

Тема 13. Лазерна спектроскопія.

Лекція 13.

Унікальні характеристики лазерного випромінювання. Поза резонаторна лазерна спектроскопія. Нелінійна лазерна спектроскопія. Дистанційна спектроскопія КР світла. Блок-схема лідару. Внутрішньо резонаторна лазерна спектроскопія.

Можливості традиційної спектроскопії суттєво розширюються, і виникає новий метод – лазерної спектроскопії. Йому притаманні унікальні характеристики лазерного випромінювання:

1. Лазерні джерела забезпечують рекордну спектральну яскравість і вузькосмуговість випромінювання.
2. Їх випромінювання має надзвичайно високу спрямованість.
3. Тривалість лазерного випромінювання можна змінювати в широких межах – від неперервного до фемтосекундного.
4. Довжину хвилі випромінювання лазера вдається перебудувати в широких межах, перекриваючи практично весь видимий діапазон, частково ультрафіолетовий і інфрачервоний.

Розглянемо деякі методи лазерної спектроскопії. Як відомо дослідження зводяться до одержання наступних характеристик:

- 1) коефіцієнта поглинання (або підсилення) досліджуваного середовища за допомогою пробного випромінювання різної довжини хвилі;
- 2) інтенсивності висвячування в залежності від довжини хвилі при тому чи іншому способі збудження;
- 3) інтенсивності, діаграми спрямованості і довжини хвилі розсіяного середовищем випромінювання.

У відповідності з цим і будуються оптичні схеми спектральних приладів.

Наприклад на **рис. 1** зображена оптична схема для вимірювання спектрального ходу коефіцієнта поглинання (підсилення). Як видно з рисунка, випромінювання точкового джерела світла 1 за допомогою оптичної системи 2 колімується і спрямовується на досліджуване середовище 3. Випромінювання, яке пройшло через об'єкт вимірювання, за допомогою оптичної системи 4 збирається на вхідну апертуру спектроаналізуючої апаратури 5, наприклад, на вхідну щілину спектрографа. Незалежно реєструється спектральний склад джерела випромінювання. Порівняння цих двох спектрів дає величину і

хід спектральної залежності коефіцієнта поглинання (підсилення).

Для реєстрації спектрів висвячування оптична схема залишається практично тією ж, якщо збудження виконується оптичним випромінюванням. Відмінність полягає лише в тому, що на спектральний прилад спрямовується випромінювання, зумовлене самим досліджуванним об'єктом.

Нарешті, для дослідження спектральних характеристик розсіювання, схема, аналогічна схемі на **рис. 1**, але доповнена пристроєм для вимірювання просторового розподілу розсіяного світла.

З наведеного опису випливає, що точність вимірювання вказаних характеристик визначається параметрами пробного випромінювання і можливостями спектроаналізуючої апаратури.

Шляхи підвищення чутливості і роздільної здатності спектральних методів дослідження полягають або в подальшому вдосконаленні реєструючої апаратури, або у використанні нових джерел пробного випромінювання. Перший шлях себе вичерпав, тому, що спектральна апаратура досягла практично межі свого удосконалення. Єдиним шляхом збільшення чутливості і роздільної здатності, а також розширення можливостей спектроскопії, є удосконалення джерел пробного випромінювання – використання лазерів.

Позарезонаторна лазерна спектроскопія.

Внаслідок унікальних властивостей лазерних джерел суттєво підвищені спектральна роздільна здатність і чутливість спектроскопічних методів. Це дозволило відмовитись від традиційних спектральних приладів типу спектрографів, оскільки застосування лазера з дисперсним резонатором дає можливість фіксувати довжину хвилі генерації і звужувати спектр випромінювання до одного частотного. При цьому отримуємо джерело випромінювання з наперед заданою довжиною хвилі, величину якої можна змінювати. В результаті, змінюючи інтенсивність випромінювання, яке пройшло через досліджуваний об'єкт і співставляючи її з інтенсивністю на вході, реєструємо спектр пропускання об'єкту з високою спектральною і часовою роздільною здатністю. На цьому принципі побудовані і працюють лазерні спектрометри. Чутливість таких спектрометрів суттєво вища, ніж у спектрометрів, які використовують інший

тип джерел випромінювання. Причина такої чутливості – можливість багатократного пропускання лазерного випромінювання через об'єкт в силу малої розбіжності лазерного променя. При цьому ефективна оптична довжина шляху зростає, що дозволяє реєструвати слабкі смуги поглинання або підсилення.

Розглянемо можливості експресної спектроскопії з використанням лазерних джерел випромінювання. В попередніх лекціях були розглянуті характеристики світ-лазерів. Було показано, що їх випромінювання є послідовністю імпульсів, кожний з яких випромінюється на своїй, строго визначеній довжині хвилі. Якщо таке випромінювання спрямувати через досліджуваний об'єкт зі смугою поглинання або підсилювання, то на виході амплітуда імпульсів буде промодульована у відповідності з коефіцієнтом поглинання або підсилення. Отже, взявши відношення амплітуд відповідних імпульсів на виході досліджуваного об'єкту і на вході в нього, відразу отримаємо форму смуги пропускання досліджуваного середовища. При цьому не потрібне застосування спектроаналізуючої апаратури.

Треба відзначити застосування лазера як джерела збудження при люмінесцентних дослідженнях, особливо середовищ з неоднорідно-уширеними смугами люмінесценції. В цьому випадку, внаслідок вузькості спектра лазерного випромінювання, збуджується мала частка люмінесцюючих центрів, яка не захоплює всієї неоднорідно-уширеної смуги.

Для прикладу на **рис. 2** показана зміна структури неоднорідно-уширеної смуги люмінесценції іонів Nd^{3+} в силікатному склі в областях 0.9 і 1.06 мкм при широко смугастому (1) і вузько смугастому (2636465) збудженні. Причому у випадках 2,3,4,5 змінюється довжина хвилі збуджуючого вузько смугастого випромінювання, що показано стрілкою. Використовуючи короткий імпульс збудження, менший за тривалість часу крос-релаксації, вдається безпосередньо спостерігати процес крос-релаксації, тобто процес обміну енергією між активними центрами, які відрізняються за частотою люмінесценції.

Нелінійна лазерна спектроскопія.

Поява лазерних джерел випромінювання обумовила розвиток нового напрямку спектроскопії – нелінійної

спектроскопії. Внаслідок високої потужності випромінювання можна реалізувати всі типи вимушеного розсіювання, спонтанні аналоги яких досліджувалися протягом тривалого часу і вимагали особливо чутливої апаратури і високої експериментальної майстерності. Вимушене і спонтанне розсіювання в теперішній час широко застосовується, наприклад, для контролю забрудненості атмосфери.

Найбільш перспективним методом діагностики атмосфери і гідросфери, що інтенсивно розвивається, є дистанційна *спектроскопія комбінаційного розсіювання (КР) світла*.

В основу методі закладено прийоми кількісного спектрального аналізу на базі ефекту спонтанного КР, а зондування контрольованої області, наприклад атмосфери і реєстрації його результатів, будуються на принципах локації. Народження дистанційної КР-спектроскопії – стало можливим тільки завдяки створенню потужних імпульсних лазерів і удосконаленню апаратури реєстрації слабких світлових сигналів.

Явище КР світла полягає в тому, що при взаємодії фотонів з речовиною в спектрі розсіяного випромінювання, окрім фотонів збуджуючого випромінювання з частотою ν_0 , виникають фотони з частотами $\nu_0 \pm \nu_\Omega$, де ν_Ω - частоти внутрішньо молекулярних (власних) або обертальних коливань досліджуваної речовини. Просту модель ефекту можна представити як недружнє зіткнення фотона з молекулою. Згідно з законами збереження енергії, якщо при такому зіткненні молекула збуджується за рахунок „частини енергії фотона”, то в спектрі розсіювання виникає випромінювання на різницевій частоті, яка називається *стоксовою* $\nu_c = (\nu_0 - \nu_\Omega)$. Коли ж в результаті зіткнення молекула „віддає енергію фотону”, то в спектрі розсіювання виникає сумарна частота, яка називається *антистоксовою* $\nu_a = (\nu_0 + \nu_\Omega)$.

При термодинамічній рівновазі молекул в нормальному стані більше, ніж збуджених в $\exp(h\nu/kT)$ разів. В результаті інтенсивність стоксового розсіювання в стільки ж разів більша антистоксового. Тому при проведенні КР-спектрального аналізу, як правило, використовується стоксове випромінювання.

Надзвичайно важливою є обставина, що при збудженні молекули випромінювання, яке виникає на частотах ν_c і ν_a в розсіяному світлі, строго характерне для даної речовини і

повністю визначається атомною будовою молекул. На відміну від поглинання (фотон всю енергію передає молекулі) або люмінесценції (фотон народжується в результаті переходу молекул зі збудженого стану в нормальний) комбінаційне розсіювання є нерезонансним ефектом і тому ймовірність його реалізації, а отже, інтенсивність на декілька порядків слабша поглинання або випромінювання. В той же час, завдяки КР, що має нерезонансний характер, спектр КР досліджуваної молекули можна отримати в будь-якому зручному для експерименту спектральному діапазоні.

Однією з переваг цього методу є можливість виявити присутність різних газів за допомогою лазера, який працює на фіксованій частоті випромінювання. При цьому джерело і приймач випромінювання територіально можуть бути сполучені, що робить таку схему дуже зручною. За допомогою відповідних принципів локації методом дистанційної КР-спектроскопії можна, порівняно легко, визначити область локалізації, напрямок і швидкість розповсюдження атмосферних забруднень. Спектральне розташування ліній ν_c і ν_a КР забезпечує вибірковість методу і незалежність вимірів від стану атмосфери. Абсолютна концентрація кожної з забруднюючих речовин визначається шляхом порівняння в них інтенсивностей ліній КР з еталонними лініями азоту чи кисню. Для цього необхідно знати ефективний переріз КР- розсіювання молекул на характерних коливання і його залежність від ряду причин: частоти збуджувального світла, агрегатного стану, температури і т.п. Просторова роздільна здатність, яка визначається тривалістю лазерного імпульсу, тепер доведена до 5-10 м. Вимірюючи відношення інтенсивностей стоксової та антистоксової компонент, можна визначити також температуру як забруднюючої хмари, так і взагалі фондованого району.

Типова блок-схема КР-лідару складається (рис. 3) з потужного імпульсного лазера 1, що слугує для збудження спектрів КР; телескопа 2, який в режимі передачі розширює пучок збуджувального світла і зменшує його розбіжність, а в режимі прийому – збирає КР випромінювання на вхідну щілину спектрального апарату 3; системи реєстрації 4 і обробки інформації 5.

Потужність сигналу відповідної лінії КР I_i , яка попадає на спектральну апаратуру з відстані R , описується співвідношенням:

$$I_i = \frac{c\tau}{2} I_L G T_L T_i S N(R) \sigma_{i\pi} R^{-2} \quad (1)$$

де I_i - потужність лазерного випромінювання, c - швидкість світла, τ - тривалість лазерного імпульсу, G - коефіцієнт ефективності падаючої і приймальної оптичних систем, T_L і T_i - коефіцієнти пропускання атмосферної траси на довжині хвилі випромінювання лазера (λ_L) і ліній

КР (λ_i), S - ефективна площа телескопа, $N(R)$ - концентрація досліджуваних молекул в області зондування, $\sigma_{i\pi}$ - поперечний переріз лінії КР для розсіювання назад. Величина σ є коефіцієнтом пропорційності між інтенсивністю збуджувального випромінювання і інтенсивністю лінії КР ($I_i \sim \sigma_i I_L$). Далеко від електронних смуг поглинання σ_i з ростом ν_L змінюється пропорційно ν_L^4 . В міру наближення ν_L до електронних смуг поглинання розсіювальних молекул величина σ_i починає зростати значно швидше, ніж ν_L^4 . Пропорційно зростанню σ_i буде зростати і сигнал КР (I_i). Тому в КР-лазерах бажано для збудження спектра КР використовувати лазери, які генерують в УФ- області спектра. Окрім того, світність неба, починаючи з 270 нм, суттєво спадає внаслідок поглинання озоном високих шарів атмосфери сонячного випромінювання, від чого значно поліпшуються умови реєстрації спектрів КР, бо в цій області знижується загальний фон неба.

Як джерело збуджувального випромінювання в лідачах найбільш часто використовується рубіновий лазер, який генерує випромінювання на довжині хвилі 693.3 нм. Такий лазер в режимі модуляції добротності може випромінювати імпульс тривалістю 20-30 нс і потужністю 100-300 МВт. У зв'язку з зростанням σ_i , чутливості приймачів і зменшенням фону в більш короткохвильовій області, часто використовуються лазери з множенням основної частоти. Так у випадку рубінових лазерів за допомогою нелінійних елементів (наприклад кристалів КДР або АДР) подвоюють частоту, тобто збудження виконують на

довжині хвилі 347.1 нм. При цьому отримують вихідну потужність порядку 30 МВт і, незважаючи на втрату потужності випромінювання, в цілому мають вигравш в чутливості лідарної системи.

З лідарів збудження спектрів КР виконувалось лазерами на молекулярному азоті, який випромінює на довжині хвилі 337.1 нм. Типові зразки такого лазера генерують імпульси тривалістю 10 нс з частотою посилянь до 300 Гц і потужністю в одному імпульсі порядку 100 кВт. Нині створені азотні лазери з піковою потужністю порядку кількох мегават. Часто використовують в лідарах лазери на другій ($\lambda_L = 532\text{ нм}$) і четвертий ($\lambda_L = 266\text{ нм}$) гармоніках випромінювання лазера на алюмоітрієвому гранаті з неодимом. Типова тривалість імпульсу випромінювання таких лазерів 10-25 нс, а потужність – кілька мегават.

Перспективними для лідарів є лазери на барвниках. За їх допомогою отримують імпульси тривалістю 5-10 нс і потужністю до кількох мегават. При цьому діапазон генерованих хвиль може безперервно змінюватися в області 350-900 нм. Потужність лазерного імпульсу, який можна використовувати в лідарах, обмежена тим, що коли густина лазерного випромінювання перевищує $10^8 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$, виникає електричний пробій повітря (іскра) і енергія випромінювання втрачається на утворення плазми. Це явище, на жаль обмежує допустимі густини збуджувального випромінювання і для подальшого підвищення дальності необхідно удосконалювати приймальну систему.

Однією з основних частин лідара є світлосильний телескоп, за допомогою якого збільшується діаметр пучка випромінювання лазера до 5-10 см і зменшується його розбіжність до часток кутових хвилин. При розбіжності 1' діаметри променя на відстані 10 і 100 км від лідара рівні 3 і 30 м, відповідно. При тривалості лазерного імпульсу 10 нс і такій же розбіжності на висоті 10 км буде розсіювання від об'єму циліндра висотою 3 м і діаметром 3 м, а на висоті 100 км цей циліндр при тій же висоті буде мати діаметр основи 30 м. Таким чином, тривалість лазерного імпульсу і розбіжність його випромінювання визначає просторову роздільну здатність лідара, тобто точність вимірювання профілів розподілу тих чи інших речовин в атмосфері.

Телескоп в лідарі є як передавальною, так і приймальною антеною. Частіше всього ці телескопи ньютонівського чи

касегренівського типу. Природно, величина приймальної площі і якість виготовлення телескопа визначають чутливість лідарної системи. Існують унікальні стаціонарні телескопи для лазерного зондування атмосфери з площею дзеркал, які утворюють приймальну систему до 16 м^2 . В пересувних лідарах така приймальна установка укомплектована телескопами з приймальним дзеркалом діаметром 0.4-0.8 м.

Для аналізу спектрального складу розсіяного випромінювання в лідарі використовується спектральний прилад. В лабораторних лідарах широко застосовуються як звичайні, так і подвійні і навіть потрійні монохроматори з високою світлосилою і низьким рівнем паразитного розсіювання всередині приладу.

В деяких конкретних випадках можна обійтись і без громіздкого спектрального приладу, замінивши його набором інтерференційних фільтрів і інтерферометром Фабрі-Перо, який перебудовується.

Питання оптичного поєднання телескопа і спектрального приладу має дуже важливе значення, тому що від цього залежить як світлосила всієї системи, так і її спектральна роздільна здатність.

Оскільки ефект КР „слабкий”, то необхідно використати високочутливу реєструвальну апаратуру. Величина прийнятих сигналів, з якими приходиться мати справу при лідарному КР-зондуванні, порядку 10^{-2} - 10^{-1} фотонів в імпульсі (10^{-12} Вт). Для порівняння наведемо такі дані: фон неба в ясну ніч 10^{-4} – 10^{-2} фотонів в імпульсі (10^{-16} Вт), в сутінках 1-10 фотонів в імпульсі (10^{-12} Вт). Тому як приймач застосовується ФЕП з великим квантовим виходом і коефіцієнтом підсилення 10^8 при темновому струмі, еквівалентному сигналу 10^{-6} – 10^{-7} фотонів в імпульсі (10^{-17} – 10^{-18} Вт), малі опори навантаження (25-100 Ом) і широко смугасті підсилювачі (100-300 МГц). У більшості випадків в лідарах застосовується метод лічення фотонів з стробуванням. Мінімальна потужність, яку можна реєструвати таким методом, порядку 10^{-14} – 10^{-11} Вт. Створення багатоканальної системи реєстрації дозволяє одним лазерним імпульсом визначити профіль (розподіл) газів на трасі променя. Ця система (схематично показана на **рис. 4**) працює таким чином. Кожний каскад системи є лічильником імпульсів. Сигнал з ФЕП послідовно подається на кожний лічильник з встановленим інтервалом часу прийому сигналу кожним з них. Запуск

багатоканальної системи виконується фото діодом, який відкриває початок відліку часу. Отже, в кожному каналі підсилення накопичується інформація від КР- випромінювання з заданої відстані. Якщо газові компоненти розподілені нерівномірно по трасі, то у відповідних лічильниках будуть різні сигнали. Сигнали з лічильників згодом вводяться в ЕОМ, яка їх обробляє і в результаті отримується розподіл відповідних газових компонент по трасі.

За допомогою лідара встановлено розподіл азоту в атмосфері, досліджено розподіл парів води на висотах до 2 км. Лідар з накопичувальною системою дозволив підняти стелю зондування до 10 км.

Сьогодні рухливі КР-лідари можуть визначити на відстані в сотні метрів концентрації забруднюючих атмосферу газів порядку декількох частинок на мільйон основних молекул атмосфери. Тому КР- лідари можуть бути використані для контролю стану атмосфери в місті і в промислових районах. Більше того, вони вже здатні виконати спостереження за розповсюдженням викидів з заводських трую чи продуктів згорання двигунів літаків в районах аеропортів.

Сучасний рівень техніки дозволяє провести за допомогою КР- лідарів в радіусі до кількох сотень метрів оперативну діагностику забруднення атмосфери і з меншою точністю – до кількох кілометрів. З такими системами дуже ефективно проводити роботу по контролю стану навколишнього середовища і своєчасному проведенню заходів по боротьбі з випадковими викидами шкідливих речовин. Подальше вдосконалення методів діагностики і захисту зовнішнього середовища дозволить з зростанням технічних можливостей відновити і зберегти чистоту біосфери.

Внутрішньорезонаторна лазерна спектроскопія.

Унікальні властивості лазерного випромінювання дозволили широко розширити межі застосування спектроскопії. Але й сам лазер має рідкісні властивості для розв'язання її завдань. Використання цих властивостей покладено в основу внутрішньорезонаторної спектроскопії.

Високу чутливість характеристик вихідного випромінювання лазера до внесення втрат в резонатор використовують для внутрішньорезонаторної спектроскопії.

Нехай в резонатор лазера внесено досліджуваний об'єкт, який викликає додаткові втрати, що залежать від частоти:

$$\gamma_{\text{внес}} = \tilde{\gamma}(\nu) \quad (2)$$

Тоді рівняння, яке описує режим генерації лазера (див. попередні лекції) дається у вигляді:

$$\frac{dm(\nu)}{d\tau} = G[n(\nu) - 1 - \tilde{\gamma}(\nu)]m(\nu) \quad (3)$$

$$\frac{dn(\nu)}{d\tau} = -nm - n + W \quad (4)$$

Вони відрізняються від тих, що розглядалися раніше, що додані додаткові втрати $\tilde{\gamma}(\nu)$. Розв'язок рівняння (3) запишеться як:

$$m(\nu) = m_0(\nu) \exp \left\{ G \left[\int_0^{\tau} (n(\nu) - 1 - \tilde{\gamma}(\nu)) d\tau \right] \right\} \quad (5)$$

Звідси випливає, що у міру розвитку генерації в залежності показника експоненти від ν відбувається деформація спектра випромінювання. В стаціонарному режимі генерації виконується умова:

$$n(\nu) - 1 - \tilde{\gamma}(\nu) = 0 \quad (6)$$

оскільки $(dm(\nu)/dt = 0)$. З виразу (5) видно, що у випадку просторово-однорідного поля генерації і однорідно-уширеної смуги підсилення активного середовища генерація відбувається лише на частотах, для яких виконується умова (6). Тому, якщо додаткові втрати $\tilde{\gamma}(\nu)$ мають декілька максимумів, спектр генерації лазера буде мати смугасту структуру з відсутністю випромінювання в області максимумів $\gamma(\nu)$. При цьому в силу умови стаціонарної генерації (6) навіть при дуже малих додаткових втратах в генерації повинна з'явитися їхня структура. На практиці чутливість методу обмежена наявністю спонтанного випромінювання і просторовою неоднорідністю поля мод. дійсно,

у випадку просторово неоднорідного розподілу полів умова (5) подається у вигляді:

$$\int_{V_a} n(\bar{r}, \nu_j) f_j(\bar{r}) d\bar{r} - \gamma(\nu_j) \quad (7)$$

З (7) випливає, що через відмінності в просторових структурах полів умова генерації може виконуватись для частот, які відповідають максимумам втрат. В результаті в спектрі генерації вже не буде провалів до нуля. Але величини провалів виявляються тим більшими, чим менша різниця в об'ємах, які займають полями моди в активному середовищі.

Вказані вище особливості поведінки мод в генерації можна проілюструвати за допомогою розрахунків, виконаних на ЕОМ для моделі „винесених” об'єктів. Згідно з цією моделлю, в активному середовищі виділяється загальний об'єм перекриття двох мод, взаємодія активних центрів якого з фотонами обох мод однаково імовірна, і два малих об'єми без перекриття, активні центри яких взаємодіють переважно з фотонами однієї з мод. Повний сумарний об'єм обох мод нормований на одиницю, загальне накачування W розподілено пропорційно величині об'ємів. (Нормовану величину a в даній моделі можна назвати параметром просторової неоднорідності середовища) Ця модель дозволяє виділити окремі рівняння для індивідуальних коефіцієнтів підсилення мод:

$$\begin{aligned} \frac{dm_1}{dt} &= G[(n_0 + n_1)m_1 - m_1]; \\ \frac{dm_2}{dt} &= G[(n_0 + n_2)m_2 - m_2 + \gamma_{\text{вим}}m_2]; \\ \frac{dn_0}{dt} &= (1 - 2a)W - n_0(m_1 + m_2) - n_0; \\ \frac{dm}{dt} &= aW - n_1m_1 - n_1; \\ \frac{dn_2}{dt} &= aW - n_2m_2 - n_2, \end{aligned} \quad (8)$$

де n_0 - інверсна населеність збуджених центрів загального об'єму перекриття двох мод; n_1 і n_2 - інверсні населеності малих об'ємів

без перекриття відповідних мод. У вигляді вихідних для розрахунку були вибрані параметри резонатора і активного середовища, типові для лазера на розчині барвника родаміна 6Ж.

Результати розрахунку представлені на **рис. 5**. Аналіз залежностей n_0, n_1, n_2, m_1, m_2 (відповідно криві 1, 2, 3, 4, 5 на **рис. 5**) від часу показує, що повний процес встановлення стаціонарного стану в системі можна розділити на два етапи: швидкий і повільний. Швидкий визначається більшою величиною n_0 . Характерним часом його встановлення є час життя фотонів в резонаторі T_p^0 . Як видно з **рис. 5**, для системи з вибраними параметрами за час $t \approx 25 \text{ нс}$ цей процес практично завершується. В результаті швидкого процесу встановлюється населеність n_0 , близька до свого стаціонарного значення; населеності n_1 і n_2 та інтенсивності генерації m_1^0 та m_2^0 обох мод при цьому практично рівні.

Наступний повільний процес визначається малими величинами n_1 і n_2 та $\gamma_{\text{вим}}$. Як видно з **рис. 5**, протягом повільного процесу населеність загального об'єму n_0 практично не змінюється, відбуваються зміни населеностей n_1 і n_2 , перерозподіл інтенсивностей m_1 і m_2 , що продовжується до тих пір, поки не буде виконана умова стаціонарного стану $\gamma_{\text{вим}} = \alpha_2 - \alpha_1$. Отримана на основі обчислень залежність глибини провалу $(m_1 - m_2)/m_1$ в спектрі генерації від часу (**рис. 6**) на віддалених стадіях повільного процесу виходить на насичення.

Аналіз показав, що стаціонарний розв'язок системи рівнянь (8) стійкий при $n_0 > n_1, n_2$. Оскільки ця умова є необхідною для підвищення чутливості внутрішньо резонаторних вимірювань, можна говорити, що в методах внутрішньо резонаторної лазерної спектроскопії воно завжди виконується.

На ведену на **рис. 7** залежність стаціонарних значень глибини провалу (крива 1) в спектрі генерації від величини параметра неоднорідності можна пояснити таким чином. При пропорційному розподілу накачування між об'ємами активного середовища змінна величина приводить до зміни індивідуальних коефіцієнтів підсилення мод α_1 і α_2 . При великих значеннях параметра неоднорідності $a \approx 10^{-2} - 10^{-1}$ (при цьому $\alpha_1 \gg \gamma_{\text{вим}}$ і $\alpha_2 \gg \gamma_{\text{вим}}$) інтенсивності генерації мод розрізняються мало

($m_1 \approx m_2$) і чутливість методу дуже низька. За умови: $a \approx 10^{-2} - 10^{-4}$ - α_1, α_2 і $\gamma_{вим}$ порівняні за величиною, що забезпечує значну глибину провалу в спектрі генерації. В області $a < 10^{-4}$ вибране накачування P не забезпечує виконання умов ($\gamma_{вим} = \alpha_2 - \alpha_1$) і генерація моди m_2 з внесеними додатковими втратами виявляється повністю погашеною. Для того, щоб знову отримати генерацію другої моди, необхідно зменшити величину внесених втрат.

Таким чином, підвищення просторової неоднорідності системи (зменшення параметра неоднорідності a) веде до збільшення чутливості внутрішньо резонаторних вимірювань. Як видно з **рис. 7**, при збільшенні чутливості вимірювань час встановлення стаціонарного стану $\tau_{нас}$ (крива 2) суттєво (на декілька порядків) зростає (приблизно пропорційно величині a^{-1}).

Для широкодіапазонної внутрішньо резонаторної лазерної спектроскопії необхідно, щоб у лазері виконувались умови генерації широкого спектра. Такі умови добре реалізуються при використанні активного середовища з неоднорідно-уширеною смугою підсилення. В попередніх лекціях було показано, що в цьому випадку спектр генерації суттєво ушикується. Якщо спектр пропускання досліджуваного об'єкту має характерний масштаб структури, менший однорідної ширини окремого активного центру, то така структура добре проявиться.

Таким чином, використовуючи високу чутливість лазера до внесених втрат, вдається зареєструвати поглинання на дуже низькому рівні. Тож досягається чутливість в 10^6 - 10^7 разів вища, ніж отримана традиційними способами.