спектрально-об'ємною густиною енергії $\rho_M(\nu)$. Отже можна записати:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_M d\nu \approx g_{23}(\nu_M) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_M d\nu. \quad (2.12.16)$$

Врахуємо, що $\int \rho_M d\nu$ в (2.12.16) є об'ємною густиною енергії моди, а отже:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_M d\nu = h\nu_M \tilde{n} \left[\frac{Дж}{\text{с}^3} \right], \quad (2.12.17)$$

де $h\nu_M$ – середня енергія одного фотона, що належить моді з центральною частотою ν_M , а \tilde{n} – кількість фотонів в одиниці об'єму (концентрація фотонів із розмірністю $[1/\text{м}^3]$). Зауважимо, що згідно третього пункту наближень (табл. 2.12.1) \tilde{n} не залежить від координат.

Отже з (2.12.16) і (2.12.17) маємо:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_{23} \rho_M d\nu = g_{23}(\nu_M) h\nu_M \tilde{n} \quad (2.12.18)$$

і рівняння (2.12.15) для руху інверсії набуває вигляду:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = P_{\text{II}} - B_{32} g_{23}(\nu_M) h\nu_M \tilde{n} \tilde{n} - \frac{\tilde{n}}{\tau_c}. \quad (2.12.19)$$

Після введення в (2.12.19) позначення:

$$\tilde{B} \equiv B_{32} g_{23}(\nu_M) h\nu_M \quad (2.12.20)$$

остаточно маємо перше з швидкісних рівнянь лазерної системи (рівняння для руху інверсії) у стандартному вигляді:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = P_{\text{II}} - \tilde{B} \tilde{n} \tilde{n} - \frac{\tilde{n}}{\tau_c}. \quad (2.12.21)$$

Зауважимо, що в цьому рівнянні коефіцієнт \tilde{B} не рівняється коефіцієнту Ейнштейна. З урахуванням (2.12.20) \tilde{B} можна виразити через коефіцієнт підсилення K_{ω}^+ (інкремент наростання) світла, використовуючи відомий зв'язок між коефіцієнтом Ейнштейна і коефіцієнтом підсилення. Легко переконатися у вірності співвідношення:

$$K_{\omega}^+ = \tilde{B} \tilde{n} \frac{1}{c} \quad (2.12.22)$$

(у випадку нехтування тією обставиною, що показник заломлення відмінний від одиниці). У випадку $\tilde{n} < 0$, вираз (2.12.22) визначає коефіцієнт поглинання.

У рівняння (2.12.21) входять дві змінні величини – n та m , один параметр – P_{in} , і дві характеристики робочого тіла лазера – \tilde{B} та τ_c . Отже, для знаходження n та m потрібне щонайменше ще одне рівняння. Таким є рівняння для руху концентрації фотонів – dm/dt .

Зміна концентрації dm фотонів у резонаторі відбувається внаслідок трьох різних процесів: 1) вимушених переходів з випромінюванням та поглинанням між робочими квантовими рівнями; 2) виходу фотонів за межі резонатора та втрати різної природи в самому резонаторі, наприклад, через розсіювання на неоднорідностях; 3) спонтанного випромінювання. Це формально можна записати так:

$$dm = (dm)_{\text{вимушені переходи}} + (dm)_{\text{вихід із резонатора}} + (dm)_{\text{спонтанне випр.}} \quad (2.12.23)$$

де в нижньому індексі вказується один із трьох процесів.

Очевидно, що у чотирирівневій схемі при $n_2 \approx 0$ (рис. 2.12.3) в результаті вимушених переходів збільшення m на одиницю супроводжується зменшенням інверсії n на одиницю:

$$(dm)_{\text{вимушені переходи}} = -(dn)_{\text{вимушені переходи}} \quad (2.12.24)$$

У рівнянні (2.12.21) зміні n внаслідок вимушених переходів із випромінюванням та поглинанням відповідає член $-\tilde{B} m n$. Тому з урахуванням знаку отримуюмо зміну dm за час dt :

$$(dm)_{\text{вимушені переходи}} = \tilde{B} m n dt \quad (2.12.25)$$

Легко врахувати і зміну m через вихід фотонів із резонатора. Такий вихід формально описується середнім часом життя τ_p фотона у резонаторі:

$$(dm)_{\text{вихід із резонатора}} = -\frac{m}{\tau_p} dt, \quad (2.12.26)$$

де знак « \leftrightarrow » відображає втрати (корисні та некорисні). Вірність рівняння (2.12.26) доводиться його розв'язком:

$$m = m(0) \exp(t/\tau_p), \quad (2.12.27)$$

який показує експоненційне загасання концентрації фотонів внаслідок скінченного часу τ_p їхнього життя в резонаторі, за відсутності інших процесів, які впливають на величину m . Зауважимо, що τ_p формально включає в себе втрати фотонів через дзеркала, дифракційні, на розсіювання в робочому тілі тощо – всі вони пов'язані з неідеальністю резонатора.

Найскладніше коректно врахувати зміни m через спонтанне випромінювання, що виникає внаслідок спонтанних переходів із стартового рівня генерації 3 на фінішний рівень 2 (рис. 2.12.3).

Кількість спонтанних переходів в одиниці об'єму за одиницю часу врахована в рівнянні (2.12.21) для руху інверсії членом n/τ_c . Проте не кожний спонтанний перехід веде до збільшення на одиницю концентрації

фотонів у моді, на якій генерує лазер, оскільки фотони спонтанного випромінювання можуть потрапляти у всі моди поля випромінювання вільного простору, що існують в одиниці об'єму резонатора в межах спектральної ширини смуги переходу (нагадаємо, що оптичні резонатори є відкритими). Якщо відношення об'ємної концентрації для моди, на якій працює лазер, до об'ємної концентрації мод поля вільного простору позначити через коефіцієнт k , то зміна \bar{n} внаслідок спонтанного випромінювання вестиме до зміни m у співвідношенні:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = -k(d\bar{n})_{\text{спонтанне випр.}} \quad (2.12.28)$$

Для зміни \bar{n} (2.12.28), що обумовлена спонтанними переходами, відповідно до (2.12.21) маємо:

$$(d\bar{n})_{\text{спонтанне випр.}} = -\frac{\bar{n}}{\tau_c} dt \quad (2.12.29)$$

Отже:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = k \frac{\bar{n}}{\tau_c} dt \quad (2.12.30)$$

Розрахуємо коефіцієнт k , враховуючи наближення за пунктами 2, 3, 6 в табл. 2.12.1.

Відомо, що спектрально-об'ємна концентрація мод поля, тобто кількість мод в одиниці об'єму та в межах одиничного інтервалу частот, у вільному просторі (див. теорію Планка для чорного тіла) становить $8\pi\nu^2 / c^3 [1/(m^3 \cdot c^{-1})]$. Тож об'ємна концентрація мод поля вільного простору в межах спектральної ширини $\Delta\nu_{\text{люм}}$ смуги переходу між рівнями 3 і 2 (див. рис. 1.12.4) визначається добутком: $(8\pi\nu_M^2 / c^3) \times \Delta\nu_{\text{люм}} [1/m^3]$.

Щодо концентрації для моди резонатора, на якій працює лазер, то врахуємо, що вона одна на весь об'єм V_L лазера. Для неї концентрація становитиме $1/V_L [1/m^3]$.

Таким чином для відношення концентрації мод електромагнітного поля маємо:

$$k = \frac{1/V_L}{\frac{8\pi\nu_M^2}{c^3} \Delta\nu_{\text{люм}}} \quad [\text{безрозмірна величина}] \quad (2.12.31)$$

Підставляючи (2.12.31) в (2.12.30) отримуємо:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = \frac{c^3}{8\pi\nu_M^2 V_L \Delta\nu_{\text{люм}}} \cdot \frac{\bar{n}}{\tau_c} dt \quad (2.12.32)$$

Далі використаємо співвідношення $\tau_c = 1/A_{32}$ (2.12.9) та виразимо в ньому A_{32} через B_{32} за відомою формулою: $A_{32} = (8\pi h \nu_M^3 / c^3) B_{32}$. Заміна τ_c у (2.12.32) на $\tau_c = (c^3 / 8\pi h \nu_M^3) / B_{32}$ дає:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = B_{32} h \nu_M \tilde{n} \cdot \frac{1}{\Delta \nu_{\text{люм}}} \cdot \frac{1}{V_L} dt. \quad (2.12.33)$$

Величину спектральної ширини $\Delta \nu_{\text{люм}}$ смуги переходу між рівнями 3 і 2 наближено можна знайти з використанням максимального значення форм-фактора $g_{23, \text{max}}$, що збігається з $g_{23}(\nu_M)$ (див. п.4 в табл. 2.12.1). Для цього наближено виразимо площу під нормованим форм-фактором g_{23} (див. рис.2.12.4) через $g_{23, \text{max}} = g_{23}(\nu_M)$ і $\Delta \nu_{\text{люм}}$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \approx g_{23}(\nu_M) \cdot \Delta \nu_{\text{люм}}.$$

Звідси маємо співвідношення:

$$\Delta \nu_{\text{люм}} \approx \frac{1}{g_{23}(\nu_M)}, \quad (2.12.34)$$

яке після підстановки в (2.12.33) дає:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = B_{32} g_{23}(\nu_M) h \nu_M \tilde{n} \frac{1}{V_L} dt, \quad (2.12.35)$$

Враховуючи в (2.12.35), що:

$$B_{32} g_{23}(\nu_M) h \nu_M = \tilde{B}, \quad (2.12.36)$$

остаточно для $(dm)_{\text{спонтанне випр.}}$ отримуємо:

$$(dm)_{\text{спонтанне випр.}} = \tilde{B} \tilde{n} \frac{1}{V_L} dt. \quad (2.12.37)$$

Відтак маємо парціальні значення dm для всіх трьох процесів, які можуть змінювати концентрацію m фотонів у резонаторі: вимушених переходів (2.12.25), виходу фотонів з резонатора (2.12.26) та спонтанного випромінювання (2.12.37). Підстановка (2.12.25), (2.12.26) та (2.12.37) в (2.12.23) дає рівняння для руху концентрації фотонів у резонаторі:

$$\frac{dm}{dt} = \tilde{B} \tilde{n} \left(m + \frac{1}{V_L} \right) - \frac{m}{\tau_p}, \quad (2.12.38)$$

яке разом із рівнянням для руху інверсії (2.12.21) утворює цілісну систему швидкісних рівнянь, що описують роботу лазера.

Домноживши рівняння (2.12.38) зліва і справа на V_L та ввівши для загальної кількості фотонів у резонаторі позначення $\tilde{M} \equiv m V_L$, отримаємо:

$$\frac{d\tilde{M}}{dt} = \tilde{B} \tilde{n} (\tilde{M} + 1) - \frac{\tilde{M}}{\tau_p}. \quad (2.12.39)$$

З рівняння (2.12.39) можна зробити корисний висновок (який зазвичай виводиться з використанням повного "арсеналу" методів квантово-механічного апарату): для формального врахування впливу спонтанного випромінювання на роботу лазера достатньо „дати” один фотон у моду. Такий висновок далі дає змогу проводити фізично прозорий аналіз

когерентних властивостей лазерного випромінювання, режиму суперлюмінесценції тощо. В нашому ж випадку, щодо рівняння для руху кількості фотонів у моді (2.12.39), похідна dM/dt за умови $n > 0$ і $M=0$ набуває позитивного значення, лише коли врахований спонтанний фотон у моді. Тобто розвиток генерації лазера неможливий за відсутності спонтанного фотона у моді. Проте, коли генерація вже перейшла деяку межу $M \gg 1$, врахування спонтанних фотонів у випадку аналізу потужності випромінювання лазера стає зайвим. З точки зору математики, розв'язок системи двох швидкісних рівнянь відносно n і M (або n і m) чисельно практично не відрізняється, навіть якщо початкові умови змінювати в широких межах від $M(t=0)=1$ до $M(t=0) \gg 1$. Тому надалі будемо використовувати систему швидкісних рівнянь у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{n}}{dt} &= P_n - \tilde{B}\tilde{m}\tilde{n} - \frac{\tilde{n}}{\tau_c}, \\ \frac{d\tilde{m}}{dt} &= \tilde{B}\tilde{m}\tilde{n} - \frac{\tilde{m}}{\tau_p}, \end{aligned} \quad (2.12.40)$$

пам'ятаючи, що друге рівняння системи (2.12.40) необхідно використовувати з обережністю, оскільки воно отримане у припущенні $M \gg 1$, а перше – без обмежень.

Розв'язавши систему рівнянь (2.12.40) відносно концентрації m фотонів у моді, наприклад, числовими методами, далі, якщо відомі параметри резонатора, можна розрахувати потужність лазера.

Кожний резонатор має корисні та шкідливі (некорисні) втрати. Корисними є втрати, які створюються для виведення випромінювання з резонатора. На практиці, як правило, вони пов'язані з пропусканням одного з дзеркал резонатора. У такому випадку всі інші втрати, що не пов'язані з пропусканням цього дзеркала, будуть шкідливими. Наприклад, втрати на пропускання іншого дзеркала, дифракційні втрати на обох дзеркалах, поглинання випромінювання дзеркалами, розсіювання на неоднорідностях та відбиття від скіснозрізаних торців активного елемента лазера тощо.

Формально легко ввести два різні часи життя фотона в резонаторі: $\tau_p^{(+)}$ – час життя фотона в резонаторі, обмежений лише корисними втратами, а отже без врахування некорисних втрат, та $\tau_p^{(-)}$ – час життя фотона в резонаторі, обмежений некорисними втратами, тобто, без врахування корисних втрат. Обернені величини $1/\tau_p^{(+)}$ та $1/\tau_p^{(-)}$ є середніми ймовірностями виходу фотона з резонатора за одиницю часу, відповідно, по каналах корисних та некорисних втрат. Загальна середня ймовірність виходу фотона з резонатора визначається величиною $1/\tau_p$. Отже сумуючи ймовірності, отримуємо співвідношення між τ_p , $\tau_p^{(+)}$, $\tau_p^{(-)}$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p^{(+)}} + \frac{1}{\tau_p^{(-)}}. \quad (2.12.41)$$

Видно, що в системі рівнянь (2.12.40) використовується величина τ_p . Що ж стосується потужності P_L випромінювання лазера, то вона пов'язана лише з корисними втратами і визначається $\tau_p^{(+)}$, сумарним числом фотонів у резонаторі mV_L і енергією $h\nu_m$ фотонів. Оскільки $1/\tau_p^{(+)}$ є ймовірністю виходу з резонатора для одного окремого фотона, то у випадку наявності у резонаторі mV_L фотонів за одиницю часу по каналу корисних втрат резонатор покине у середньому $mV_L/\tau_p^{(+)}$ фотонів із сумарною енергією $h\nu_m mV_L/\tau_p^{(+)}$. Враховуючи, що ця енергія виділяється за одиницю часу, можна записати:

$$P_L = \frac{h\nu_m \tilde{m} V_L}{\tau_p^{(+)}}. \quad (2.12.42)$$

Для того, щоб виразити $\tau_p^{(+)}$ через коефіцієнт пропускання T дзеркала, з якого випромінювання виводиться з резонатора назовні (інше дзеркало "глухе"), врахуємо, що у випадку відсутності інших втрат ($\tau_p = \tau_p^{(+)}$) фотон зробить у середньому $1/T$ повних ("кругових") обходів резонатора з оптичною довжиною L поки не покине резонатор. На це він "втрратить" $2L \cdot (1/T)/c$ часу, який дорівнює $\tau_p^{(+)}$. Отже:

$$\tau_p^{(+)} = \frac{2L}{cT}, \quad (2.12.43)$$

і для потужності P_L випромінювання лазера маємо:

$$P_L = \frac{h\nu_m \tilde{m} V_L c T}{2L}. \quad (2.12.44)$$

Формулу (2.12.44) легко вивести з інших простих фізичних міркувань. У бік вихідного дзеркала рухається $0,5 mV_L$ фотонів резонатора. Пройде через дзеркало $0,5 mV_L T$ фотонів з енергією $0,5 h\nu_m mV_L T$. Вказані фотони вийдуть за час L/c через площу дзеркала $S = V_L/L$. Отже: $P_L = (0,5 h\nu_m mV_L T) / [(L/c) \cdot (V_L/L)] = 0,5 h\nu_m \tilde{m} V_L c T / L$.

Тож, якщо відома концентрація фотонів у резонаторі, то легко перейти до потужності лазера, використовуючи відомі параметри резонатора. Пам'ятаючи це, будемо здебільшого користуватися величиною m , для якої записані рівняння (2.12.40).

Необхідно зробити застереження, що (2.12.42) і (2.12.44) виконуються лише у випадку, коли m не залежить від координат між дзеркалами лазера, але те ж наближення використане і для отримання системи швидкісних

рівнянь (2.12.40). У випадку пікосекундних лазерів таке наближення непридатне для використання.

Стационарний режим роботи неодимового лазера

Припустимо, що через певний час після виникнення генерації за постійної швидкості накачування P_n , лазер переходить у стаціонарний режим роботи, а отже, $d\pi/dt = 0$ і $dm/dt = 0$. Підставляючи нульові значення похідних в швидкісні рівняння (2.12.40), отримуємо нелінійну алгебраїчну систему рівнянь відносно стаціонарних значень $m = \tilde{m}_{ст}$ і $\pi = \tilde{\pi}_{ст}$:

$$\begin{aligned} P_n - \tilde{B}\tilde{m}_{ст}\tilde{n}_{ст} - \frac{\tilde{n}_{ст}}{\tau_c} &= 0, \\ \tilde{B}\tilde{m}_{ст}\tilde{n}_{ст} - \frac{\tilde{m}_{ст}}{\tau_p} &= 0. \end{aligned} \quad (2.12.45)$$

Система алгебраїчних рівнянь має два розв'язки:

$$1. \quad \tilde{m}_{ст} = 0; \quad (2.12.46)$$

$$\tilde{\pi}_{ст} = P_n \tau_c; \quad (2.12.47)$$

$$2. \quad \tilde{m}_{ст} = \left(P_n - \frac{1}{\tau_c \tau_p \tilde{B}} \right) \tau_p; \quad (2.12.48)$$

$$\tilde{\pi}_{ст} = \frac{1}{\tau_p \tilde{B}}. \quad (2.12.49)$$

В цьому рішенні легко переконатися. Якщо підставити $\tilde{m}_{ст} = 0$ в обидва рівняння (2.12.45), то друге перетворюється у тотожність, а з першого отримуємо $\tilde{\pi}_{ст} = P_n \tau_c$. Якщо ж $\tilde{m}_{ст} \neq 0$, то в другому рівнянні (2.12.45) $\tilde{m}_{ст}$ скорочується і отримаємо для інверсії значення $\tilde{\pi}_{ст} = 1/(\tau_p \tilde{B})$, підстановка якого в перше рівняння дасть $\tilde{m}_{ст} = (P_n - 1/\tau_c \tau_p \tilde{B}) \tau_p$.

Розв'язок (2.12.46), (2.12.47) можна відкинути, бо ми уже припустили, що $\tilde{m}_{ст} \gg 1/V_L$. Залишається проаналізувати розв'язок (2.12.48), (2.12.49).

Перший важливий висновок випливає з (2.12.48): концентрація фотонів у резонаторі може набути значень $\tilde{m}_{ст} > 0$ лише при $P_n > 1/\tau_c \tau_p \tilde{B}$, а отже, існує пороговий рівень для накачки, нижче якого генерація відсутня. Пороговий рівень накачки $P_{н, пор}$ визначається за формулою:

$$P_{н, пор} = \frac{1}{\tau_c \tau_p \tilde{B}}. \quad (2.12.50)$$

Другий висновок полягає в тому, що при $P_n > P_{н, пор}$ концентрація

фотонів у моді прямо пропорційна різниці $(P_n - P_{n, \text{пор}})$, а саме (див. (2.12.48)):

$$\tilde{m}_{\text{ст}} = (P_n - P_{n, \text{пор}}) \tau_p. \quad (2.12.51)$$

Третій висновок: стаціонарне значення інверсії $\tilde{n}_{\text{ст}}$ не залежить від накачки за наявності генерації (див. (2.12.49)). А це означає, що і стаціонарний коефіцієнт підсилення $K_{\omega, \text{ст}}^+$ у робочому тілі лазера (див. (2.12.22)) не залежить від накачки за наявності генерації і становить:

$$K_{\omega, \text{ст}}^+ = \tilde{B} \tilde{n}_{\text{ст}} \frac{1}{c}. \quad (2.12.52)$$

Графічно розв'язок (2.12.48), (2.12.49) для $\tilde{m}_{\text{ст}}$ і $\tilde{n}_{\text{ст}}$ у залежності від параметра P_n поданий на рис. 2.12.5. Для побудови графіків в області $P_n < P_{n, \text{пор}}$ враховано, що $\tilde{m}_{\text{ст}}$ не може бути менше за нуль, а отже, $\tilde{m}_{\text{ст}} = 0$ у випадку $P_n < P_{n, \text{пор}}$. Крім того, при $\tilde{m}_{\text{ст}} = 0$ перше рівняння системи (2.12.45), а також, при $m = 0$ аналогічне рівняння в неспрощеній системі (2.12.40) дають $\tilde{n} = P_n \tau_c$.

Перейдемо до пояснення результатів поданих на рис. 2.12.5.

Поки не досягнутий пороговий рівень накачки (область I на рис. 2.12.5) генерація відсутня і інверсія становить $\tilde{n} = P_n \tau_c$. Тобто рівень інверсії визначається сумарною кількістю частинок, які "закидаються" на стартовий рівень генерації за час, що дорівнює середньому часу τ_c життя

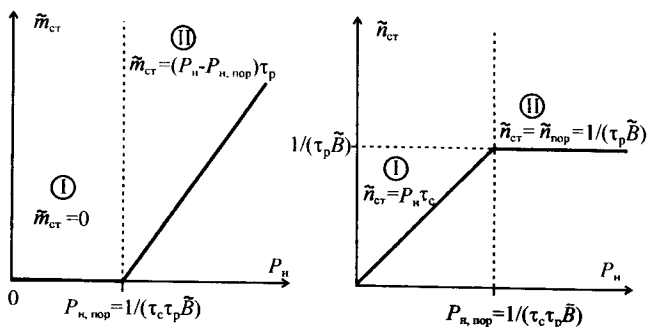


Рис. 2.12.5. Залежність стаціонарної інверсії $\tilde{n}_{\text{ст}}$ та стаціонарної концентрації $\tilde{m}_{\text{ст}}$ фотонів у резонаторі від швидкості накачування P_n .

частинок на цьому рівні. Це легко зрозуміти. Більшого значення η досягти неможливо, тому що зрівнюються: P_n – кількість частинок в одиниці об'єму, які потрапляють за одиницю часу на стартовий рівень, і \tilde{n}/τ_c – кількість частинок в одиниці об'єму, які внаслідок спонтанних переходів покидають за одиницю часу стартовий рівень. Отже $P_n = \tilde{n}/\tau_c$, а тому $\eta = P_n \tau_c$. Загалом в області I на рис. 2.12.5 накачка витрачається на спонтанне випромінювання.

Після перевищення порогового значення накачки (область II на рис. 2.12.5, $P_n > P_{n, \text{пор}}$) інверсія стабілізується на рівні, за якого кількість вимушених переходів $\tilde{B} \tilde{n}_{\text{ст}} \tilde{m}_{\text{ст}}$ в одиниці об'єму та за одиницю часу дорівнює кількості фотонів $\tilde{m}_{\text{ст}}/\tau_p$, що втрачає резонатор – теж з одиниці свого об'єму та за одиницю часу. Тобто $\tilde{B} \tilde{n}_{\text{ст}} \tilde{m}_{\text{ст}} = \tilde{m}_{\text{ст}}/\tau_p$, а отже, $\tilde{n}_{\text{ст}} = 1/(\tilde{B} \tau_p)$, що збігається зі значенням, яке дає (2.12.49). За такої інверсії, яка більша, ніж допорогове значення, її втрати на спонтанне випромінювання в одиниці об'єму та за одиницю часу зростають і становлять $\tilde{n}_{\text{ст}}/\tau_c$.

Втрати інверсії на спонтанне випромінювання $\tilde{n}_{\text{ст}}/\tau_c$ і випромінювання з резонатора $\tilde{m}_{\text{ст}}/\tau_p$ покриває накачка. Отже:

$$P_n = \frac{\tilde{n}_{\text{ст}}}{\tau_c} + \frac{\tilde{m}_{\text{ст}}}{\tau_p}, \quad (2.12.53)$$

а з урахуванням, що $\tilde{n}_{\text{ст}} = 1/(\tilde{B} \tau_p)$, маємо:

$$P_n = \frac{1}{\tau_c \tau_p \tilde{B}} + \frac{\tilde{m}_{\text{ст}}}{\tau_p} = P_{n, \text{пор}} + \frac{\tilde{m}_{\text{ст}}}{\tau_p}. \quad (2.12.54)$$

Із викладених пояснень стає зрозумілим фізичний вираз для $P_{n, \text{пор}}$ – це та частина накачки, яка витрачається на спонтанне випромінювання при рівні інверсії $\tilde{n}_{\text{ст}}$, необхідній для підтримання генерації з концентрацією фотонів у резонаторі на рівні $\tilde{m}_{\text{ст}}$.

Формально доведеним (2.12.49), але справляючим дивне враження може бути те, що $\tilde{n}_{\text{ст}}$ не залежить від $\tilde{m}_{\text{ст}}$: різним значенням $\tilde{m}_{\text{ст}}$ (при різних P_n) відповідає незмінне значення $\tilde{n}_{\text{ст}} = 1/(\tilde{B} \tau_p)$.

Насамперед зауважимо що порогове значення інверсії $\tilde{n}_{\text{пор}}$, за якого лазер починає генерувати, теж збігається з $\tilde{n}_{\text{ст}}$ (див. рис. 2.12.5):

$$\tilde{n}_{\text{пор}} = \tilde{n}_{\text{ст}} = \frac{1}{\tau_p \tilde{B}}. \quad (2.12.55)$$

Дивного тут нічого немає, якщо ми припустили, що існує стаціонарний режим. Збільшення m автоматично означає пропорційне збільшення швидкості $\tilde{B} m$ вимушених переходів, а отже, втрат інверсії.

Накачка, яка є фіксованою, поповнює втрати інверсії з певною швидкістю. За деякого рівня m швидкості поповнення інверсії n і її втрати зрівнюються. Якщо це стаціонарна ситуація, то n не може бути меншою, ніж $\tilde{n}_{\text{пор}}$, оскільки за умови $n < \tilde{n}_{\text{пор}}$ стаціонарна генерація відсутня. З іншого боку, якщо $n > \tilde{n}_{\text{пор}}$, то ніщо не заважає для m набувати більших значень. Дійсно, з другого рівняння системи швидкісних рівнянь (2.12.40) у випадку $n > \tilde{n}_{\text{пор}} = 1/(\tilde{B}\tau_p)$ для похідної dm/dt маємо:

$$\frac{dm}{dt} = m \left(\tilde{B}n - \frac{1}{\tau_p} \right) > 0, \quad (2.12.56)$$

що свідчить про зростання m . Отже умова $n > \tilde{n}_{\text{пор}}$ теж не може виконуватися в стаціонарному режимі. Залишається випадок $n = \tilde{n}_{\text{пор}} = \tilde{n}_{\text{ст}}$ при довільних $P_n > P_{n, \text{пор}}$. Таким чином, якщо стаціонарна ситуація можлива, то вона реалізується лише у випадку виконання умови (2.12.55), у яку не входять ні m , ні P_n .

Використовуючи вираз для коефіцієнта (інкремента) підсилення K_{ω}^+ (2.12.22) та підставивши в нього значення $n = \tilde{n}_{\text{пор}} = \tilde{n}_{\text{ст}} = 1/(\tilde{B}\tau_p)$, отримаємо вирази для порогового $K_{\omega, \text{пор}}^+$ і стаціонарного $K_{\omega, \text{ст}}^+$ коефіцієнтів підсилення:

$$K_{\omega, \text{пор}}^+ = K_{\omega, \text{ст}}^+ = \tilde{B} \frac{1}{\tau_p \tilde{B}} \frac{1}{c} = \frac{1}{\tau_p c}. \quad (2.12.57)$$

Величина $1/(\tau_p c)$ в (2.12.57) є розподілим коефіцієнтом (декрементом) K_{γ} втрат резонатора. Дійсно, за час життя τ_p фотона у резонаторі, він проходить у середньому відстань $\tau_p c$. А середня відстань, яку проходить фотон, поки не покине резонатор є оберненою величиною до коефіцієнта розподілених втрат K_{γ} резонатора. Аналогічно – середня відстань, яку проходить фотон, поки не породить вимушений фотон, є оберненою величиною до коефіцієнта підсилення K_{ω}^+ . Отже пороговому і стаціонарному випадку відповідає умова:

$$K_{\omega, \text{пор}}^+ = K_{\omega, \text{ст}}^+ = K_{\gamma}. \quad (2.12.58)$$

На практиці спостерігати лінійну залежність потужності від рівня накачки, типу зображеної на рис.2.12.5, не завжди можна. Цьому є декілька технічних причин. Так, дугова лампа для оптичного збудження активних центрів сама має порогові значення струму, за яких вона може працювати незгасаючи, і дещо нелінійну залежність потужності випромінювання на довжинах хвиль накачування від струму живлення. Інша суттєва обставина – наведення теплової лінзи в активному тілі лазера внаслідок

неоднорідного підвищення його температури. Оптична сила наведеної лінзи, а отже й параметри резонатора, залежать від рівня накачки. В таких умовах лише для певного діапазону накачок кривизна дзеркал резонатора є оптимальною у вибраній конструкції лазера.

Швидкісні рівняння в безрозмірних одиницях та доведення можливості стаціонарного режиму роботи неодимового лазера

Вже зазначалося, що сама можливість реалізації стаціонарного режиму генерації є неочевидною. Для з'ясування питання, необхідно дослідити систему швидкісних рівнянь (2.12.40) на стійкість у околі стаціонарних значень інверсії та концентрації фотонів. Дослідження виконуються в околі стаціонарних значень, і саме на цьому етапі зручно перейти до нормованої на $n_{ст}=1/(\tau_p \tilde{B})$ безрозмірної інверсії n (див. (2.12.49)), ввівши її так:

$$n = \frac{\tilde{n}}{\tilde{n}_{ст}} = \tau_p \tilde{B} n \quad (n_{ст} = n_{пор} = 1). \quad (2.12.59)$$

Цілком ясно, що $n_{ст} = n_{пор} = 1$. Крім цього, доцільно ввести нормовану на $P_{н, пор} = 1/\tau_c \tau_p \tilde{B}$ безрозмірну накачку (див. (2.12.50)):

$$W = \frac{P_n}{P_{н, пор}} = \tau_c \tau_p \tilde{B} P_n \quad (W_{пор} = 1), \quad (2.12.60)$$

для якої порогове значення $W_{пор} = 1$. Після введення таких нормованих безрозмірних інверсії n та накачки W рівняння (2.12.40) суттєво компактизуються, якщо ввести безрозмірну концентрацію фотонів:

$$m = \tau_c \tilde{B} m \quad (m_{ст} = W - 1) \quad (2.12.61)$$

та безрозмірний час:

$$\tau = \frac{t}{\tau_c}. \quad (2.12.62)$$

З використанням (2.12.50) та (2.12.51) для стаціонарного значення концентрації фотонів у резонаторі маємо:

$$m_{ст} \cdot \tilde{B} \tau_c = (P_n - P_{н, пор}) \tau_p \cdot \tilde{B} \tau_c = (P_n - P_{н, пор}) / P_{н, пор} = W - 1.$$

Враховуючи, що $d\tilde{n}/dt = (d\tilde{n}/d\tau) \cdot (d\tau/dt) = (d\tilde{n}/d\tau) \cdot (1/\tau_c)$ і $dm/dt = (dm/d\tau) \cdot (d\tau/dt) = (dm/d\tau) \cdot (1/\tau_c)$, та домножуючи рівняння для руху інверсії (2.12.40) на $\tau_p \tilde{B}$, а рівняння для руху концентрації фотонів – на $\tau_c \tilde{B}$, отримаємо замість (2.12.40) систему безрозмірних швидкісних рівнянь, відому як рівняння Стаца-де-Марса:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{d\tau} &= W - n(m+1); \\ \frac{dm}{d\tau} &= Gm(n-1),\end{aligned}\tag{2.12.63}$$

де $G = \tau_c / \tau_p$ – комбінована безрозмірна характеристика активного елемента та резонатора лазера.

Для подальшого розгляду суттєве значення має кількісне значення параметра G . Виконаємо розрахунки. Час τ_c спонтанної релаксації для іонів неодима в матриці з алюмоітрієвого гранату становить приблизно $2,5 \cdot 10^{-4}$ с = 0,25 мс. Припустимо, що втрати резонатора переважно корисні і обумовлені пропусканням випромінювання одним із дзеркал. У такому випадку для обрахунку часу τ_p життя фотона в резонаторі можна використати формулу (2.12.43). Вибираючи коефіцієнт пропускання дзеркала $T=0,2$ та оптичну довжину резонатора $L=0,5$ м, знайдемо: $\tau_p = 2L/(cT) = 1,7 \cdot 10^{-8}$ с = 17 нс. Отже для такого типового лазера $G = \tau_c / \tau_p = 1,5 \cdot 10^4$.

Дослідимо систему рівнянь (2.12.63) на стійкість у околі стаціонарних значень інверсії та концентрації фотонів. Для цього підставимо в неї значення змінних $n = n_{ст} + \delta n = 1 + \delta n$ та $m = m_{ст} + \delta m = W - 1 + \delta m$, де δn та δm – невеликі відхилення змінних від їх стаціонарного значення. Нехтуючи членами $\delta n \times \delta m$, що є значно меншими, ніж інші, отримаємо систему лінійних однорідних диференціальних рівнянь:

$$\begin{aligned}\frac{d(\delta n)}{d\tau} &= -W\delta n - \delta m, \\ \frac{d(\delta m)}{d\tau} &= G(W-1)\delta n.\end{aligned}\tag{2.12.64}$$

Розв'язок (2.12.64) шукаємо у вигляді: $\delta n = C_1 \exp(\beta\tau)$, $\delta m = C_2 \exp(\beta\tau)$, де C_1 , C_2 та β незмінні у часі величини. Підстановка виразів для δn і δm в (2.12.64) дає систему лінійних однорідних алгебраїчних рівнянь відносно C_1 та C_2 :

$$\begin{aligned}C_1(\beta + W) + C_2 &= 0, \\ C_1G(W-1) - C_2\beta &= 0.\end{aligned}$$

Така система рівнянь має нетривіальний розв'язок ($C_1 \neq 0$, $C_2 \neq 0$) лише за умови, що її детермінант дорівнює нулю. Характеристичне рівняння відносно β буде таким:

$$\begin{vmatrix} \beta + W & 1 \\ G(W-1) & -\beta \end{vmatrix} = -\beta^2 - W\beta - G(W-1) = 0.$$

Це характеристичне рівняння має два корені:

$$\beta_{1,2} = -\frac{W}{2} \pm i \sqrt{G(W-1) - \frac{W^2}{4}}, \quad (2.12.65)$$

які дають загальний розв'язок для δm у вигляді:

$$\delta m = C_2' \exp(\beta_1 \tau) + C_2'' \exp(\beta_2 \tau). \quad (2.12.66)$$

У формулі (2.12.66) коефіцієнти C_2' та C_2'' не залежать від часу і визначаються початковими умовами для δm та $\delta \dot{m}$. Так, наприклад, з (2.12.66) очевидно, що $\delta m(\tau=0) = C_2' + C_2''$. Суттєво, що λ_1 та λ_2 – комплексні величини, оскільки вираз під радикалом $(G(W-1) - W^2/4) > 0$ при накачках $W = 2G(1 - \sqrt{1-1/G}) + 2G(1 + \sqrt{1-1/G})$, а отже, практично завжди більший нуля, внаслідок великих значень $G = \tau_c / \tau_p$. При $G = 1,5 \cdot 10^4$ вираз під радикалом більший нуля в діапазоні накачок $W = 1,00002 \div 59999$.

Залишаючи в (2.12.66) лише дійсні члени, оскільки δm не може бути комплексною величиною, та ввівши позначення:

$$\Omega = \sqrt{G(W-1) - \frac{W^2}{4}}, \quad (2.12.67)$$

отримаємо:

$$\begin{aligned} \delta m = \exp\left[-\frac{\tau}{(2/W)}\right] \{ a \sin(\Omega \tau) + b \cos(\Omega \tau) \} = \\ \exp\left[-\frac{\tau}{(2/W)}\right] \sqrt{a^2 + b^2} \sin(\Omega \tau + \arctg \frac{b}{a}), \end{aligned} \quad (2.12.68)$$

де $a = (\text{Im}[C_2''] - \text{Im}[C_2'])$, $b = (\text{Re}[C_2''] + \text{Re}[C_2']) = \delta m(\tau=0)$. Формула (2.12.68) описує загасаючі гармонічні коливання. Отже після виведення лазера зі стаціонарного стану він, здійснюючи коливання, буде до нього повертатися. Це означає, що стаціонарний режим генерації можливий, оскільки є стійким.

В безрозмірному часі циклічна частота коливань Ω концентрації фотонів визначається формулою (2.12.67), а стала часу загасання коливань (декремент) становить $\tau_0 = 2/W$. Переходячи до розмірного часу, і враховуючи, що для неодимового лазера $G \sim 10^4$, а W зазвичай перебуває в діапазоні $1,5 \div 5$, для періоду коливань отримаємо:

$$T_{\text{кол}} = \frac{2\pi}{\Omega} \tau_c = \frac{2\pi}{\sqrt{G(W-1) - \frac{W^2}{4}}} \tau_c \approx \frac{2\pi}{\sqrt{G(W-1)}} \tau_c, \quad (2.12.69)$$

а для сталої часу загасання коливань:

$$t_0 = \tau_0 \tau_c = \frac{2}{W} \tau_c. \quad (2.12.70)$$

Зробимо числову оцінку для величин $T_{\text{кол}}$ та t_0 . Нехай $W=2$ (подвійне перевищення порогу), тоді період коливань $T_{\text{кол}} = 2\pi \tau_c / \sqrt{G} = 2\pi \tau_c / \sqrt{\tau_c / \tau_p} = 2\pi \sqrt{\tau_c \tau_p} = 13$ мкс, а стала часу загасання коливань $t_0 = \tau_c = 0,25$ мс при $\tau_c = 0,25$ мс і $\tau_p = 17$ нс. Отже концентрація фотонів і, відповідно, миттєва потужність лазера здійснять приблизно $0,25$ мс / 13 мкс ≈ 20 коливань, доки їхня амплітуда зменшиться в e разів. Для таких умов ($W=2$) динаміка зміни концентрації фотонів у випадку $\delta m(t=0) = 0,3 m_{\text{ст}} = +0,3$ та $a=0$ наведена на рис. 2.12.6.

Зауважимо, що вибране для побудови графіка (рис. 2.12.6) значення константи $a=0$ (див. (2.12.68)) відповідає ситуації, коли збурення спричинене лише відхиленням концентрації фотонів у резонаторі від стаціонарного рівня, а $\delta n(t=0) = 0$. Тоді, як випливає з другого рівняння системи (2.12.64), в початковий момент похідна $d(\delta m) / dt = 0$. Якщо ж вибрати умову $\delta n(t=0) > 0$, то розмах коливань може перевищити $\delta m(t=0)$, оскільки похідна $d(\delta m) / dt$ в момент $t=0$ більша нуля (2.12.64). Що стосується інверсії, то вона теж зазнає коливань. Проте вони завжди

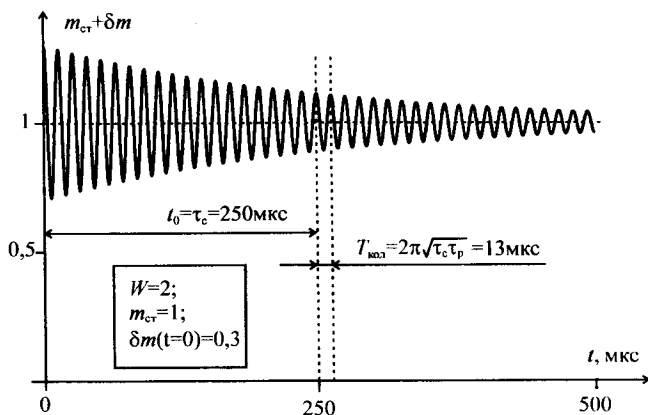


Рис.2.12.6. Динаміка повернення концентрації фотонів у резонаторі до стаціонарного значення у випадку подвійного перевищення порогового рівня накачки та відсутності початкового збурення інверсії.

зсуnutí по фазі приблизно на 90° . Максимальні відхилення концентрації фотонів від стаціонарного рівня збігаються в часі з нульовими значеннями δn .

Також звернемо увагу на те, що збільшення рівня накачки стабілізує роботу лазера, оскільки стала часу t_0 затухання коливань зменшується обернено пропорційно W (2.12.70.). Період коливань у такому випадку теж зменшується, але значно повільніше: $\sim 1/\sqrt{W}$.

Одномодовий неодимовий лазер легко (без особливих технічних вимог до системи) переходить у стаціонарний режим після включення накачки. Набагато складніше добитися неперервної генерації, наприклад, в рубіновому лазері. Це пояснюється, зокрема, більшим значенням часу τ_c , який в рубіновому лазері становить приблизно 2 мс, а отже, майже в десять разів перевищує час спонтанної релаксації іонів неодима в матриці з алюмоітрієвого гранату. Відповідно у стільки ж разів буде більшою і стала часу затухання збурень концентрації фотонів та інверсії (2.12.70) за тих же перевищень накачки порогового рівня. Інша причина великого часу затухання осциляцій у рубіновому лазері полягає в тому, що цей лазер працює за трирівневою схемою створення інверсії. Тож у рубіновому лазері пороговий рівень накачки суттєво більший і досягти великих значень W у неперервному режимі технічно неможливо. Значну негативну роль відіграють і неконтрольовані флуктуації параметрів лазерної системи загалом. Адже чим більший час релаксації збурень, тим більша ймовірність того, що до моменту припинення осциляцій потужності випромінювання від попереднього збурення з'являться нові. Цим пояснюється, що на практиці рубіновий лазер з імпульсною накачкою тривалістю декілька мілісекунд генерує хаотичні мікросекундні імпульси випромінювання, середній період повторення яких складає приблизно 10 мкс.

Режим та методи модуляції добротності резонатора

Для багатьох потреб (оптична локація, нелінійна спектроскопія тощо) бажано мати короткі потужні імпульси випромінювання. Їх можна отримати, використовуючи неперервний лазер та зовнішні по відношенню до резонатора лазера елементи (модулятори), керуючи їх пропусканням. Але таке вирішення проблеми енергетично не вигідне, оскільки значна частина випромінювання втрачається, а потужність імпульсів залишається на рівні, який забезпечує лазер в неперервному режимі роботи. Набагато краще, щоб у лазері між імпульсами “накопичувалася” інверсія, а потім “віддавалася” у вигляді короткого імпульсу з миттєвою потужністю випромінювання, що значно перевищує середню потужність. Така схема роботи реалізується в лазерах з модуляцією добротності резонатора, тобто,

в яких добротність резонатора за певним законом змінюється у часі.

У системі швидкісних рівнянь (2.12.40), яка загалом придатна і для опису роботи лазера в режимі модуляції добротності, параметром, що сукупно враховує характеристики резонатора, є час життя фотона в резонаторі τ_p . Легко встановити зв'язок між добротністю резонатора Q і часом τ_p . Добротність є характеристикою пасивного резонатора і визначається як помножена на 2π кількість періодів коливань електромагнітного поля, що вкладається на відрізьку часу, за який густина енергії в резонаторі зменшиться в e разів. Густина енергії в резонаторі пропорційна концентрації фотонів і спадає в e разів за час τ_p . Отже:

$$Q = 2\pi \frac{\tau_p}{1/\nu_m} = \tau_p \omega_m, \quad (2.12.71)$$

де ω_m – циклічна частота випромінювання лазера.

Існує багато методів модуляції добротності резонатора. На практиці зазвичай використовують фототропні, електрооптичні та акустооптичні модулятори добротності.

У фототропних модуляторах використовується явище просвітлення під дією інтенсивного випромінювання. Такий модулятор зазвичай представляє собою плоскопаралельну кювету з розчином барвника, що поглинає світло на довжині хвилі генерації лазера. В міру наростання концентрації фотонів у резонаторі розчин просвітлюється і його коефіцієнт пропускання збільшується, що веде до зростання добротності резонатора лазера.

Поряд із виключною простотою фототропні модулятори мають суттєві недоліки. По-перше, практично неможливо синхронізувати момент максимального просвітлення, а отже, генерації імпульсу. По-друге, частина енергії випромінювання поглинається, а тому для отримання високої частоти повторення імпульсів необхідно розчин барвника прокачувати, аби запобігти його перегріванню, яке веде до розкладу барвника та утворенню сильної теплової лінзи. З іншого боку, якщо достатнім є режим поодиноких імпульсів без синхронізації, то використання фототропного модулятора є оптимальним рішенням. Це з огляду на те, що спектр випромінювання лазера міститиме лише одну повздовжню моду навіть без застосування спеціальних селекторів мод. Це пов'язано з тривалим періодом зародження імпульсу випромінювання, під час якого відбувається ефективне звуження спектра генерації.

Від недоліків, властивих фототропним модуляторам, вільні електрооптичні та акустооптичні модулятори добротності.

Принцип дії електрооптичних модуляторів заснований на лінійному ефекті Покельса, що спостерігається в кристалах, ґратка яких не має центру симетрії. Мікроскопічний механізм ефекту полягає в зміні резонансних частот елементарних ангармонічних осциляторів у

зовнішньому електричному полі та, як наслідок, зміні показника заломлення. Широко використовуються кристали, наприклад, дигідрофосфату калія (скорочено KDP, хімічна формула KN_2PO_4), дейтерованого дигідрофосфату калія (скорочено DKDP, хімічна формула KD_2PO_4), ніобату літія (хімічна формула LiNbO_3). Такі кристали є одновісними і мають природне подвійне променезаломлення з оптичною індикатрисою у вигляді еліпсоїда обертаного.

Як правило, кристали для електрооптичних модуляторів (комірок Покельса) вирізаються уздовж оптичної вісі. В її напрямку проходить і випромінювання (промінь). Якщо зовнішнє електричне поле відсутнє, то випромінювання не змінює своєї поляризації, оскільки вектор електричного поля випромінювання незалежно від його орієнтації у поперечній площині залишається перпендикулярним оптичній вісі кристала. Після підведення напруги до нанесених на кристал електродів, під дією електричного поля (орієнтованого вздовж або поперек вісі) еліпсоїд обертаного оптичної індикатриси деформується і змінює орієнтацію. Оптична вісь і напрямок розповсюдження променя перестають збігатися. Лінійно поляризоване випромінювання розщеплюється на звичайну та незвичайну хвилі і після проходження через кристал змінює свою поляризацію. При певній напрузі ($\sim 1\text{кВ}$) з лінійно поляризованого світла можна отримати світло з круговою (відносна затримка фази хвиль $\Delta\varphi=\pi/2$) або ортогональною ($\Delta\varphi=\pi$) до вхідної поляризацію. Напруга, що забезпечує $\Delta\varphi=\pi/2$, називається чвертьхвильовою ($U_{\lambda/4}$), а $\Delta\varphi=\pi$ – півхвильовою ($U_{\lambda/2}$).

Електрооптичний кристал, до якого підводиться напівхвильова напруга $U_{\lambda/2}$, разом з поляризатором та аналізатором (рис. 2.12.7) утворює електрооптичний затвор, який дає змогу керувати пропусканням випромінювання і може виконувати функції модулятора добротності резонатора лазера. Позитивна риса модулятора, зображеного на рис. 2.12.7,

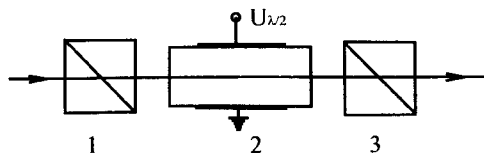


Рис. 2.12.7. Схема електрооптичного модулятора з напівхвильовою напругою керування: 1 – поляризатор; 2 – кристал з електродами; 3 – аналізатор.

– це його універсальність.

У резонаторах лазерів зручніше використовувати схему модулятора (рис. 2.12.8), в якій достатньо чвертьхвильової напруги, а функції поляризатора і аналізатора виконує один елемент. В цій схемі, промінь пройшовши в напрямку дзеркала 3 та назад через електрооптичний кристал 2, до якого підведена чвертьхвильова напруга $U_{\lambda/4}$, набуває ортогональної поляризації і не проходить через поляризатор 1. При знятті напруги поляризація променя не змінюється і він вільно виходить із модулятора.

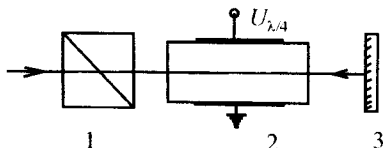


Рис. 2.12.8. Схема електрооптичного модулятора з чвертьхвильовою напругою керування: 1 – поляризатор; 2 – електрооптичний кристал з електродами; 3 – дзеркало резонатора лазера.

В дійсності існує велика кількість практичних схем побудови електрооптичних модуляторів. Оскільки поляризатори та аналізатори виготовляються з тих же матеріалів, що і кристал, до якого підводиться напруга, весь пристрій можна реалізувати у вигляді монокристала певної конфігурації. Цим досягається зменшення числа відбиваючих світло поверхонь, а отже й зменшення втрат у модуляторі, коли він відкритий. Можна також реалізувати схему, щоб випромінювання не проходило за відсутності напруги. Один із таких варіантів електрооптичного модулятора поданий на рис. 2.12.9, де показаний хід променів до та після прикладення напруги.

Оптична схема модулятора містить електрооптичний елемент 1 з монокристала дигідрофосфату калія і захисну плоскопаралельну пластину 3 зі скла К8 для герметизації кристала, оскільки він гігроскопічний. Вхідна поверхня електрооптичного елемента для зменшення втрат на френелівське відбиття зрізана під кутом Брюстера. Захисна пластина розташована паралельно вхідній поверхні елемента. Протилежна поверхня елемента утворює призму повного внутрішнього відбиття, що дає змогу поєднувати в одному пристрої функції модулятора і “глухого” дзеркала резонатора лазера. Оптична вісь анізотропного

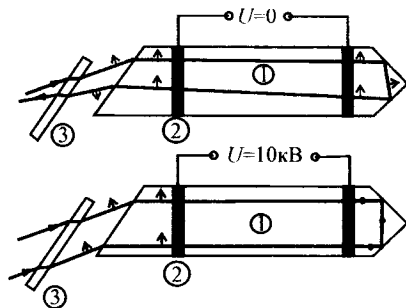


Рис. 2.12.9. Схема електрооптичного модулятора типу МДЗ-2 та хід променів до та після прикладення напруги: 1 – кристал KDP; 2 – електроди; 3 – захисне скло. Поляризація випромінювання в площині рисунка вказана стрілкою, а ортогональна – крапкою.

кристала перпендикулярна ребру призми. На бокові поверхні кристала по периметру нанесені два електроди з дисперсного срібла, на які подається імпульсна напруга.

Якщо напруга відсутня, то в області між електродами випромінювання, що поширюється як звичайна хвиля, не змінює своєї поляризації. Відбиваючись від першої поверхні призми, хвиля стає незвичайною, оскільки тепер поляризована уздовж оптичної вісі кристала. Внаслідок такої трансформації хвилі кут відбиття більший за кут падіння. На іншій поверхні призми ефект подвоюється і напрямок поширення хвилі ще більше відхилиться від заданого. Отже на виході з модулятора промінь не буде паралельним вхідному, що викликає роз'юстування резонатора лазера. Якщо ж напруга підведена, то в області між електродами поляризація хвилі змінюється на ортогональну (перпендикулярну до площини рис. 2.12.9) і при відбитті від поверхонь призми трансформації хвилі зі звичайної у незвичайну не відбувається. На зворотному шляху між електродами хвиля набуде початкової поляризації і вийде з модулятора неначе відбита від "глухого" дзеркала резонатора лазера.

Описаний модулятор (рис. 2.12.9) добротності придатний для застосування, наприклад, у рубіновому лазері, який при відповідно вирізаному кристалі рубіна може генерувати випромінювання лише однієї поляризації, а тому відсутня необхідність використання поляризаторів. Певна селекція поляризації випромінювання реалізується також внаслідок присутності чотирьох поверхонь під кутом Брюстера.

Ефект Покельса є малоінерційним і принципово електрооптичний модулятори на цьому ефекті можуть забезпечувати швидкість перемикання добротності резонатора лазера за ~ 1 пс. На практиці, зважаючи на значні напруги, які підводяться до модулятора, важко реалізувати швидкодію кращу за 1 нс, оскільки між електродами модулятора існує певна електрична ємність.

Електрооптичний модулятор можна також створити з використанням ефекту Керра. Його мікроскопічний механізм полягає в орієнтації анізотропних молекул рідини в електричному полі, що спричиняє подвійне променезаломлення. Проте ефект є квадратичним по полю і напруги керування виявляються ще більшими, ніж в комірках Покельса, що обмежує його практичне використання.

За необхідності високої частоти повторення імпульсів ($f \geq 10$ кгц) вимоги до генераторів керуючих імпульсів великої амплітуди стають такими, що технічно простіше модуляцію добротності резонатора лазера здійснювати з використанням акустооптичних модуляторів, незважаючи на теоретично відносно меншу їх швидкодію. Таке рішення тим більше виправдане, коли врахувати, що за великих частот повторення імпульсів зникає необхідність глибокої модуляції добротності, оскільки інверсія в активному тілі лазера не встигає відновлюватися до максимально можливого рівня. Для формування послідовності імпульсів із маленьким періодом повторення виявляється достатніми невеликі зміни добротності резонатора.

Робота акустооптичного модулятора в резонаторі лазера ґрунтується на дифракції лазерного променя на ультразвуковій хвилі, що збуджується у пружному твердому середовищі і виконує роль фазової ґратки. Внаслідок дифракції у резонатор вносяться додаткові втрати, які зникають при виключенні ультразвуку. Збудження поздовжньої звукової хвилі здійснюється п'єзоелектричним перетворювачем, наприклад, з кристалічного кварцу. Для звукопроводу використовується плавлений кварц, важкий флінт ТФ-7, кристал РbМоО₄ для видимого випромінювання та германій для інфрачервоного діапазону. Принцип використання акустооптичного модулятора пояснюється рис. 2.12.10.

Швидкодія акустооптичного модулятора обмежена часом проходження звуку через діаметр світлового променя і складає $10 \div 100$ нс. Введення в конструкцію модулятора поглиначу звуку запобігає утворенню і тривалому існуванню стоячої звукової хвилі, яка негативно впливає на швидкість перемикання добротності. Тіло модулятора в потужних лазерах, як правило, охолоджується водою, що циркулює в системі, для запобігання надмірного нагрівання через дисипацію енергії ультразвуку та часткове поглинання лазерного випромінювання. Поверхні модулятора, через які проходить випромінювання лазера, просвітлюються.

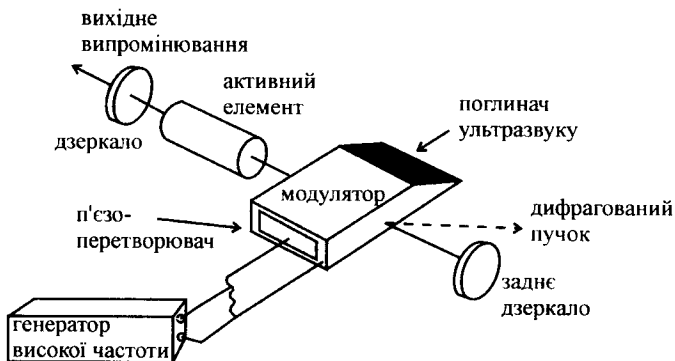


Рис. 2.12.10. Принцип використання акустооптичного модулятора добротності лазера.

Особливості роботи лазера в режимі модуляції добротності резонатора

Достатньо повного розуміння роботи лазера в режимі модуляції добротності резонатора, який ще називається режимом гігантських імпульсів, можна досягти, використовуючи рівняння Стаца-де-Марса (2.12.63).

Розглянемо ситуацію, що передє моменту τ_0 збільшення добротності резонатора. Вважатимемо, що добротність резонатора на відрізку часу $\tau=0 \div \tau_0$ є настільки низькою, що порогу генерації досягти неможливо навіть за великих значень накачки W , яка, припустимо, почала діяти в момент $\tau=0$. Оскільки генерація відсутня, то наростання інверсії описується першим рівнянням системи (2.12.63) при $m=0$:

$$\frac{dn}{d\tau} = W - n, \quad (2.12.72)$$

яке, на відміну від другого рівняння (2.12.63), без обмежень придатне для використання за відсутності генерації.

Перепишучи рівняння (2.12.72) у вигляді:

$$-\frac{d(W-n)}{d\tau} = W-n, \quad (2.12.73)$$

знаходимо його загальний розв'язок $W-n = B \exp(-\tau)$. Після визначення константи B з початкової умови $n(\tau=0)=0$, яка дає $B=W$, отримуємо:

$$n = W(1 - e^{-\tau}). \quad (2.12.74)$$

Результат (2.12.74) показує, що інверсія n при $\tau \rightarrow \infty$ насичується на рівні:

$$n=W. \quad (2.12.75)$$

Таке насичення відбувається внаслідок урівноваження процесів накачування і спонтанної релаксації іонів із верхнього робочого рівня. Дійсно, рівність $n=W$ означає, що $\tau_p \tilde{B} \tilde{n} = \tau_c \tau_p \tilde{B} P_n$ (див. (2.12.59), (2.12.60)), отже $\tilde{n} = \tau_c P_n$, або $P_n = \tilde{n} / \tau_c$ – швидкість накачування дорівнює швидкості релаксації.

З практичної точки зору важливо знати, як швидко відбувається насичення, оскільки необхідно створити (накопичити) максимально можливу інверсію перед збільшенням добротності резонатора. Якщо вибрати момент збільшення добротності резонатора $t_0=1$, що в розмірних одиницях означає $t_0=\tau_c$, то “накопичена” інверсія n складе 63,2% максимально можливої інверсії $n_{\max}=W$ в умовах фіксованої накачки W . Збільшивши тривалість періоду накопичення до $t_0=2$ ($t_0=2\tau_c$), отримаємо інверсію 0,865% її максимального значення. Графік залежності інверсії від часу накопичення поданий на рис. 2.12.11. Для розрахунків час спонтанної релаксації вибраний $\tau_c=250$ мкс, який характерний для іонів Nd^{3+} в кристалічній матриці $Y_3Al_5O_{12}$.

Зауважимо, що час накопичення інверсії обов'язково потрібно враховувати при генерації послідовності імпульсів з невеликим періодом повторення. Для неодимового лазера в умовах фіксованої неперервної накачки помітного зменшення енергії імпульсів можна очікувати уже при

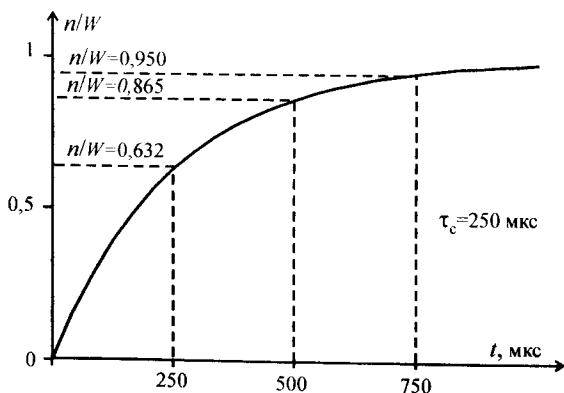


Рис. 2.12.11. Графік залежності інверсії від часу накопичення.

періоді слідування імпульсів, рівному $\tau_c=250$ мкс (частота 4 кгц), оскільки інверсія не встигатиме зрости до максимального значення.

Що ж відбудеться після збільшення добротності резонатора лазера?

Для спрощення розгляду роботи лазера вважатимемо, що в момент t_0 відбулася миттєва зміна добротності резонатора від значення $Q_1=\tau_{p1}\omega_m$ до значення $Q_2=\tau_{p2}\omega_m$ (2.12.71), а інверсія уже досягла максимального рівня $n(t_0)=n_0=W$. Цей рівень менший порогового для резонатора з низькою добротністю Q_1 і коротким часом τ_{p1} життя фотона у резонаторі: $n_0=W=\tau_c\tau_{p1}\tilde{B}P_H < 1$, оскільки ми припускали, що поріг генерації на етапі накопичення інверсії не досягається. Але після збільшення добротності інверсія в активному тілі лазера може суттєво перевищувати пороговий рівень. З точки зору розв'язку системи рівнянь (2.12.63) ми повинні в цей момент приписати безрозмірній інверсії значення $n_0=W=\tau_c\tau_{p2}\tilde{B}P_H$, в якому час життя τ_{p2} фотона в резонаторі визначається уже добротністю резонатора, після її збільшення. Отже значення безрозмірної інверсії зростає у τ_{p2}/τ_{p1} разів.

У скільки разів інверсія n_0 може перевищувати пороговий рівень $n_{\text{пор}}$ після збільшення добротності резонатора? Загалом відповідь на це питання можна отримати, виконавши розрахунки за формулою $n_0/n_{\text{пор}}=\tau_c\tau_{p2}\tilde{B}P_H$, в якій враховано, що $n_{\text{пор}}=1$ (див. (2.12.59)). Проте корисно розглянути частковий приклад.

Масштаб зміни часу життя фотона в резонаторі від τ_{p1} до τ_{p2} на практиці обмежений і залежить від досконалості використовуваного модулятора добротності. Особливо це актуально для акустооптичних модуляторів. Значення τ_{p1} показує максимальний, технічно можливий рівень накопиченої інверсії за відсутності обмеження на накачку. Дійсно, має сенс підвищувати накачку W до тих пір, поки лазер майже почне генерувати на етапі накопичення інверсії. Цій умові відповідає рівність $n_0=\tau_c\tau_{p1}\tilde{B}P_H \approx 1$ (порогова умова генерації). Якщо саме така порогова інверсія досягається, то після зміни τ_{p1} на τ_{p2} інверсія $n_0=\tau_c\tau_{p2}\tilde{B}P_H$ у лазері буде перевищувати пороговий рівень у τ_{p2}/τ_{p1} разів. На практиці достатньо легко отримати значення $\tau_{p2}/\tau_{p1} \gg 1$.

Загалом поведінку лазера після “перемикання” добротності визначають, розв'язуючи систему рівнянь (2.12.63) при різних параметрах. Це нелінійна система і розв'язати її можна лише чисельно, задавши початкові умови, які б враховували присутність спонтанних фотонів у резонаторі. Маючи за мету з'ясувати лише залежність основних характеристик імпульсу (енергії та тривалості) від параметрів лазера, використаємо спрощений підхід.

Знайдемо максимальну (пікову) концентрацію фотонів у резонаторі.

Після збільшення добротності лавиноподібно наростає концентрація фотонів у резонаторі і зменшується інверсія. Накачка, за рахунок якої на попередньому етапі довгий час ($\tau_0/\tau_c \sim 1$) створювалася інверсія, не встигає її поповнювати. Під час генерації імпульсу процесом накачки можна знехтувати. У виправданні зауважимо, що існують блоки живлення лазерів (наприклад, МТ-42М-1) для роботи в режимі поодиноких гігантських імпульсів, в яких спеціальними заходами різко припиняється накачка в момент початку генерації.

Під час генерації імпульсу можна знехтувати процесом спонтанної релаксації, адже загалом процес накачки і спонтанної релаксації проходять з приблизно однаковою швидкістю. Додатковим аргументом для ігнорування спонтанної релаксації є те, що ці процеси йдуть у протилежних напрямках, а отже, при нехтуванні одним з них, для зменшення похибки розрахунків, бажано “відкинути” і другий. Зважаючи на такі обставини, рівняння (2.12.63) спрощуються так:

$$\begin{cases} \frac{dn}{d\tau} = W - n(m+1) \\ \frac{dm}{d\tau} = Gm(n-1) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{dn}{d\tau} = -nm \\ \frac{dm}{d\tau} = Gm(n-1) \end{cases} \quad (2.12.76)$$

У першому рівнянні залишився лише член, пов'язаний з вимушеним випромінюванням, а в другому – з вимушеним випромінюванням та з виходом фотонів за межі резонатора. Розділивши друге рівняння на перше (2.12.76), маємо:

$$dm = -G \left(1 - \frac{1}{n}\right) dn. \quad (2.12.77)$$

Для отримання максимального значення концентрації m_{\max} фотонів у резонаторі, що відповідає вершині лазерного імпульсу, проінтегруємо ліву частину рівняння (2.12.77) на проміжку $m=0 \div m_{\max}$. Праву частину рівняння інтегруємо на відповідному проміжку для n : $n = n(m=0) \div n(m=m_{\max})$. Визначимо цей проміжок для n .

Нульовому значенню концентрації фотонів відповідає інверсія на момент τ_0 , отже, $n(m=0) = W$ (див. (2.12.75)). Для визначення інверсії в момент максимального значення концентрації фотонів, звернемо увагу на те, що цей момент часу відповідає екстремуму функції $m(\tau)$, а тому, $dm/d\tau = 0$. З другого рівняння системи (2.12.76) випливає, що похідна $dm/d\tau$ набуває нульових значень за умови $n=1$. Пояснення цьому просте. Величина інверсії $n=1$ є пороговим (і стаціонарним) значенням (2.12.59), за якого коефіцієнт підсилення внаслідок вимушеного випромінювання та коефіцієнт розподілених втрат резонатора зрівнюються (2.12.57), а тому відсутнє наростання (позитивна похідна $dm/d\tau$) чи спадання (від'ємна похідна $dm/d\tau$) концентрації фотонів у резонаторі. Отже $n(m=m_{\max})=1$.

Врахувавши межі інтегрування, маємо:

$$\int_0^{m_{\max}} dm = m_{\max} = - \int_W^1 G \left(1 - \frac{1}{n} \right) dn. \quad (2.12.78)$$

Після виконання інтегрування в (2.12.78) отримуємо значення максимальної концентрації фотонів у резонаторі:

$$m_{\max} = G[(W - 1) - \ln W]. \quad (2.12.79)$$

Формула (2.12.79) записана в безрозмірних одиницях. Маючи зв'язок між величинами $m = \tau_c \mathcal{B} m$, можна розрахувати максимальну концентрацію фотонів в одиницях $[M^{-1}]$ і максимальну миттєву потужність лазера (2.12.42). Хоча важливіше з'ясувати, який вигравш ми можемо отримати щодо максимальної концентрації фотонів, переходячи від неперервного режиму роботи лазера до режиму з модуляцією добротності резонатора в умовах рівних накачок. Для цього знайдемо відношення m_{\max} до стаціонарної концентрації фотонів у резонаторі $m_{\text{ст}}$. Відповідно отриманим раніше результатам (2.12.61) маємо $m_{\text{ст}} = W - 1$, що разом з (2.12.79) дає:

$$\frac{m_{\max}}{m_{\text{ст}}} = G \left[1 - \frac{\ln W}{W - 1} \right]. \quad (2.12.80)$$

З (2.12.80) можна зробити висновок: чим більше накачка перевищує пороговий рівень $W=1$, тим більше амплітуда імпульсу перевищує стаціонарну інтенсивність випромінювання, до якої лазер прийде в умовах постійної накачки. На рис. 2.12.12 графічно подана залежність (2.12.80). Для розрахунку використане значення $G = \tau_c / \tau_p = 1,5 \cdot 10^4$, яке реалізується при $\tau_c = 250$ мкс (іони неодима в матриці з алюмоітрієвого гранату) та $\tau_p = 2L/(cT) = 17$ нс (пропускання дзеркала $T=0,2$ і оптична довжина резонатора $L=0,5$ м). Звернемо увагу на те, що вигравш по відношенню до максимальної концентрації фотонів (і максимальної миттєвої потужності випромінювання) при переході від неперервного режиму роботи лазера до режиму з модуляцією добротності, навіть при невеликих перевищеннях накачки W над пороговим рівнем, може становити $\sim 10^3$. Загалом при великих накачках $W > 10$ відношення $m_{\max}/m_{\text{ст}}$ прямує до максимального значення:

$$\frac{m_{\max}}{m_{\text{ст}}} = G = \frac{\tau_c}{\tau_p}. \quad (2.12.81)$$

Як можна інтерпретувати формулу (2.12.81)? В режимі модуляції добротності енергія накачки, яка в неперервному режимі роботи лазера постійно трансформувалася в енергію фотонів із концентрацією $m_{\text{ст}}$, буде

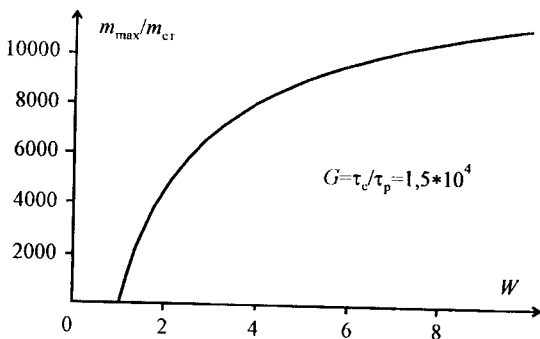


Рис. 2.12.12. Залежність відношення максимальної концентрації m_{\max} до стаціонарної концентрації $m_{\text{ст}}$ фотонів у резонаторі від перевищення W порогового рівня накачки.

накопичуватися в робочому тілі лазера у вигляді інверсії за час $t \sim \tau_c$ (див. рис. 2.12.11), а віддаватися як випромінювання за час $t \sim \tau_p$. Тому відношення τ_c/τ_p визначає коефіцієнт концентрації енергії у часі, а отже й $m_{\max}/m_{\text{ст}}$. Фактично (2.12.81) є прямим наслідком закону збереження енергії.

Інтерпретуючи формулу (2.12.81), ми припустили, що при великих W , за яких справедлива ця формула, тривалість імпульсу випромінювання лазера в режимі модуляції добротності становить $\sim \tau_p$. Це легко довести, використовуючи систему швидкісних рівнянь (2.12.76) і певні фізичні поняття.

Добуток тривалості $\Delta \tau_{\text{імп}}$ імпульсу (по рівню 0,5 його амплітуди) на максимальне значення m_{\max} приблизно дорівнює площі імпульсу в координатах τ і m . Формально це можна записати так:

$$\Delta \tau_{\text{імп}} m_{\max} \approx \int_{\tau_0}^{\tau_k} m d\tau, \quad (2.12.82)$$

де враховано, що імпульс випромінювання починається в момент τ_0 , коли зростає добротність резонатора, і закінчується в певний момент τ_k . Звідси маємо:

$$\Delta \tau_{\text{імп}} \approx \frac{\int_{\tau_0}^{\tau_k} m d\tau}{m_{\max}}, \quad (2.12.83)$$

а отже, для визначення $\Delta \tau_{\text{мп}}$ достатньо знайти інтеграл від m по τ . Для його знаходження візьмемо з першого рівняння системи (2.12.76) добуток $m \cdot n = -dn/d\tau$ і підставимо в друге рівняння цієї ж системи. Після алгебраїчних перетворень отримаємо:

$$dm = -G(dn + md\tau) \quad (2.12.84)$$

При інтегруванні рівняння (2.12.84), необхідно вибрати відповідні один одному інтервали для змінних τ , n і m . Якщо τ змінюється в межах $\tau = \tau_0 \div \tau_k$, то n змінюється в межах $n = W \div n_k$, тобто, від насиченого рівня інверсії на момент збільшення добротності резонатора (рис.2.12.11) до певного залишкового рівня n_k на момент τ_k закінчення імпульсу. Щодо концентрації фотонів у резонаторі, то, як в момент τ_0 , так і момент τ_k , вона близька до нуля. Використовуючи такі межі інтегрування в (2.12.84), можна записати:

$$\int_0^0 dm = -G \left(\int_W^{n_k} dn + \int_{\tau_0}^{\tau_k} md\tau \right). \quad (2.12.85)$$

Виконавши інтегрування в (2.12.85) по m і n (перший з цих інтегралів рівний нулю), отримаємо результат:

$$\int_{\tau_0}^{\tau_k} md\tau = W - n_k, \quad (2.12.86)$$

який, можна було передбачити наперед, оскільки він констатує той факт, що в одиниці об'єму резонатора загальна кількість фотонів, утворена протягом імпульсу, дорівнює різниці кількості частинок на стартовому рівні генерації в моменти τ_0 і τ_k . У цьому можна переконатися, перейшовши в (2.12.86) до розмірних одиниць, що дасть:

$\int_{\tau_0}^{\tau_k} \frac{\bar{m}}{\tau_p} dt = n(t_0) - n(t_k)$, та врахувавши, що загальна кількість фотонів,

утворена протягом імпульсу в одиниці об'єму резонатора, дорівнює інтегралу $\int_{\tau_0}^{\tau_k} \frac{\bar{m}}{\tau_p} dt$.

Підстановка інтеграла по τ з (2.12.86) в (2.12.83) дає:

$$\Delta \tau_{\text{мп}} \approx \frac{W - n_k}{m_{\text{max}}}. \quad (2.12.87)$$

Використовуючи далі знайдений вираз для m_{max} (2.12.79), з рівняння (2.12.87) остаточно отримуємо формулу в безрозмірних одиницях для тривалості імпульсу випромінювання:

$$\Delta \tau_{\text{мп}} \approx \frac{W - n_k}{G[(W - 1) - \ln W]}. \quad (2.12.88)$$

У формулу (2.12.88) входить невідома величина n_k – залишкова інверсія на момент завершення імпульсу. Зрозуміло, що $n_k < 1$, бо значення $n=1$ реалізується в момент часу, коли $m=m_{\max}$, і наявність великої кількості фотонів у резонаторі призведе до подальшого зменшення n . Ідеальною з точки зору ефективності роботи лазера, але практично недосяжною, є ситуація, коли $n_k=0$. Втім, якщо накачка W достатньо велика, можна знехтувати величиною n_k у чисельнику (2.12.88). Загалом тривалість $\Delta t_{\text{імп}}$ імпульсу зменшується зі зростанням накачки і асимптотично прямує до величини:

$$\Delta t_{\text{імп}} \approx \frac{1}{G}. \quad (2.12.89)$$

Переходячи до розмірних одиниць, отримуємо:

$$\Delta t_{\text{імп}} \approx \frac{1}{G} \tau_c = \tau_p, \quad (2.12.90)$$

що збігається з припущенням, використаним для інтерпретації (2.12.81).

На рис. 2.12.13 наведена залежність тривалості імпульсу для накачок $W \geq 3$, за яких формула (2.12.88) є достатньо точною. Для розрахунку використане значення $\tau_p = 2L/(cT) = 17$ нс (пропускання дзеркала $T=0,2$ і оптична довжина резонатора $L=0,5$ м). Звернемо увагу на те, що тривалість імпульсу зі зростанням накачки спочатку стрімко зменшується, а далі залишається практично незмінною, але більшою від τ_p .

Чому ж тривалість імпульсу в режимі модуляції добротності не може бути меншою за τ_p ? Пояснення просте. Фотони не можуть покинути резонатор за менший проміжок часу. У випадку дуже великої накачки передній фронт імпульсу скорочується до величини приблизно рівної часу $2L/c$ повного проходу резонатора, який може складати декілька наносекунд, але спад імпульсу і в цьому випадку визначається τ_p .

Незважаючи на короткий фронт і тривалість лазерного імпульсу, проміжок часу між моментом збільшення добротності резонатора та вершиною лазерного імпульсу, як правило, є суттєво довшим, ніж τ_p . На практиці тривалість фронту імпульсу оцінюється як проміжок часу, на якому потужність випромінювання, а отже, і концентрація фотонів у резонаторі збільшилася, наприклад, від $0,1m_{\max}$ до m_{\max} . Для того, аби концентрація фотонів у резонаторі наростла до величини $0,1m_{\max}$ від рівня m_0 , обумовленого спонтанним випромінюванням, необхідний значний (~100 нс) час, оскільки відношення $0,1m_{\max}$ до m_0 становить багато порядків величини.

На етапі розвитку імпульсу, поки концентрація фотонів у резонаторі не перевищує $0,1m_{\max}$, можна не враховувати зменшення інверсії, що була накопичена до моменту збільшення добротності резонатора. Її зменшення приблизно можна оцінити в 10%. Отже в рівняння для руху фотонів

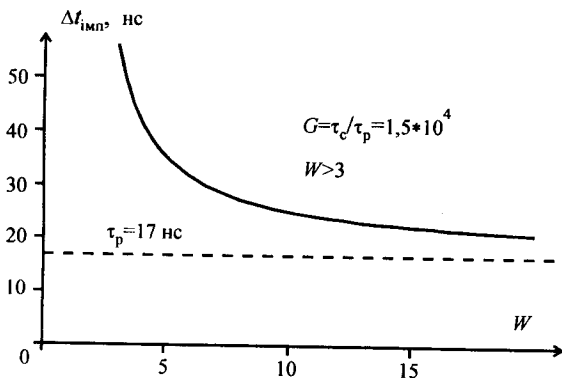


Рис. 2.12.13 Залежність тривалості $\Delta t_{\text{имп}}$ імпульсу лазера в режимі модуляції добротності для накачок $W \geq 3$; $\tau_p = 17$ нс.

(2.12.76) допустимо замість змінної n підставити фіксоване значення інверсії $n=W$ (див. рис. 2.12.11 та (2.12.75)). Тоді, на початковому етапі формування імпульсу матимемо рівняння:

$$\frac{dm}{d\tau} = Gm(W-1), \quad (2.12.91)$$

яке легко інтегрується. Розв'язок цього рівняння:

$$m = m_0 \exp[G(W-1)\tau] \quad (2.12.92)$$

показує експоненційне наростання імпульсу з інкрементом $G(W-1)$. У подальшому, внаслідок зменшення інверсії, швидкість наростання m теж зменшуватиметься.

Використовуючи (2.12.92) для оцінки тривалості $\Delta \tau_{\text{затр}}$ початкового етапу розвитку імпульсу (від m_0 до $0,1m_{\text{max}}$), отримаємо формулу:

$$\Delta \tau_{\text{затр}} = \frac{1}{G(W-1)} \ln \left[\frac{0,1m_{\text{max}}}{m_0} \right]. \quad (2.12.93)$$

Для виконання практичних розрахунків за формулою (2.12.93) звернемо увагу на такі співвідношення. По-перше, відомо, що з точки зору всього комплексу вимог до лазерних активних елементів оптимальна концентрація іонів неодима становить $5 \cdot 10^{19} [1/\text{см}^3]$. Припустимо, до моменту збільшення добротності резонатора на стартовому рівні генерації знаходиться 10% загальної кількості частинок, а фінішний рівень порожній. Отже початкова інверсія становить $n(t_0) = 5 \cdot 10^{18} [1/\text{см}^3]$.

Протягом генерації імпульсу практично вся інверсія $n(t_0)$ втрачається.

По-друге, за нескінченно мізерний проміжок часу dt одиницю об'єму лазера покидає $(m/\tau_p)dt$ фотонів. За весь час генерації імпульсу цей об'єм полишає $\int (m/\tau_p)dt = (1/\tau_p) \int mdt$ фотонів і стільки ж фотонів утворюється. З іншого боку, загальна кількість утворених фотонів така ж, як і витрати інверсії – як і раніше під час генерації імпульсу ми нехтуємо накачкою та спонтанною релаксацією. Отже:

$$(1/\tau_p) \int mdt = n(t_0).$$

Інтеграл можна наближено подати так: $\int mdt \approx m_{\max} \cdot \Delta t_{\text{имп}}$. Тому $m_{\max} \approx n(t_0) \cdot \tau_p / \Delta t_{\text{имп}}$, а враховуючи, що $\Delta t_{\text{имп}} \approx \tau_p$, остаточно маємо: $m_{\max} \approx n(t_0) = 5 \cdot 10^{18} [1/\text{см}^3]$.

По-третє, для початкової концентрації фотонів природно вибрати значення $m_0 = 0,1 [1/\text{см}^3]$, припустивши, що є лише один спонтанний фотон у моді резонатора з об'ємом 10 см^3 .

Для значень $m_{\max} = 5 \cdot 10^{18} [1/\text{см}^3]$ і $m_0 = 0,1 [1/\text{см}^3]$ за формулою (2.12.93) маємо: $\ln(0,1 m_{\max} / m_0) = \ln(0,1 m_{\max} / m_0) \approx 43$. Зауважимо, що похибка оцінювання, наприклад, величини m_{\max} у десять разів (1000%) призводить до похибки визначення $\ln(0,1 m_{\max} / m_0)$ лише 5%.

Для величини G оберемо те ж значення, що і в попередніх розрахунках при $\tau_p = 17 \text{ нс}$ та $\tau_c = 250 \text{ мкс}$. Тоді, перейшовши в (2.12.93) до звичайного часу, отримаємо:

$$\Delta t_{\text{затр}} = \frac{730}{(W - 1)} [\text{нс}]. \quad (2.12.94)$$

Наше припущення, щодо моменту збільшення добротності резонатора на стартовому рівні генерації знаходиться 10% загальної кількості іонів, може виконуватися лише при досить значних рівнях накачування. Загалом як видно з (2.12.94), $\Delta t_{\text{затр}}$ зменшується зі зростанням W . Те, що одночасно збільшується m_{\max} , а отже й коефіцієнт в (2.12.94), менш суттєво внаслідок логарифмічної залежності (див. (2.12.93)). За умови $W = 10$ отримуємо $\Delta t_{\text{затр}} \approx 80 \text{ нс}$, що втричі більше тривалості імпульсу ($\approx 25 \text{ нс}$) за тих же умов (див. рис. 2.12.13). Вершина ж імпульсу буде ще далі: на відстані $\approx 100 \text{ нс}$ від моменту збільшення добротності резонатора.

Виконане оцінювання затримки імпульсу важливе у двох практичних аспектах. З одного боку, відносно велика тривалість розвитку імпульсу пом'якшує вимоги до швидкодії модулятора добротності резонатора. Час перемикання модулятора $\sim 10 \text{ нс}$ можна вважати прийнятним, оскільки помітної зміни динаміки розвитку імпульсу і його характеристик важко

очікувати. З іншого боку, навіть невеликі відносні зміни тривалості періоду формування імпульсу через неконтрольовані зміни в реальному лазері призводять до суттєвих абсолютних значень зсувів вершини лазерного імпульсу відносно моменту збільшення добротності. Це позбавляє можливості чіткої синхронізації імпульсів відносно заданого моменту перемикання модулятора, зокрема, синхронізації імпульсів різних лазерів, що є важливою вимогою в багатьох експериментальних дослідженнях.

Для скорочення затримки між моментом перемикання модулятора і вершиною імпульсу іноді використовують метод, що полягає в досягненні надпорогового рівня інверсії та незначної генерації ще до моменту збільшення добротності резонатора. В такому випадку після перемикання модулятора розвиток імпульсу стартує не з рівня спонтанного випромінювання, а з набагато вищого, який визначається стаціонарною концентрацією фотонів у малодобротному резонаторі.

Після генерації імпульсу необхідно знизити добротність резонатора до початкового рівня, якщо накачування продовжується. Інакше – лазер перейде в неперервний режим роботи. Перехід до цього режиму супроводжується коливаннями інверсії та концентрації фотонів у резонаторі. Якісно процес генерації імпульсу при модуляції добротності та перехід до неперервного режиму роботи показаний на рис. 2.12.14. Зображена ситуація відповідає неглибокій модуляції добротності та незначному перевищенню порогового рівня накачки.

Режим модуляції добротності дає змогу генерувати імпульси з великою миттєвою потужністю. Досить типовою для твердотільних лазерів, таких як неодимовий чи рубіновий, є ситуація, коли енергія імпульсу складає $E_{\text{імп}} \sim 1$ Дж, а тривалість імпульсу – $\Delta t_{\text{імп}} \sim 10$ нс. Максимальна миттєва потужність у такому випадку становить приблизно $P_1 \approx E_{\text{імп}} / \Delta t_{\text{імп}} = 1 \text{ Дж} / 10 \text{ нс} = 100 \text{ МВт}$. За такої потужності випромінювання з високою ефективністю відбуваються нелінійно оптичні процеси: генерація гармонік, вимушене комбінаційне розсіювання, самофокусування тощо. До того ж, лазерне випромінювання характеризується низькою кутовою розбіжністю. Для імпульсних твердотільних лазерів кутова розбіжність променя становить $\Delta \theta \sim 1 \text{ мрад} = 3,4 \text{ кут.хв.}$, а тому його можна легко сфокусувати.

Використання звичайної довгофокусної лінзи з фокальною відстанню $f = 5 \text{ см}$ забезпечує фокусування в пляму з діаметром $d \approx \Delta \theta f = 1 \text{ мрад} \cdot 5 \text{ см} = 0,05 \text{ мм}$. У фокусі лінзи максимальна інтенсивність випромінювання буде: $I_1 \approx P_1 / (\pi \cdot d^2 / 4) = (4/\pi) \cdot 100 \text{ МВт} / (0,005 \text{ см})^2 \approx 5 \text{ ТВт/см}^2$. За такої інтенсивності випромінювання у фокусі може відбуватися іонізація атмосферного повітря, що носить характер мікробибуху з генерацією ударної звукової хвилі.

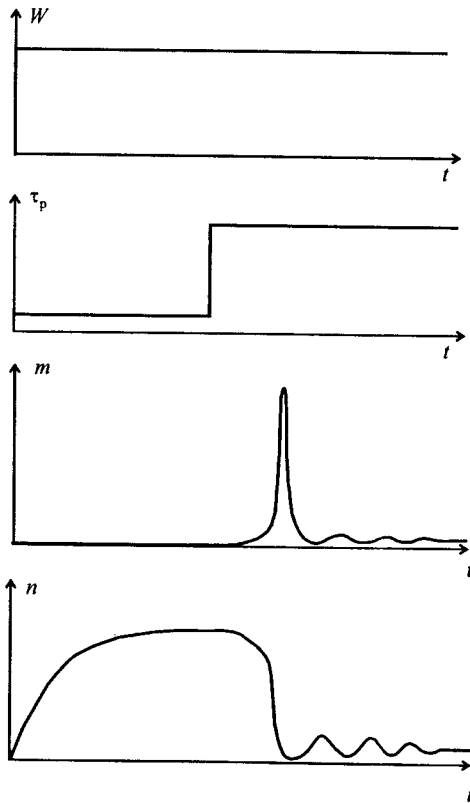


Рис. 2.12.14. Процес генерації імпульсу при модуляції добротності та перехід до неперервного режиму роботи. Зображена ситуація відповідає неглибокій модуляції добротності та незначному перевищенню порогового рівня накачки.

Схема типової установки для дослідження енергетичних параметрів випромінювання неодимового лазера в неперервному режимі та з модуляцією добротності резонатора

Блок-схема установки подана на рис. 2.12.15. Для проведення досліджень використовуються: неодимовий лазер типу ЛТИ-502, калориметричний вимірювач потужності ИМО-2Н, фотодіод,

двопроменевий осцилограф С1-74, генератор Г5-60. Генератор виробляє послідовність імпульсів для синхронізації акустооптичного модулятора, розташованого в резонаторі лазера, та осцилографа. На один із входів осцилографа подаються імпульси з генератора, на інший – сигнал із фотодіода, амплітуда якого пропорційна енергії імпульсу випромінювання лазера (з урахуванням того, що стала часу входних ланцюгів осцилографа значно перевищує тривалість імпульсу). Випромінювання на фотодіод потрапляє через заднє дзеркало резонатора лазера. Через вихідне дзеркало пучок лазера заводиться на калориметричний вимірювач типу ИМО-2Н для реєстрації абсолютного значення середньої потужності випромінювання.

Резонатор лазера має довжину 850 мм. Заднє дзеркало випукле з радіусом кривизни 400 мм, вихідне – плоске; коефіцієнт пропускання вихідного дзеркала – 16%. Активний елемент лазера виготовлений з ітріюалюмінієвого гранату легованого неодимом і має розміри 5×100 мм. Збудження (накачка) активного елемента здійснюється дуговою криптоновою лампою ДНП-6/90 з довжиною розрядного проміжку 90 мм. Активний елемент та лампа розташовані в паралельних отворах моноблока з кварцового скла у формі еліптичного циліндра. Поверхня моноблока посріблена для фокусування випромінювання накачки в центральну частину активного елемента. Потужність лазера у неперервному багатомодовому режимі становить 30 Вт і 16 Вт – в одномодовому. Добротність резонатора може змінюватися акустооптичним модулятором із частотою повторення імпульсів до 50 кгц.

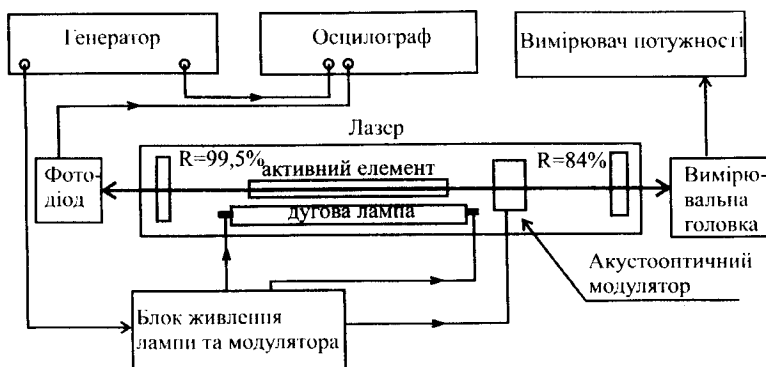


Рис. 2.12.15. Блок-схема установки.

Послідовність виконання досліджень

1. Вивчити і перевірити оптичну та електричну схему установки (рис. 2.12.15).

2. Ввімкнути охолодження лазера, запустити лазер та перевірити наявність генерації без модуляції добротності.

3. За показаннями калориметричного вимірювача типу ИМО-2Н дослідити залежність потужності P_L лазера від струму I збудження. Визначити пороговий струм $I_{\text{пор}}$ генерації лазера. (Не перевищувати струм $I=18$ А!) Струм $15 \div 18$ А подавати лише безпосередньо на час вимірювання. Допоміжні операції виконувати при струмі 12 А. Мінімальний струм, за якого лампа згасає, становить $8 \div 10$ А).

4. Ввімкнути живлення акустооптичного модулятора.

5. При струмі живлення $I=14$ А, подати із задавального генератора, який керує роботою модулятора, імпульси з періодом повторення $T=100$ мкс та тривалістю $\tau=10$ мкс. Переконайтеся за осцилограмами сигналів з фотодіода, що реалізується режим модуляції добротності. (Врахуйте, що резонатор лазера має максимальну добротність протягом імпульсу з генератора – в цей час ультразвукова хвиля в модуляторі не збуджується, а отже, модулятор не вносить додаткових втрат).

6. За осцилограмами якісно дослідити вплив періоду повторення та тривалості імпульсів із генератора на форму, амплітуду та стабільність лазерних імпульсів. Період повторення T і тривалість імпульсів τ можна змінювати в довільних межах (не забувайте, що за означенням $T > \tau$).

7. Для періоду повторення $T=500$ мкс визначити мінімальну $\tau_{\text{мін}}$ та максимальну $\tau_{\text{макс}}$ тривалість імпульсу генератора, за якої лазер стабільно генерує моноімпульси.

8. Зафіксувати оптимальну, як на ваш погляд, тривалість імпульсу генератора та за осцилограмами дослідити залежність амплітуди U імпульсів лазера: а) від періоду їх повторення для струму живлення 15 А; б) від струму живлення при періоді повторення 100 мкс.

9. Для тієї ж оптимальної, як на ваш погляд, тривалості імпульсу генератора, використовуючи вимірювач типу ИМО-2Н, зняти залежність середньої потужності P_L лазера від періоду повторення імпульсів для струму живлення лазера 15 А. Порівняти отриману максимальну потужність з потужністю в неперервному режимі.

10. Проаналізувати залежності: $P_L(I)$; $U(T)_{I=15A}$; $U(I)_{T=100\text{мкс}}$; $P_L(T)_{I=15A}$. Оцінити час спонтанної релаксації іонів неодима.

Контрольні питання

1. У рамках яких наближень виконуються швидкісні рівняння для

точкового лазера?

2. Що таке форм-фактор спектральної смуги і яка його розмірність? Поясніть походження та фізичний зміст усіх членів у кінетичних рівняннях.

3. Як пов'язані між собою концентрація фотонів у резонаторі та потужність випромінювання лазера?

4. Поясніть, чому стаціонарне значення інверсії і коефіцієнта підсилення не залежать від накачки за наявності генерації.

5. Поясніть функціональну залежність між накачкою і потужністю випромінювання для неодимового лазера.

6. Обґрунтуйте можливість стаціонарного (неперервного) режиму роботи неодимового лазера.

7. Перерахуйте основні методи модуляції добротності резонатора лазера та дайте їм коротку характеристику.

8. Як швидко інверсія виходить на максимальний рівень за відсутності генерації (до моменту збільшення добротності резонатора)?

9. У скільки разів інверсія може перевищувати пороговий рівень після збільшення добротності резонатора?

10. У скільки разів зростає максимальна потужність лазера у випадку модуляції добротності резонатора відносно потужності в неперервному режимі роботи (за однакової накачки і добротності резонатора)?

11. Якими параметрами визначається тривалість імпульсу лазера в режимі модуляції добротності?

12. Чому складно синхронізувати імпульси різних лазерів, що працюють у режимі модуляції добротності?

Література

1. Григорук В. І., Коротков П. А., Хижняк А. І. Лазерна фізика. – К.: “МП Леся”, 1999. – 528 с.
2. Звелто О. Фізика лазерів. – М.: Мир, 1979. – 373 с.

§ 2.13. ПРИНЦИП ДІЇ ТА СПЕКТР ГЕНЕРАЦІЇ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ПОДВІЙНІЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРІ

Загальна характеристика напівпровідникових лазерів

Напівпровідникові лазери класифікуються за методом збудження – методом створення інверсної заселеності між певними ділянками валентної зони і зони провідності. Відомі три методи збудження в напівпровідникових лазерах: *оптичний, електронно-променевий та струмовий* (рис. 2.13.1).

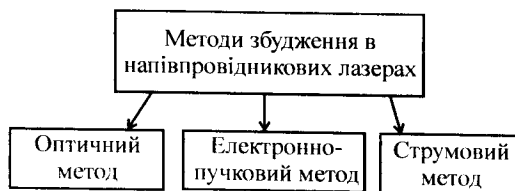


Рис. 2.13.1. Класифікація методів збудження (накачки).

Оптичний метод є універсальним. Цей метод – практично єдино можливий у твердотільних лазерах на основі діелектричних аморфних або кристалічних матеріалів із легуючими домішками. Вони відіграють роль активних центрів, між вузькими енергетичними рівнями яких відбувається генерація. Не дивно, що оптичний метод з успіхом може використовуватися і в напівпровідникових лазерах. Важливо, що інверсія внаслідок оптичного накачування може бути створена в однорідному, безструктурному напівпровіднику. Проте, якісь особливі переваги таких напівпровідникових лазерів відносно інших твердотільних лазерів відсутні, а тому на практиці оптичне накачування в напівпровідникових лазерах застосовується рідко. Реальною є ситуація, коли випромінювання саме напівпровідникових лазерів (або світлодіодів) застосовується для оптичного збудження інших лазерів, які дають випромінювання з більшою просторовою та часовою когерентністю.

Збудження потоком електронів застосовується досить рідко у лазерній техніці – лише для спеціальних потреб. Причина полягає в складності мініатюризації та необхідності високовольного живлення. Разом з тим збудження електронами може з успіхом використовуватися

для створення кольорових проєкційних систем із високою яскравістю зображення. Скануючи пучком із енергією електронів ~ 10 кеВ по поверхні, на якій розташовані мініатюрні напівпровідникові кристали, та викликаючи генерацію в них, можна створити яскраве джерело зображення, що далі легко перенести на великий екран.

Струмове збудження – це саме той метод, на якому базуються практично корисні властивості напівпровідникових лазерів і внаслідок чого вони набули широкого розповсюдження. Струмове збудження забезпечує напівпровідниковим лазерам рекордну економічність (коефіцієнт корисної дії $\sim 80\%$). Реалізувати струмове збудження та отримати когерентне випромінювання можна лише в певних напівпровідникових структурах. Виняток становить збудження в області електричного пробою напівпровідника, яке поки що має лише експериментальний інтерес.

Зауважимо, що струмове збудження неможливе, наприклад, у відомих твердотільних лазерах на основі легованих діелектричних матриць і в рідинних лазерах на розчинах барвників. У таких лазерах спочатку необхідне перетворення електричної енергії джерела живлення у світлову енергію. Сам процес перетворення обумовлює значні втрати енергії, до того ж, широкосмугові спектри випромінювання накачки (джерела оптичного збудження) важко узгодити зі спектрами поглинання між робочими рівнями активних лазерних центрів. У газових лазерах збудження активних центрів у розряді теж непряме. Типовою є ситуація, коли значна частина електричної енергії джерела йде на утворення вільних заряджених частинок, що прискорюючись передають атомам чи молекулам лише частину своєї кінетичної енергії, з якої ще менша частина припадає на різницю енергій стартового та фінішного рівнів генерації.

Крім того, що струмове збудження є прямою трансформацією електричної енергії джерела живлення в енергію інверсної заселеності певних ділянок валентної зони та зони провідності, існує інша важлива обставина, яка пояснює великий коефіцієнт корисної дії напівпровідникових лазерів: різниця енергій між ділянками зон, де відбувається збудження, і ділянками, між якими існує інверсна заселеність, відрізняються менше, ніж на $\sim 10\%$. Найпростіше це пояснити на прикладі оптичного збудження випромінюванням із заданою довжиною хвилі. На рис. 2.13.2 показано, що внаслідок оптичного накачування відбувається перехід електрона з валентної зони у зону провідності. В результаті у валентній зоні утворюється дірка і вільний електрон у зоні провідності. В межах кожної зони вільні носії зарядів релаксують. Вони віддають надлишок енергії при взаємодії з ґраткою, утворюючи фонони – квазічастинки, що несуть квантовану енергію коливань ґратки. Електрони “скочуються” до дна зони провідності, а дірки “піднімаються” до стелі валентної зони. Між ділянками поблизу дна зони провідності і стелі

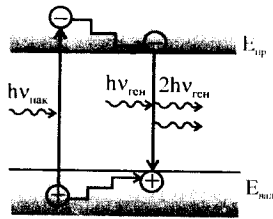


Рис. 2.13.2. Процеси збудження, релаксації та вимушеного випромінювання в напівпровідниковому лазері з вузькосмуговим оптичним накачуванням.

валентної зони утворюється інверсна заселеність. Енергія $h\nu_{\text{нак}}$ фотона, який виконує роль носія енергії збудження, може неістотно відрізнятися від різниці $\Delta E_{\text{заб}} = E_{\text{пр}} - E_{\text{вал}}$ енергії $E_{\text{пр}}$ дна зони провідності та енергії $E_{\text{вал}}$ стелі валентної зони, а отже, енергії $h\nu_{\text{ген}}$ фотона, який утворюється внаслідок вимушеного випромінювання. Іншими словами, стоковий зсув між частотою накачки і генерації є незначним, меншим, ніж стоковий зсув, зокрема, у лазерах на барвниках, і суттєво менший, ніж у типових твердотільних лазерах. Аналізуючи рис. 2.13.2, можна зробити висновок, що напівпровідниковий лазер працює за схемою, близькою до чотирирівневої схеми, як в лазерах на барвниках чи неодимовому лазері. Основна відмінність: у даному випадку роль дискретних рівнів відіграють ділянки валентної зони і зони провідності, які мають певну густину квантових станів та імовірність їх заселеності.

Зазначимо, що підвищивши концентрацію іонів неодима в ітріюалюмінієвому гранаті (неодимовий лазер) теж можна було б розширити рівні, між якими відбувається генерація, до енергетичних зон. Проте за відсутності струмового збудження в діелектричних матрицях це відіграє загалом негативну роль.

Напівпровідникові лазери зі струмовим збудженням отримали назву *інжекційних*, оскільки для отримання генерації носії зарядів (дірки та електрони) потрібно інjektувати в певну область напівпровідникової структури, де утворюється одночасно велика нерівноважна концентрація носіїв зарядів обох видів. Зауважимо, що при n -легуванні напівпровідника концентрація електронів у зоні провідності збільшується, а дірок у валентній зоні – зменшується. У рівновазі добуток концентрації електронів n_e на концентрацію дірок n_d є величиною постійною, незалежною від рівня легування, якщо він не надто великий, та типу легування і рівний добутку концентрацій у власному напівпровіднику без легування.

За типом напівпровідникової структури, що використовується для

створення інверсної населеності між ділянками валентної зони і зони провідності, напівпровідникові лазери поділяються на два основні класи. Перший з них – це *лазери на звичайних $p-n$ -переходах* (гомопереходах). Інший – *лазери на гетеропереходах*, які, зазвичай, реалізуються у вигляді багат шарової гетероструктури. Найпростішою з них є подвійна гетероструктура, що містить три шари напівпровідника, середній з яких – вузькозонний.

У лазерах на $p-n$ -переходах електрони інжектуються з n^+ -області (якщо рівень її легування великий) в p -область, де значна концентрація дірок і утворюється інверсна заселеність певних ділянок енергетичних зон (рис. 2.13.3,а). Або навпаки, дірки інжектуються з p^+ -області в n -область, якщо рівень легування більший у p -області. Такі лазери ще називаються лазерними діодами.

В лазерах на подвійній гетероструктурі, наприклад, $N-p-P$ -гетероструктурі (великими літерами позначається широкозонний матеріал, тобто матеріал з широкою забороненою зоною, а маленькою – вузькозонний) електрони інжектуються з N -шару, а дірки з P -шару в p -область, де утворюється інверсна заселеність (рис. 2.13.3,б). Аналогічно функціонує і $N-n-P$ -гетероструктура.

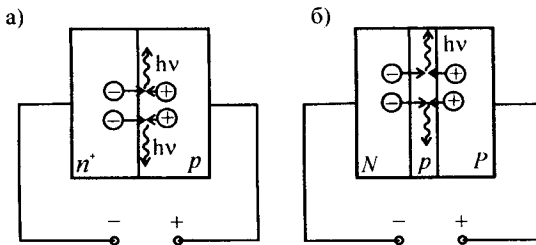


Рис. 2.13.3. Інжекція носіїв зарядів у лазері на $p-n$ -переході (а) та в лазері на подвійній $N-p-P$ -гетероструктурі (б).

Принципово інжекційний лазер можна розглядати як лазер з дворівневою схемою функціонування. Можливість створення інверсії в дворівневій схемі в даному випадку обумовлена просторовим розмежуванням областей збудження та рекомбінації.

У тришаровій плоскій гетероструктурі при субмікронній товщині (<100 нм) вузькозонного проміжного шару останній утворює, так звану, “квантову яму”. В ній можна досягти відносної дискретності енергетичних рівнів внаслідок просторового квантування (розрідження

дозволенних значень імпульсу електрона). Відповідні лазери називають лазерами на квантових ямах. Великий інтерес також виявляється до напівпровідникових лазерів на квантових нитках, що представляють собою субмікронну гетероструктуру, в якій вузькозонний проміжний шар обмежений ще в одному з напрямків (з боків), та квантових крапках, в яких цей же проміжний шар зведений до субмікронного об'єму, обмеженому зі всіх боків широкозонним напівпровідником.

Напівпровідникові лазери на квантових ямах, нитках та точках можуть поєднувати переваги лазерів на дискретних рівнях (висока монохроматичність, стабільність частоти генерації) та ефективність прямої струмової накачки, що характерна лише для напівпровідникових лазерів. Порівняно зі звичайними гетероструктурними напівпровідниковими лазерами знижується пороговий струм збудження, оскільки енергетичні смуги, між якими можлива генерація, звужуються, що сприяє локалізації енергії по спектру.

Внаслідок суттєвих переваг гетероструктурних лазерів над лазерами на гомопереходах вони витіснили останніх. Тільки в лазерах на гетеропереходах досягнуто на практиці теоретично можливий високий коефіцієнт корисної дії та низький пороговий рівень накачування, що дає змогу реалізувати неперервний режим при кімнатній температурі та забезпечує великий ресурс роботи (10 років безперервної генерації).

Одна з важливих характерних рис напівпровідникових лазерів – компактність. Фізичною передумовою компактності напівпровідникових лазерів є велика концентрація вільних носіїв зарядів, що беруть участь у процесі генерації світла. Для порівняння: в неодимовому лазері з точки зору всього комплексу вимог до лазерних активних елементів оптимальна концентрація іонів неодима складає $5 \cdot 10^{19}$ [1/см³], з яких лише ~10% знаходяться на стартовому рівні генерації. Водночас у гетероструктурних напівпровідникових лазерах концентрація носіїв зарядів у виродженому проміжному вузькозонному шарі, куди вони інжектуються, на декілька порядків більша за величиною. Як наслідок, легко досягти коефіцієнта (інкремента) вимушеного підсилення світла $K_{\omega}^{+} \sim 10$ мм⁻¹. За такого коефіцієнта K_{ω}^{+} на одному міліметрі довжини активного середовища інтенсивність світла наросте в 22000 разів. Для досягнення порогу генерації в резонаторі, утвореному лише сколами напівпровідникового кристалу, які, приміром, у арсеніді галія з показником заломлення $n=3,7$ мають коефіцієнт відбиття $R=[(n-1)/(n+1)]^2=0,33$, достатньо довжини активного середовища $L \approx -\ln[R]/K_{\omega}^{+}=110$ мкм.

Великий коефіцієнт підсилення в напівпровідникових лазерах у поєднанні з ефективною струмовою накачкою, низьковольтним живленням $U_{ж}$ ($eU_{ж} \approx E_{пр} - E_{вал} \sim 1$ eВ), відсутністю прецизійної оптики дають

змогу створювати мікромініатюрні лазери сумісні з інтегральними схемами напівпровідникової електроніки. Це обумовило широке використання напівпровідникових лазерів в оптоволоконних лініях зв'язку, системах запису та зчитування інформації тощо.

Існує й інший бік проблеми. Для лазерного зварювання, хірургічних операцій потрібна потужність від 100 Вт до кількох кіловат. Виявляється неможливо створити окремий напівпровідниковий лазер такої потужності, оскільки густина струмів і випромінювання перевищуватиме поріг руйнування кристала. Реально – з окремого напівпровідникового лазера отримати випромінювання з потужністю, яка не перевищує 100 мВт. Для її нарощування створюють “матриці” напівпровідникових лазерів та зводять їх випромінювання в єдиний промінь. Існують системи такого типу з потужністю ~10 кВт.

Випромінювання напівпровідникових лазерів має велику розбіжність ($\sim 10^\circ$) внаслідок маленьких поперечних розмірів та довжини резонатора. Але колимація такого випромінювання не викликає технічних труднощів. Дійсно, поверхня, з якої виходить випромінювання, має мікронні розміри, тому розбіжність випромінювання після лінзи, в фокусі якої позиціонується вихідна грань напівпровідникового лазера, є не гіршою, ніж на виході інших лазерів.

Матеріали для напівпровідникових лазерів

Вибір матеріалів для створення гетероструктурних лазерів базується на трьох принципах. Перший принцип – наявність прямозонних напівпровідників; другий – велика близькість за величиною сталих ґраток усіх матеріалів у гетероструктурі; третій – приблизна рівність енергії фотонів тієї спектральної області, на яку проектується лазер, ширині забороненої зони.

Розглянемо відмінність прямозонних та непрямоzonних напівпровідників і її значення для генерації світла.

На рис. 2.13.4 схематично показані залежності енергії E електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні від їх імпульсу p або хвильового вектора $k=p/\hbar$ для непрямоzonних (рис. 2.13.4,а) та прямоzonних напівпровідників (рис. 2.13.4,б).

У прямоzonних напівпровідниках мінімальна енергія електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні відповідає одному і тому ж (як правило, нульовому) значенню імпульсу цих частинок. У непрямоzonних напівпровідниках такий збіг мінімумів енергій відсутній.

Складний характер залежності енергії частинок від імпульсу пов'язаний з тим, що їх ефективна маса теж залежить від імпульсу. Лише поблизу нульових значень імпульсу залежність енергії електронів (E_e) і

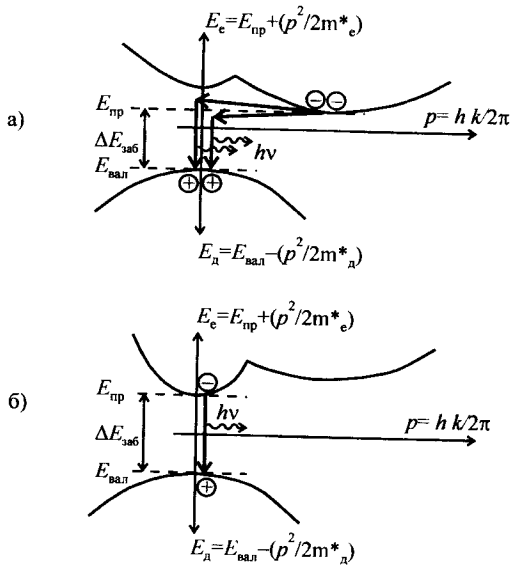


Рис. 2.13.4. Залежності енергії E_e електронів у зоні провідності та енергії E_d дірок у валентній зоні від їх імпульсу p для непрямозонних (а) та прямозонних напівпровідників (б).

дірок (E_d), яка складається з потенціальної енергії взаємодії з оточенням та кінетичної енергії, можна подати у звичному вигляді:

$$\begin{aligned} E_e &= E_{\text{пр}} + \left(\frac{p^2}{2m_e^*} \right), \\ E_d &= E_{\text{вал}} - \left(\frac{p^2}{2m_d^*} \right), \end{aligned} \quad (2.13.1)$$

де m_e^* , m_d^* – ефективні маси електронів та дірок, що в даному випадку незалежні від імпульсу цих частинок.

Загалом залежність ефективної маси від імпульсу є наслідком взаємодії електронів та дірок з кристалічною ґраткою. Остання утворює періодичне потенціальне поле з періодом a , що дорівнює сталій ґратки. Рухаючись уздовж періодичної структури, носії зарядів дифрагують, виявляючи хвильові властивості. Інтерференція дифрагованих хвиль може носити конструктивний або деструктивний характер. Наприклад, якщо значення хвильового вектора $k=p/\hbar$ електрона становить $k=2\pi\lambda=\pi/a$, що

відповідає умові $\lambda=2a$, то інтерференція буде конструктивною у зворотному до руху електрона напрямку, і деструктивною в прямому. Внаслідок цього ефективна маса електрона при $k=\pi/a$ виявляється нескінченною. У випадку $k=2\pi/a$ ($\lambda=a$) інтерференція конструктивна в обох напрямках, і вплив ґратки на рух електрона та його ефективну масу мінімальний – вона знову стає майже такою, як і при $k=0$.

Електрони в зоні провідності найбільше заселяють ділянки з мінімальною енергією. В непрямоzonних напівпровідниках (рис. 2.13.4, а) ця енергія відповідає ненульовому імпульсу. Дірки у валентній зоні найбільше заселяють ділянки біля стелі цієї зони, що, як правило, відповідають нульовому імпульсу. Рекомбінація дірок і електронів з випромінюванням фотонів могла б ефективно йти саме між цими заселеними ділянками зон, проте необхідне одночасне виконання законів збереження енергії та імпульсів.

У прямоzonних напівпровідниках проблеми з одночасним виконанням законів збереження не виникає. Інша справа, коли розглядаються непрямоzonні напівпровідники. Енергія, яка звільняється при рекомбінації, йде на утворення фотона. Але фотон має маленький імпульс, оскільки це частинка без маси спокою, і не може покрити різницю імпульсів, яка утворюється при рекомбінації електрона і дірки. Отже, щоб відбулася рекомбінація в непрямоzonному напівпровіднику, необхідна участь ще якоїсь частинки. Такою квазічастинкою постає фонон – коливання ґратки. Ймовірність рекомбінації електрона і дірки за участю фонона в непрямоzonному напівпровіднику виявляється значно меншою, ніж в прямоzonному, де участь фонона зайва. Якісно це пояснюється тим, що одночасна “зустріч” трьох частинок (дірка, електрон та фонон) менш імовірна, ніж зустріч двох частинок (дірка та електрон). До того ж, необхідна участь фонона з певним імпульсом.

На рис. 2.13.4, а схематично показано як відбувається рекомбінація електрона і дірки за участю фононів. Фонони мають великий імпульс, але відносно невелику енергію, оскільки маси атомів, що утворюють ґратку, значно більші, ніж маса електрона. Можливі два випадки – фонон народжується або зникає. В обох випадках на енергетичній діаграмі це виглядає як майже горизонтальний перехід електрона в область нульових значень імпульсу. У першому випадку енергія електрона зменшується, а в другому – зростає на величину енергії фонона. Опинившись на мить у забороненій зоні, електрон рекомбінує з діркою і випромінює фотон.

Рекомбінація за участю фонона хоча і можлива, але малоімовірна. Це означає, що кількість таких рекомбінацій за одиницю часу в одиничному об'ємі напівпровідника мізерна, а відповідний час життя електрона по відношенню до випромінювальної релаксації великий. Натомість рекомбінація йде безвипромінювальними каналами, які відіграють

негативну роль у напівпровідникових джерелах світла: лазерах та світлодіодах. Отже набір матеріалів, які можуть використовуватися для створення лазерів, обмежений прямозонними напівпровідниками.

“Класичні” елементи кремній та германій з четвертої групи Періодичної таблиці хімічних елементів, виявляються непрямоzonними напівпровідниками, а тому ніколи не використовуються для створення джерел світла (чого не скажеш про приймачі випромінювання).

В табл. 2.13.1 наведено фрагмент Періодичної таблиці, в якій виділені найживаніші елементи, що утворюють напівпровідники. На практиці вибір обмежений до восьми елементів: Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sb, хоча для легування використовується їх дещо більше.

Табл. 2.13.1. Фрагмент Періодичної таблиці з елементами, що утворюють напівпровідники (виділені жирним шрифтом).

	Група III	Група IV	Група V
Період 2	B Бор	C Вуглець	N Азот
Період 3	Al Алюміній	Si Кремній	P Фосфор
Період 4	Ga Галій	Ge Германій	As Арсен (Миш'як)
Період 5	In Індій	Sn Олово	Sb Стибій (Сурьма)

Елементи IV групи (кремній та германій) можуть утворювати *однокомпонентні напівпровідники* і найчастіше використовуються в мікроелектроніці. Проте, як зазначалося, вони не використовуються для створення джерел світла, оскільки є непрямоzonними.

Наступний за складністю тип – *двокомпонентні (бінарні) напівпровідники*. Вони містять порівну по одному з елементів III та V груп. Оскільки таких елементів 6 (табл. 2.13.1), то всього двокомпонентних напівпровідників типу $A^{III}B^V$, буде 9: AlP, AlAs, AlSb; GaP, GaAs, GaSb; InP, InAs, InSb. Серед них є прямоzonні та непрямоzonні. Так, AlP, AlAs, AlSb, GaP – непрямоzonні, а решта п'ять – прямоzonні і можуть використовуватися для створення напівпровідникових джерел світла, зокрема, лазерів на *p-n-переходах*.

Для створення лазерів на практиці недостатньо п'яти прямоzonних двокомпонентних напівпровідників, що мають лише п'ять різних ширин заборонених зон: 1,41 eB – GaAs; 0,73 eB – GaSb; 1,35 eB – InP; 0,36 eB – InAs; 0,17 eB – InSb. По-перше, за такого обмеженого вибору

напівпровідників можна створити лише п'ять лазерів із різними довжинами хвиль випромінювання. По-друге, для створення гетероструктурного лазера, в конструкції якого передбачається використання шарів напівпровідників із різними забороненими зонами, необхідні різні напівпровідники, але з майже однаковими періодами кристалічної ґратки, чого не можна сказати про GaAs, GaSb; InP, InAs, InSb, в яких періоди ґраток суттєво відрізняються.

Принципово більші можливості для конструювання лазерів дають *трикомпонентні напівпровідники*, які утворюються з елементів III та V групи за формулами: $A^{III}(B_1^V B_2^V)$ або $(A_1^{III} A_2^{III})B^V$, де індекси $x, 1-x, y, 1-y$ відповідають часткам елементів III та V групи. За домовленістю позначення $x, 1-x$ використовують для III групи, а $y, 1-y$ для V групи. Індекси x, y ставляться біля легших елементів, наприклад: $Ga(As_{1-y}P_y)$; $(Ga_{1-x}Al_x)As$. В цих формулах кількість атомів елемента без індексу становить 50% загальної кількості атомів у напівпровіднику, бо для того аби отримати власний напівпровідник кількість атомів III та V групи має бути однаковою.

Неважко переконатися, що використовуючи по 3 елементи з III та V групи (див. табл.2.13.1) можна утворити 18 абсолютно різних трикомпонентних напівпровідників. Крім того, кожна потрібна сполука дає змогу поступово збільшувати або зменшувати ширину забороненої зони, змінюючи частки елементів.

Так у потрібній сполуці $(Ga_{1-x}Al_x)As$, в якій x пробігає значення від 0 до 1, ширина забороненої зони неперервно змінюється від 1,42 еВ (в GaAs) до 2,16 еВ (в AlAs), що відповідає зміні довжини хвилі від 0,87 мкм до 0,57 мкм. Отже змінюючи частки елементів Ga та Al у потрібній сполуці $(Ga_{1-x}Al_x)As$, можна створювати шари напівпровідника із забороненими зонами, що змінюються в широких межах. Але не при кожному значенні x напівпровідник буде прямозонним, оскільки GaAs – прямозонний, а AlAs – непрямоzonний напівпровідник. У даному випадку межа переходу з прямоzonного напівпровідника в непрямоzonний розташована приблизно в точці $x=0,45$. Це сполука $(Ga_{0,55}Al_{0,45})As$ з шириною забороненої зони $\Delta E_{зоб} \approx 1,9$ еВ. Для такої ширини забороненої зони розрахунок для довжини хвилі за практичною формулою дає: $\lambda[\text{мкм}] = 1,24/\Delta E_{зоб}[\text{еВ}] \approx 0,65$ мкм.

Залишається ще один, не менш важливий, аспект проблеми. Щоб можна було нарощувати по чергові шари різних за хімічним складом напівпровідників, наприклад, шар $(Ga_{0,7}Al_{0,3})As$ (широкоzonний напівпровідник) на підкладці GaAs (вужкоzonний напівпровідник), необхідно, аби періоди ґраток цих кристалічних матеріалів були однаковими. В протилежному випадку в перехідній області між шарами утвориться велика кількість дефектів ґратки, що, якнайменше, призведе до безвипромінювальної рекомбінації електронів і дірок.

На рис. 2.13.5 наведена діаграма, яка показує зв'язок сталої a ґратки і ширини $\Delta E_{\text{заб}}$ забороненої зони при зміні складу потрійних сполук з елементів III та V групи. У вісях a і $\Delta E_{\text{заб}}$ нанесені координати всіх дев'яти бінарних сполук (прямозонних та непрямозонних). Точки, що відповідають бінарним сполукам, з'єднані лініями (вибірково), на яких розташовані координати відповідних трикомпонентних напівпровідників. Ділянки ліній, які відповідають непрямозонним напівпровідникам, проведені пунктирною лінією.

Загальна тенденція така: заміна легших елементів на важчі, тобто зменшення x чи y веде до збільшення періоду ґратки та зменшення ширини забороненої зони. Тому лінії на рис. 2.13.5 ідуть з лівого верхнього кута діаграми до правого нижнього кута. Лише в окремих випадках лінії є близькими до горизонтальних, що вказує на майже незмінне значення сталої ґратки у відповідних трикомпонентних напівпровідниках: $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{Sb}$, $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ та $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{P}$. Остання з перелічених сполук буде непрямозонним напівпровідником при будь-яких значеннях x , бо непрямозонними є як GaP, так і AlP. Отже серед трикомпонентних сполук без особливих проблем можна використовувати в гетероструктурних лазерах лише $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{Sb}$ та $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$, які мають відносно горизонтальні прямозонні ділянки на діаграмі (рис. 2.13.5).

Загалом, найоптимальнішою виявляється сполука $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ (див. рис. 2.13.5), оскільки у GaAs ($x=0$) і AlAs ($x=1$) сталі ґратки становлять

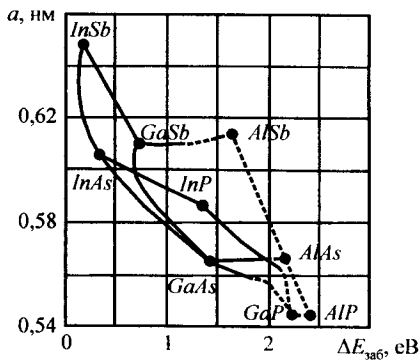


Рис. 2.13.5. Діаграма, що показує зв'язок сталої a ґратки і ширини $\Delta E_{\text{заб}}$ забороненої зони при зміні складу потрійних сполук: прямозонні напівпровідники вказані суцільними лініями і крапками, а непрямозонні – пунктирними лініями та кружками.

відповідно 0,5653 нм і 0,5661 нм, тобто відрізняються лише на 0,1%. На практиці ж у гетероструктурах можна використовувати сполуки, в яких частки x набувають далеко не крайніх значень (0 та 1), тому відмінність сталих ґратки ще менша. Це дає змогу досить легко утворювати бездефектні гетероструктури. В них безвипромінювальна рекомбінація електронів і дірок не заважає процесу створення та підтримування інверсної заселеності ділянок поблизу дна зони провідності і стелі валентної зони.

Як наслідок, гетероструктурні лазери на трикомпонентних напівпровідниках $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ були створені першими і донині є наймасовішим типом. В цих лазерах, змінюючи концентрацію Al в середньому шарі подвійної гетероструктури, можна досягти генерації в діапазоні довжин хвиль $\lambda=0,69 \text{ мкм} \div 0,87 \text{ мкм}$.

Широкого використання набули лазери на *чотирикомпонентних напівпровідниках* з елементів III та V групи, наприклад, $(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)(\text{As}_{1-y}\text{P}_y)$. Введення ще однієї компоненти додатково збільшує кількість варіантів вибору напівпровідників з потрібними параметрами. В загальних рисах ідея полягає ось у чому. На певних парах ліній діаграми трикомпонентних сполук (рис.2.13.5) внаслідок їх неперервності існують точки з абсолютно однаковими значеннями сталої ґратки. Такі точки теоретично можна сполучити горизонтальною лінією і сподіватися, що цій лінії відповідає реальний прямозонний чотирикомпонентний напівпровідник. У ньому при зміні часток елементів (x, y) буде збільшуватися або зменшуватися ширина забороненої зони, а стала ґратки залишатиметься постійною. Виникає проблема в незмішуваності компонент за деяких значень x та y . Досить сприятливою ситуація склалася саме для $(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$, що і привело до широкого використання такого чотирикомпонентного напівпровідника для створення гетероструктурних лазерів. Потрібно враховувати, що використання чотирикомпонентних сполук є додатковим фактором ускладнення технології виробництва лазерів.

Клас напівпровідникових джерел світла поступово розширюється з використанням елементів II та VI групи, наприклад, цинку тощо.

Для створення лазерів використовуються напівпровідники з певним типом провідності. Дво-, три- та чотирикомпонентні напівпровідники з елементів III та V групи набувають n -типу провідності у випадку заміщення невеликої кількості атомів V групи атомами VI групи (Se, Te) або заміщенням атомів III групи на атоми IV групи (Si, Ge). Відповідно при заміщенні якихось атомів на атоми з групи, номер якої менший на одиницю, досягається p -тип провідності. Атоми IV групи (Si, Ge) можуть стати донорами або акцепторами залежно від того, атоми якої групи (III чи V) вони заміщають. Елементи Si, Ge відомі як амфотерні домішки.

Типи та характеристики гетеропереходів

Переходи між напівпровідниками з узгодженими ґратками, але різною шириною забороненої зони, називаються гетеропереходами. В гетеропереході кожний з напівпровідників може бути *n*-типу або *p*-типу. Якщо використовувати для широкозонного матеріалу позначення великою літерою *N* або *P*, а для вузькозонного – маленькою *n* або *p*, то переходи з різними властивостями можна позначити так: *n-N*, *p-P*, *n-P*, *p-N*. Можна реалізувати чотири комбінації, що відповідають різним типам гетеропереходів. Крім того, різні властивості гетеропереходів можуть бути обумовлені не різнотипним легуванням, а відмінностями електронної спорідненості (енергії виходу електрона у вакуум).

Зазначимо, що напівпровідникові лазери на подвійній гетероструктурі містять не три, а п'ять шарів, між якими реалізуються всі чотири типи гетеропереходів. Розглянемо їх на прикладі класичної пари прямозонних напівпровідників з добре узгодженими ґратками: GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$. На рис. 2.13.6 подана система електронних рівнів цих напівпровідників у вільному стані. У GaAs ширина забороненої зони становить $\Delta E_{\text{заб}1}=1,42$ eВ, а в $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ – $\Delta E_{\text{заб}2}=1,79$ eВ. Вакуумний рівень є спільним для обох напівпровідників. Дно зони провідності $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ лежить вище на $\Delta E_{\text{пр}}=E_{\text{пр}2}-E_{\text{пр}1}=0,32$ eВ, ніж у GaAs. Внаслідок наявності As в обох напівпровідниках спостерігається лише незначна відмінність у розташуванні стелі валентної зони: на $\Delta E_{\text{вал}}=E_{\text{вал}1}-E_{\text{вал}2}=0,05$ eВ вище у GaAs.

На рис. 2.13.7 показана схема енергетичних рівнів ідеального, різкого *n-N*-гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі (без підведення

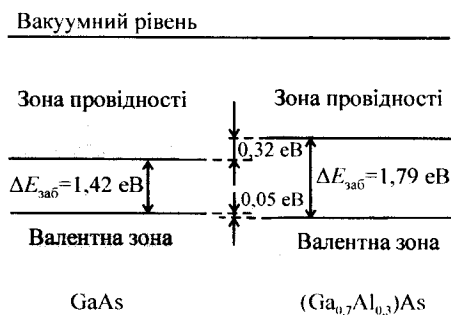


Рис. 2.13.6 Система електронних рівнів напівпровідників GaAs (вузькозонний) та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ (широкозонний) у вільному стані.

напруги), коли обидва напівпровідники леговані до *n*-типу. Для побудови енергетичних рівнів у зоні переходу використовуються формальні нижчевикладені правила.

1). У вільному стані рівень енергії Фермі E_{F1} вузькозонного матеріалу (GaAs) і рівень енергії Фермі E_{F2} широкозонного матеріалу ((Ga_{0,7}Al_{0,3})As) розташовані поблизу зони провідності (внаслідок донорного легування) відповідного матеріалу. Оскільки дно зони провідності широкозонного матеріалу лежить вище (рис. 2.13.6), то і рівень Фермі в ньому вищий приблизно на $\Delta E_{np}=0,32$ еВ. Через деякий час після приведення в контакт напівпровідників встановлюється стан термодинамічної рівноваги – середня енергія носіїв заряду по обидві сторони переходу зрівнюється, а отже, рівень Фермі (E_F) стає спільним (рис. 2.13.7).

2). Внаслідок того, що розташування рівнів зон відносно рівня Фермі у кожному напівпровіднику не може змінюватися, вся система рівнів широкозонного матеріалу опуститься відносно системи рівнів вузькозонного матеріалу приблизно на $\Delta E_{np}=0,32$ еВ.

3). Вакуумний рівень залишається неперервним, але у широкозонного напівпровідника вже лежатиме нижче. Отже відбудеться пологий неперервний перехід одного рівня в інший з перепадом приблизно $\Delta E_{np}=0,32$ еВ, як показано на рис. 2.13.7.

4). Враховуючи, що в кожному напівпровіднику рівні на енергетичній діаграмі взаємно паралельні, можна побудувати всі зони як за межами переходу, так і в області переходу.

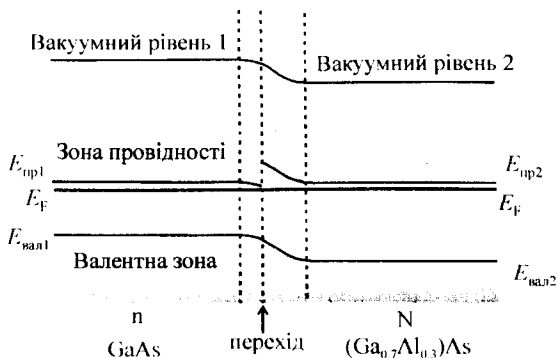


Рис. 2.13.7. Схема енергетичних рівнів ідеального, різкого *n*-*N*-гетеропереходу між GaAs та (Ga_{0,7}Al_{0,3})As у рівновазі.

Фізична причина, яка веде до зростання енергії рівнів вузькозонного напівпровідника відносно широкозонного (рис. 2.13.7), полягає в переході електронів із зони провідності широкозонного напівпровідника в зону провідності вузькозонного. Такий перехід обумовлений тим, що дно зони провідності широкозонного матеріалу до приведення в контакт знаходилося вище (рис. 2.13.6). В результаті вузькозонний напівпровідник набуває негативного потенціалу відносно широкозонного.

Різкий гетероперехід n - N -типу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ може виявляти випрямляючі властивості при низьких напругах, оскільки існує невисокий локальний бар'єр для електронів між зонами провідності контактуючих матеріалів. Але на практиці, внаслідок того, що перехід має певну протяжність, невеликий бар'єр не впливає істотно на рух електронів і такий перехід виявляє омичні характеристики.

На рис. 2.13.8 показана схема енергетичних рівнів ідеального та різкого p - P -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі, коли обидва напівпровідники леговані до p -типу.

У випадку p - P -гетеропереходу до приведення напівпровідників у контакт їхні рівні Фермі майже збігалися за енергією, оскільки внаслідок p -типу легування розташовувалися біля відповідних стель валентних зон, різниця залягання яких лише $\Delta E_{\text{вал}}=0,05$ еВ (рис. 2.13.6). Тому, після приведення напівпровідників у контакт, не відбувається суттєвого відносного зсуву систем рівнів: як і до утворення контакту, вакуумні рівні та стелі валентних зон практично збігаються і спостерігається помітний перепад лише енергії дна зони провідності: приблизно на $\Delta E_{\text{пр}}=0,32$ еВ.

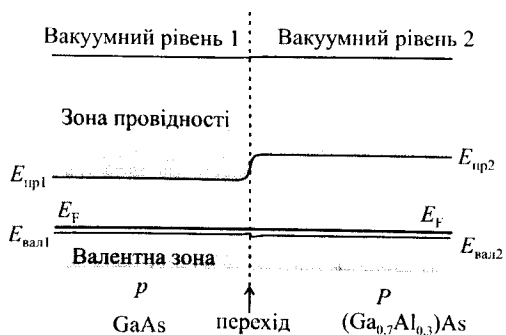


Рис. 2.13.8. Схема енергетичних рівнів ідеального та різкого p - P -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі.

У випадку p - P -гетеропереходу практично відсутній енергетичний бар'єр між валентними зонами, в яких містяться основні носії зарядів – дірки, тож такі переходи виявляють омичні характеристики.

На рис. 2.13.9 показана схема енергетичних рівнів ідеального, різкого n - P -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі. У даному випадку відбувається значне викривлення всіх рівнів, оскільки до приведення у контакт напівпровідників енергетична відстань між їхніми рівнями Фермі становила майже $\Delta E_{\text{заб}1}=1,42$ еВ. Дійсно, внаслідок n -легуювання вузькозонного матеріалу рівень Фермі тут був близький до дна зони провідності ($E_{\text{F}1}\approx E_{\text{пр}1}$), а внаслідок p -легуювання широкозонного матеріалу його рівень Фермі розташовувався біля стелі валентної зони ($E_{\text{F}2}\approx E_{\text{вал}2}$). З урахуванням, що $E_{\text{вал}2}\approx E_{\text{вал}1}$ (див. рис. 2.13.6), отримаємо: $E_{\text{F}1}-E_{\text{F}2}\approx E_{\text{пр}1}-E_{\text{вал}2}\approx E_{\text{пр}1}-E_{\text{вал}1}=\Delta E_{\text{заб}1}$. Встановлення спільного рівня Фермі після приведення напівпровідників у контакт веде до відповідного відносного підняття системи енергетичних рівнів широкозонного матеріалу.

Аналізуючи рис. 2.13.9, можна помітити, що висота бар'єру для електронів при переході з вузькозонного n -типу напівпровідника в широкозонний P -типу напівпровідник становить приблизно $\Delta E_{\text{заб}2}=1,79$ еВ, а для дірок при переході у зворотному напрямі висота бар'єру приблизно рівна $\Delta E_{\text{заб}1}=1,42$ еВ. На цьому базуються корисні властивості n - P -гетеропереходу, які є підґрунтям його використання у напівпровідникових лазерах. Загалом, n - P -гетероперехід має нормальну діодну характеристику.

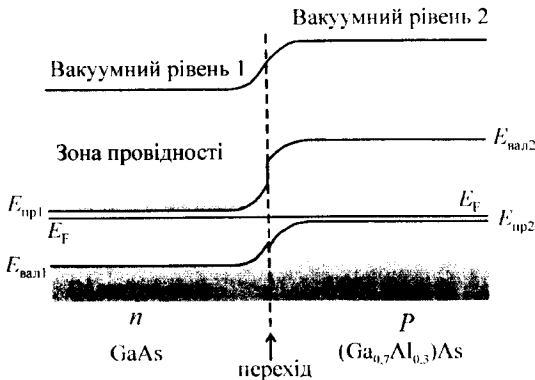


Рис. 2.13.9. Схема енергетичних рівнів ідеального, різкого n - P -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі.

На рис. 2.13.10 показана схема енергетичних рівнів ідеального та різкого p - N -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі. До приведення напівпровідників у контакт внаслідок p -легування вузькозонного матеріалу рівень Фермі тут був близький до стелі валентної зони ($E_{F1} \approx E_{\text{вал}1}$), а внаслідок n -легування широкозонного матеріалу він розташовувався біля дна зони провідності ($E_{F2} \approx E_{\text{пр}2}$). З урахуванням, що $E_{\text{вал}2} \approx E_{\text{вал}1}$ (див. рис. 2.13.6), отримаємо: $E_{F2} - E_{F1} \approx E_{\text{пр}2} - E_{\text{вал}1} \approx E_{\text{пр}2} - E_{\text{вал}2} = \Delta E_{\text{заб}2} = 1,79$ еВ. Встановлення спільного рівня Фермі після приведення напівпровідників у контакт веде до відносного зниження системи енергетичних рівнів широкозонного матеріалу на $\approx 1,79$ еВ.

Висота бар'єру для електронів при переході з широкозонного N -типу напівпровідника у вузькозонний p -типу напівпровідник становить приблизно $\Delta E_{\text{заб}1} = 1,42$ еВ, а для дірок при переході у зворотному напрямі – приблизно $\Delta E_{\text{заб}2} = 1,79$ еВ (див. рис. 2.13.10). Тобто, у порівнянні з попереднім випадком (n - P -гетероперехід) маємо протилежне відношення висоти бар'єрів для дірок і електронів. Зазначимо, що p - N -гетероперехід теж має нормальну діодну характеристику.

У випадку підведення напруги прямого зміщення до n - P - і p - N -гетеропереходу, тобто, коли позитивний потенціал підведений до області з p -типом легування, а негативний – до області з n -типом легування, бар'єри для носіїв зарядів знижуються на величину напруги джерела живлення, проте різниця у висоті бар'єрів для електронів та дірок залишається і становить приблизно $\Delta E_{\text{пр}} = E_{\text{пр}2} - E_{\text{пр}1} = 0,32$ еВ.

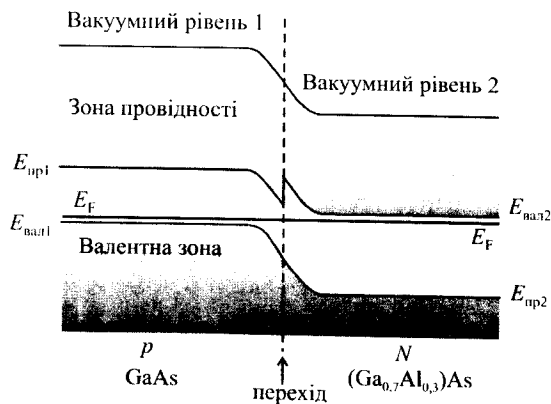


Рис. 2.13.10. Схема енергетичних рівнів ідеального та різкого p - N -гетеропереходу між GaAs та $(\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3})\text{As}$ у рівновазі.

Електронні рівні та корисні властивості подвійних гетероструктур

Світлодіоди та напівпровідникові лазери можна побудувати на одному звичайному $p-n$ -переході (гомопереході) та гетеропереході. Проте суттєві переваги мають подвійні гетероструктури, оскільки ті ж потужності випромінювання досягаються за значно менших струмів.

На рис. 2.13.11 подана діаграма енергетичних рівнів у рівновазі (а) та після підведення напруги прямого зміщення (б) для подвійної $N-n-P$ -гетероструктури, в кожному шарі якої рівень легування однаковий. Напруга зміщення вибрана $U_{ж} \approx 1,42$ В, за якої стелі валентної зони в n - і P -шарах приблизно збігаються (без урахування енергетичних щілин між рівнями Фермі та відповідними зонами). Підведена напруга прямого зміщення практично вся припадає на перехід між шарами напівпровідників з різним типом провідності (n - і P -шари). Внаслідок підведення такої напруги до подвійної $N-n-P$ -гетероструктури відбувається *ефективна інжекція* носіїв зарядів у вузькозонний матеріал. Так, електрони з N -, а дірки з P -шару практично без перешкод потрапляють у вузькозонний n -шар. Особливо необхідно звернути увагу на сприятливі, порівняно зі звичайним $N-P$ -переходом, умови для інжекції дірок. Адже для безбар'єрного проходження дірок з P - в N -шар необхідно було б підвести напругу, що становить $U_{ж} \approx 1,79$ В, бо ширина забороненої зони у широкозонному матеріалі рівна 1,79 еВ.

Ще суттєвішою обставиною, яка сприяє використанню подвійних гетероструктур в напівпровідникових джерелах світла, є наявність бар'єрів для інжекттованих носіїв зарядів на виході з вузькозонного середнього шару (рис. 2.13.11). У цьому випадку кажуть про *обмеження носіїв зарядів* у подвійній гетероструктурі або *струмове обмеження*.

Висота бар'єра для інжекттованих дірок в $N-n$ -переході не залежить від напруги живлення і становить приблизно $\Delta E_{np} = E_{np2} - E_{np1} = 0,32$ еВ. Це саме та величина, на яку знизився бар'єр на шляху інжекції дірок у вузькозонний шар (порівняно зі звичайним $N-P$ -переходом). Отже ніби відбулося перенесення частинки бар'єра зі шляху інжекції, де він відіграє негативну роль, в область виходу дірок з вузькозонного матеріалу. Це сприяє утворенню високої концентрації дірок в n -шарі, де вони є неосновними носіями зарядів.

Висота бар'єра для електронів в $n-P$ -переході залежить від напруги живлення, але навіть у випадку $U_{ж} \approx 1,42$ В (рис. 2.13.11) є ще достатньо великою (приблизно 0,32 еВ), щоб заважати виходу інжекттованих електронів із вузькозонного прошарку. Існування бар'єра пов'язане з переходом у широкозонний матеріал. У $n-p$ -переході за напруги живлення 1,42 В бар'єр для електронів був би відсутнім.

Внаслідок ефективної інжекції носіїв зарядів у вузькозонний прошарок та наявності перешкод для їхнього виходу, в цьому шарі одночасно встановлюється висока концентрація дірок і електронів, що веде до інтенсивного рекомбінаційного випромінювання.

У випадку підведення напруги зміщення концентрації електронів та дірок у вузькозонному матеріалі є нерівноважними, а тому не можна користуватися поняттям рівня Фермі. Проте для опису заселеності зон

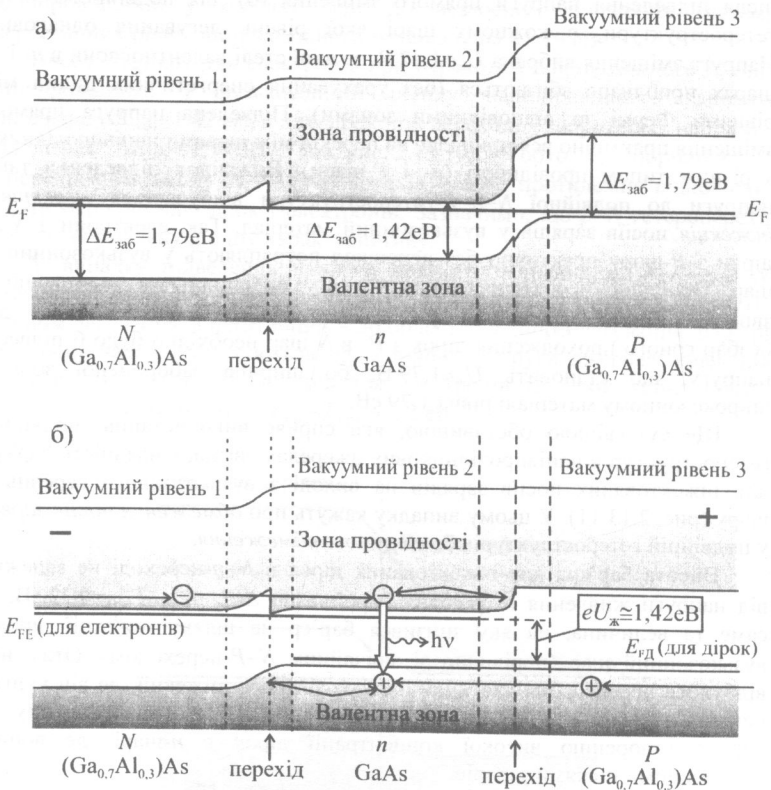


Рис. 2.13.11. Діаграма енергетичних рівнів подвійної $N-n-P$ -гетероструктури, в кожному шарі якої рівень легування однаковий: а) у рівновазі; б) після підведення напруги прямого зміщення: $U_{ж} \approx 1,42\text{ В}$.

формально можна ввести до розгляду окремі для електронів та дірок ефективні рівні Фермі: E_{FE} та E_{FD} , відповідно, що отримали назву квазірівнів Фермі. У припущенні, що між інжектованими електронами у вузькозонному прошарку і електронами N -шару та між інжектованими дірками і дірками P -шару існує теплова рівновага, квазірівні Фермі E_{FE} та E_{FD} відповідатимуть енергіям рівнів Фермі N - та P -шарів (рис. 2.13.11, б). Відстань між квазірівнями Фермі визначається підведеною напругою живлення: $E_{FE}-E_{FD}=eU_{ж}$.

Для досягнення порогу генерації напівпровідникового лазера необхідно створити умови, за яких відстань $E_{FE}-E_{FD}$ між квазірівнями Фермі перевищує ширину забороненої зони. У випадку подвійної гетероструктури, зображеної на рис. 2.13.11, така умова відповідала б ситуації, коли $E_{FE}-E_{FD} > \Delta E_{заб1} = 1,42$ еВ, оскільки генерація має відбуватися у вузькозонному прошарку. Очевидно, що при напрузі живлення $U_{ж}$ меншій або рівній 1,42 В поріг генерації у зображеній структурі, де рівень легування всіх шарів однаковий, не досягається і вона працюватиме у режимі світлодіода.

Ще однією позитивною рисою подвійної гетероструктури, яка суттєво полегшує конструювання ефективних напівпровідникових лазерів, є та, що рекомбінаційне випромінювання з вузькозонного прошарку не поглинається широкозонним оточуючим матеріалом, оскільки частота випромінювання лежить за “червоною” межею цього матеріалу: $h\nu < E_{заб2}$. У даному випадку не існує типової проблеми як для лазерів на звичайних $p-n$ -переходах, де випромінювання з області самого переходу, тобто активної області, ефективно поглинається оточуючими ділянками напівпровідника, в яких відсутня інверсна заселеність зон.

Показник заломлення широкозонного матеріалу, крім того, на довжинах хвиль рекомбінаційного випромінювання вузькозонного прошарку менший, що теж є наслідком віддалення від смуги поглинання. Тому випромінювання з вузькозонного прошарку під певними кутами поширення зазнає повного внутрішнього відбиття на межі з широкозонним матеріалом. Має місце, так зване, *оптичне обмеження*, яке дає змогу конструювати лазери з використанням хвильоводного ефекту.

Аналогічні до подвійної $N-n-P$ -гетероструктури властивості має структура $N-p-P$, в якій змінено тип провідності вузькозонного прошарку.

На рис. 2.13.12 подана діаграма енергетичних рівнів у рівновазі (а) та після підведення напруги прямого зміщення (б) для подвійної $N-p-P$ -гетероструктури, в кожному шарі якої рівень легування однаковий. Напруга зміщення вибрана $U_{ж} \approx 1,42$ В, за якої дно зони провідності в N - і p -шарах приблизно збігається (без урахування енергетичних щілин між рівнями Фермі та відповідними зонами). Підведена напруга прямого зміщення практично вся припадає на перехід між шарами напівпровідників

із різним типом провідності (N - і p -шари).

Як і у випадку N - n - P -гетероструктури, за вибраної напруги живлення практично відсутні бар'єри для інжекції носіїв зарядів. Різниця лише в тому, що в N - p - P -гетероструктурі висота бар'єра на виході з вузькозонного прошарку для електронів не залежить від напруги живлення

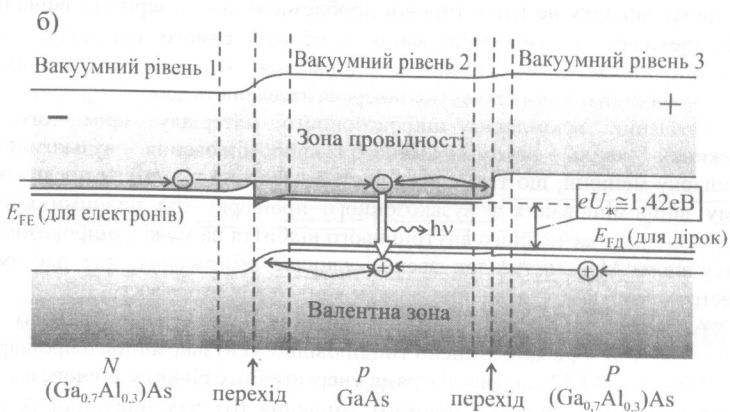
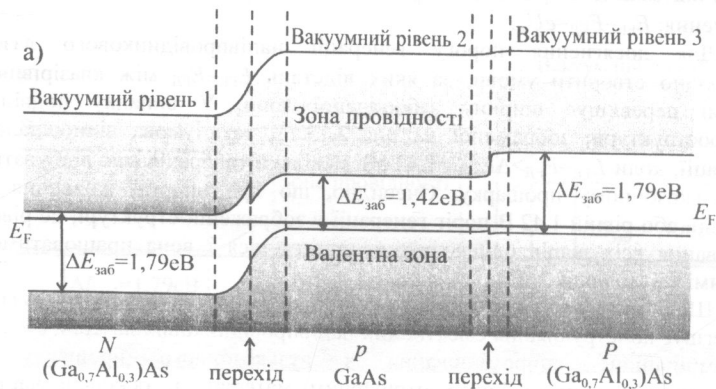


Рис. 2.13.12. Діаграма енергетичних рівнів подвійної N - p - P - гетероструктури, в кожному шарі якої рівень легування однаковий: а) у рівновазі; б) після підведення напруги прямого зміщення: $U_{\text{ж}} \approx 1,42$ В.

і становить приблизно $\Delta E_{np} = E_{np2} - E_{np1} = 0,32$ еВ. Але від напруги живлення залежить висота бар'єра для інжектованих дірок.

Загалом відсутні якісь суттєві відмінності чи переваги між використанням подвійних гетероструктур $N-n-P$ або $N-p-P$ типу для створення лазерів. Вибір обумовлюється лише технологічними зручностями. Важливо лише, щоб рівень легування середнього шару був високим.

Струмове і оптичне обмеження, процеси рекомбінації та можливого підсилення світла у подвійних гетероструктурах із вузькозонним середнім шаром довільного типу легування схематично зображені на рис. 2.13.13.

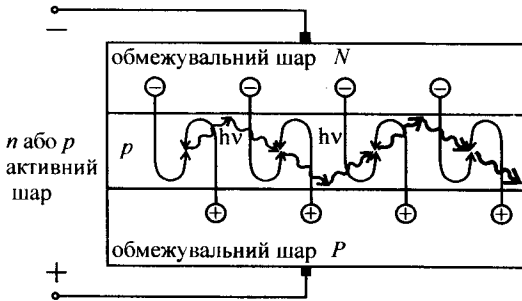


Рис. 2.13.13. Струмове та оптичне обмеження (локалізація носіїв зарядів та фотонів) у подвійних гетероструктурах з вузькозонним середнім шаром.

Технологічні проблеми виготовлення подвійних гетероструктур

Ефективні світлодіоди та напівпровідникові лазери можна створити лише з матеріалів, що мають незначну концентрацію дефектів, особливо в активній області. Це пов'язано з конкуренцією процесів випромінювальної та безвипромінювальної рекомбінації електронів і дірок.

У забороненій зоні напівпровідника за наявності дефектів з'являються додаткові рівні, що іноді називають уловлювачами. Виникнення таких рівнів обумовлене іншою енергетичною структурою електронних рівнів в області дефекту. Причиною дефектів є порушення нормального розташування атомів у ґратці, сторонні домішкові атоми, близькість поверхні кристала. Найшкідливішу роль відіграють рівні в середній

частині забороненої зони. Через них ефективно іде безвипромінювальна релаксація з передачею звільненої енергії фононам – коливанням кристалічної ґратки. Фонони мають відносно невелику енергію, а тому “подрібнення” енергії на порції та каскадний перехід електронів із зони провідності до валентної зони через рівні-уловлювачі підвищує ймовірність безвипромінювальної рекомбінації з утворенням фононів.

Виготовлення бездефектних гетероструктур із елементів III та V груп періодичної таблиці є складною технологічною проблемою, оскільки необхідно нарощувати шари, які мають дещо різні періоди ґратки. Найбільше дефектів утворюється саме на межах розділу шарів структури.

Загалом для виготовлення подвійних гетероструктур із елементів III та V груп, як і для виготовлення кремнієвих приладів, використовується епітаксialна техніка – орієнтований ріст одного кристала на поверхні іншого. Щоб підкреслити особливості цієї техніки у випадку гетероструктур, часто вживають термін – гетероепітаксія. Епітаксialні шари вирощують на монокристалічній підкладці.

Матеріал підкладки для напівпровідників з елементів III та V груп отримують методом Чохральського (кристалізація на затравці) або рекристалізацією з рідкої фази (ріст структурно досконаліших зерен полікристала за рахунок менш досконалих). Отриманий матеріал розрізають або розколюють на пластинки та за необхідності полірують. Оброблені пластинки з певними розмірами використовують як підкладки для нарощування епітаксialних шарів.

Найбільш широко для вирощування на підкладці гетероструктур використовують рідинно-фазну епітаксію. Для цього методу характерна висока, але контрольована швидкість росту, він підходить для отримання тонких сильнолегованих шарів із різкими переходами.

Схематичне зображення пристрою, що може використовуватися для отримання різних епітаксialних шарів, наведено на рис. 2.13.14. Процес епітаксії іде у водневій пічці під контролем температури. Підкладку, що виконує роль пластинки-затравки, розмішують у заглибленні слайдера (ковзкий утримувач) і протягують під резервуарами з розплавами різного хімічного складу. Температуру вибирають таку, щоб відбувалася кристалізація на контакті розплавів з підкладкою.

Оптичне підсилення в напівпровідниках та спектр генерації напівпровідникового лазера

Коефіцієнт $K_{\omega}^{+}(\nu)$ підсилення світла в напівпровідниках залежить від:
1) матеріалу напівпровідника; 2) ширини та розташування ділянок валентної зони і зони провідності, між якими можуть відбуватися оптичні

Воднева піч із внутрішнім покриттям SiO₂

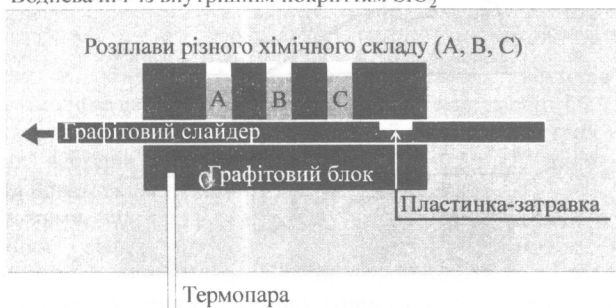


Рис. 2.13.14. Схематичне зображення пристрою для рідинно-фазової епітаксії.

переходи з випромінюванням або поглинанням на заданій частоті ν ; 3) густини g квантових станів у цих ділянках зон; 4) ймовірності заселеності станів, яка описується функцією Фермі; 5) розташування квазірівнів Фермі.

Для спрощення розгляду впливу матеріалу напівпровідника на оптичне підсилення введемо феноменологічну константу B , аналогічну коефіцієнту Ейнштейна для вимушеного випромінювання між двома виділеними квантовими станами. Вона містить усі сталі множники у виразі для коефіцієнта підсилення. Зауважимо лише, що коефіцієнт підсилення на відміну від коефіцієнта Ейнштейна описує наростання інтенсивності випромінювання, а не кількість квантових переходів, тому $K_{\omega}^{+} \sim h\nu \cdot B$.

На рис. 2.13.15 показані ділянки зон, між якими можуть відбуватися оптичні переходи з випромінюванням або поглинанням на заданій частоті ν , на прикладі вимушених переходів зі стану з енергією E_2 у зоні провідності в стан з енергією E_1 у валентній зоні. Аналогічна ситуація з поглинанням випромінювання.

За законом збереження енергії:

$$E_2 - E_1 = h\nu. \quad (2.13.2)$$

З рис. 2.13.15 зрозуміло, що у зоні провідності ділянка, з якою взаємодіє випромінювання, простягається від мінімального до максимального значень відповідно умові:

$$E_2 = E_{2, \min} \div E_{2, \max} = E_{\text{np}} \div E_{\text{вал}} + h\nu, \quad (2.13.3)$$

а у валентній зоні:

$$E_1 = E_{1, \min} \div E_{1, \max} = E_{\text{np}} - h\nu \div E_{\text{вал}}. \quad (2.13.4)$$

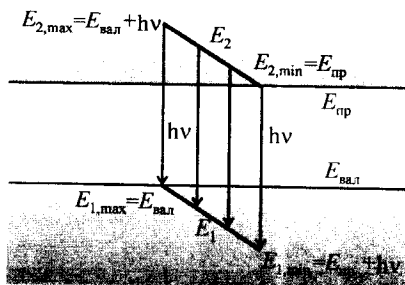


Рис. 2.13.15. Ділянки зон, із якими взаємодіє випромінювання з частотою ν .

Якщо $h\nu < E_{\text{пр}} - E_{\text{вал}} = \Delta E_{\text{заб}}$, то випромінювання не взаємодіє з електронами у валентній зоні при поглинанні і з електронами у зоні провідності при підсиленні (без урахування внутрішньозонних переходів та за участю домішкових рівнів у забороненій зоні).

Отримати загальний вираз для коефіцієнта підсилення можна, враховувавши всі стани в ділянках зон $E_{2, \text{min}} \div E_{2, \text{max}}$ та $E_{1, \text{min}} \div E_{1, \text{max}}$. Не менш важливо, що густина станів у зонах суттєво неоднорідна.

Для знаходження густини квантових станів $g(E_2)$ та $g(E_1)$, тобто кількості станів у одиничному об'ємі напівпровідника, що припадає на одиничний інтервал енергій у околі значень E_2 та E_1 (рис. 2.13.15), використаємо відомі квантовомеханічні уявлення про хвильові властивості електрона. Згідно теоремі Блоха хвильову функцію електрона в періодичному потенціальному полі, утвореному ґраткою кристала, можна подати як плоску хвилю з хвильовим вектором \mathbf{k} , промодульовану періодичною функцією. Розв'язки для хвильової функції в такому вигляді мають задовольняти певним межовим умовам, які визначають дискретність різних можливих станів електрона. Для кубичного об'єму кристала зі стороною L межові умови набувають вигляду, що збігається зі звичайними умовами стоячих хвиль:

$$k_x L = j_1 \pi, \quad k_y L = j_2 \pi, \quad k_z L = j_3 \pi, \quad (2.13.5)$$

де k_x, k_y, k_z – проекції хвильового вектора на вісі координат, а j_1, j_2, j_3 – цілі додатні числа. Тоді у просторі хвильових векторів між сусідніми точками, що відповідають дозволеним станам електронів, відстань по кожній із вісей k_x, k_y, k_z становитиме:

$$\Delta k_x = \pi/L, \quad \Delta k_y = \pi/L, \quad \Delta k_z = \pi/L, \quad (2.13.6)$$

а об'єм, що припадає на кожний стан, визначатиметься виразом:

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \pi^3 / L^3. \quad (2.13.7)$$

Одночасно в об'ємі π^3 / L^3 простору хвильових векторів можуть співіснувати лише два електрони, оскільки вони мають спин $1/2 \hbar$ і для них виконується заборона Паулі. Отже на кожний окремий електрон у просторі хвильових векторів відводиться об'єм $\mathcal{G}(k) = 0,5\pi^3 / L^3$, який не може займатися іншими електронами.

Зауважимо, що такий же об'єм у просторі хвильових векторів із урахуванням двох можливих поляризацій відводиться на моду електромагнітного поля у відомій теорії випромінювання чорного тіла, а тому вирази для густини станів електронів і густини мод поля у просторі хвильових векторів виявляються еквівалентні.

Враховуючи лінійний зв'язок $p = \hbar k$ між хвильовим вектором k та імпульсом p у моделі майже вільного електрона, можна перейти з простору хвильових векторів у простір імпульсів, у якому на один електрон припадатиме об'єм $\mathcal{G}(p) = \hbar^3 \mathcal{G}(k) = 0,5 \hbar^3 \pi^3 / L^3 = (1/16) \hbar^3 / L^3$.

Усі електрони, що мають імпульси в інтервалі від p до $p+dp$ займають $1/8$ частину простору імпульсів (один октант, внаслідок того, що j_1, j_2, j_3 – додатні числа) між сферами з радіусами p і $p+dp$. Об'єм цієї частинки простору імпульсів становить:

$$\frac{1}{8} \frac{4}{3} \pi \left((p+dp)^3 - p^3 \right) = \frac{1}{6} \pi p^3 \left(\left(1 + dp/p \right)^3 - 1 \right) \approx \frac{1}{6} \pi p^3 (1 + 3dp/p - 1) = 0,5 \pi p^2 dp.$$

Поділивши цей спільний об'єм простору імпульсів на об'єм $\mathcal{G}(p) = (1/16) \hbar^3 / L^3$, що припадає на один електрон, а також, на інтервал імпульсів dp та фізичний об'єм L^3 кристала знайдемо $g(p)$ – кількість станів в одиничному об'ємі напівпровідника, що припадає на одиничний інтервал імпульсів у околі відповідного значення p :

$$g(p) = \frac{8\pi p^2}{h^3}. \quad (2.13.8)$$

Від розподілу густини станів (2.13.8) за імпульсами можна перейти до розподілу густини станів за енергіями. Для цього використаємо співвідношення $p = \sqrt{2m_e^* E_k}$ між імпульсом електрона та його кінетичною енергією, яке виконується поблизу дна зони провідності (2.13.1). Крім того, врахуємо, що $dp = d\left(\sqrt{2m_e^* E_k}\right) = \left(\sqrt{m_e^* / 2E_k}\right) dE_k$. Підстановка цих виразів для p та dp у добуток $g(p)dp$ дає:

$$g(p)dp = \frac{8\pi p^2}{h^3} dp = \frac{4\pi}{h^3} \left(2m_e^*\right)^{3/2} \sqrt{E_k} dE_k. \quad (2.13.9)$$

Звідси, з урахуванням, що кінетична енергія електронів у зоні провідності

визначається різницею $E_k = E_2 - E_{пр}$, де E_2 – сума потенціальної та кінетичної енергії (2.13.1), і $dE_k = dE$, отримуємо остаточний вираз для густини квантових станів електрона у околі енергії E_2 нижньої частини зони провідності:

$$g_e(E_2) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} \sqrt{E_2 - E_{пр}}. \quad (2.13.10)$$

Аналогічні міркування ведуть до виразу для густини квантових станів дірок у околі енергії E_1 верхньої частини валентної зони (рис. 2.13.15):

$$g_d(E_1) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_d^*)^{3/2} \sqrt{E_{вал} - E_1}. \quad (2.13.11)$$

Параболічна залежність густини квантових станів (2.13.10) та (2.13.11) від енергії зображена на рис. 2.13.16. Для побудови графіків врахована відсутність квантових станів у забороненій зоні, де $\sqrt{E - E_{пр}}$ для електронів та $\sqrt{E_{вал} - E}$ для дірок не мають дійсних значень. Густина станів у валентній зоні і зоні провідності загалом суттєво відрізняються, оскільки ефективні маси дірок та електронів не збігаються. Так в GaAs відношення ефективних мас електронів та дірок до маси вільного електрона m_e становить: $m_e^*/m_e = 0,07$, $m_d^*/m_e = 0,48$, що приблизно відповідає побудованому графіку на рис. 2.13.16.

На саму можливість підсилення світла та значення коефіцієнта підсилення K_ω^+ найістотніше впливає ймовірність заселеності станів у зонах із енергіями $E_{2, \min} \div E_{2, \max}$ та $E_{1, \min} \div E_{1, \max}$ (рис. 2.13.15).

При підведенні напруги прямого зміщення до напівпровідникової структури, на якій реалізований інжекційний лазер, в активній області концентрації електронів та дірок є нерівноважними і рівень Фермі

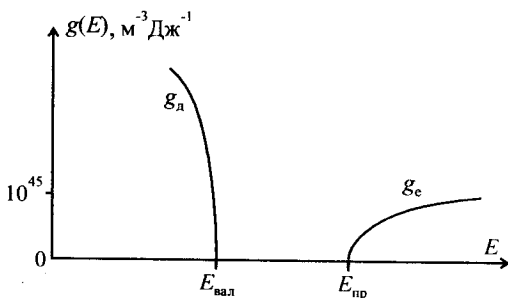


Рис. 2.13.16. Залежність густини квантових станів $g(E)$ від енергії у випадку суттєво різних ефективних мас носіїв зарядів.

“розщеплюється” (рис. 2.13.11, рис. 2.13.12) на два квазірівні E_{FE} та E_{FD} . Використовуючи квазірівень Фермі E_{FE} , формально можна описати ймовірність зайнятості квантового стану з енергією E_2 у зоні провідності відомою функцією Фермі:

$$f_{\text{пр}}(E_2) = \frac{1}{\exp[(E_2 - E_{FE})/kT] + 1} \quad (2.13.12)$$

Ймовірність того, що квантовий стан у зоні провідності незайнятий становить $1 - f_{\text{пр}}(E_2)$.

Аналогічно, використовуючи квазірівень Фермі E_{FD} , ймовірність заселеності квантового стану з енергією E_1 у валентній зоні запишеться так:

$$f_{\text{вал}}(E_1) = \frac{1}{\exp[(E_1 - E_{FD})/kT] + 1}, \quad (2.13.13)$$

а ймовірність знаходження там дірки становитиме $1 - f_{\text{вал}}(E_1)$.

Враховуючи оптичні характеристики матеріалу напівпровідника (через константу пропорційності B), ширину та розташування ділянок валентної зони і зони провідності ((2.13.3), (2.13.4)), між якими можуть відбуватися оптичні переходи з вимушеним випромінюванням або поглинанням на заданій частоті ν (рис. 2.13.15), густину g квантових станів у цих ділянках зон ((2.13.10), (2.13.11)), ймовірності заселеності станів, що описуються функціями Фермі ((2.13.12), (2.13.13)), можна записати фізично зрозумілий вираз для коефіцієнта підсилення K_{ω}^+ :

$$K_{\omega}^+ = h\nu \cdot B \left[\int_{E_{\text{пр}}}^{E_{\text{вал}} + h\nu} g_{\text{e}}(E_2) g_{\text{л}}(E_1) f_{\text{пр}}(E_2) (1 - f_{\text{вал}}(E_1)) dE_2 - \int_{E_{\text{пр}}}^{E_{\text{вал}} + h\nu} g_{\text{e}}(E_2) g_{\text{л}}(E_1) (1 - f_{\text{пр}}(E_2)) f_{\text{вал}}(E_1) dE_2 \right]. \quad (2.13.14)$$

Перший член у (2.13.14) враховує вимушені випромінювальні переходи (рекомбінацію електронів та дірок), які обумовлюють когерентне підсилення світла. Парціальна ймовірність таких переходів між верхньою ділянкою з нескінченно малою шириною dE_2 в околі енергії E_2 зони провідності і нижньою ділянкою з шириною $dE_1 = d(E_2 - h\nu) = dE_2$ в околі енергії $E_1 = E_2 - h\nu$ валентної зони пропорційна ширині ділянок (тобто, dE_2), густині квантових станів в них (відповідно, $g_{\text{e}}(E_2)$ та $g_{\text{л}}(E_1)$), ймовірності заселеності верхніх квантових станів ($f_{\text{пр}}(E_2)$) та ймовірності незайнятості нижніх ($1 - f_{\text{вал}}(E_1)$). Враховуючи, що вимушені переходи під дією випромінювання з частотою ν можуть відбуватися між досить широкими смугами $E_2 = E_{\text{пр}} \div E_{\text{вал}} + h\nu$ та $E_1 = E_{\text{пр}} - h\nu \div E_{\text{вал}}$, необхідно просумувати всі парціальні ймовірності, виконавши інтегрування. Інтегрувати можна на вибір по E_2 або E_1 , використовуючи відповідні межі інтегрування:

$E_{\text{пр}} \leq E_2 \leq E_{\text{вал}} + hv$ або $E_{\text{пр}} - hv \leq E_1 \leq E_{\text{вал}}$. У даному випадку інтегрування виконується по E_2 , а отже, межі інтегрування становлять $E_{\text{пр}} \leq E_2 \leq E_{\text{вал}} + hv$.

Другий член у (2.13.14) враховує зворотний процес – поглинання світла. Ймовірність цього процесу пропорційна тим же величинам, що і для підсилення внаслідок вимушених випромінювальних переходів, за винятком зворотної вимоги до заселеності квантових станів. Поглинання між станами з енергіями E_1 та E_2 можливе, якщо нижній стан зайнятий, а верхній – порожній. Відповідні ймовірності визначаються функціями $f_{\text{вал}}(E_1)$ та $1 - f_{\text{пр}}(E_2)$.

Після об'єднання інтегралів у виразі (2.13.14) отримуємо:

$$K_{\omega}^{+} = hv \cdot B \left[\int_{E_{\text{пр}}}^{E_{\text{вал}} + hv} g_{\epsilon}(E_2) \cdot g_{\lambda}(E_1) \cdot (f_{\text{пр}}(E_2) - f_{\text{вал}}(E_1)) dE_2 \right]. \quad (2.13.15)$$

Світло з частотою ν підсилюватиметься, якщо інтеграл у формулі (2.13.15) набуватиме додатніх значень. На знак підінтегрального виразу впливає лише різниця функцій Фермі для зони провідності і валентної зони:

$$f_{\text{пр}}(E_2) - f_{\text{вал}}(E_1) = \frac{1}{\exp[(E_2 - E_{\text{FE}})/kT] + 1} - \frac{1}{\exp[(E_1 - E_{\text{FD}})/kT] + 1}. \quad (2.13.16)$$

Ця різниця додатня, якщо:

$$\exp[(E_2 - E_{\text{FE}})/kT] < \exp[(E_1 - E_{\text{FD}})/kT]. \quad (2.13.17)$$

У свою чергу умова (2.13.17) еквівалентна вимозі:

$$(E_2 - E_{\text{FE}}) < (E_1 - E_{\text{FD}}). \quad (2.13.18)$$

Оскільки $E_2 - E_1 = hv$, то з нерівності (2.13.18) остаточно отримуємо:

$$hv < E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}. \quad (2.13.19)$$

Звернемо увагу, що в умову (2.13.19) не входить ні температура, ні енергія E_2 , а отже, підінтегральний вираз у формулі (2.13.15) буде додатнім у межах усього інтервалу інтегрування $E_{\text{пр}} \leq E_2 \leq E_{\text{вал}} + hv$ у випадку виконання нерівності (2.13.19)

Протяжність інтервалу інтегрування за формулою (2.13.15) додатня, якщо $E_{\text{вал}} + hv > E_{\text{пр}}$, тобто, якщо енергія фотона більша ширини забороненої зони: $hv > \Delta E_{\text{заб}}$. Отже можна зробити загальний висновок, що випромінювання з фіксованою частотою ν підсилюється лише за виконання умови:

$$\Delta E_{\text{заб}} < hv < E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}. \quad (2.13.20)$$

Тоді всі квантові стани, між якими відбуваються оптичні переходи дають позитивний вклад. У протилежному випадку випромінювання ослаблюється (або проходить вільно, якщо $hv < \Delta E_{\text{заб}}$). У рамках

ідеалізованої моделі, яка тут використовується, не виникає ситуації, що певні ділянки зон вносять позитивний парціальний вклад у підсилення світла з фіксованою частотою ν , а решта – негативний.

З умови (2.13.20) з очевидністю випливає ще один важливий висновок. Для досягнення ефекту підсилення світла у напівпровіднику необхідно створити умови, за яких відстань $E_{F\Gamma} - E_{F\Delta}$ між квазірівнями Фермі перевищує ширину забороненої зони $\Delta E_{\text{заб}}$:

$$\Delta E_{\text{заб}} < E_{F\Gamma} - E_{F\Delta}, \quad (2.13.21)$$

Отже обидва або хоча б один квазірівень Фермі повинні розташовуватися поза забороненою зоною.

Якщо розташування квазірівнів Фермі відоме, то, використовуючи отриманий вираз для коефіцієнта підсилення (2.13.15), можна розрахувати залежність K_{ω}^+ від частоти ν або довжини хвилі λ випромінювання. Для цього достатньо підставити у формулу (2.13.15) відомі розподіли густини станів $g_c(E_2)$ у зоні провідності (2.13.10) та $g_v(E_1)$ у валентній зоні (2.13.11), функції Фермі $f_{\text{пр}}(E_2)$ для електронів зони провідності (2.13.12) та $f_{\text{вал}}(E_1)$ для електронів у валентній зоні (2.13.13). Інтегрування виконується за енергією E_2 на відрізку $E_{\text{пр}} \leq E_2 \leq E_{\text{вал}} + h\nu$ після заміни змінної величини E_1 на E_2 , використовуючи співвідношення $E_1 = E_2 - h\nu$. Оскільки у формулу (2.13.15) входять лише різниці енергій, можна довільно вибрати нульовий рівень, наприклад, $E_{\text{пр}} = 0$.

На рис. 2.13.17 у відносних одиницях подані результати розрахунків для K_{ω}^+ в GaAs. Для розрахунків мали значення: $T = 300$ К ($kT = 0,0259$ еВ); $m_c^* / m_e = 0,07$; $m_d^* / m_e = 0,48$; $E_{\text{пр}} - E_{\text{вал}} = \Delta E_{\text{заб}} = 1,42$ еВ. Інтегрування виконується чисельно при зміні довжини хвилі λ – параметра задачі. Графіки *a*, *b*, *в* на рис. 2.13.17 відповідають різним варіантам розташування квазірівнів Фермі: *a*) $E_{F\Gamma} = E_{\text{пр}} + 0,02$ еВ, $E_{F\Delta} = E_{\text{вал}} - 0,02$ еВ; *б*) $E_{F\Gamma} = E_{\text{пр}} + 0,015$ еВ, $E_{F\Delta} = E_{\text{вал}} - 0,015$ еВ; *в*) $E_{F\Gamma} = E_{\text{пр}} + 0,01$ еВ, $E_{F\Delta} = E_{\text{вал}} - 0,03$ еВ.

Аналізуючи рис. 2.13.17, можна помітити, що найсуттєвіше на амплітуду та ширину спектрального контуру коефіцієнта підсилення впливає відстань $E_{F\Gamma} - E_{F\Delta}$ між квазірівнями Фермі. Так, зменшення на 25% різниці $(E_{F\Gamma} - E_{F\Delta}) - \Delta E_{\text{заб}}$ від 0,04 еВ (*a*) до 0,03 еВ (*б*) призводить у даному випадку до зменшення максимального коефіцієнта підсилення у 2,4 рази. Внаслідок умови (2.13.19) короткохвильова межа підсилення зміщується у бік довших хвиль: від 0,849 мкм (*a*) до 0,855 мкм (*б*), що відповідає зміні енергії фотонів на $h\Delta\nu = (E_{F\Gamma} - E_{F\Delta}) - \Delta E_{\text{заб}} = 0,01$ еВ. Довжина хвилі, на якій реалізується максимальне підсилення, зміщується у той же бік, що і короткохвильова межа підсилення, але дещо повільніше: у даному випадку на $h\Delta\nu = 0,007$ еВ. Довгохвильова межа підсилення не змінюється, оскільки безпосередньо визначається шириною забороненої зони: $\Delta E_{\text{заб}} = 1,42$ еВ,

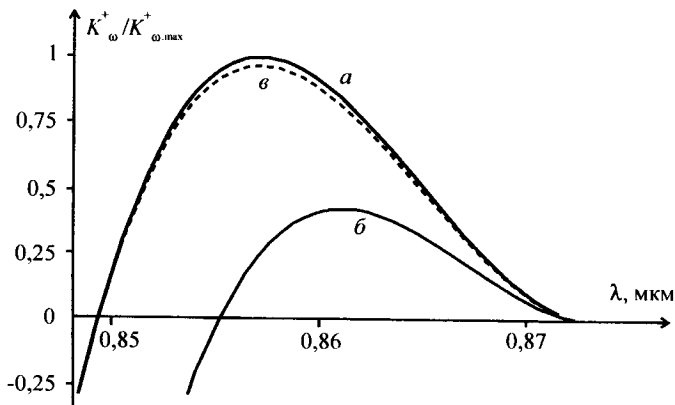


Рис. 2.13.17. Розрахункова (2.13.15) залежність коефіцієнта підсилення K_{ω}^+ від довжини хвилі λ для GaAs при $T=300$ К, $m_e^*/m_e=0,07$, $m_d^*/m_e=0,48$, $\Delta E_{зab}=1,42$ еВ: а) $E_{F\Gamma}=E_{np}+0,02$ еВ, $E_{FД}=E_{вал}-0,02$ еВ; б) $E_{F\Gamma}=E_{np}+0,015$ еВ, $E_{FД}=E_{вал}-0,015$ еВ; в) $E_{F\Gamma}=E_{np}+0,01$ еВ, $E_{FД}=E_{вал}-0,03$ еВ.

$\lambda[\text{мкм}]=1,24/\Delta E_{зab}[\text{еВ}]=0,873$ мкм.

Одновременний зсув квазірівнів Фермі за незмінної відстані між ними слабо впливає на спектральний контур коефіцієнта підсилення. Так, у даному випадку (рис. 2.13.17, в) одночасне зниження квазірівнів Фермі на 0,01 еВ призвело до зменшення максимального значення K_{ω}^+ лише на 3%.

Якісно поведінка залежності коефіцієнта підсилення від частоти пояснюється за допомогою рис. 2.13.18, на якому розташування квазірівнів Фермі вибрано симетричним відносно забороненої зони. Показані три різні випадки, коли частота випромінювання становить: $\nu_1 \approx \Delta E_{зab}/h$, $\nu_2 \approx (\Delta E_{зab} + E_{F\Gamma} - E_{FД})/2h$, $\nu_3 \approx (E_{F\Gamma} - E_{FД})/h$.

Для частоти випромінювання ν_1 з енергією фотонів $h\nu_1$, яка близька до ширини забороненої зони, оптичні переходи здійснюються між ділянками зон безпосередньо біля дна зони провідності та стелі валентної області. Хоча в цих ділянках найвища заселеність квантових станів електронами та дірками, проте підсилення світла незначне, внаслідок низької густини станів (рис. 2.13.16) і маленької ширини ділянок. Зі зростанням частоти випромінювання (зменшенням довжини хвилі) збільшується як ширина ділянок, між якими здійснюються переходи, так і густина станів у тих частинах ділянок, які віддалені від забороненої зони. Такі фактори є

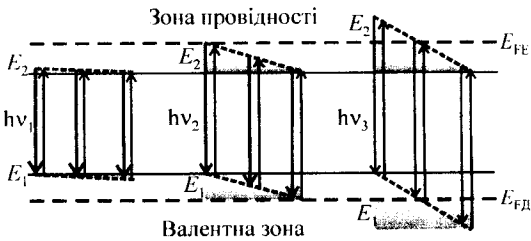


Рис. 2.13.18. До пояснення залежності коефіцієнта підсилення від частоти.

основними в цьому діапазоні частоти. Проте поступово починає проявлятися вплив зменшення заселеності квантових станів електронами у зоні провідності та дірками у валентній зоні.

Близька до оптимальної ситуація складається для частоти $\nu_2 \approx (\Delta E_{\text{заб}} + E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}) / 2h$, що лежить приблизно посередині крайніх точок, в яких $K_{\omega}^+ = 0$. Подальше збільшення частоти веде до зростання негативного впливу фактора заселеності квантових станів, який все більше переважає і не компенсується ні розширенням ділянок зон, між якими здійснюються переходи, ні зростанням густини станів у них.

У випадку $\nu_3 \approx (E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}) / h$ в оптичних переходах задіяна найбільша (відносно ν_1 та ν_2) кількість квантових станів. Але переходи здійснюються між станами, з яких хоча б один суттєво віддалений від дна зони провідності, де найвища концентрація "вільних" електронів, або стелі валентної зони, де найвища концентрація дірок. Внаслідок цього переходи з поглинанням урівноважують вимушені переходи з випромінюванням і коефіцієнт підсилення прямує до нуля.

Коли $\nu_3 = (E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}) / h$ між квантовими станами зникає інверсна заселеність. Це легко зрозуміти припустивши, що температура близька до нуля. Тоді стани поблизу E_{FE} лише наполовину заселені електронами, а поблизу E_{FD} – дірками, що і означає відсутність інверсії між цими станами. Відстань між іншими станами, що беруть участь у оптичних переходах при частоті випромінювання $\nu_3 = (E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}) / h$ становить: $E_2 - E_1 = h\nu_3 = E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}}$, а тому між ними теж відсутня інверсна заселеність. У загальному випадку, для довільної температури, підставивши в формулу (2.13.16) для $f_{\text{пр}}(E_2) - f_{\text{вал}}(E_1)$ співвідношення $E_2 = E_1 + h\nu_3 = E_1 + (E_{\text{FE}} - E_{\text{FD}})$, легко переконатися, що у випадку частоти ν_3 заселеність станів із енергією E_2 та E_1 однакова ($f_{\text{пр}}(E_2) - f_{\text{вал}}(E_1) = 0$), а отже інверсна заселеність відсутня. При подальшому збільшенні частоти процеси поглинання переважають над

процесами вимушеного випромінювання і коефіцієнт K_{ω}^{+} набуває від'ємних значень.

Спектральне розташування максимуму коефіцієнта підсилення суттєво залежить від температури напівпровідника. Основним фактором, що визначає таку залежність, є зменшення ширини $\Delta E_{\text{заб}}$ забороненої зони зі зростанням температури T . Так, в області температур поблизу 300 К для GaAs похідна $d(\Delta E_{\text{заб}})/dT$ від'ємна і становить $-4,3 \cdot 10^{-4}$ еВ/К.

На рис. 2.13.19 показані три контури коефіцієнта підсилення в GaAs для температури 300 К (а), 310 К (б) та 320 К (в). Розрахунки виконувалися за формулою (2.13.15). Розташування квазірівнів Фермі вибрано симетричним відносно забороненої зони: $E_{\text{F1}} = E_{\text{пр}} + 0,02$ еВ, $E_{\text{F2}} = E_{\text{вал}} - 0,02$ еВ, де $E_{\text{пр}} - E_{\text{вал}} = \Delta E_{\text{заб}} = \Delta E_{\text{заб}}(T=300 \text{ К}) + [d(\Delta E_{\text{заб}})/dT] \Delta T = 1,42 \text{ еВ} - 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ еВ/К} \times (T - 300 \text{ К})$.

Що стосується спонтанних або безвипромінювальних переходів між квантовими станами, то їх релаксаційний вплив на коефіцієнт підсилення K_{ω}^{+} за формулою (2.13.15) проявляється через дію на розташування квазірівнів Фермі. Внаслідок цих переходів ускладнюються створення нерівноважної заселеності зон і досягнення достатнього "розщеплення" рівня Фермі на квазірівні, а отже, виникає необхідність у більших струмах інжекції носіїв зарядів. Оскільки ймовірності спонтанних, вимушених випромінювальних та поглинальних переходів пов'язані тісно між собою,

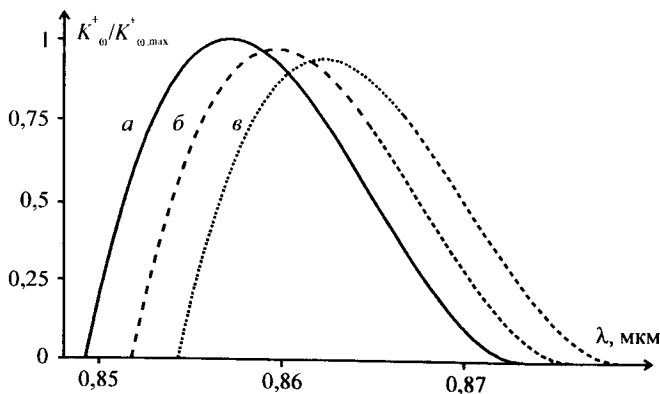


Рис. 2.13.19. Контури коефіцієнта підсилення в GaAs для температури 300 К (а), 310 К (б) та 320 К (в): $E_{\text{F1}} = E_{\text{пр}} + 0,02$ еВ, $E_{\text{F2}} = E_{\text{вал}} - 0,02$ еВ, $E_{\text{пр}} - E_{\text{вал}} = 1,42 \text{ еВ} - 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ еВ/К} \times (T - 300 \text{ К})$.

то технічним обмеженням постають саме безвипромінювальні переходи.

Поріг генерації напівпровідникового лазера, як і інших, досягається, коли коефіцієнт підсилення на деякій частоті зрівнюється з величиною коефіцієнта K_γ розподілених втрат резонатора:

$$K_{\omega, \text{пор}}^+ = K_\gamma = \frac{1}{\tau_p \nu_c}, \quad (2.13.22)$$

де τ_p – час життя фотона у резонаторі, а ν_c – швидкість світла у напівпровіднику. Внаслідок конкуренції мод генерація на інших частотах пригнічується і відбувається ефективне звуження спектра генерації до однієї моди. Для цього потрібно виконання умови достатнього розрідження мод та аби внутрішньозонна релаксація між квантовими станами проходила настільки швидко, щоб контур підсилення був однорідним.

Частота випромінювання напівпровідникового лазера приблизно збігається зі спектральним розташуванням максимуму коефіцієнта підсилення і залежить від підведеної напруги живлення $U_{ж}$, оскільки вона визначає відстань між квазірівнями Фермі: $E_{F\Gamma} - E_{FD} \approx eU_{ж}$. Крім того, на частоту генерації впливає температура, від якої залежить ширина забороненої зони. Як видно з рис. 2.13.17 та рис. 2.13.19, збільшення напруги живлення повинно вести до зростання частоти випромінювання лазера за умови незмінної температури, а підвищення температури – до зменшення частоти за умови незмінної напруги живлення. На практиці конкуренція цих двох факторів, що діють у протилежних напрямках, обумовлює складну залежність частоти генерації від напруги (струму) живлення. За недостатнього тепловідводу від активної області лазера збільшення напруги живлення веде до надмірного її розігріву, а тому, можливе зменшення частоти генерації лазера.

Залежність частоти генерації від напруги живлення та температури можна використати для перебудови частоти лазера, наприклад, у прикладній спектроскопії. Проте у багатьох випадках така залежність відіграє негативну дестабілізуючу роль.

Враховуючи велику ширину контуру коефіцієнта підсилення та можливі неконтрольовані відхилення в технологічному процесі виробництва напівпровідникових лазерів (наприклад, рівня легування та елементного складу напівпровідникових шарів), легко пояснити ситуацію, що навіть лазери з однієї партії мають помітно різні частоти випромінювання за однакових експлуатаційних умов. Таке становище є нехарактерним для газових та твердотільних лазерів на активних центрах з дискретною структурою квантових рівнів.

Спектральна відстань між поздовжніми модами напівпровідникового лазера, як і в інших лазерах, визначається довжиною резонатора L та

показником n заломлення середовища, що його заповнює. Розрахувати спектральний інтервал між сусідніми поздовжніми модами можна з умови для стоячих хвиль:

$$L \cdot k = j \cdot \pi, \quad (2.13.23)$$

де k – хвильове число, а j – ціле додатне число (індекс моди), рівне кількості напівхвиль, що вкладаються на довжині лазера. Підставивши в (2.13.23) значення хвильового числа $k = 2\pi n / \lambda$, отримаємо вираз для довжини хвилі λ випромінювання у вакуумі (яка близька до довжини хвилі у повітрі):

$$\lambda = \frac{2Ln}{j}. \quad (2.13.24)$$

Використовуючи (2.13.24), знаходимо вираз для спектрального інтервалу $\Delta\lambda$ між сусідніми поздовжніми модами з індексами j та $j+1$:

$$\Delta\lambda = \lambda_j - \lambda_{j+1} = 2Ln \left(\frac{1}{j} - \frac{1}{j+1} \right) \approx \frac{2Ln}{j^2}, \quad (2.13.25)$$

який після підстановки $j = 2Ln / \lambda$ (2.13.24) дає:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2Ln}. \quad (2.13.26)$$

У випадку GaAs (в якому $n=3,7$ і $\lambda=0,87$ мкм) та резонатора з довжиною $L=500$ мкм розрахунок за формулою (2.13.26) дає $\Delta\lambda=0,2$ нм. Незважаючи на таке сильне розрідження мод резонатора (внаслідок маленької його довжини), проблема одномодової генерації для напівпровідникових лазерів повністю не знімається, оскільки ширина спектрального контуру коефіцієнта підсилення може сягати $\lambda \sim 10$ нм (рис. 2.13.17).

Типова будова напівпровідникових лазерів

Як зазначалося, в напівпровідниках вимушене випромінювання переважає над поглинанням ($K_{\omega}^+ > 0$) тільки для тих фотонів, енергія яких не перевищує різницю енергій квазірівнів Фермі. Оскільки енергія фотона має лежати за межами ширини забороненої зони, то обидва або, у крайньому разі, один із квазірівнів Фермі для досягнення підсилення повинен лежати за межами забороненої зони і розташовуватися усередині валентної зони або зони провідності. В подвійній гетероструктурі цю вимогу можна задовольнити, використовуючи сильне легування і достатню напругу прямого зміщення.

На рис. 2.13.20 показані електронні рівні енергії в N - p - P -гетероструктурі Ga_{0,7}Al_{0,3}As–GaAs–Ga_{0,7}Al_{0,3}As у рівновазі (а) та після підведення напруги прямого зміщення (б). У даному прикладі досягнення

виконання умови (2.13.20) підсилення світла полегшується сильним легуванням вузькозонного p -прошарку, за якого навіть у рівновазі його рівень Фермі E_F розміщується у валентній області.

Таке початкове розташування рівня E_F важливе, оскільки після прикладення напруги прямого зміщення до подвійної гетероструктури на її p - P -переході, внаслідок однакового типу провідності і близькості стель валентних зон (рис. 2.13.6), не відбувається помітного зсуву рівнів. У протилежному випадку, тобто, за незначного і однакового легування p - та P -шарів, неможливо досягти розташування квазірівня Фермі E_{FD} у валентній зоні активної області (порівняйте з рис. 2.13.12). Якщо ж квазірівень Фермі E_{FD} буде залишатися в забороненій зоні, виникає необхідність напругою прямого зміщення підйому квазірівня Фермі E_{FE} так високо, що бар'єр на шляху дірок в N -область виявиться надто низьким.

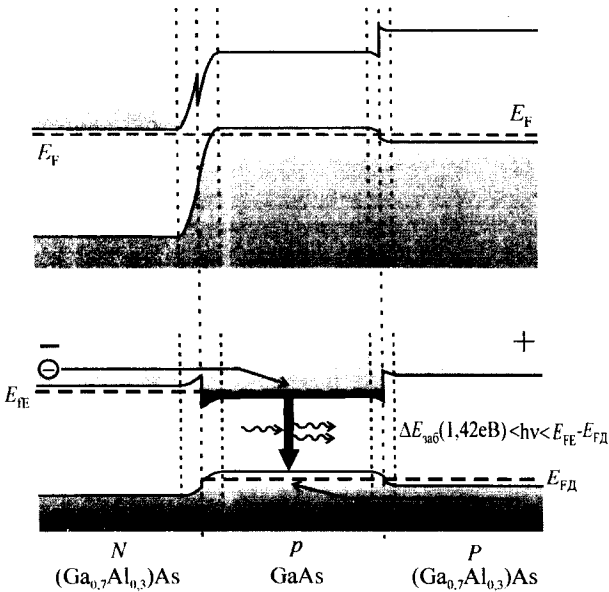


Рис. 2.13.20. Електронні рівні енергії N - p - P -гетероструктури $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3})\text{As}$ - GaAs - $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3})\text{As}$ у випадку сильного легування вузькозонного прошарку: в рівновазі (а) та після підведення напруги прямого зміщення (б).

Як видно з рис. 2.13.20, у випадку сильного легування досягається певна симетричність потенціальних ям для електронів та дірок у вузькозонному прошарку, що сприяє рівномірному розподілу носіїв зарядів у них.

На практиці гетероструктурні лазери мають п'ятишарову будову, що на прикладі арсеніду галія схематично зображено на рис. 2.13.21. Крайні шари p -GaAs та n -GaAs вводяться для можливості виготовлення якісних низькоомних контактів із металічними електродами. Шари P -GaAlAs та N -GaAlAs виконують роль струмового та оптичного обмеження (локалізація носіїв зарядів та фотонів). Середній активний шар, в який інжектуються носії зарядів, може утворюватися з p -GaAs або n -GaAs.

Гетероструктурні напівпровідникові лазери для оптоволоконних ліній зв'язку (та багатьох інших потреб) мають переважно торцевий вивід випромінювання та виготовляються за, так званою, смужковою геометрією. Активна область має вигляд смужки з поперечними розмірами $d \times b$ та з довжиною L (рис. 2.13.22). Суттєвою ознакою такого типу лазера (double heterostructure planar stripe laser) є обмеження ширини b активної області. Товщина активної області d , що визначається товщиною вузькозонного шару, завжди маленька (< 1 мкм). Торці лазера утворюються сколами напівпровідникового кристалу та при потребі можуть поліруватися і напилюватися.

Зменшення ширини та товщини активної області дає змогу досягти порогу генерації лазера за менших струмів, що суттєво спрощує схему прямої струмової модуляції інтенсивності випромінювання на високих частотах. Крім цього, зменшення площі вихідної поверхні ($d \times b$) полегшує

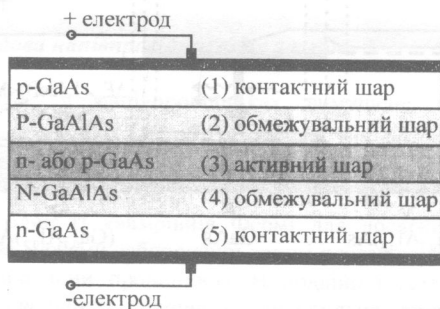


Рис. 2.13.21. Схематичне зображення перетину напівпровідникового лазера на подвійній гетероструктурі, що налічує п'ять шарів.

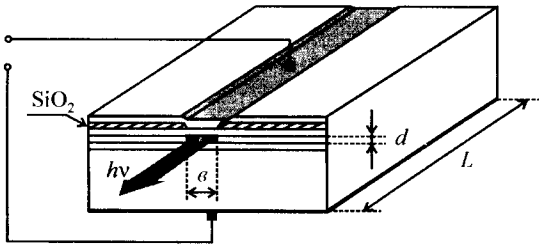


Рис. 2.13.22. Схематичне зображення смужкового лазера з торцевим виводом випромінювання: d – товщини, b – ширина, L – довжина активної області.

колімацію лазерного пучка та введення випромінювання в оптичне волокно. Типовий розмір активної області складає приблизно $d \times b \times L = 0,5 \times 5 \times 500 \text{ мкм}^3$.

Зазначимо, що величина порогового струму обернено пропорційна товщині та ширині активної області, оскільки за постійної величини струму зменшення площі перетину області, в яку здійснюється інжекція, веде до зростання у ній концентрації нерівноважних носіїв зарядів. Проте, одночасно зі зменшенням величини струму, спадає і потужність випромінювання, яка при струмі 10 мА не перевищує ~ 2 мВт.

Товщина d активної області безпосередньо задається та контролюється у технологічному процесі нарощування епітаксialних шарів. Щодо обмеження ширини b (утворення смужки), то це вимагає додаткових технологічних операцій та конструктивних удосконалень. Один з найпростіших варіантів – оксидне ізолювання. Введення оксидного шару SiO_2 з щільною, як показано на рис. 2.13.22, між верхнім контактним шаром вузькозонного матеріалу та обмежувальним широкозонним шаром (або безпосередньо під позитивним електродом) створює умови для локальної інжекції носіїв зарядів. Хоча за такої конструкції можливі втрати інжектованих носіїв зарядів внаслідок дифузії за межі смужки активної області у поперечному напрямі. Кращого результату вдається досягти протонним бомбардуванням ділянок шарів напівпровідника за межами смужки, яке надає цим ділянкам високоомних властивостей.

Лазери, в яких ширина активної області обмежена внаслідок локальної інжекції носіїв зарядів, отримали назву: лазери з "хвильоводним підсиленням" (gain-guided). У цих лазерах світло переважно локалізується в області з максимальною інверсією населеностей (з максимальним коефіцієнтом підсилення), яка задається просторовим розподілом густини струму.

Значно чіткіша бокова локалізація світла досягається в конструкціях, що називаються “зарощеними гетероструктурами” (buried heterostructure). Така структура на прикладі GaAlAs/GaAs-лазера схематично зображена на рис. 2.13.23. Вона містить звичайну п’ятишарову гетероструктуру, але на етапі виготовлення верхні три шари витравлюються з боків і утворені заглиблення зарощуються GaAlAs, який має менший показник заломлення відносно активної зони з GaAs. Зарощувальний шар опромінюється протонами для надання йому діелектричних властивостей або між зарощувальним шаром і робочою гетероструктурою формують ізолюючі $p-n$ -переходи. У результаті активна область (3) із вузькозонного матеріалу виявляється зі всіх чотирьох боків оточеною широкозонним матеріалом з меншим показником заломлення і утворюється оптичний хвилевід, який світло покидає лише через торцеві поверхні. Такі прилади отримали назву лазерів з “хвильоводним каналом” (index-guided). В цих лазерах ширина активної області може становити лише 2 мкм.

Лазери із зарощеною гетероструктурою дають змогу отримати генерацію на одній основній поперечній моді, мають підвищену часову стабільність потужності випромінювання і близьку до лінійної залежність між потужністю випромінювання та струмом живлення.

Позитивний електрод і тепловідвід			
Опромінений протонами GaAlAs-зарощувальний шар	(1)	p -GaAs	Опромінений протонами GaAlAs-зарощувальний шар
	(2)	P -GaAlAs	
	(3)	p -GaAs	
(4)	N -GaAlAs-обмежувальний шар		
(5)	N -GaAs-підкладенка		
Негативний електрод			

Рис. 2.13.23. Схематичне зображення будови напівпровідникового лазера із зарощеною гетероструктурою.

Схема типової установки для дослідження спектра генерації гетероструктурного напівпровідникового лазера

Блок-схема установки подана на рис. 2.13.24. Для проведення досліджень використовується дифракційна ґратка 1200 штр/мм і гоніометр з предметним столиком, коліматором та зоровою трубою. Коліматор, на

вході якого розташована щілина, розширює пучок лазера та направляє його на дифракційну ґратку. Через зорову трубу спостерігається спектр генерації лазера. Гоніометр дає змогу вимірювати кути між дифрагованими спектральними компонентами випромінювання лазера з точністю до 2 кутових секунд.

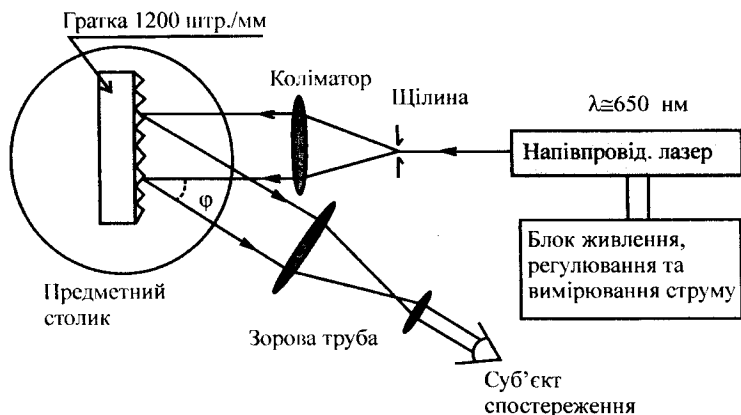


Рис. 2.13.24. Блок-схема установки.

Послідовність виконання досліджень

1. Ввімкнути напівпровідниковий лазер та виставити струм живлення, що приблизно відповідає порогу генерації.
2. Використовуючи пучок лазера, від'юстувати гоніометр.
3. Встановити на предметний столик гоніометра дифракційну ґратку **перпендикулярно** вісі коліматора (використовуючи пучок напівпровідникового лазера) та за кутом φ першого порядку дифракції визначити довжину λ хвилі випромінювання лазера: $\lambda = d \cdot \sin \varphi$, де d – період ґратки.
4. Розрахувати кутову дисперсію D_φ ґратки у першому порядку дифракції на довжині хвилі напівпровідникового лазера: $D_\varphi = d \varphi / d \lambda = 1 / (d \cdot \cos \varphi)$.
5. Визначити пороговий струм генерації лазера.
6. Оцінити ширину лінії люмінесценції лазерного переходу.
7. Виміряти кутову відстань $\Delta \varphi$ між поздовжніми спектральними

модами напівпровідникового лазера.

8. Порахувати спектральний інтервал $\Delta\lambda = \Delta\varphi/D_\varphi$ між сусідніми модами та оптичну довжину $L \cdot n$ резонатора лазера: $L \cdot n = \lambda^2 / (2 \cdot \Delta\lambda)$.

9. Дослідити залежність довжини хвилі генерації лазера від струму живлення.

Контрольні питання

1. На чому ґрунтуються переваги струмового збудження в напівпровідникових лазерах?

2. Які основні вимоги до матеріалів для гетероструктурних напівпровідникових лазерів?

3. Чому для створення гетероструктурних лазерів використовуються потрібні та четверті сполуки?

4. Які характеристики потрібної сполуки GaAlAs обумовили її широке використання в напівпровідникових лазерах?

5. Перерахуйте типи гетеропереходів та побудуйте схему їх енергетичних рівнів у рівновазі для GaAs-(Ga_{0,7}Al_{0,3})As.

6. Що таке “подвійна гетероструктура”?

7. Побудуйте діаграму енергетичних рівнів подвійної N-p-P-гетероструктури для GaAs/(Ga_{0,7}Al_{0,3})As у рівновазі та після підведення напруги прямого зміщення.

8. У чому полягають корисні властивості подвійних гетероструктур (з точки зору роботи напівпровідникового лазера)?

9. Які особливості технології виготовлення приладів на подвійних гетероструктурах?

10. Якими фізичними факторами визначається коефіцієнт підсилення світла у напівпровідниках?

11. Яка умова повинна виконуватися для ширини забороненої зони, енергії квазірівнів Фермі та частоти світла, щоб досягти підсилення світла у напівпровідниках?

12. Поясніть залежність коефіцієнта підсилення від частоти світла та енергетичної відстані між квазірівнями Фермі.

13. Як впливає температура на спектральне розташування максимуму коефіцієнта підсилення в напівпровідниках?

14. Поясніть зв'язок між спектральним контуром коефіцієнта підсилення і частотою генерації.

15. Яка залежність міжмодового спектрального інтервалу від довжини резонатора і коефіцієнта заломлення матеріалу активної області лазера?

16. Поясніть будову напівпровідникових лазерів зі смужковою геометрією.

17. Що таке зарощена гетероструктура і з якою метою вона використовується в напівпровідникових лазерах?

Література

1. Григорук В. І., Коротков П. А., Хижняк А. І. Лазерна фізика. – К.: МП “Леся”, 1999. – 528 с.
2. Алферов Ж. И. Гетероструктуры и их применение в оптоэлектронике // Вестн. АН СССР. – 1976. – №7. – С. 28 – 37.
3. Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. – М.: Наука, 1976. – 416 с.
4. Физика полупроводниковых лазеров: Под редакцией Такумы Х. – М.: Мир, 1981. – 300 с.
5. Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. школа, 1982. – 608 с.
6. Находкін М. Г., Сезов Ф. Ф. Елементи функціональної електроніки. – К.: ВПФ УкрІНТЕІ, 2002. – 324 с.
7. Гауэр Дж. Оптические системы связи. – М.: Радио и связь, 1989. – 504 с.

§ 2.14. СПЕКТРАЛЬНО-ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОГЕРЕНТНИХ ДЖЕРЕЛ ДЛЯ ОПТИЧНОГО ЗБУДЖЕННЯ ТВЕРДОТІЛЬНИХ І РІДИННИХ АКТИВНИХ СЕРЕДОВИЩ

Фізичні принципи оптичного збудження

Когерентне випромінювання лазерів є наслідком вимушених переходів активних центрів зі збуджених верхніх енергетичних рівнів на нижчі (необов'язково основні) рівні. Активними центрами можуть бути атоми, молекули, іони, електрони та дірки в напівпровідниках, F-центри тощо. Процес переведення активних центрів у енергетичний стан з більшою енергією називається збудженням (накачуванням) активного середовища. Внаслідок збудження активне середовище набуває здатності підсилювати та генерувати електромагнітне випромінювання, якщо населеність верхнього (стартового) рівня більша від нижнього (фінішного) робочого рівня, тобто, коли утворюється інверсна населеність рівнів.

Існує кілька методів створення інверсної населеності в активних середовищах (способів збудження активних середовищ). У газових середовищах для отримання інверсії використовується електричний розряд, а також, хімічне і газодинамічне збудження. Для отримання генерації в твердотільних активних середовищах, таких як $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{+3}$ (рубін), $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{+3}$ (ітрій-алюмінієвий гранат, активований іонами неодиму), а також у розчинах барвників та кристалах з F-центрами найбільш вживаним є оптичне збудження.

Оптичне збудження – це метод створення інверсної населеності на робочих рівнях лазера внаслідок поглинання електромагнітного випромінювання активними центрами.

Метод створення інверсії заселеностей рівнів за допомогою допоміжного випромінювання у 50-ті роки минулого століття мав широке застосування в радіодіапазоні, а з 60-х років використовується і в оптичному діапазоні. Однак тут є певні особливості: енергетична відстань ΔE між рівнями активних центрів у оптичному діапазоні набагато більша, ніж у НВЧ-діапазоні, тож вища й імовірність спонтанних переходів, що ускладнює досягнення інверсії.

Застосовуючи оптичне збудження для створення інверсної населеності, необхідно пам'ятати, що часи життя активних центрів на стартовому рівні змінюються від 10^{-3} с (іони хрому в сапфірі) до $10^{-8} \div 10^{-10}$ с (молекули барвників). Досягти інверсної заселеності при оптичному збудженні можна, використовуючи лише досить потужні джерела випромінювання зі спектром, узгодженим зі смугами поглинання активних центрів.

Розрізняють когерентні і некогерентні джерела збуджувального

випромінювання. Джерелами, що дають некогерентне випромінювання, як правило, є газонаповнені лампи імпульсного чи неперервного горіння. Когерентними джерелами збуджувального випромінювання є лазери.

У конструкції лазерів з некогерентним оптичним збудженням умовно можна виділити три основні елементи: випромінювач (генератор когерентного випромінювання або лазерна “головка”), блок живлення лампи (джерело збуджувального випромінювання) та системний блок керування.

У *випромінювачі* міститься активне середовище (активний елемент), яке у випадку твердотілого лазера має форму циліндра з діаметром $3\text{ мм} \div 40\text{ мм}$ і довжиною $50\text{ мм} \div 1200\text{ мм}$, та резонатор, утворений дзеркалами заданої форми, встановленими перпендикулярно вісі активного елемента з точністю до декількох кутових секунд. У випромінювач також входить джерело для оптичного збудження, виконане переважно у вигляді прямої трубчатой газорозрядної лампи з довжиною, відповідною розмірам активного середовища. Для підвищення ефективності використання випромінювання лампи застосовуються спеціальні освітлювачі, які у більшості випадків мають еліптичну форму. Конструктивно всі елементи випромінювача між собою жорстко зв'язані. Залежно від режиму роботи у випромінювачі передбачене рідинне або повітряне охолодження активного елемента та джерела збуджувального випромінювання. Типова конструкція випромінювача показана на рис. 2.14.1. Освітлювач разом із активним елементом та лампою називають “квантроном”.

Блок живлення необхідний для функціонування джерела збуджувального випромінювання. У випадку імпульсних лазерів він складається з ємнісного накопичувача електричної енергії та джерела напруги, що його заряджає.

Блок керування призначений для узгодження процесів заряду і розряду

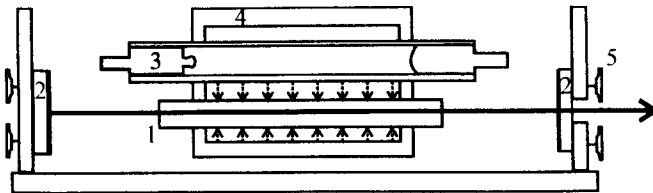


Рис. 2.14.1. Конструкція лазерного випромінювача: 1 – активний елемент; 2 – дзеркала резонатора; 3 – джерело збуджувального випромінювання; 4 – освітлювач; 5 – юстувальні гвинти.

накопичувача, синхронізації модулятора добротності резонатора та інших допоміжних елементів.

Характеристики та типи джерел некогерентного збуджувального випромінювання

Важливою характеристикою джерел збуджувального випромінювання є енергетична світність. Енергетичною світністю S , яка має розмірність $[\text{Вт}/\text{см}^2]$, називають потужність випромінювання з одиниці площі поверхні джерела. На практиці, враховуючи неідеальність освітлювачів, часто для характеристики джерела використовується енергетична яскравість N – енергетична світність у розрахунку на одиницю тілесного кута, яка має розмірність $[\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср})]$. Зазвичай імпульсні джерела збуджувального випромінювання мають енергетичну світність більшу, ніж $10 \text{ кВт}/\text{см}^2$, а неперервні – до $1 \text{ кВт}/\text{см}^2$.

Вибір джерела для оптичного збудження безпосередньо пов'язаний зі спектральними характеристиками активного середовища: смуги поглинання активного середовища, які беруть участь у заселенні стартового рівня, повинні збігатися з потужними лініями в спектрі джерела збуджувального випромінювання. Тому важливо знати спектральний розподіл вказаних характеристик, зокрема, спектральну енергетичну яскравість:

$$N_{\lambda} = \frac{dN}{d\lambda} [\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{нм})],$$

де $d\lambda$ – спектральний інтервал випромінювання джерела.

Абсолютні значення спектральної енергетичної яскравості виміряти досить складно. Для якісного аналізу обмежуються виміром розподілу відносної інтенсивності в спектрі джерел оптичної накачки. Якщо смуги поглинання активного середовища вузькі, то спектр джерела збуджувального випромінювання для даного активного середовища необхідно досліджувати з досить високою роздільною здатністю. Тільки у цьому випадку можна оцінити ступінь придатності джерела для створення інверсії населеностей в активному середовищі.

Широко розповсюджені активні середовища – рубін, активовані неодимом кристали та скло, розчини органічних барвників – мають широкі смуги поглинання. Це дає змогу досліджувати спектри джерел для оптичного збудження зазначених активних середовищ на приладах з низькою спектральною роздільною здатністю ($\sim 10 \text{ нм}$). Дослідження спектрально-енергетичних характеристик джерел збуджувального випромінювання потрібно проводити в умовах, близьких до робочих умов накачування активних елементів, оскільки навіть відбите від поверхонь освітлювача випромінювання, потрапляючи назад у газорозрядну лампу,

може вплинути на енергетичні і спектральні параметри джерела.

Спектральна енергетична яскравість N_λ залежить від робочого середовища лампи, виду розряду і багатьох інших параметрів. Тільки потужні дугові лампи здатні забезпечувати величину N_λ достатню для створення інверсної населеності. Газорозрядні джерела світла з тліючим розрядом непридатні для оптичного збудження.

Серед дугових газорозрядних джерел світла найчастіше використовуються лампи, наповнені інертними газами (ксеноном, криптоном, аргоном тощо), а також лампи, у яких робочим середовищем є пари лужних металів або ртуті.

Капілярні ртутні лампи високого тиску мають дуже високу спектральну енергетичну яскравість в інтервалі довжин хвиль від 300 нм до 650 нм. Це компактні джерела світла, що дозволяють експлуатацію при потужностях до 700 Вт/см (не завжди достатньою) і діаметрі дуги 1 мм. Термін служби капілярних ртутних ламп високого тиску залежить від умов експлуатації і змінюється в інтервалі 10÷100 год.

При заповненні ламп парами лужних металів виникають проблеми вибору матеріалу корпусу газорозрядної трубки. Традиційний матеріал – плавлений кварц, з якого виготовляють корпуси більшої частини джерел світла з дуговим розрядом – взаємодіє з парами лужних металів при температурах ≥ 500 К, що різко обмежує можливості використання таких джерел. Існують лампи, наповнені парами лужних металів, корпус яких виготовлений із сапфірових трубок (Al_2O_3). Сапфір не реагує з металами аж до температури 1900 К при тисках, близьких до атмосферного. Однак такі джерела масово не випускаються (враховуючи вартість), хоча існують позитивні приклади їхнього застосування для оптичного збудження твердотільних активних середовищ.

Лампи, наповнені інертними газами, давно використовуються в оптиці, спектроскопії, світлотехніці, оскільки є потужними джерелами світла. Спектрально-енергетичні характеристики, експлуатаційні вимоги і технологія виготовлення таких ламп на момент створення лазерів були вже добре відомі, а тому, природним стало застосування їх у квантовій електроніці для оптичного збудження.

На рис. 2.14.2 наведено спектр ксенонової лампи. Залежно від типу інертного газу змінюється не тільки спектральний склад випромінювання, але і коефіцієнт перетворення електричної енергії в теплову. Дослідження показали, що в наповнених ксеноном газорозрядних лампах в енергію випромінювання перетворюється до 60% електричної енергії, яка надійшла в розряд, у криптоні – 50%, аргоні – 40% і неоні – 25÷35%.

Спектри ксенону і криптону відрізняються не суттєво. Ксенонові лампи мають велику яскравість у видимій області і досить ефективні для збудження рубінів, неодимових активних елементів та розчинів барвників.

Для збудження неодимових активних елементів криптоніві лампи ефективніші (порівняно з ксеноновими) і переважно використовуються в лазерах неперервної дії на $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{+3}$, $YAlO_4 : Nd^{+3}$.

Застосування ксенонових газорозрядних ламп стимулювало удосконалення та поліпшення їх параметрів. Усталеною є конструкція лампи, що показана на рис. 2.14.3. Корпус лампи прямолінійної форми утворює трубка з кварцу високої якості. В кварц додають люмінофори, що конвертують ультрафіолетове випромінювання до бажаної ділянки спектра. Для введення струму використовується тонка молібденова фольга, вакуумнощільно уварена в товщу кварцових ніжок лампи. Лампи складної конструкції (спіральні, U-типу тощо) широкого застосування в лазерній техніці не знайшли, що пов'язано з труднощами ефективного використання всього світлового потоку, який випромінюється лампами, низькою механічною міцністю, неоднорідністю розряду тощо.

Умови роботи ксенонових ламп можна варіювати в широких межах, змінюючи густину струму. При низьких її значеннях випромінювання утворюється переважно внаслідок збудження електронів в атомах і представляє собою сукупність ліній. Збільшення густини струму веде до розширення спектральних ліній. Енергетична світність S зростає і досягає насичення приблизно на рівні енергетичної світності абсолютно чорної поверхні: $S \approx \sigma T^4$, де σ – постійна Стефана-Больцмана, а T – температура

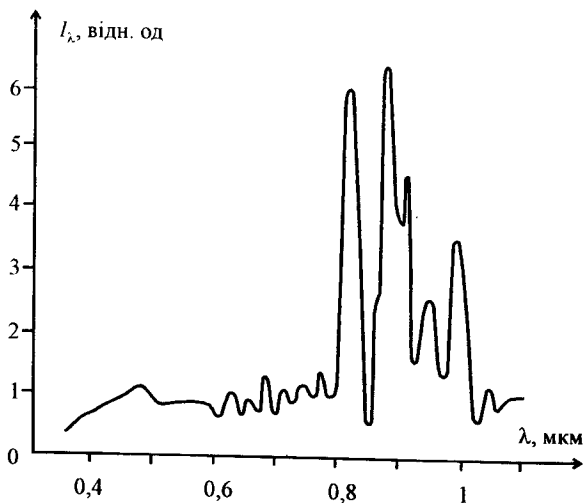


Рис. 2.14.2. Спектр лампи з ксеноновим наповненням.

центральної зони розряду (навіть у випадку імпульсних розрядів у центральній зоні встановлюється локальна термодинамічна рівновага, яка характеризується визначеною температурою). В умовах потужнострумових розрядів можливе явище, що називається “чорніння спектра”, обумовлене самопоглинанням у плазмі. У такому режимі ККД різко зменшується і підвищуються теплові втрати.

Електрична енергія в лампі частково перетворюється в теплову, що вимагає тепловідведення. Залежно від середньої потужності лампи можуть працювати в умовах природного чи примусового охолодження. При примусовому рідинному охолодженні залежно від величини електропровідності холодоагенту можуть змінюватися деякі електричні параметри ламп, наприклад, напруга самопробою, напруга підпалу тощо.

При використанні рідинного охолодження необхідно запобігати зниженню прозорості поверхні лампи, зумовленого відкладанням на її стінках органічних і неорганічних речовин. У якості рідкого холодоагенту часто використовується дистильована вода, в яку іноді додаються хімічні сполуки, що поглинають ультрафіолетове випромінювання, руйнівне, наприклад, для $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{+3}$.

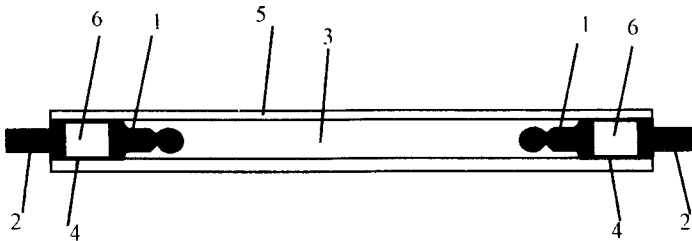


Рис. 2.14.3. Конструкція лампи для оптичного збудження:
1 – електроди; 2 – контактні виводи; 3 – ксенон; 4 – молибденова фольга; 5 – кварцова трубка; 6 – кварц.

Живлення та основні електричні властивості ламп для оптичного збудження

Залежно від режиму роботи лампи поділяються на три групи: імпульсні, працюючі в режимі одиночних імпульсів; частотно-імпульсні, для яких характерна порівняно мала енергія розряду при великій середній потужності розряду; неперервні, з постійним дуговим розрядом.

Основні складові частини блока електроживлення ламп для оптичного збудження в імпульсному режимі подані на рис. 2.14.4:

1 – високовольтний випрямляч із напругою на виході $U=1\div 5\text{кВ}$; 2 – опір, що обмежує струм для запобігання перевантажень випрямляча; 3 – накопичувач енергії з ємністю $C=100\div 1000\text{ мкФ}$; 4 – індуктивність; 6 – електрод підпалу для ініціювання спалахів; 7 – опір, що забезпечує розряд накопичувача після вимкнення блоку живлення. Ємнісний накопичувач 3 на рис. 2.14.4 заряджається до визначеної напруги протягом часу $\Delta t \approx 0,1\div 100\text{ с}$, а потім розряджається через лампу 5 за час $\Delta t \approx 0,1\div 10\text{ мс}$, який залежить від величини робочої ємності 3, індуктивності 4 у ланцюзі розряду й опору лампи. Електрична енергія E , підведена до лампи протягом імпульсу, становить $E \approx CU^2/2$.

Імпульс підпалу, що прямує до електрода 6, має амплітуду десятків кіловольт і призначений для утворення слабкострумової плазми, яка ініціює основний потужний розряд. Зовнішнім електродом підпалу може бути корпус освітлювача чи спеціальний провідник, розташований поблизу лампи. Схема для формування імпульсу підпалу наведена на рис. 2.14.5. Основним елементом схеми є імпульсний трансформатор Т із коефіцієнтом трансформації близьким до 100.

Залежно від режиму роботи використовується три види підпалу: зовнішній (принцип якого пояснено вище), внутрішній і режим “чергової” дуги.

При внутрішньому підпалі напруга прикладається безпосередньо до електродів лампи. Довговічність ламп при цьому зростає в $1,5\div 2$ рази порівняно з лампами, що працюють із зовнішнім підпалом.

Режим “чергової” дуги застосовується при частотно-імпульсному режимі роботи лазера. За допомогою спеціального джерела підпалу в лампі збуджується постійний розряд зі струмом $3\div 4\text{ А}$, на який “накладаються” імпульси основного розряду. Використання режиму “чергової” дуги підвищує стабільність і ККД системи оптичного збудження. Окрім цього, довговічність ламп зростає в $5\div 10$ разів порівняно з лампами при застосуванні зовнішнього підпалу.

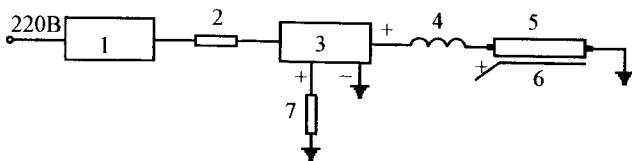


Рис. 2.14.4. Схема електроживлення лампи: 1 – високовольтний випрямляч; 2 – опір; 3 – ємнісний накопичувач; 4 – індуктивність; 5 – лампа; 6 – електрод підпалу; 7 – розрядний опір.

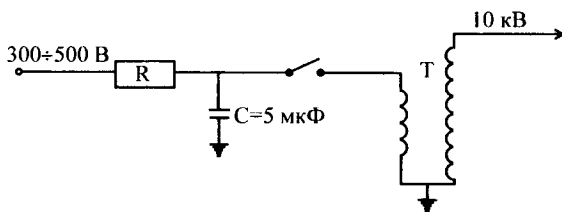


Рис. 2.14.5. Схема зовнішнього підпалу лампи.

Основними електричними параметрами імпульсних та імпульсно-періодичних ламп є допустима робоча напруга, напруга самопробою (за якої розряд у лампі виникає без імпульсу підпалу), напруга підпалу і максимальна енергія спалахів.

Довговічність ламп суттєво залежить від величини енергії спалахів. Максимальне значення енергії E_{\max} , за якої лампа руйнується, залежить від її розмірів, тривалості $\Delta\tau$ імпульсу розряду і визначається емпіричною формулою:

$$E_{\max} = 1,2 \cdot 10^4 \cdot d \cdot \ell \cdot \sqrt{\Delta\tau}. \quad (2.14.1)$$

Якщо у формулу (2.14.1) діаметр d та довжину ℓ лампи підставити в [см], а тривалість $\Delta\tau$ імпульсу – в [с], то обчислене значення E_{\max} отримаємо в [Дж].

У табл. 2.14.1 наведені дані щодо мінімальної N_{\min} і максимальної N_{\max} кількості імпульсів розряду, які може витримати лампа залежно від співвідношення E/E_{\max} . Зі зростанням кількості спалахів поверхня лампи покривається мікротріщинами і плівкою розпиленого металу від електродів, що знижує прозорість її стінок, а отже й ефективність лампи. Аналізуючи дані табл. 2.14.1, можна зробити висновок, що досить тривалий термін лампа може працювати, якщо енергія імпульсу не перевищує $0,3E_{\max}$.

У потужних лазерах збудження здійснюється декількома лампами. Експериментальні дослідження доводять, що у випадку послідовного з'єднання ламп ККД перетворення електричної енергії у світлову підвищується порівняно з паралельним з'єднанням.

Табл. 2.14.1. Кількість імпульсів розряду, що може витримати лампа залежно від співвідношення E/E_{\max} .

E/E_{\max}	1,0	0,7	0,5	0,4	0,3
N_{\min}	1	10	10^2	10^3	10^4
N_{\max}	10	10^2	10^3	10^4	10^5

Схема типової установки для визначення спектрально-енергетичних характеристик ламп для оптичного збудження активних середовищ

Схема установки подана на рис. 2.14.6. Досліджувана імпульсна лампа накачування розташовується в лазерному освітлювачі. Відбиті від стінок освітлювача промені частково виходять через отвори, передбачені для розміщення активного елемента лазера. Випромінювання збирається фокусуючою лінзою на вхідну щілину спектрального приладу і реєструється на фотоплівку (або фоточутливу матрицю).

Використовується чотири джерела випромінювання: 1) ксенонова лампа – досліджуване джерело випромінювання; 2) лампа розжарювання із заданою температурою – джерело випромінювання з відомим розподілом енергії в спектрі (для визначення спектральної чутливості фотошару); 3) ртутна і 4) неонові лампи – джерела випромінювання з відомим дискретним спектром (для розшифровки спектра ксенонової лампи). Спектри ртутної і неонові лампи фотографуються при нормальній ширині вхідної щілини (~10 мкм), а спектри ксенонової лампи і лампи розжарювання можна фотографувати при щілинах 300÷400 мкм.

Послідовність виконання досліджень

1. Перевірити юстування спектрального приладу, при необхідності від'юстувати. Перевірити якість фотоплівки і хімреактивів для її обробки.

2. Дослідити зміни розподілу енергії випромінювання в спектрі імпульсної ксенонової лампи типу ИФП-800 в залежності від енергії розрядного імпульсу ($E=CU^2/2$, $C=500$ мкФ).

а) Для 3-х значень енергії (100 Дж, 300 Дж, 400 Дж) розрядного імпульсу сфотографувати спектри випромінювання лампи. Один зі спектрів фотографувати через 9-ти ступеневий ослаблювач (для побудови кривої почорніння фотошару). На ту ж плівку сфотографувати спектри неонові та ртутної лампи (для визначення довжин хвиль).

б) Використовуючи мікрофотометр ИФО-451, виміряти зміну відносних інтенсивностей випромінювання при зміні енергії імпульсу на довжинах хвиль 400 нм, 500 нм, 600 нм, 700 нм.

3. Вивчити розподіл інтенсивності випромінювання $I = f(\lambda)$ у спектрі ксенонової лампи в інтервалі довжин хвиль 400÷700 нм.

а) Для енергії розрядного імпульсу 300 Дж сфотографувати спектр випромінювання ксенонової лампи через 9-ступеневий ослаблювач та спектр випромінювання з відомим розподілом енергії (лампа розжарювання з відомою температурою нитки). На ту ж плівку сфотографувати спектри неонові та ртутної лампи (для визначення

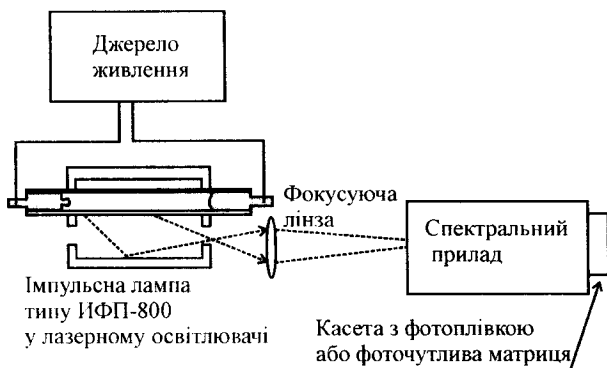


Рис. 2.14.6. Схема установки.

довжин хвиль).

в) Розшифрувати спектр і, використовуючи криві почорніння, побудувати залежність $I = f(\lambda)$ для ксенонової лампи в зазначеній області спектра. Крива будувється для відносних інтенсивностей. За одиницю береться максимальна інтенсивність ділянки спектра в інтервалі 400÷700 нм.

Контрольні питання

1. Які існують методи створення інверсної населеності рівнів?
2. Для яких активних середовищ застосовується оптичне збудження?
3. Обґрунтуйте основні вимоги до джерела збуджувального випромінювання.
4. Які газорозрядні лампи використовуються як джерела збуджувального випромінювання?
5. Опишіть конструкцію лампи для оптичного збудження, що використовується в лазерах.
6. Назвіть основні електричні параметри ламп для оптичного збудження.
7. Які існують види підпалу газорозрядних ламп?
8. Від яких факторів залежить термін служби ламп?
9. У яких режимах можуть працювати джерела для оптичного збудження?

Література

1. Григоруک В. І., Коротков П. А., Хижняк А. І. Лазерна фізика. – К.: “МП Леся”, 1999. – 528 с.
2. Справочник по лазерам / Под ред. Прохорова А. М. – М.: Соврадио, 1978. – Т.2. – 403с.
3. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981. – 224 с.
4. Малышев В. И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М.: Наука, 1979. – 480 с.

ЗМІСТ

Передмова.....	3
Розділ 1. Основні параметри лазерного випромінювання та загальні принципи їх вимірювання.....	6
§ 1.1. Довжина хвилі та ширина спектра випромінювання.....	7
§ 1.2. Енергія та потужність лазерного випромінювання.....	18
§ 1.3. Когерентність.....	40
§ 1.4. Поляризація.....	47
§ 1.5. Оптичні елементи лазерної головки.....	57
Розділ 2. Вимірювання параметрів вимушеного випромінювання квантових приладів.....	70
§ 2.1. Визначення оптичної якості активного елемента лазера та її вплив на генераційні параметри когерентного випромінювання.....	70
§ 2.2. Електрооптичне керування лазерним променем.....	80
§ 2.3. Вимірювання енергетичних характеристик лазерів.....	97
§ 2.4. Визначення ширини кута синхронізму генерації другої гармоніки.....	105
§ 2.5. Визначення швидкості звуку в середовищі.....	115
§ 2.6. Визначення довжини когерентності для генерації другої гармоніки в кварці.....	124
§ 2.7. Вивчення залежності порогу генерації лазера від параметрів резонатора.....	134
§ 2.8. Визначення спектральної чутливості та роботи виходу фотокатода фотоелектронного помножувача (ФЕП).....	141
§ 2.9. Вимір внутрішніх втрат твердотільного лазера.....	158
§ 2.10. Вивчення властивостей вимушеного комбінаційного розсіювання.....	167
§ 2.11. Визначення енергетичного розташування електронних рівнів у рубіновому активному елементі.....	186
§ 2.12. Дослідження та порівняння роботи неодимового лазера в неперервному режимі та з модуляцією добротності резонатора..	201
§ 2.13. Принцип дії та спектр генерації напівпровідникового лазера на подвійній гетероструктурі.....	244
§ 2.14. Спектрально-енергетичні характеристики некогерентних джерел для оптичного збудження твердотільних і рідинних активних середовищ.....	286

Григорук Валерій Іванович
Іванісік Анатолій Іванович
Коротков Павло Андрійович

Експериментальна лазерна фізика

*Літературний редактор Н. К. Григорук
Технічний редактор А. І. Писанський
Комп'ютерна верстка А. В. Конопатський*

Підписано до друку 2.07.2004 р.
Формат 60×84 1/6. Папір офсетний. Гарнітура таймс.
Друк офсетний. Наклад 1000. Ум. др. арк. 17,44. Замовлення №4-1343
Надруковано в ЗАТ “ВПОЛ”, ДК №15.
03151, м. Київ, вул. Волинська, 60.