

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ**

**На правах рукопису
УДК 621.373; 621.378**

ЯЦЕНКО Леонід Петрович

РЕЗОНАНСНІ ЯВИЩА В ГАЗОВИХ ЛАЗЕРАХ

01.04.21. – лазерна фізика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
дисертації на здобуття вченого ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ — 1995

35.82
Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті
України.

ЛНБ України ім.В.Стефаника



00761316 (O)

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук,
академік РАН
БАГАЄВ Сергій Миколайович;
доктор фізико-математичних наук,
професор
ХИЖНЯК Анатолій Іванович;
доктор фізико-математичних наук,
професор
ФЕКЕШГАЗІ Іштван Вінцесвич.

Провідна організація: ЦКБ "Арсенал", м. Київ.

Захист відбудеться "23" жовтня 1995 р. о 15 год. на
засіданні спеціалізованої вченої ради Д 01.96.01 при Інсти-
туті фізики НАН України за адресою: 252650, МСП, Київ-28,
проспект Науки, 46, Спеціалізована Рада при ІФ НАН України.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту
фізики НАН України.

Автореферат розіслано "19" жовтня 1995 р.

Вчений секретар
спеціалізованої Вченої Ради
кандидат фіз.-мат. наук

 В.А.Ішук

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Більше тридцяти років тому внаслідок розвитку квантової радіофізики та електроніки створено перші лазери — джерела потужного когерентного світлового випромінювання. Завдяки унікальним характеристикам лазерного випромінювання, таким, як монохроматичність, мала розбіжність, великі потужності та інтенсивність, широкий діапазон довжин хвиль тощо, лазери тепер використовуються як у традиційних галузях науки та техніки, так і в таких галузях, саме народження яких завдячує появі лазерів. Зокрема, створення першого лазера стало відправною точкою для розвитку нової галузі фізики — лазерної фізики, яка тепер включає до себе дослідження динаміки лазерів як складних автоколивальних систем, розробку нових перспективних лазерних середовищ та нових принципів створення лазерів, використання фізичних процесів в лазерах з науковою та практичною метою. Останнє відкрило принципово нові можливості у спектроскопії надвисокого розділення, метрології, гіроскопії, прецизійних фізичних вимірюваннях.

Найбільш вражаючих успіхів у цьому напрямі досягнуто при використанні резонансних явищ в лазерах, що являють собою резонансну зміну характеристик лазерного випромінювання при зміні його частоти у вузькій частотній ділянці поблизу центральної частоти лінії підсилення або лінії поглинання внутрішньорезонаторного газу. Це явище широко використовується для створення лазерних стандартів частоти, в спектроскопії надвисокого розділення та прецизійних фізичних експериментах.

На сьогодні розвиток лазерних стандартів частоти стимулюється потребами метрології, де їх використання відкриває можливості забезпечення метрологічними особами еталонної точності частотного діапазону аж до 10 ТГц. Це дає змогу значно підвищити точність еталону частоти, відкриває перспективи зростання точності вимірювань фундаментальних фізичних констант.

У спектроскопії дослідження резонансних явищ в лазерах привели до виникнення нового напрямку — нелінійної лазерної спектроскопії надвисокого розділення, що ґрунтується на використанні вузьких нелінійних резонансів, які дають змогу з високою точністю вивчати спектри атомів і молекул, досліджувати атомні і молекулярні зіткнення, механізми релаксації тощо.

Резонансний відгук лазера на зовнішні діяння та висока чутливість деяких типів нелінійних резонансів до змін параметрів лазера використовуються для постановки прецизійних фізичних експериментів, розробки нових методів точних вимірювань фізичних величин.

Таким чином, зазначені можливості широкого застосування резонансних явищ в лазерах для наукового та практичного використання визначають актуальність вибраної теми досліджень.

Мета роботи:

— дослідження взаємодії просторово неоднорідних лазерних полів з газами низького тиску і розвиток теорії газових лазерів з внутрішньорезонаторним нелінійним поглинанням;

— дослідження на цій основі форми нелінійних резонансів у відомих методах внутрішньорезонаторної лазерної спектроскопії, пошук та розробка нових ефективних методів виділення нелінійних резонансів і дослідження їх характеристик;

— використання одержаних результатів для спектроскопії надвисокого розділення, стабілізації частоти лазерного випромінювання, створення лазерних стандартів частоти і для прецизійних фізичних експериментів.

Наукова новизна дисертаційної роботи полягає в тому, що теорія надвужьких оптичних резонансів, яка розроблена в роботі, ґрунтується на урахуванні реальної просторової структури лазерного поля, числених тонких фізичних ефектів, таких як квадратичний ефект Доплера, ефект віддачі, зіткнення зі зміною швидкості, польове розширення тощо. Це дає змогу оцінювати граничні характеристики резонансів у реальних експериментальних схемах та пропонувати нові ефективні схеми реєстрації таких резонансів. Як наслідок виконання роботи одержано нову фізичну інформацію про механізми формування резонансів, запропоновано і реалізовано нові експериментальні схеми високостабільних за частотою лазерів та лазерних спектрометрів.

Під час виконання дисертаційної роботи одержано такі нові результати:

1. Розроблено теорію взаємодії просторово неоднорідних зустрічних лазерних хвиль з молекулярним газом низького

тиску, що ґрунтується на квантуванні поступального руху молекул і дає змогу описати спільну дію пролітних ефектів, пружних зіткнень зі зміною швидкості, ефекту віддачі, польового розширення, релятивістського ефекту Доплера та зовнішніх полів на форму резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії.

2. Розвинуто теорію резонансних явищ в газових лазерах, яка описує обумовлений просторовою неоднорідністю лазерного поля і внутрішньорезонаторних середовищ вплив ефекту насичення дисперсії на вихідну потужність та ефекту насичення поглинання на частоту випромінювання лазера. Показано, що зумовлені цим впливом асиметрія та частотні зсуви нелінійних резонансів істотно залежать від співвідношення між однорідною шириною лінії поглинання та оберненим середнім часом пролітання молекул через промінь.

3. Показано, що пружні зіткнення, які супроводжуються зміною швидкості, приводять до асиметрії резонансів насиченого поглинання в He-Ne/I₂ лазерах ($\lambda = 633$ нм), вклад якої в величину модуляційних зсувів частоти випромінювання стабілізованих лазерів може значно перевищувати вклад асиметрії, що зумовлена лінзоподібними властивостями поглинаючого газу.

4. Експериментально показано, що використання складного резонатора типу Майкельсона практично усуває вплив ефектів сильного насичення в He-Ne/I₂ лазерах ($\lambda = 612$ нм) і дає змогу досягти довготривалої стабільності частоти випромінювання $1,2 \cdot 10^{-13}$ ($\tau = 100$ с) при відтворюваності $5 \cdot 10^{-12}$.

5. Теоретично і експериментально показано, що внаслідок високої чутливості до частотної невзаємності резонатора фазові резонанси підсилення є ефективними реперами для розробки джерел стабільного за частотою лазерного випромінювання з вузьким спектром і для безпорогових вимірювань кутової швидкості. У випадку нерозділеної надтонкої структури лінії поглинання, що характерно для He-Ne/CH₄ лазерів ($\lambda = 3,39$ мкм), визначальну роль у формуванні фазових резонансів поглинання відіграє насичення дисперсії, що зумовлює високу чутливість частоти випромінювання стабілізованих лазерів до змін тиску підсилюючого середовища і обмежує її відтворюваність на рівні $\sim 10^{-12}$. У випадку розділеної надтонкої структури, що характерно для He-Ne/I₂ лазерів ($\lambda = 633$ нм), основний вклад в утворення резонансів вносить насичення поглинання, а насичення дисперсії зумовлює асиметрію резонансів

і, як наслідок, модуляційний зсув частоти стабілізованих лазерів.

6. Вперше запропоновано, обгрунтовано і реалізовано метод позарезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії трьохрівневого газу у полі бігучої хвилі, роздільна здатність якого не обмежена пролітними ефектами і технічними флюктуаціями частоти лазерного випромінювання. З використанням поглинаючого середовища з коефіцієнтом поглинання $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ та з довжиною 15 см досягнуто роздільної здатності $R \simeq 3 \cdot 10^9$.

7. Вперше запропоновано, обгрунтовано і реалізовано метод внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії, який дає змогу реєструвати як резонанси насиченого поглинання, так і резонанси насиченої дисперсії. Висока чутливість методу, яка обмежується тільки фотонним шумом, можливість плавного регулювання ступеня насичення поглинання і, як наслідок, усунення польового розширення дало змогу досягти у лазерному спектрометрі на основі He-Ne/CH₄ лазера роздільної здатності $R \simeq 5 \cdot 10^{10}$.

8. Встановлено, що найбільш ефективними частотними реперами для стабілізації частоти є частотно-модуляційні резонанси насиченої дисперсії при частоті модуляції, що близька до однорідної ширини лінії поглинання, використання яких дало змогу досягти стабільності частоти випромінювання $8 \cdot 10^{-14}$ при часі усереднення 10 с для лінійного He-Ne/CH₄ лазера і $7 \cdot 10^{-14}$ при часі усереднення 10 с для кільцевого лазера. При цьому характерний для кільцевих лазерів вплив змін тиску підсилюючого середовища на відтворюваність частоти випромінювання практично усувається зі збереженням помітного позитивного вкладу ефектів конкуренції зустрічних хвиль в збільшення крутизни резонансів.

Практична значимість роботи:

1. На основі досліджень резонансних явищ в одномодових лінійних лазерах розроблено He-Ne/I₂ лазер ($\lambda = 612 \text{ нм}$) зі стабільністю частоти випромінювання $1,2 \cdot 10^{-13}$ при часі усереднення 100 с і відтворюваності від вклучення до вклучення $5 \cdot 10^{-12}$.

2. На основі досліджень резонансних явищ в кільцевих лазерах розроблено кільцевий He-Ne лазер ($\lambda = 633 \text{ нм}$) зі стабіль-

ною ($\Delta\omega/\omega \simeq 2 \cdot 10^{-11}$ при $\tau = 1 - 10$ с) частотою випромінювання, що перестроюється у діапазоні 200 МГц, і з шириною лінії 6 кГц. Обґрунтовано можливість використання фазових резонансів в кільцевих лазерах для створення безпорогових лазерних гіроскопів.

3. Розроблено кільцевий He-Ne/I₂ лазер ($\lambda = 633$ нм) зі стабільністю $\simeq 2 \cdot 10^{-12}$, ($\tau = 100$ с) та відтворюваністю від включення до включення $\simeq 10^{-11}$.

4. На основі розробленого методу внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії створено високочутливий малогабаритний He-Ne/CH₄ спектрометр ($\lambda = 3,39$ мкм), що забезпечує спектральне розділення $R \simeq 5 \cdot 10^{10}$.

5. На основі досліджень частотно-модуляційних резонансів в лінійних і кільцевих лазерах розроблено малогабаритні He-Ne/CH₄ лазери ($\lambda = 3,39$ мкм), зі стабільністю відповідно $8 \cdot 10^{-15}$ і $7 \cdot 10^{-15}$ ($\tau = 100$ с) при відтворюваності від включення до включення 10^{-13} .

На захист подаються

1. Теорія взаємодії просторово неоднорідних зустрічних хвиль з молекулярним газом низького тиску, яка ґрунтується на квантуванні поступального руху молекул.

2. Теорія резонансних явищ в газових лазерах з урахуванням просторової неоднорідності лазерного поля і внутрішньорезонаторних підсилюючого та поглинаючого середовищ.

3. Результати дослідження асиметрії, частотних зсувів та польового розширення резонансів насиченого поглинання в лінійних He-Ne/I₂ лазерах видимого діапазону та розробка на їх основі лазерів зі стабільністю частоти $1,2 \cdot 10^{-13}$ при часі усереднення 100 с і відтворюваності від включення до включення $5 \cdot 10^{-12}$.

4. Результати дослідження форми і частотних зсувів фазових резонансів підсилення і поглинання в кільцевих газових лазерах, виявлення ефекту аномально високої чутливості фазових резонансів до частотної невзаємності резонатора і розробка на його основі джерел стабільного за частотою випромінювання видимого діапазону.

5. Обґрунтування та реалізація нового методу реєстрації спектральних ліній — методу внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії насиченого поглинання і насиченої дисперсії і розробка малогабаритного лазерного спектрометра на основі He-Ne/CH₄ лазера ($\lambda = 3,39$ мкм), що забезпечує спектральне розділення $R \approx 5 \cdot 10^{10}$.

6. Розробка стабілізованих за частотно-модуляційними резонансами лінійних та кільцевих He-Ne/CH₄ лазерів ($\lambda = 3,39$ мкм) зі стабільністю відповідно $8 \cdot 10^{-15}$ та $7 \cdot 10^{-15}$ ($\tau = 100$ с) при відтворюваності від включення до включення $\approx 10^{-13}$.

Індивідуальний вклад автора.

1. Постановка задач теоретичного та експериментального дослідження резонансних явищ в газових лазерах.

2. Виконання більшості теоретичних досліджень і розрахунків особисто.

3. Запропонувати ідей експериментальних досліджень, розробка принципових схем експериментальних установок та участь разом зі співавторами у проведенні експериментальних досліджень.

4. Інтерпретація одержаних теоретичних та експериментальних результатів та участь у їх обговоренні.

5. Написання текстів наукових статей, особисті виступи з науковими доповідями на конференціях і семінарах.

Апробація роботи. Основні результати роботи доповідались і обговорювались на I Міжнародній конференції "Фізика в Україні" (1993), на IX і X Всесоюзних конференціях по когерентній і нелінійній оптиці (Ленінград, 1978, Київ, 1980), на VI Вавіловській конференції по нелінійній оптиці (Новосибірськ, 1979), на IV і V Всесоюзній конференції "Оптика лазерів" (Ленінград, 1984, 1987), на VIII Міжнародній конференції "Оптика лазерів" (Санкт-Петербург, 1995), на Всесоюзних симпозіумах "Повищення точності квантових стандартів частоти" (Москва, 1980, 1987, 1990), на Всесоюзній науково-технічній конференції "Применение время-частотных средств и методов измерений в парадигме хемизм" (Москва, 1983), на I і II Всесоюзній науково-технічній конференції "Метрологическое обеспечение измерений частотных и спектральных характеристик излучения лазеров" (Харків, 1982, 1990), наукових

семінарах Інституту фізики НАН України, Фізичного інституту ім. П.Н.Лебедева РАН, Інституту теплофізики Сибірського відділення РАН.

Публікації. По темі дисертації автором опубліковано більше 50 робіт, включаючи монографію. Основні результати викладено в роботах, список яких наведено в кінці реферату.

Об'єм та структура дисертації. Дисертація складається зі вступу, чотирьох глав, висновків, списку цитованої літератури із 234 найменувань. Обсяг дисертації 360 сторінок, включаючи 74 рисунки.

ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У вступі обгрунтовано актуальність теми дисертації, визначено мету та завдання досліджень, коротко викладено зміст дисертації за главами, наведено положення, що подаються на захист, обговорюється наукова новизна та практична значущість роботи.

Глава I. Насичення поглинання і дисперсії молекулярного газу низького тиску у полі просторово неоднорідних зустрічних хвиль.

У першій главі розвивається теорія взаємодії просторово неоднорідного монохроматичного лазерного поля з поглинаючим газом низького тиску. З метою опису спільної дії пролітних ефектів, квантового ефекту віддачі, віткнень зі зміною швидкості, польового розширення, квадратичного ефекту Доплера та ефектів прискорення у зовнішніх полях на форму резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії використано підхід, в якому рух центру мас молекули описується квантовомеханічно. Такий підхід є необхідним для опису ефекту віддачі і в той же час є зручним і послідовним для опису усіх інших ефектів, що зазначені.

У параграфі 1.1 у дворівневому наближенні отримані рівняння для елементів матриці густини молекулярного газу низького

тиску у полі двох зустрічних монохроматичних гаусових пучків, виходячи з рівняння для матриці густини $\hat{\rho}$

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\rho}] - \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{in}, \hat{\rho}] - \frac{i}{\hbar} [\hat{d}\vec{E}(\vec{R}_m, t), \hat{\rho}] + \hat{L}_c\hat{\rho} + \hat{L}_r\hat{\rho}, \quad (1)$$

де $\hat{H}_0$ — гамільтоніан руху центру мас вільної молекули, що включає в себе кінетичну енергію та енергію молекули у зовнішньому полі (у полі тяжіння, у магнітному полі тощо); $\hat{H}_{in}$ — гамільтоніан внутрішнього руху; $\hat{d}$ — оператор дипольного моменту молекули; $\vec{R}_m$ — координата центру мас молекули; $\hat{L}_c\hat{\rho}$ і $\hat{L}_r\hat{\rho}$ — члени, що описують відповідно релаксацію із-за зіткнень та радіаційну релаксацію.

Форма нелінійних резонансів у спектроскопії насиченого поглинання і насиченої дисперсії визначається нелінійною поляризуемістю середовища $\kappa_{1,2}(z)$:

$$\kappa_{1,2}(z)E_{1,2} = \int dxdy \overline{\vec{P}(\vec{R}, t) \exp(-i\omega t)} \vec{E}_{1,2}(\vec{R}), \quad (2)$$

де риска позначає усереднення за часом, $\vec{P}(\vec{R}, t)$ — поляризація молекулярного газу, що наведена монохроматичним лазерним полем, частота ω якого близька до частоти $\omega_0 = (E_{in}^{(2)} - E_{in}^{(1)})/\hbar$ переходу між рівнями 1 і 2 з енергіями внутрішнього руху $E_{in}^{(i)}$. Поляризація середовища у точці $\vec{R}$ визначається виразом

$$\vec{P}(\vec{R}, t) = \text{Sp} \left(\hat{\rho} \hat{d}\delta(\vec{R} - \vec{R}_m) \right). \quad (3)$$

Рівняння (1) містить практично усі відомі чинники, що впливають на форму резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії для монохроматичних полів: польове та пролітне розширення, ефект віддачі і квадратичний ефект Доплера, релаксацію із-за зіткнень та радіаційну релаксацію, ефекти прискорення у зовнішніх полях (гравітаційному, магнітному тощо). Природно, що в загальному випадку розв'язати це рівняння неможливо. Далі у главі розглянуто низку окремих випадків, що не обговорювалися раніше у літературі, для яких характерні

важливі для практичного використання в спектроскопії і в оптичних стандартах частоти нові якісні особливості форми нелінійних резонансів.

Особливості розширення резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії у випадку відсутності зовнішніх полів розглянуто у параграфі 1.2. Якщо електричне та магнітні поля можна усунути практично повністю, то гравітаційне поле Землі у експериментальних умовах завжди існує. Тому аналіз, що проведено у цьому параграфі, справедливий для відносно широких резонансів. Вплив прискорення у полі тяжіння розглянуто у параграфі 1.3, де показано, що він істотний для резонансів з ширинами $\bar{\Gamma} \leq 100$ Гц. У випадку відсутності зовнішніх полів власними функціями руху центру мас є плоскі хвилі з визначеним імпульсом. Як наслідок, рівняння для елементів матриці густини значно спрощуються, однак залишаються досить складними і не можуть бути розв'язані у загальному вигляді.

Одним із найважливіших окремих випадків є випадок слабого насичення поглинання, коли можна розв'язати рівняння для матриці густини послідовними наближеннями по полю. І в цьому випадку для отримання коефіцієнту поглинання і показника заломлення газу необхідно використовувати додаткові припущення, що торкаються вигляду інтеграла зіткнень. Використовувалась апроксимація інтеграла зіткнень у вигляді суми двох членів, які відповідають зіткненням, що супроводжуються значною зміною швидкості (сильні зіткнення), і зіткненням з малою зміною швидкості (слабкі або дифракційні зіткнення). Для слабких зіткнень ядро інтеграла зіткнень можна вважати різностним. За таких припущень зперше отримано вираз для поляризованості газу у першому порядку по інтенсивності насичуючого поля, який описує форму резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії з урахуванням спільної дії усіх розширюючих і таких, що приводять до частотних осувів, чинників та виключенням польового розширення та ефектів прискорення у зовнішніх полях. Цей вираз містить чотири можливі причини частотних осувів резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії. Три з них (квадратичний ефект Доплера, кривизна хвильових фронтів зустрічних хвиль, спільна дія пролітних ефектів та ефекту віддачі) розглядалися раніше.

У параграфі докладно розглянуто зперше виявлений осув максимуму резонанса насиченого поглинання, який є наслідком

спільної дії зіткнень зі зміною швидкості і пролітних ефектів, яка призводить до залежності ударного зсуву лінії від часу пролітання τ_0 . Отримано і проаналізовано вираз для зсуву і подано його наочну інтерпретацію. Відомо, що переважний вклад у резонанс насиченого поглинання або дисперсії вносить невелика група молекул, проекції k_z хвильових векторів яких на напрямок розповсюдження поля зосереджені у вузькому інтервалі поблизу нульових значень k_z , що визначаються умовою $\hbar p_0 |\Delta k_z| / m \leq \bar{\Gamma}$, де p_0 — хвильовий вектор поля; m — маса молекули; $\bar{\Gamma}$ — ширина резонансу. Якщо $\bar{\Gamma}$ настільки мала $\bar{\Gamma} \ll p_0 v_0 \bar{\theta}$ (v_0 — теплова швидкість), що розсіювання на кут $\bar{\theta} \ll 1$ виводить молекулу із цього інтервалу, то таке зіткнення еквівалентне непружному зіткненню і не призводить до зсуву лінії. У іншому граничному випадку $\bar{\Gamma} \gg p_0 v_0 \bar{\theta}$ зміна швидкості молекули при зіткненні не спричиняє її виведення із інтервалу резонансної взаємодії з полем і зіткнення призводить до звичайного ударного зсуву лінії. Зі зміною часу пролітання τ_0 за умови сталої густини газу відбувається поступовий перехід від першої умови до другої, що означає зміну зсуву, що зумовлений зіткненнями, зі зміною τ_0 .

Далі у параграфі 1.1 розглянуто вплив польового розширення на форму резонансів насиченого поглинання за умови наявності зіткнень зі зміною швидкості. Основну увагу приділено асиметрії та частотним зсувам резонансів.

Якісне пояснення залежності ударного зсуву резонансів від пролітної ширини можна без змін використовувати для обґрунтування зсуву лінії, що виникає внаслідок польового розширення. Проте кількісне дослідження цього ефекту пов'язане з деякими труднощами. Найбільш прямий шлях урахування спільної дії польового розширення та зіткнень полягає у продовженні процедури послідовних наближень до п'ятого порядку, проте отримані результати при цьому мають обмежену придатність. Можливість побудови більш точного розв'язку рівнянь для елементів матриці густини, що не використовує процедуру розкладу в ряд теорії збурень, практично виключена навіть для інтеграла зіткнень з різностним ядром. Тому при розгляді нехтувалось пролітними ефектами та ефектом віддачі, що дало змогу отримати вираз для коефіцієнту поглинання α_- слабкої хвилі за наявності зустрічної хвилі довільної інтенсивності і для коефіцієнту поглинання стоячої хвилі. Вплив зіткнень зі зміною

швидкості враховано у першому наближенні по малому параметру $\tilde{\Gamma}/(p_0 v_0 \bar{\theta}) \ll 1$, так що отримані результати справедливі для низького тиску поглинаючого газу. У випадку високого тиску, коли справедлива протилежна умова $\tilde{\Gamma}/(p_0 v_0 \bar{\theta}) \gg 1$, отримано вираз для коефіцієнту поглинання стоячої хвилі α_{-}^{st} у швидкістному наближенні.

Отримано і проаналізовано вираз для зсуву максимуму резонанса насиченого поглинання. Проведено кількісну оцінку зсуву, до якого призводять розглянуті ефекти дії пролітного та польового розширення на зсув із-за зіткнень для однієї з найбільш докладно досліджених ліній — $F_2^{(2)}$ -компоненти коливально-обертального переходу $P(7)$ смуги ν_3 метану ($\lambda = 3,39$ мкм), яка становить особливий інтерес для стабілізації частоти. При тиску $P = 4$ мторр зі зміною величини τ_0 у два рази резонанс насиченого поглинання зсувається приблизно на 40 Гц, що значно перевищує зсув із-за квадратичного ефекту Доплера і магнітної надтонкої структури $F_2^{(2)}$ -компоненти при цьому тиску. Зі зменшенням тиску вклад зіткнень зменшується пропорційно квадрату тиску, так що для тиску $P \leq 1$ мторр основний вклад у зміну положення вершини резонанса дають квадратичний ефект Доплера та магнітна надтонка структура. Зсув резонансу насиченого поглинання при зміні параметру насичення I_0 від нуля до одиниці при $P = 4$ мторр становить приблизно 70 Гц. Зсув із-за надтонкої структури у цьому випадку приблизно дорівнює -400 Гц, а зсув із-за квадратичного ефекту Доплера становить -30 Гц. Таким чином, для $F_2^{(2)}$ -компоненти основний вклад у залежність положення максимуму резонансу від параметру насичення дає магнітна надтонка структура лінії.

Для стабілізації частоти використовується також E -компонента того ж коливально-обертального переходу метану, яка не має магнітної надтонкої структури. Вимірний зсув максимуму резонансу при зміні насичуючої потужності виявився всього в чотири рази меншим величини зсуву $F_2^{(2)}$ -компоненти за того ж тиску. Такий великий зсув не можна пояснити квадратичним ефектом Доплера і можливою причиною цього зсуву є ефект, що обговорюється у параграфі.

Розроблені до цього часу методи реєстрації резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії мають високу чутливість і дають змогу впевнено реєструвати резонанси при такому

низькому тиску, що вплив зіткнень на форму резонансів істотно ослаблений і зсувом із-за зіткнень можна знехтувати. Проте в таких умовах починає проявляти себе розщеплення резонансу на дві компоненти внаслідок ефекту віддачі, які за умови нерівних часів життя рівнів мають різну інтенсивність. Якщо дублет не розділений, то вершина резонансу зсунута відносно центральної частоти переходу. Величина зсуву $\Delta\Omega_m$ залежить від співвідношення між інтенсивностями компонент, їх ширини, часу пролітання τ_0 та інтенсивності поля. Становить також інтерес польове розширення резонансів у пролітних умовах, вплив поля на частотні зсуви, які пов'язані з кривизною хвильового фронту та з квадратичним ефектом Доплера. У зв'язку з цим у параграфі 1.1 проведено розрахунок поляризованості поглинаючого газу у п'ятому порядку теорії збурень по полю з одночасним урахуванням ефекту віддачі, квадратичного ефекту Доплера та пролітних ефектів. Припускалось, що зіткнення зі зміною швидкості відсутні. Проведено аналіз зсуву максимуму резонансу в умовах нерозділеного дублету віддачі, зокрема показано, що в інтервалі тисків метану, коли ударна ширина лінії стає порівняною з радіаційною, ефект віддачі може помітно впливати на зсув. Наприклад, при $P = 0,1$ мторр для зсуву максимуму резонансу за умови зміни параметру насичення від $I_0 = 0$ до $I_0 = 1$ отримано значення $+10$ Гц.

Вплив ефектів прискорення на граничні характеристики методу насиченого поглинання розглянуто у параграфі 1.2. При спостереженні резонансів насиченого поглинання з роздільною здатністю 10^{12} , що досягнута на цей час, великий час взаємодії молекули з полем $\tau = 1/\Gamma$ вимагає урахування чинників розширення, вкладом яких для відносно широких резонансів можна знехтувати. Одним із таких чинників є прискорення молекул у полі тяжіння Землі. Згідно [1], ефект прискорення молекул дає

помітний вклад у розширення резонансів за умови $\Gamma \leq \sqrt{\vec{k}\vec{g}}$ ($\vec{k}$ — хвильовий вектор, $\vec{g}$ — прискорення земного тяжіння).

Вважаючи $\vec{k}\vec{g} = 10^{-3}kg$, для $\lambda = 3.39$ мкм маємо $\Gamma \leq 20$ Гц і, отже, ефекти прискорення у полі тяжіння Землі можуть бути істотними уже в умовах експерименту [2]. Для адекватного опису надвузьких резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії у параграфі розвинута теорія, в якій поруч з ефектами прискорення враховані пролітні ефекти, квадратичний ефект Доплера та ефект віддачі.

Розглянуто взаємодію двох зустрічних гаусових пучків з молекулярним газом низького тиску, що перебуває у полі земного тяжіння. Для опису руху молекул використовувались хвильові функції частинки у однорідному полі, які визначаються через функції Ейрі. Аналіз отриманих виразів для резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії показав, що ефекти прискорення можуть обмежувати роздільну здатність спектроскопії насиченого поглинання і насиченої дисперсії величиною 10^{-12} , причому основний вклад у розширення дає поздовжня компонента прискорення земного тяжіння. Нахил резонатору лазера на кут $\vartheta \sim 2 \times 10^{-3}$ призводить до обмеження ширини резонансів на рівні 100 Гц і до частотних осувів на рівні часток Гц. Зі зменшенням однорідної ширини лінії форма резонансів ускладнюється: вершина оберненого провалу Лемба сплюснується, а його друга похідна являє собою дублет, відстань між компонентами якого дорівнює приблизно $2\sqrt{k_0 g \vartheta}$. За умови $\vartheta = 0$ вплив прискорення молекул зводиться до зменшення часу їх взаємодії з полем і, як наслідок, до зникнення так званого ефекту повільних молекул. Поперечне прискорення, що не усувається, обмежує роздільну здатність на рівні 10^{-14} і не проявляє себе в існуючих лазерних спектрометрах.

У параграфі 1.3 проведено аналіз одного із найбільш важливих чинників розширення резонансів насиченого поглинання — польового розширення, труднощі усунення якого швидко зростають зі зменшенням Γ і у багатьох випадках вклад польового розширення у ширину резонансів, яка спостерігається, є визначальним. Теорія форми лінії поглинання стоячої хвилі у газі низького тиску, яка необхідна для опису форми надвузьких ($\Gamma \leq 100$ Гц) резонансів за умов довільного насичення, повинна враховувати ефект віддачі. У цьому параграфі виходячи із рівняння Шредінгера отримано коефіцієнт поглинання плоскої стоячої хвилі з урахуванням ефекту віддачі за умов довільного насичення поглинання у вигляді оберненого перетворення Лапласа від добутку ланцюгових дробів, усередненого по початкових імпульсах. Проведений числовий аналіз показав, що в найбільш важливому для спектроскопії надвисокого розділення випадку розділеного дублету $\delta \gg \Gamma$ для опису форми однієї з компонент дублету досить трьохрівневого наближення, коли для коефіцієнту поглинання можна отримати вираз у вигляді однократного інтегралу по імпульсах. За умови точної настройки на

центр компоненти отримано аналітичний вираз для коефіцієнта поглинання та для його другої похідної за частотою.

Глава II. Нелінійні резонанси у випромінюванні газових лазерів з резонатором Фабрі-Перо.

У другій главі досліджуються резонансні явища у лазерах з резонатором Фабрі-Перо. У параграфах 2.1-2.4 розроблено теорію газових лазерів з резонатором Фабрі-Перо з внутрішньорезонаторним нелінійно поглинаючим газом, характерною особливістю якої є послідовне урахування просторової неоднорідності лазерного поля і внутрішньорезонаторних середовищ, що дало змогу коректно описати асиметрію і частотні зсуви нелінійних резонансів. Рівняння генерації одномодового газового лазера отримані у параграфі 2.1 виходячи із розкладення лазерного поля $E(\vec{R}, t)$ по модам $E_k(\vec{R})$ порожнього резонатора без втрат:

$$E(\vec{R}, t) = \frac{1}{2} \sum_k \mathcal{E}_k(t) E_k(\vec{R}) + \text{к.с.}, \quad (4)$$

де індекс k позначає моду (l, q) ; ω — частота випромінювання лазера; $\mathcal{E}_k$ — комплексна амплітуда моди, що повільно змінюється, яка задовольняє укороченим рівнянням

$$\frac{d\mathcal{E}_k}{dt} + \left[\frac{\Delta\omega_k}{2} + i(\omega - \Omega_k) \right] \mathcal{E}_k = -2\pi i \omega P_k - \frac{1}{2} i \sum_{k'} m_{kk'} \mathcal{E}_{k'}, \quad (5)$$

де $\Delta\omega_k$ — ширина смуги резонатора; $P_k = P_k^{(+)} + P_k^{(-)}$,

$$P_k^{\pm}(t) = \int_{V^{(\pm)}} \mathcal{P}(\vec{R}, t) E_k(\vec{R}) d\vec{R}, \quad (6)$$

$V_{\pm}$ — об'єм підсилюючого і поглинаючого середовищ, $\mathcal{P}(\vec{R}, t)$ — комплексна амплітуда, що повільно змінюється, поляризації

$P(\vec{R}, t)$ внутрішньорезонаторного середовища, яка визначається співвідношенням

$$P(\vec{R}, t) = \frac{1}{2} P(\vec{R}, t) \exp(i\omega t) + \text{к.с.} \quad (7)$$

Коефіцієнти $m_{kk'}$ в (5) описують лінійний зв'язок між модами k та k' ($k \neq k'$), який виникає внаслідок неідеальності резонатора. Вклад в $m_{kk'}$ дають, наприклад, дифракція на дзеркалах та внутрішньорезонаторних діафрагмах, розсіювання на неоднорідностях резонатору, неповне відбивання від дзеркал тощо. Отримано вираз для поляризації середовища з урахуванням пролітних ефектів у полі, яке являє собою суперпозицію мод резонатора, і вираз для коефіцієнтів зв'язку, які разом з укороченими рівняннями для амплітуд мод утворюють замкнуту систему рівнянь генерації лазера.

На основі розв'язку отриманої системи рівнянь у параграфі 2.2 розглянуто найбільш простий приклад резонансних явищ в лазерах — провал Лемба у контурі генерації одномодового лазера. Отримано вираз для вихідної потужності лазера, згідно з яким провал Лемба асиметричний і зсунутий відносно центру лінії підсилення. Непарна по відстройці частоти випромінювання від центру лінії підсилення $\Delta\omega^{(+)}$ добавка ΔP до вихідної потужності, яка призводить до асиметрії контуру, складається із двох частин:

$$\Delta P = -\frac{P_0}{\eta - 1} \left[\chi_1 \varepsilon \eta \frac{\sigma^{(+)\prime\prime}}{\sigma^{(+)\prime}} - \chi_2 (\eta - 1) \frac{\beta^{(+)\prime\prime}}{\beta^{(+)\prime}} \right], \quad (8)$$

Тут P_0 — вихідна потужність у звичайній теорії Лемба одномодового газового лазера; η — відносне перевищення помпування над пороговим значенням; ε — безрозмірний малий параметр, який характеризує радіальну неоднорідність лінійного підсилення; параметри $\sigma^{(+)} = \sigma^{(+)\prime} + i\sigma^{(+)\prime\prime}$ і $\beta^{(+)} = \beta^{(+)\prime} + i\beta^{(+)\prime\prime}$ — коефіцієнти Лемба, що описують відповідно лінійну та нелінійну поляризуємість підсилюючого середовища; коефіцієнти χ_1, χ_2 мають вигляд

$$\chi_i = \varepsilon \frac{\Delta\omega_0}{\delta\omega_a} K_g^{(i)} + T_d \ln(1/T_d) K_d^{(i)} - 2 \frac{\Delta\omega_0}{\delta\omega_a} (\eta - 1) K_V^{(i)} \quad (9)$$

де $\delta\omega_a$ — частотна відстань між аксіальними модами; $T_d = \exp[-(\tau_d/W_d)^2]$ — дифракційні втрати у резонаторі за прохід. Вирази для безрозмірних чинників K в (9) наведено у дисертації, їх величина залежить від геометрії резонатора і для стійких резонаторів становить 0,5–1.

Перший доданок у (8) визначається незалежними від поля лінзоподібними властивостями підсилюючого середовища, які виникають внаслідок радіальної неоднорідності лінійного підсилення і пропорційні показнику заломлення середовища, що характеризується коефіцієнтом $\sigma^{(+)}$. Другий доданок зумовлений нелінійними лінзоподібними властивостями підсилюючого середовища, які виникають внаслідок радіально неоднорідного насичення показника заломлення у лазерному полі. Кожна з цих двох "лінз" спричинює зміну параметрів гаусового пучка. В свою чергу ці зміни впливають на вихідну потужність лазера таким чином: по-перше, зміна радіусу гаусового пучка на діафрагмі спричинює зменшення або збільшення дифракційних втрат і, отже, підвищення або зниження вихідної потужності; по-друге, за умови існування радіальної неоднорідності лінійного підсилення зміна радіусу гаусового пучка в підсилюючому середовищі супроводжується зміною ефективного підсилення і, отже, вихідної потужності; по-третє, зміна ефективного об'єму моди у підсилюючому середовищі спричинює зміну вихідної потужності. Таким чином, формула (8) описує шість можливих механізмів асиметрії контуру вихідної потужності, що пов'язані з ефектами просторової неоднорідності. Відносна роль кожного з них залежить від різних параметрів лазера і в конкретних експериментальних умовах визначаючим може бути будь-який з них.

Вплив ефектів просторової неоднорідності на форму обернених провалів Лемба розглянуто у параграфі 2.3. Отримано вираз для форми інвертованого провалу Лемба у наближенні малої контрастності. У випадку відсутності просторової неоднорідності цей вираз описує симетричний по відстройці $\Delta\omega^{(-)}$ частоти випромінювання від центра лінії поглинання лоренцевий контур, що виникає тільки внаслідок насичення поглинання. Просторова неоднорідність призводить до асиметрії резонансу внаслідок непарної по відстройці $\Delta\omega^{(-)}$ добавки, яка відбиває вклад насичення дисперсії у вихідну потужність лазера ("лінзові" асув і асиметрії резонансів). Виникнення непарної по $\Delta\omega^{(-)}$

добавки до вихідної потужності зумовлено трьома причинами. Дві з них виникають внаслідок зміни ефективного коефіцієнта підсилення, яка пов'язана з лінійною та нелінійною неоднорідностями підсилення, третя — внаслідок залежності дифракційних втрат на діафрагмі від радіуса пучка.

У випадку відсутності пролітних ефектів модовий підхід приводить до результатів, які якісно співпадають з відомими результатами [3, 4] і відрізняються тільки більш точними значеннями числових коефіцієнтів, що характеризують геометрію резонатора. Урахування пролітних ефектів приводить до низки нових результатів. Для лінзового зсуву $\Delta\Omega_{lens}$ максимуму інвертованого провалу Лемба отримано такий вираз:

$$\Delta\Omega_{lens} = \chi_{lens} F_{lens} \left(\Gamma^{(-)} \tau_0 \right) \Gamma^{(-)}, \quad (10)$$

$$\chi_{lens} = \varepsilon \frac{\Delta\omega_0}{\delta\omega_a} K_g^{lens} + T_d \ln(1/T_d) K_d^{lens} - 2 \frac{\Delta\omega_0}{\delta\omega_a} (\eta - 1) K_V^{lens} \quad (11)$$

Функція F_{lens} описує вплив пролітних ефектів на зсув $\Delta\Omega$, який проявляє себе не тільки у відмінності ширини резонансу від однорідної ширини $\Gamma^{(-)}$, але й у своєрідних особливостях лінозоподібних властивостей поглинаючого газу низького тиску. Під час зменшення $\Gamma^{(-)}\tau_0$ функція F_{lens} зменшується, при $\Gamma^{(-)}\tau_0 \simeq 1$ обертається в нуль і з подальшим зменшенням $\Gamma^{(-)}\tau_0$ стає від'ємною. Зсув $\Delta\Omega$ у граничному випадку $\Gamma^{(-)}\tau_0 \ll 1$

$$\Delta\Omega_{lens} = -1.129 \chi_{lens} \Gamma^{(-)}, \quad (12)$$

тоді як без пролітних ефектів ($\Gamma^{(-)}\tau_0 \gg 1$) маємо

$$\Delta\Omega_{lens}^{(1)} = 0.5 \chi_{lens} \Gamma^{(-)}. \quad (13)$$

Складна поведінка лінзового зсуву у пролітній області пов'язана з нелокальністю взаємодії лазерного поля з поглинаючим газом низького тиску, яка спричинює зміну знаку нелінійної ліній, що наведена полем насичуючого гаусового пучка для зустрічного гаусового пучка. У параграфі наведено отриманий вираз для оптичної сили нелінійної ліній і проведено його аналіз для різних $\Gamma^{(-)}\tau_0$.

Розглянуто також зсув $\Delta\Omega_{\text{curv}}$ максимуму інвертованого провалу Лемба, який виникає внаслідок неоднаковості інтенсивностей зустрічних хвиль у резонаторі та радіусів кривизни хвильових фронтів цих хвиль, що спричинюється нелінійними діафрагмоподібними властивостями поглинаючого газу. Якій його походження можна пояснити так. Відомо [5], що резонанс у коефіцієнті поглинання гаусового пучка за наявності насичуючого зустрічного гаусового пучка, взагалі кажучи, зсунутий відносно центру лінії поглинання. Цей ефект виникає внаслідок кривизни хвильового фронту гаусових пучків і має істотне значення у випадку позарезонаторної поглинаючої комірки. У внутрішньорезонаторній спектроскопії насиченого поглинання зустрічні гаусові пучки для ідеального порожнього резонатора повністю узгоджені (положення перетяжок співпадають, радіуси і інтенсивності пучків однакові). Для таких пучків інвертований провал Лемба точно фіксує центр лінії поглинання і наявність кривизни хвильових фронтів призводить тільки до додаткового розширення резонансу. В умовах генерації, однак, узгодженість пучків зникає. По-перше, внаслідок втрат на пропускання та поглинання на дзеркалі, що розміщено біля кінця поглинаючої комірки, інтенсивності пучків у поглинаючій комірці неоднакові. По-друге, наявність діафрагмоподібних властивостей елементів резонатора, тобто просторової неоднорідності лінійного підсилення, неминучої радіальної неоднорідності насиченого у полі гаусового пучка підсилення, наявність діафрагм для забезпечення одномодової генерації призводить до неоднаковості радіусів кривизни хвильових фронтів зустрічних пучків у поглинаючому середовищі [6]. Тому слід чекати, що інвертований провал Лемба буде зсунутий відносно центру лінії поглинання.

Зсув $\Delta\Omega_{\text{curv}}$ має вигляд $\Delta\Omega_{\text{curv}} = \Delta\Omega_{\text{dopl}} + \Delta\Omega_{\text{int}}$, де зсув $\Delta\Omega_{\text{dopl}}$, що обумовлений неоднаковістю радіусів кривизни хвильових фронтів зустрічних хвиль у поглинаючому середовищі, та зсув $\Delta\Omega^{(n)}$, що виникає внаслідок нерівності інтенсивностей хвиль у поглинаючому середовищі, даються виразами типу (10).

Вираз для χ_{dopl} відрізняється від (11) тільки значеннями коефіцієнтів K . Функція F_{dopl} змінює знак при $\Gamma^{(-)}\tau_0 \simeq 2.3$, причому за умови $\Gamma^{(-)}\tau_0 \gg 1$ маємо $F_{\text{dopl}} \approx 2.5/(\Gamma^{(-)}\tau_0)^2$, а коли $\Gamma^{(-)}\tau_0 \ll 1$, то $F_{\text{dopl}} \approx -3,06$.

Величина параметру χ_{int} залежить від того, з боку якого дзеркала реєструється вихідна потужність. У випадку реєстрації потужності випромінювання, що виходить через дзеркало, яке розміщене біля підсилюючого середовища, χ_{int} виражається виразом

$$\chi_{int}^{(1)} = \frac{T_2}{2} \frac{z_1^{(-)} + z_2^{(-)}}{b^{(-)}}, \quad (14)$$

а у випадку реєстрації потужності, що виходить через дзеркало, яке розміщене біля поглинаючого середовища,

$$\chi_{int} = \frac{T_2}{2} [1 - 2(\eta - 1)] \frac{z_1^{(-)} + z_2^{(-)}}{b^{(-)}}, \quad (15)$$

де T_2 — пропускання дзеркала, яке розміщене біля поглинаючого середовища; $z_i^{(-)}$ — координати кінців поглинаючої комірки; $b^{(-)}$ — конфокальний параметр резонатора. Функція F_{int} завжди додатна, за умови $\Gamma^{(-)}\tau_0 \gg 1$ маємо $F_{int} \approx 2.5/(\Gamma^{(-)}\tau_0)^2$, а коли $\Gamma^{(-)}\tau_0 \ll 1$ — $F_{int} \approx 1$, 129.

У параграфі 2.4 модовий підхід до опису ефектів просторової неоднорідності використано для аналізу форми частотних резонансів у двомодових лазерах. Досліджено зсуви частоти випромінювання лазерів, стабілізованих за частотними резонансами. Показано, що асиметрія частотних резонансів виникає внаслідок впливу нелінійних діафрагмоподібних властивостей поглинаючого газу, наявність яких за умови існування інших діафрагм у резонаторі, у тому числі нелінійних, призводить до парної за відстройкою $\Delta\omega^{(-)}$ добавки до частоти міжмодового биття. Розглянуто можливість усунення асиметрії резонансів шляхом установки відповідного тиску підсилюючого середовища у випадку ударного розширення лінії поглинання; при наявності продітного розширення ця можливість зникає, а величина частотних зсувів істотно залежить від співвідношення між ударною та пролітною ширинами.

У параграфі 2.5 наведено результати експериментального та теоретичного дослідження резонансів насиченого поглинання в He — Ne/I₂ лазерах на довжинах хвиль 633 і 612 нм.

He-Ne/I₂ лазер на довжині хвилі 633 нм є найбільш дослідженим із стабілізованих лазерів видимого діапазону. Тим не менш на початок даної роботи основні причини частотних зсувів, що обмежують відтворюваність частоти, до кінця не були встановлені. В роботі [7] спостерігався значний зсув частоти стабілізованого лазера при зміні амплітуди D модуляції частоти ($10 \div 30$ кГц/МГц). Наявність такого зсуву є основною причиною відносно низької точності, отриманої під час міжнародних порівнянь частот He-Ne/I₂ лазерів [8]. Авторам роботи [7] не вдалось визначити причину зсуву, оскільки згідно їх оцінок відомі фактори (нахил доплерівської лінії підсилення, вплив сусідніх компонент надтонкої структури, апаратурні зсуви) повинні призводити до значно меншої величини модуляційного зсуву.

В [4] вказувалось на розглянуті у попередніх параграфах ефекти просторової неоднорідності як на можливу причину великих модуляційних зсувів, що спостерігаються в He-Ne/I₂ лазерах. Дійсно, як показано вище, внаслідок лізових ефектів резонанс насиченого поглинання завжди асиметричний і, як наслідок, частота стабілізованого лазера повинна залежати від амплітуди модуляції D . Величина модуляційного зсуву, що спостерігається, може бути зумовлена лізовими ефектами при дифракційних втратах на рівні процента. Однак для однозначного висновку відносно причин модуляційного зсуву потрібні цілеспрямовані експериментальні дослідження модуляційних зсувів.

В нашому експерименті використовувались два He-Ne/¹²⁷I₂ лазерні резонатори довжиною $L_p = 40$ см, в якому містились поглинаюча комірка довжиною $l^{(-)} = 7$ см та активний елемент з довжиною розрядного проміжку 21 см і діаметром капіляру 1,8 мм. Для стабілізації частоти лазерів використовувалась система автоматичної підстройки частоти (АПЧ), в якій як сигнал похибки використовувався сигнал третьої гармоніки частоти модуляції. Під час вимірювань частотних зсувів застосовувалась методика оптичного гетеродинування, згідно з якою ідентичні досліджувані і опорні лазерні стабілізуються за різними надтонкими компонентами, їх випромінювання зводиться на високочастотний фотоприймач і реєструється частота биття. Контрастність резонансів становила близько 0,3 %, ширина — приблизно 3,5 МГц.

Вплив лінзоподібних властивостей на модуляційні зсуви досліджувався шляхом зміни геометричних параметрів резонатора. В експерименті використовувались сферичне дзеркало з радіусом кривизни $R=1, 2$ і 4 м, друге дзеркало — плоске. Величина лінзового зсуву повинна істотно змінюватися після заміни дзеркал, однак у експерименті з точністю до похибок вимірювань вона залишалась незмінною і, наприклад, при тиску йоду 30 Па становила $k = (22 \pm 2)$ кГц/МГц. Величина модуляційного зсуву лінійно зменшується зі зменшенням тиску з нахилом 1 кГц/(МГц·Па). Встановлення в резонатор діафрагми, діаметр якої ($1,3$ мм) значно менший від діаметру активного елементу, також не приводило до зміни величини k .

Таким чином, проведена експериментальна перевірка не підтвердила гіпотезу про визначальний вклад ефектів просторової неоднорідності в асиметрію і частотні зсуви резонансів в He-Ne/I₂ лазерах.

Як можливою причину асиметрії резонансів насиченого поглинання в He-Ne/I₂ лазерах в дисертації розглянуто зіткнення зі зміною швидкості. Як показано у першій главі, форма резонансів істотно залежить від співвідношення між шириною $\tilde{\Gamma}$ резонансів і величиною $ku\bar{\theta}$, де ku — доплерівська ширина лінії; $\bar{\theta}$ — характерний кут розсіювання під час зіткнення. В He-Ne/I₂ лазерах в типових умовах експерименту ширина резонансів відносно велика: $\tilde{\Gamma} \geq 1$ МГц. Оцінімо параметр $ku\bar{\theta}$ для лінії поглинання йоду. Амплітуда розсіювання при зіткненні важких атомів або молекул складається із порівняно широкої класичної складової, що відповідає пролітам з прицільною відстанню ρ , меншою радіусу Вейскопфа ρ_w , та різкої дифракційної складової, яка відповідає великим прицільним відстаням $\rho > \rho_w$. Класичні зіткнення, для яких характерна велика зміна швидкості, супроводжуються непружними та деорієнтуючими процесами і можуть бути враховані шляхом включення відповідних членів виходу в рівняння для елементів матриці густини. Дифракційна частина амплітуди розсіювання, що дає основний вклад в асиметрію резонансів, має характерну ширину $\bar{\theta} \simeq \Lambda/\rho_w$, де $\Lambda = \hbar/Mu$, M — маса молекули; u — теплова швидкість. Для йоду при $\rho_w = 1$ нм $ku\bar{\theta} = 400$ кГц і, таким чином, виконується нерівність $\tilde{\Gamma} > ku\bar{\theta}$.

Вираз для коефіцієнту поглинання $\alpha^{(st)}$ стоячої хвилі в цьому випадку отримано у першій главі. Для слабого насичення він

$$\alpha^{(st)}/\alpha_0 = 1 - \frac{S}{4} \left[1 + \frac{1}{1 + (\Delta\omega/\Gamma)^2} + \alpha \frac{\Delta\omega/\Gamma[1 - (\Delta\omega/\Gamma)^2]}{[1 + (\Delta\omega/\Gamma)^2]^4} \right], \quad (16)$$

де $S \ll 1$ — параметр насичення на осі гаусового пучка; параметр $\alpha \ll 1$ відбиває роль зіткнень зі зміною швидкості:

$$\alpha = \frac{\nu''_{12}}{\Gamma} \left(\frac{k u \theta_0}{\Gamma} \right)^2, \quad \nu''_{12} \theta_0^2 = \int \bar{B}_{12}(\Delta k_z) (\Delta k_z/k_0)^2 d(\Delta k_z); \quad (17)$$

$\nu_{12} = \nu'_{12} + i\nu''_{12}$ — комплексна частота пружних зіткнень для недиагонального елементу матриці густини; $\bar{B}_{12}$ — ядро інтегралу зіткнень.

Як випливає із (16), вклад пружних зіткнень є істотним для невеликих відстройок від центру резонансу $|\Delta\omega| \leq \Gamma$ і швидко зменшується при збільшенні $|\Delta\omega|$. Аналіз залежності зсуву $\Delta\Omega^{(3)}$ від D при різних ступенях насичення показує, що зсув найбільш швидко змінюється при $D \leq \Gamma$ і різко зменшується при збільшенні параметра насичення. Така поведінка відповідає експериментальним результатам. Розрахована залежність нахилу модуляційного зсуву $k = d(\Delta\Omega^{(3)})/dD$ у точці $D = 3$ МГц для He-Ne/I₂ лазера якісно відповідає експериментальним залежностям.

Таким чином, проведені експериментальні та теоретичні дослідження модуляційних зсувів частоти випромінювання стабілізованих He-Ne/I₂ лазерів показують, що лінзоподібні властивості поглинаючого середовища не є визначальною причиною зсувів, що спостерігаються. Найбільш ймовірною причиною асиметрії нелінійних резонансів, що призводить до таких зсувів, є зіткнення зі зміною швидкості.

He-Ne лазери з довжиною хвилі 612 нм викликають значний інтерес у зв'язку з тим, що лінійний коефіцієнт поглинання йоду на лінії R(47) смуги 9-2 B-X переходу, що співпадає з лінією випромінювання лазера (перехід неону 3s₂-2p₆), майже в 250 раз більший, ніж на довжині хвилі 633 нм. Контрастність резонансів насиченого поглинання йоду на 612 нм може досягати 10% [9] при тиску йоду ~ 3 Па, що дає змогу розраховувати на

значне покращення стабільності та відтворюваності частоти, якщо перейти на цю довжину хвилі. Однак, як показали експериментальні дослідження, внаслідок неузгодженості параметрів насичення поглинання і підсилення величина параметру насичення поглинання перевищує 100 і спостерігається десятикратне розширення резонансів у порівнянні з однорідною шириною лінії поглинання; виникає значна кількість резонансів, які відповідають забороненим переходам $\Delta F = 0$ між компонентами надтонкої структури і перехресним резонансам, що призводить до спотворення форми резонансів, які відповідають дозволеним переходам; спостерігаються характерні для сильного насичення і великого поглинання явища гістерезису та режим жорсткого збудження генерації. Зазначені властивості резонансів не сприяють їх ефективному використанню як частотних реперів. В наших експериментах модуляційний зсув для лазера на 612 нм в два-три рази перевищував модуляційний зсув, характерний для лазерів на 633 нм, і був пов'язаний з асиметрією резонансів, обумовленою крилами широких сусідніх резонансів. Вимірювання стабільності та відтворюваності частоти випромінювання показали, що з переходом на довжину хвилі 612 нм стабільність досліджуваного лазера дещо покращується (приблизно в 1,5 рази), а відтворюваність від включення до включення погіршується приблизно в два рази.

У дисертації описано He-Ne лазер на довжині хвилі 612 нм зі складним резонатором типу Майкельсона, в якому ефекти сильного насичення повністю усунуті. Підсилююче та поглинаюче середовища встановлені у різні плечі резонатора. Інтенсивність світла I_+ в підсилюючому середовищі і I_- у поглинаючому середовищі пов'язані співвідношенням $I_- = I_+ R^2$, де R — коефіцієнт відбивання діляльного дзеркала. Таким чином, оптимальна ступінь насичення поглинання досягається відповідним вибором R . В експерименті як дзеркало R використовувалась ненапилена поверхня призми Літтрова, яка являє собою дзеркало з одною гранню, коефіцієнт відбивання якого можна легко змінювати шляхом повороту активної трубки з брюстерівськими вікнами, що задають поляризацію падаючого на призму випромінювання. Як показали експериментальні дослідження, сигнал третьої гармоніки при настройці на резонанс істотно залежить від коефіцієнту відбивання діляльного дзеркала, тиску йоду, амплітуди модуляції частоти і втрат у пасивному

плечі, пов'язаними з неточністю узгодження гаусових пучків в плечах резонатора. З метою визначення оптимальних значень цих параметрів, які забезпечують максимальну крутизну дискримінаційної кривої, було проведено числовий аналіз, використовуючи відомі параметри лінії поглинання йоду на довжині хвилі 612 нм. Стабільність частоти і частотні зсуви вимірювались шляхом реєстрації частоти биття двох ідентичних лазерів, стабілізованих відповідно по двох різних компонентах лінії R(47) йоду. Модуляційний зсув становив приблизно 1 кГц/МГц. Довгочасова стабільність ($\tau = 100$ с) становила $\approx 1,2 \cdot 10^{-13}$ і приблизно на порядок перевищувала стабільність He-Ne/I₂ лазера з резонатором Фабрі-Перо на довжині хвилі 633 нм і 612 нм. Відтворюваність від включення до включення — $\approx 5 \cdot 10^{-12}$.

Глава III. Резонансні явища в кільцевих газових лазерах.

У параграфі 3.1 отримано рівняння генерації кільцевих одно-модових газових лазерів з внутрішньорезонаторним нелінійно поглинаючим газом. Використано напівкласичний підхід, згідно з яким електромагнітне поле в резонаторі описується класичними рівняннями Максвелла, а стан середовища — квантовими рівняннями для матриці густини.

Результати дослідження конкурентних резонансів в кільцевих газових лазерах і їх використання для стабілізації частоти і в прецизійних вимірюваннях викладено у параграфі 3.2. Розглянуто спочатку найбільш простий випадок — кільцевий лазер з газовим одноізотопним активним середовищем і описана якісна картина конкуренції хвиль і утворення ділянки одохвильової генерації. Наведено докладний огляд результатів раніше проведених досліджень конкурентних резонансів в кільцевих лазерах з нелінійним поглинанням, розглянуто характеристики конкурентних резонансів при довільному насиченні поглинання і отримано вираз для основних їх характеристик як частотних реперів. Точність прив'язки до вершини конкурентного резонансу можна характеризувати оберненою крутизною

$$b = \left[-\frac{1}{I} \frac{d^2 I_2^{(+)}}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0^{(+)}} \right]^{-1}, \text{ де } I_2^{(+)} \text{ — інтенсивність слабкої хвилі,}$$

I — сума інтенсивностей зустрічних хвиль. Для слабого насичення поглинання параметр b за відсутності різниці добротностей для зустрічних хвиль ($\delta = 0$) однаковий для кільцевого лазера та лінійного одномодового лазера і $\epsilon b = b_0 = \Gamma^{(-)2}/(\mu\xi)$, де μ — відношення лінійних коефіцієнтів поглинання і підсилення, ξ — відношення параметрів насичення поглинання і підсилення. Істотно змінює ситуацію наявність різниці добротностей резонатора для зустрічних хвиль $\delta \neq 0$, коли $b = b_0\rho_0^2/\delta$, де ρ_0 — малий параметр, що характеризує конкуренцію зустрічних хвиль. При $\delta \approx \rho_0$ незважаючи на малу інтенсивність резонансу стабілізація частоти може бути виконана зі значно більшою точністю, ніж при $\delta = 0$, оскільки при цьому $b \approx b_0\rho_0 \ll b_0$. Відтворюваність частоти лазера визначається зсувом $\Delta\Omega$ максимуму резонансу відносно центру лінії поглинання. Для b і $\Delta\Omega$ отримано

$$b = \rho_0 b_0 A, \quad \Delta\Omega = \frac{\Gamma^{(-)2} \omega_0^{(-)} - \omega_0^{(+)}}{\mu\xi \Gamma^{(+)^2}} A, \quad (18)$$

де функція $A(I^{(-)})$ описує ефекти сильного насичення (для малих параметрів насичення $I^{(-)} \ll 1$ $A = 1$, для $I^{(-)} \gg 1$ $A \simeq I^{(-)2}/16 \ln(I^{(-)}/4)$). Отримано також вираз для обумовленого зв'язком зустрічних хвиль внаслідок зворотнього відбиття на оптичних неоднорідностях резонатора зсуву частоти стабілізованого по конкурентному резонансу лазера. Результати теоретичного аналізу порівнюються з експериментальними, що отримані при стабілізації частоти випромінювання He-Ne/CH₄ лазерів за конкурентними резонансами.

Наведено результати реалізації методу реєстрації надмалих періодичних коливань за допомогою конкурентних резонансів. Порівняно з методом, реалізованим в лінійному He-Ne/CH₄ лазері [10], де досягнуто абсолютної чутливості $6 \cdot 10^{-16}$ м на базі 5 м, метод конкурентних резонансів може бути більш чутливим, оскільки конкурентні резонанси в кільцевих лазерах мають значно більшу інтенсивність, меншу ширину і, як наслідок, значно більшу крутизну ніж резонанси в лінійному лазері. В експерименті мінімальна зареєстрована амплітуда періодичних коливань становила $5 \cdot 10^{-17}$ м на базі 0,85 м. Чутливість вимірювань обмежувалась шумами, що виникають внаслідок перетворення

частотних флюктуацій лазера в амплітудні при настройці на ділянки різкої зміни інтенсивності.

Резонансні ефекти в кільцевих газових лазерах за наявності зв'язку зустрічних хвиль розглянуто у параграфах 3.2–3.3. Велику увагу приділено так званим фазовим резонансам, що являють собою резонансне збільшення потужності слабкої хвилі в ділянці однохвильової генерації при співпаданні частоти випромінювання ω з центром лінії підсилення $\omega_0^{(+)}$ або поглинання $\omega_0^{(-)}$. У параграфі 3.3 розвинута теорія фазових резонансів, яка ґрунтується на запропонованій моделі кільцевого лазера у режимі однохвильової генерації як активного інтерферометра, суть якої така.

Розглянемо кільцевий лазер без нелінійного поглинання. У нульовому наближенні за зв'язком у ділянці однохвильової генерації генерує одна сильна хвиля E_1 . Слабка хвиля E_2 утворюється тільки внаслідок зворотних відбивань сильної хвилі. Коефіцієнт підсилення G_2 для цієї хвилі насичено полем сильної хвилі і він не набагато менший втрат T_2 резонатора для цієї хвилі. Оскільки порогові умови для генерації хвилі E_2 не виконано ($G_2 < T_2$), то для хвилі E_2 кільцевий лазер можна розглядати як своєрідний активний інтерферометр. Добротність $\tilde{Q}$ і власна частота $\tilde{\Omega}$ такого інтерферометра істотно відрізняються від добротності Q_2 і власної частоти Ω_2 порожнього резонатора. Оскільки в ділянці однохвильової генерації втрати для слабкої хвилі тільки дещо перевищують підсилення, то ефективна добротність $\tilde{Q}$ значно перевищує Q_2 і є

$$\tilde{Q} = Q_2 \frac{G_1 + G_2}{2(G_1 - G_2)} \gg Q_2, \quad (19)$$

де $G_i = 4\pi\omega|\kappa_i''|$ — насичений коефіцієнт підсилення за прохід для хвилі E_i , κ_i'' — уявна частина комплексної поляризуємості $\kappa_i = \kappa_i' + i\kappa_i''$ середовища, усереднена по об'єму резонатора.

Відмінність власної частоти $\tilde{\Omega}$ від Ω_2 пов'язана з насиченням показника заломлення для слабкої хвилі полем сильної хвилі, причому

$$\tilde{\Omega} = \Omega_2 - 2\pi\omega\kappa_2'. \quad (20)$$

Оскільки слабка хвиля утворена відбиттями сильної хвилі на нерухомих елементах резонатора, то її частота ω_2 співпадає з

частотою ω сильної хвилі, яка з урахуванням ефектів затягування та відштовхування є

$$\omega = \Omega_1 - 2\pi\omega\kappa'_1. \quad (21)$$

Таким чином, відстройка $\delta\omega$ частоти слабкої "пробної" хвилі від власної частоти "активного" інтерферометра є $\delta\omega = \Omega_1 - \Omega_2 - 2\pi\omega(\kappa'_1 - \kappa'_2)$. Для доплерівськи розширеної лінії сильна хвиля по-різному насичує показник заломлення для себе і для зустрічної хвилі: $\kappa'_1 \neq \kappa'_2$. Коли для сильної хвилі можна вважати, що показник заломлення не змінюється $\kappa'_1 \cong 0$, то для зустрічної хвилі κ'_2 в ділянці однохвильової генерації практично лінійно залежить від відстройки $\Delta\omega^{(+)}$ частоти випромінювання від центру лінії підсилення: $\kappa'_2 \propto \Delta\omega^{(+)}$.

Враховуючи (19)-(21), для потужності хвилі, що має частоту ω і яка пройшла через інтерферометр з добротністю $\tilde{Q}$ і з власною частотою $\tilde{\Omega}$, маємо

$$P_2 \propto \frac{m_2^2 P_1}{[2\pi\omega(\kappa''_1 - \kappa''_2)]^2 + [\Omega_1 - \Omega_2 - 2\pi\omega(\kappa'_1 - \kappa'_2)]^2} \quad (22)$$

Зазначимо, що на відміну від порожнього резонатора з добротністю $\tilde{Q}$ потужність хвилі, що виходить із "активного" інтерферометра, значно перевищує потужність падаючої на нього хвилі, оскільки втрати слабкої хвилі, пов'язані з виходом із резонатора, практично повністю компенсуються існуючим підсиленням.

Таким чином, утворення фазового резонансу зумовлено як ефектом насичення уявної частини κ''_i поляризованості середовища, так і реальної частини κ'_i , причому залежність потужності слабкої хвилі від частоти визначається частотною залежністю κ'_i .

Як впливає із (22), за наявності частотної невідповідності $\Omega_1 - \Omega_2 \neq 0$ максимум фазового резонансу зсунутий відносно центру лінії підсилення. Величина зсуву $\Delta\Omega$ дається виразом $\Delta\Omega = k(\Omega_1 - \Omega_2)$, де

$$k = \frac{2\Gamma^{(+)}}{(\eta - 1)\Delta\omega_p} \gg 1, \quad (23)$$

η — відносне перевищення накачки над пороговим значенням, $\Delta\omega_p$ — смуга пропускання порожнього резонатора. Ефект фазово-частотної невзаємності експериментально вперше спостерігався в кільцевому He-Ne лазері на довжині хвилі 633 нм. Зсув максимуму резонансу становив ~ 5 МГц при зміні частотної невзаємності на 1 кГц. Істотно, що явище зсуву максимуму фазового резонансу має безпороговий характер і величина зсуву аномально велика. Ці властивості фазових резонансів підсилення стали основою низки практичних застосувань для стабілізації частоти випромінювання лазерів і в лазерній гіроскопії. Граничні стабільність частоти і точність вимірювань при цьому визначаються натуральними флюктуаціями потужності хвиль. У параграфі приводяться результати експериментального дослідження натуральних флюктуацій потужностей зустрічних хвиль кільцевого He-Ne лазера на довжині хвилі 633 нм у режимі фазових резонансів і результати теоретичного аналізу. Наведено фізичну трактовку особливостей спектру натуральних флюктуацій на основі моделі утворення фазових резонансів.

У параграфі 3.4 досліджено фазові резонанси поглинання, що виникають при суміщенні центрів ліній підсилення і поглинання. Показано, що у випадку лінії поглинання без надтонкої структури при достатньо великому поглинанні ширина резонансу може бути значно меншою від однорідної ширини лінії поглинання, а контрастність — значно більшою одиниці. Знайдено зсув $\Delta\Omega = \frac{\omega_0^{(+)} - \omega_0^{(-)}}{\mu\epsilon\Gamma^{(-)}} \Gamma^{(-)}$ максимуму резонансу відносно центру лінії поглинання, зумовлений неточністю суміщення центрів ліній підсилення і поглинання $\omega_0^{(+)} - \omega_0^{(-)} \neq 0$ і величина якого значно перевищує аналогічний зсув в лінійних лазерах. Це пов'язано з тим, що основний вклад в утворення резонансу вносить дисперсія поглинаючого газу. Проведено аналіз фазових резонансів поглинання у випадку розділеної надтонкої структури лінії поглинання, що характерно для ліній поглинання молекулярного йоду. Показано, що в цьому випадку основний вклад в утворення резонансу вносить насичення поглинання, контрастність резонансів визначається числом компонент надтонкої структури і не залежить від тиску поглинаючого середовища (доки існує стійка ділянка однохвильової генерації), не спостерігається конкурентне звуження резонансів, у випадку неточного суміщення

центру компоненти з максимумом фазового резонансу підсилення спостерігається асиметрія фазового резонансу поглинання і псу частоти випромінювання стабілізованого лазера істотно залежить від амплітуди модуляції частоти.

Експериментально досліджено фазові резонанси поглинання в He – Ne/I₂ лазерах з використанням як нелінійного поглинача парів ізотопу ¹²⁹I₂. Напівширина $\tilde{\Gamma}(-)$ резонансів на напіввисоті становила приблизно 2,5 МГц, контрастність була $\approx 20\%$ і слабо залежала від тиску ¹²⁹I₂ і струму накачки.

Ефекти сильного зв'язку та автомодуляційні явища розглянуто у параграфі 3.5. Проведено аналіз зміни режимів генерації і форми фазових резонансів зі збільшенням зв'язку зустрічних хвиль. Показано, що фазовий резонанс при цьому загострюється, існує критичне значення коефіцієнтів зв'язку хвиль, при перевищенні якого в залежності від вигляду зв'язку можливі ефекти гістерезису та автомодуляційні явища.

Застосування фазових резонансів підсилення для стабілізації частоти розглянуто у параграфі 3.6. Завдяки високій інтенсивності, ширині, що менша від однорідної ширини лінії підсилення, та аномальній чутливості до частотної невідповідності резонатора ці резонанси виявляють собою ефективні репери для розробки лазерів з порівняно високою ($10^{-8} - 10^{-11}$) стабільністю частоти випромінювання і з вузьким спектром випромінювання, що досягається за допомогою не надто складних систем стабілізації частоти. Істотно, що, створюючи у резонаторі лазера контрольовану частотну невідповідність, можна змінювати положення фазового резонансу в межах ділянки одисхвильової генерації і тим самим перестроювати частоту випромінювання стабілізованого за цим резонансом лазера. Аномально високу чутливість фазових резонансів до частотної невідповідності резонатора можна використовувати також для практично повного усунення модуляційного розширення лінії випромінювання стабілізованого лазера, якщо отримувати сигнал похибки, необхідний для роботи системи АПЧ, шляхом модуляції не частоти випромінювання, а положення фазового резонансу. При цьому амплітуда модуляції різниці $\Omega_1 - \Omega_2$, що забезпечує ефективну роботу системи АПЧ, в k раз менша девіації, що потрібна у випадку модуляції частоти випромінювання. Описано кільцевий He-Ne лазер моноблочної конструкції на довжині

хвилі 633 нм, стабілізований згідно з запропонованою методикою. Стабільність частоти випромінювання становила $2 \cdot 10^{-11}$ при часі усереднення 1–10 с. Частота випромінювання стабілізованого лазера могла перестроюватися в межах 200 МГц. У режимі стабілізації з модуляцією частоти випромінювання ширина лінії становила біля 1 МГц. У режимі стабілізації з модуляцією частотного положення резонансу ширина лінії становила приблизно 100 кГц і визначалась швидкими частотними флюктуаціями, які не відпрацьовувала система АПЧ. Описана також методика ресстрації фазових резонансів в кільцевих лазерах, яка дала змогу застосувати високу частоту модуляції і, як наслідок, значно розширити смугу відпрацювання системи АПЧ і зменшити ширину лінії випромінювання до 6 кГц.

У параграфі 3.7 приводяться результати застосування фазових резонансів поглинання для стабілізації частоти. Розглянуто особливості фазових резонансів поглинання за відсутності надтонкої структури як частотних реперів з урахуванням можливості сильного насичення поглинання. Показано, що існує оптимальна область тисків метану, у якій ширина резонансу і його зсув мінімальні, а контрастність максимальна. Дано огляд експериментів по стабілізації частоти He-Ne/ CH_4 лазерів і проведено порівняння експериментальних та теоретичних результатів.

Результати експериментального дослідження стабілізованих кільцевих He – Ne/ $^{129}\text{I}_2$ лазерів наведено у параграфі 3.8. Фазовий резонанс поглинання в такому лазері складається із лоренцевого контуру, що виникає завдяки насиченню поглинання, та малої дисперсійної добавки, що виникає внаслідок насичення дисперсії. Наявність такої непарної по відстройці частоти випромінювання від центру компоненти добавки призводить до асиметрії резонансу і, як наслідок, до зсуву частоти випромінювання лазера, стабілізованого по цьому резонансу. На відміну від випадку однокомпонентного поглинаючого середовища, коли фазовий резонанс поглинання зсувається як ціле і частота випромінювання слабо залежить від амплітуди D модуляції частоти випромінювання, для резонансів в He – Ne/ $^{129}\text{I}_2$ лазерах зсув $\Delta\Omega$ істотно залежить від D . Для усунення впливу цього зсуву на частоту стабілізованого лазера запропоновано методики автоматичного суміщення центру лінії поглинання з

центром фазового резонансу підсилення, що дало змогу отримати довгочасну стабільність $\sim 2 \cdot 10^{-12}$ при часі усереднення 100 с.

Глава IV. Внутрішньорезонаторна частотно-модуляційна спектроскопія насиченого поглинання і насиченої дисперсії.

У четвертій главі проведено дослідженням частотно-модуляційних резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії в лінійних і кільцевих газових лазерах, що реєструються за допомогою запропонованого і реалізованого методу внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії, і їх застосування для стабілізації частоти та в спектроскопії надвисокого розділення.

Суть методу частотно-модуляційної спектроскопії внутрішньорезонаторного поглинання полягає у модуляції оптичної довжини L лазера $L = L_0 + \Delta L \cos(\Omega t)$ з частотою Ω , величина якої може бути більшою від однорідної ширини лінії поглинання $\Gamma^{(-)}$, залишаючись в той же час значно меншою від однорідної ширини $\Gamma^{(+)}$ лінії підсилення, і у виділенні за допомогою синхронного детектування сигналу амплітудної модуляції вихідного випромінювання лазера. Для малого індексу модуляції $\Delta_m = \frac{\Delta L}{L_0} \frac{\omega}{\Omega} \ll 1$ в одномодовому режимі генерації поле в резонаторі можна вважати суперпозицією трьох стоячих хвиль з частотами ω і $\omega \pm \Omega$ та амплітудами E_0 і $E_{\pm 1}$. Без нелінійного поглинання і при генерації лазера поблизу центру лінії підсилення співвідношення між амплітудами і фазами трьох стоячих хвиль таке, що амплітудна модуляція випромінювання лазера відсутня. Не змінює ситуацію і наявність нелінійного поглинання, якщо ні одна із хвиль не настроєна на центр лінії поглинання $\omega_0^{(-)}$ і ні одна із пар хвиль не перебуває у симетричному положенні відносно $\omega_0^{(-)}$. В протилежному разі баланс між амплітудами або фазами хвиль порушується і виникає амплітудна модуляція вихідного випромінювання. Наприклад, при суміщенні частоти ω центральної компоненти E_0 з центром лінії поглинання, внаслідок ефекту насичення дисперсії, фаза цієї компоненти

і, отже, різниця фаз між парами (E_0, E_{+1}) і (E_0, E_{-1}) змінюється; при симетричному положенні компонент E_{+1} і E_0 , внаслідок ефекту насичення поглинання полем сильної хвилі E_0 , компонента E_{+1} перебуває у більш вигідному енергетичному положенні порівняно з E_{-1} , яка взаємодіє з ненасиченими молекулами, що також призводить до неоднаковості амплітуд хвиль E_{+1} і E_{-1} і, отже, до амплітудної модуляції випромінювання. Таким чином, при скануванні частоти випромінювання ω спостерігаються вузькі ділянки частот з шириною порядку однорідної ширини лінії поглинання, в яких виникає модуляція вихідної потужності лазера, тобто спостерігаються частотно-модуляційні резонанси.

Результати дослідження частотно-модуляційних резонансів в лінійних лазерах наведено у параграфі 4.1. Розроблено теорію частотно-модуляційних резонансів для довільних параметрів насичення поглинання і індексів модуляції. В наближенні слабого насичення $I \ll 1$ форма частотно-модуляційних резонансів є:

$$S_{abs} + iS_{disp} = \Delta_m \alpha^{(-)} l^{(-)} |E_0|^2 \frac{\epsilon}{L_0} \frac{I}{\sqrt{\Delta\omega_0^2 + \Omega^2}} \times \\ \times \left[L(\nu) - L(\nu + \frac{z}{2}) - L(-\nu) + L(-\nu + \frac{z}{2}) + \right. \\ \left. + L(z)(L(\nu + \frac{z}{2}) - L(\nu + z) - L(-\nu + \frac{z}{2}) + L(-\nu + z)) \right] \quad (24)$$

де $L(x) = (1 + ix)^{-1}$; $\alpha^{(-)}$ — лінійний коефіцієнт поглинання; $z = \Omega/\Gamma^{(-)}$; $\nu = \Delta\omega/\Gamma^{(-)}$; $I = 8|g|^2/\Gamma^{(-)2}$ — параметр насичення.

Форма резонансу (24) залежить від співвідношення між частотою модуляції Ω і однорідною шириною $\Gamma^{(-)}$ лінії поглинання. При $\Omega \ll \Gamma^{(-)}$ із (24) випливає $S_{abs} \gg S_{disp}$, при цьому залежності $S_{abs}(\Delta\omega)$ і $S_{disp}(\Delta\omega)$ мають вигляд, близький до першої похідної $d(|E|^2)/d(\Delta\omega)$ від форми інвертованого провалу Лемба. Збільшення Ω призводить до збільшення S_{disp} і при $\Omega \simeq \Gamma^{(-)}$ величини $S_{abs}(\Delta\omega)$ і $S_{disp}(\Delta\omega)$ стають порівняними по величині, при цьому форма резонансів уже відрізняється від $d(|E|^2)/d(\Delta\omega)$, однак все ще близька до форми звичайної дискримінаційної кривої. При великих частотах модуляції $\Omega \gg \Gamma^{(-)}$ відбувається якісна зміна форми резонансів, причому резонанс S_{abs} перетворюється на два резонанси лоренцової

форми, що фіксують відстройки $\Delta\omega = \pm\Omega/2$, а резонанс S_{disp} — на три резонанси дисперсійної форми, нулі яких фіксують відстройки $\Delta\omega = 0$ і $\Delta\omega = \pm\Omega/2$. При довільному насиченні картина ускладнюється і з'являються резонанси дисперсії і поглинання, що фіксують відстройки $\Delta\omega = \pm\Omega$ і відповідають суміщенню частоти бокової компоненти з центром лінії поглинання.

Розглянуто випадки застосування резонансів як частотних реперів для стабілізації частоти випромінювання і для спектроскопії надвисокого розділення. Досліджено поведінку характеристик резонансів при зміні параметра насичення, частоти модуляції, тиску поглинаючого газу для різних індексів модуляції. Показано, зокрема, що відповідною установкою індексу модуляції забезпечується можливість виділення резонансів, які не зазнають польового розширення.

Докладно описано експериментальну установку для дослідження частотно-модуляційних резонансів в He-Ne/ CH_4 лазерах на довжині хвилі 3,39 мкм, методику вимірювань і систему реєстрації та обробки даних. Оптична схема передбачала можливість проведення експериментів різного типу з мінімальною перестройкою і включала досліджувані He-Ne/ CH_4 лазери з резонатором типу Фабрі-Перо і з кільцевим резонатором, опорний стабілізований за частотою лазер і лазер-гетеродин, який забезпечував рознесення частот генерації опорного і досліджуваного лазерів. Під час вимірювань частотних зсувів, стабільності та відтворюваності частоти стабілізованих лазерів, точної реєстрації форми частотно-модуляційних резонансів використовувалась методика оптичного гетеродинування. Система частотно-фазової прив'язки (ЧФАП) забезпечувала стабілізацію частоти лазера-гетеродина за частотою опорного лазера зі сталою відстройкою 1–5 МГц, при цьому динамічна похибка прив'язки не перевищувала 0,1 Гц, статичної похибки не було. Ширина смуги відпрацювання збурень в системах ЧФАП — 25 кГц. Аналогічна система використовувалась для перестройки частоти досліджуваних лазерів. Для реєстрації сигналів використовувались охолоджувані рідким азотом малощумні InSb фотодіоди (еквівалентна ЕРС шуму < 15 нВ/Гц^{1/2}) з чутливістю $> 10^4$ В/Вт. Для здійснення високочастотної модуляції частоти випромінювання лазера і забезпечення при цьому низького рівня паразитної амплітудної модуляції розроблено вузол, в якому використовується диск на високочастотній кераміці. У результаті було забезпечена можливість роботи лінійного лазера

з частотами модуляції до 5 МГц при рівні паразитної амплітудної модуляції 90–100 дБ.

Особливості конструкції резонатора кільцевих лазерів не дали змоги застосувати в них розроблений вузол повністю. Внаслідок більш жорсткого кріплення п'єзокераміки в них частоти модуляції обмежені на рівні 0,7 МГц. Однак цього діапазону досить для проявлення всіх особливостей методу в кільцевому лазері.

Наведено результати експериментального дослідження характеристик резонансів, проведено їх порівняння з висновками теорії. Зокрема, експериментально показано, що зміна Δ_m від 0,35 до 0,1 призводить до зменшення мінімальної ширини $\tilde{\Gamma}_{min}^{(-)}$ резонансів з $\Delta\omega = \pm\Omega$ в 2,5–3 рази (як для поглинання, так і для дисперсії), тобто мінімальна ширина для цих резонансів змінюється пропорційно Δ_m , в той же час ширина $\tilde{\Gamma}_{min}^{(-)}$ резонансів на $\Delta\omega = \pm\Omega/2$ практично не змінюється.

Особливості частотно-модуляційних резонансів у випромінюванні кільцевих газових лазерів розглянуто в параграфі 4.2. Представлена теорія генерації кільцевих лазерів з модульованим на високій частоті периметром резонатора і досліджені основні особливості частотно-модуляційних резонансів в кільцевих лазерах. Показано, що частотно-модуляційні резонанси насиченої дисперсії мають властивості, характерні для кільцевих лазерів (конкурентне збільшення інтенсивності резонансів), але без властивих їм недоліків (висока чутливість до змін тиску підсилюючого середовища). Це пов'язано з тим, що фон, зумовлений впливом підсилюючого середовища, при їх реєстрації відсутній і вони зазнають меншого спотворюючого впливу підсилюючого середовища порівняно з резонансами насиченого поглинання. Крутизна резонансів в кільцевих лазерах збільшена приблизно в

$$\sqrt{1 + \frac{\alpha^2 - 1}{1 + \Omega^2/(\beta\Delta\omega_p)^2}} \quad (25)$$

разів. Параметри α і β відбивають роль ефектів конкуренції зустрічних хвиль в утворенні нелінійних резонансів в кільцевих лазерах:

$$\alpha = \frac{2}{\delta} \frac{\delta^2}{p_0^2} \left(1 - \frac{\delta^2}{p_0^2}\right)^{-1}, \quad \beta = \frac{1}{2} p_0 \left(1 - \frac{\delta^2}{p_0^2}\right). \quad (26)$$

В типових умовах експерименту $\delta \leq p \ll 1$, отже, $\alpha \gg 1$ і $\beta \ll 1$. Як випливає із (25), ефекти конкуренції зустрічних хвиль приводять до збільшення крутизни k приблизно в $\alpha \gg 1$ разів, причому вклад конкурентних ефектів істотний тільки для відносно невисоких частот модуляції $\Omega \leq \beta \Delta\omega_p \ll \Delta\omega_p$. При $\Omega \approx \Delta\omega_p$ характеристики частотно-модуляційних резонансів в кільцевих лазерах наближаються до характеристик частотно-модуляційних резонансів в лінійних лазерах для тих же параметрів внутрішньорезонаторних середовищ.

Наведено результати експериментального дослідження частотно-модуляційних резонансів в кільцевих He-Ne/ CH_4 лазерах і визначено оптимальні значення параметрів лазера і частоти модуляції, які забезпечують максимальну ефективність резонансів як частотних реперів.

У параграфі 4.3 розглянуто можливості частотно-модуляційного методу на прикладі поза- та внутрішньорезонаторної спектроскопії $F_2^{(2)}$ -компоненти коливально-обертальної смуги ν_3 лінії поглинання метану. Вибір цієї лінії зумовлений наявністю численних експериментальних даних про її структуру та характеристики, які були отримані різноманітними методами, що дає змогу провести кількісну оцінку чутливості і роздільної здатності нового методу. Описано новий метод спектроскопії трьохрівневого газу, роздільна здатність якого практично не обмежується пролітним розширенням і технічними флюктуаціями частоти випромінювання лазера, подано коротке теоретичне обґрунтування методу і аналіз його граничних можливостей. Використовуючи позарезонаторну поглинаючу комірку з лінійним поглинанням $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ і довжиною 15 см, без розширення лазерного пучка досягнуто роздільної здатності $3 \cdot 10^9$.

Далі у параграфі розглянуто принципове питання про фактори, які визначають чутливість методу внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії. Показано, що гранична чутливість методу визначається флюктуаціями потужності лазерного випромінювання на частоті модуляції Ω , основний вклад в які на високих частотах вносить дробовий шум фотонів, і отримано оцінку граничної чутливості $\alpha_{\min}^{(-)} \simeq 10^{-11} \text{ см}^{-1} \text{ Гц}^{-1/2}$. Проведено аналіз реальної чутливості методу і показано, що в умовах експерименту вона обмежується радіаційним шумом фотоприймача, основний вклад в

який вносять фонове теплове випромінювання і спонтанне випромінювання розряду в підсилюючому середовищі.

Проведено порівняльне дослідження чутливості реєстрації частотно-модуляційних резонансів і частотних резонансів у двомодовому режимі генерації. Отримані в одному лазері значення S/N для частотно-модуляційних резонансів і частотних резонансів дуже близькі і визначаються тепловим шумом розряду у першому випадку і технічними флюктуаціями частоти міжмодового биття — у другому.

Граничні можливості методу внутрішньорезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії ілюструє розділення магнітної надтонкої структури $F_2^{(2)}$ -компоненти лінії поглинання метану, отримане при реєстрації резонансів насиченої дисперсії, що виникають при $\Delta\omega = \pm\Omega$. Під час реєстрації цих резонансів параметр насичення поглинання $I^{(-)}$ може змінюватися у широких межах шляхом зміни індексу модуляції, що дало змогу усунути польове розширення резонансів. В експерименті використовувався He-Ne/ CH_4 лазер з лінійним резонатором, довжина поглинаючого середовища становила 95 см, діаметр лазерного пучка в поглинаючій комірці 2 мм. Напівширина компонент розділеної структури становила $\tilde{\Gamma}^{(-)}$ 4 кГц для резонансів насиченої дисперсії і 8 кГц для резонансів насиченого поглинання. Зазначимо, що розділення надтонкої структури отримано при діаметрі променя 2 мм, що відповідає пролітній ширині лінії поглинання для теплових молекул $\Gamma_{\text{пр}} = 1/\tau_0 = 70$ кГц (τ_0 — середній час пролітання). У цьому випадку основний вклад в утворення резонансу дають повільні молекули, частка яких становить $(\Gamma^{(-)}/\Gamma_{\text{пр}})^2 \simeq (3 - 4) \cdot 10^{-3}$ від повного числа молекул. Наведено результати експериментального дослідження граничних можливостей методу в кільцевому лазері. Діаметр променя в метановій комірці становив 2 мм, її довжина 45 см. Мінімальне значення напівширини $\tilde{\Gamma}^{(-)}$ становило 6 кГц для резонансів насиченого поглинання і 2,5 кГц для резонансів насиченої дисперсії, що відповідає роздільній здатності $R \simeq 5 \cdot 10^{10}$. У цьому випадку частка повільних молекул, які дають основний вклад в утворення резонансу, становить $\simeq 10^{-3}$ загальної кількості молекул. Зазначимо також, що чутливість, яку досягнуто в кільцевому лазері, в 3–5 разів перевищує чутливість методу в лінійному лазері.

Експериментальну реалізацію нового методу реєстрації резонансів насиченої дисперсії описано у параграфі 4.4. Метод ґрунтується на реєстрації фази сигналу міжмодового биття у режимі примусової синхронізації мод в двошововому лазері. Показано, що можна реєструвати резонанси насиченої дисперсії, амплітуда яких визначається смугою синхронізації. Чутливість методу близька до чутливості методу частотних резонансів. Однак ці резонанси мають самостійне значення в зв'язку з можливістю усунення впливу шумів реєструючої системи, що може бути істотним для вибору того чи іншого методу реєстрації резонансів насиченої дисперсії.

У параграфі 4.5 викладено результати застосування частотно-модуляційних резонансів для стабілізації частоти випромінювання газових лазерів. Досліджено частотні зсуви і гранична стабільність частоти випромінювання лазерів з резонатором Фабрі-Перо. Для експериментальної перевірки ефективності застосування частотно-модуляційних резонансів для стабілізації частоти досліджувався He-Ne/ CH_4 лазер з довжиною 1,6 м, довжина поглинаючої комірки 0,8 м, діаметр променя 2 мм, вихідна потужність 1,5 мВт. При стабілізації по резонансу насиченої дисперсії з використанням частоти модуляції 500 кГц нестабільність частоти биття становила 0,7 Гц при часі усереднення 10 с ($\Delta\omega/\omega \approx 8 \cdot 10^{-15}$) і приблизно у три рази перевищувала стабільність, отриману при стабілізації по резонансу насиченого поглинання ($\Omega \geq 50$ кГц). Показано, що перехід від стабілізації по резонансу насиченої дисперсії до стабілізації по резонансу насиченого поглинання супроводжується зсувом частоти $\Delta\Omega \approx 1,8$ кГц. Такий зсув виникає завдяки асиметрії лінії поглинання метану, яка зумовлена магнітною надтонкою структурою $F_2^{(2)}$ компоненти. Основний результат проведених досліджень полягає в тому, що використання частотно-модуляційних резонансів для стабілізації частоти дає змогу отримувати при відносно невеликих розмірах поглинаючого середовища і малих контрастностях резонансів потужності високі значення стабільності частоти випромінювання (10^{-14} при часі усереднення 10 с) і відтворюваності 10^{-13} .

У параграфі наведено також результати досліджень кільцевих газових лазерів, стабілізованих по частотно-модуляційним резонансам. Проведено аналіз резонансів як частотних реперів і показано, що використання резонансів насиченої дис-

персії дає змогу значно зменшити зсув частоти стабілізованого лазера порівняно зі зсувом максимуму конкурентного резонансу. Під час стабілізації по резонансу насиченої дисперсії метану кільцевого He-Ne/CH₄ лазера з довжиною поглинання 45 см досягнуто стабільність частоти випромінювання $7 \cdot 10^{-15}$ при $\tau \geq 10$ с. Порівняння з результатами, отриманими під час стабілізації частоти за конкурентними резонансами, показує, що використання частотно-модуляційної методики дає змогу підвищити стабільність частоти приблизно на порядок. Відтворюваність частоти, визначена як за допомогою оцінок з використанням вимірних залежностей зсуву $\Delta\Omega$ від параметрів лазера, так і за результатами прямих вимірювань середнього значення різниці частоти двох стабілізованих лазерів при заміні підсилюючого і поглинаючого середовищ в досліджуваному лазері, становила 6-9 Гц, що відповідає відтворюваності частоти $8 \cdot 10^{-14} - 1 \cdot 10^{-13}$.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Розроблено теорію взаємодії просторово неоднорідних зустрічних лазерних хвиль з молекулярним газом низького тиску, що ґрунтується на квантуванні поступального руху молекул і дає змогу описати спільну дію пролітних ефектів, пружних зіткнень зі зміною швидкості, ефекту віддачі, польового розширення, релятивістського ефекту Доплера та зовнішніх полів на форму резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії. Показано, що внаслідок спільної дії пролітних ефектів, польового розширення і зіткнень виникає залежність зсуву резонансів насиченого поглинання від геометрії насичуючого поля і інтенсивності поля, яка може призводити до істотних частотних зсувів випромінювання лазерів, стабілізованих за резонансами насиченого поглинання.

2. Досліджено вплив ефектів прискорення у полі земного тяжіння на форму надвузьких резонансів насиченого поглинання та дисперсії і показано, що спільна дія прискорення і пролітних ефектів призводить до сплюснення вершини інвертованого провалу Лемба, розщеплення частотних резонансів і другої похідної від форми інвертованого провалу Лемба і зникнення ефекту повільних молекул.

3. Досліджено взаємодію плоскої стоячої хвилі з газом низького тиску з урахуванням ефекту віддачі для довільного насичення поглинання. Показано, що у найбільш важливому для спектроскопії надвисокого розділення випадку розділеного дублету віддачі $\delta \gg \Gamma$ для опису форми одної з компонент дублету достатньо трьохрівневого наближення. Отримано аналітичний вираз для коефіцієнту поглинання та для його другої похідної за частотою для точної настройки на центр компоненти дублету.

4. Розвинуто теорію резонансних явищ в газових лазерах, яка описує обумовлений просторовою неоднорідністю лазерного поля і внутрішньорезонаторних середовищ вплив ефекту насичення дисперсії на вихідну потужність та ефекту насичення поглинання на частоту випромінювання лазера. Досліджено зумовлені лінзоподібними і діафрагмоподібними властивостями внутрішньорезонаторних середовищ асиметрія і частотні зсуви провалів Лемба, інвертованих провалів Лемба в одномодових і частотних резонансів в двомодових лазерах. Показано, що величина і знак асиметрії і частотних зсувів нелінійних резонансів істотно залежать від співвідношення між однорідною шириною лінії поглинання та оберненим середнім часом пролітання молекул через промінь.

5. Експериментально досліджено асиметрію і модуляційні зсуви резонансів насиченого поглинання в He-Ne/I₂ лазерах на довжині хвилі 633 нм. Показано, що пружні зіткнення, які супроводжуються зміною швидкості, приводять до асиметрії резонансів насиченого поглинання в He-Ne/I₂ лазерах ($\lambda = 633$ нм), вклад якої в величину модуляційних зсувів частоти випромінювання стабілізованих лазерів може значно перевищувати вклад асиметрії, що зумовлена лінзоподібними властивостями поглинаючого газу.

6. Запропоновано і експериментально реалізовано ефективну методику усунення ефектів сильного насичення поглинання в He-Ne/I₂ лазерах на довжині хвилі 612 нм, яка ґрунтується на використанні складного резонатора типу Майкельсона, і досягнуто довгочасну ($\tau = 100$ с) стабільність частоти випромінювання $\approx 1,2 \cdot 10^{-13}$ при відтворюваності від включення до включення $\approx 5 \cdot 10^{-12}$.

7. Показано, що фазові резонанси в кільцевих одномодових лазерах, що утворюються внаслідок слабких зворотних відбивань сильної хвилі, завдяки малій ширині, високій інтенсивності і ефекту аномально високої чутливості їх частотного положення до частотної невзаємності резонатора є ефективними частотними реперами для розробки джерел стабільного за частотою лазерного випромінювання з вузьким спектром і для прецизійних безпорогових вимірювань кутової швидкості.

8. Встановлено, що у випадку нерозділеної надтонкої структури лінії поглинання, характерної для He-Ne/CH₄ лазерів на довжині хвилі 3,39 мкм, визначальну роль в утворенні фазових резонансів поглинання відіграє насичення дисперсії поглинаючого газу, що призводить до високої чутливості частотного положення резонансу до несуміщення центрів ліній підсилення та поглинання і до обмеження відтворюваності частоти випромінювання стабілізованих лазерів на рівні 10^{-12} . У випадку розділеної надтонкої структури лінії поглинання, характерної для He-Ne/I₂ лазерів на довжині хвилі 633 нм, основний вклад в утворення резонансів дає насичення поглинання, тоді як насичення дисперсії призводить до асиметрії резонансів і, як наслідок, до модуляційного зсуву частоти стабілізованого лазера.

9. Запропоновано, обгрунтовано і реалізовано метод позарезонаторної частотно-модуляційної спектроскопії трьохрівневого газу в полі бігучої хвилі, роздільна здатність якого не обмежена пролітними ефектами і технічними флюктуаціями частоти лазерного випромінювання. З використанням поглинаючої середовища з коефіцієнтом поглинання $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ і з довжиною 15 см досягнуто роздільну здатність $3 \cdot 10^9$.

10. Запропоновано, обгрунтовано і реалізовано новий метод реєстрації резонансів насиченого поглинання і насиченої дисперсії — внутрішньорезонаторна частотно-модуляційна спектроскопія, чутливість якої не обмежується технічними флюктуаціями потужності лазерного випромінювання. Показано, що в цьому методі можна виділяти як резонанси насиченого поглинання, так і резонанси насиченої дисперсії, під час реєстрації яких фон, зумовлений впливом підсилюючого середовища, практично відсутній. Можливість плавного регулювання ступеня

насичення поглинання і, як наслідок, усунення польового розширення дало змогу досягти у лазерному спектрометрі на основі He-Ne/CH₄ лазера роздільної здатності $R \approx 5 \cdot 10^{10}$.

11. Встановлено, що найбільш ефективними частотними реперами для стабілізації частоти випромінювання є частотно-модуляційні резонанси насиченої дисперсії при частоті модуляції, що близька до однорідної ширини лінії поглинання, використання яких дало змогу досягти стабільності частоти випромінювання $8 \cdot 10^{-14}$ при часі усереднення 10 с для лінійного He-Ne/CH₄ лазера і $7 \cdot 10^{-14}$ при часі усереднення 10 с для кільцевого лазера. При цьому характерний для кільцевих лазерів вплив змін тиску підсилюючого середовища на відтворюваність частоти випромінювання практично усувається зі збереженням помітного вкладу ефектів конкуренції зустрічних хвиль в збільшення крутизни резонансів.

Основні результати дисертації викладено в таких публікаціях.

Монографія:

Данилейко М.В., Яценко Л.П. Резонансные явления в кольцевых газовых лазерах.— Киев: Наук. думка, 1994.— 132 с.

Основні статті за темою дисертації

1. Алексеев В.А., Яценко Л.П. Форма резонансов мощности в кольцевых лазерах // Квантовая электроника.— 1976.— 3, № 11.— С. 1407-1411.
2. Алексеев В.А., Яценко Л.П. Предельные характеристики резонансов мощности кольцевых газовых лазеров // Труды ФИАН.— 1976.— 91.— С. 147-158.
3. Алексеев В.А., Яценко Л.П. Влияние полевого и пролетного уширений на столкновительный сдвиг оптического стандарта частоты // Письма в ЖЭТФ.— 1979.— 29, N. 7— С. 428-432.
4. Алексеев В.А., Яценко Л.П. Влияние геометрии и интенсивности поля на форму резонансов насыщенного поглощения молекулярных газов низкого давления. // ЖЭТФ.— 1979.— 77, N. 6— С. 2254-2268.

5. *Высококонтрастные нелинейные резонансы в кольцевом He — Ne/I₂ лазере* / М.В. Данилейко, А.М. Двоглаголов, М.Т. Шпак, А.М. Целинко, Л.П. Яценко // *Квантовая электроника*.— 1980.— 7, № 9.— С. 1988–1989.
6. *Данилейко М.В., Целинко А.М., Яценко Л.П. Аномально большие сдвиги фазовых резонансов кольцевых лазеров* // *Квантовая электроника*.— 1981.— 9, № 4.— С. 844–846.
7. *Воспроизводимость частоты кольцевых He — Ne/CH₄ лазеров* / М.В. Данилейко, А.М. Фаль, В.П. Федин, М.Т. Шпак, Л.П. Яценко // *Квантовая электроника*.— 1981.— 9, № 10.— С. 2013–2027.
8. *Данилейко М.В., Целинко А.М., Яценко Л.П. Мощностные характеристики He-Ne лазера на переходе 3s₂ — 2p₆ неона (λ = 612 нм) с ¹²⁷I₂ поглощающей ячейкой.* // *Квантовая электроника*.— 1982.— 9, N. 11— С. 2346–2347.
9. *Внутридоплеровская спектроскопия трехуровневого газа в поле частотно-модулированной бегущей волны.* / М.В. Данилейко, А.М. Фаль, В.П. Федин, Л.П. Яценко // *Письма в ЖЭТФ*.— 1983.— 38, № 11, С. 532–536.
10. *О возможности применения конкурентных резонансов кольцевых лазеров для создания детекторов гравитационных волн* / М.В. Данилейко, А.М. Фаль, В.П. Федин, Л.П. Яценко // *Письма в ЖЭТФ*.— 1984.— 39, № 9.— С. 428–430.
11. *Частотно-модуляционные резонансы в излучении газовых лазеров с внутррезонаторным нелинейным поглощением* / М.В. Данилейко, А.М. Фаль, М.Т. Шпак, Л.П. Яценко // *УФЖ*.— 1984.— 19, N 7.— С. 1109–1111.
12. *Стабилизированный He-Ne/¹²⁷I₂ лазер со сложным резонатором на длине волны 612 нм* / Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М., Яценко Л.П. // *Письма в ЖЭТФ*.— 1985.— 11, N 13.— С. 827–830.
13. *Кольцевой He — Ne лазер (λ = 0,63 мкм), стабилизированный по фазовым резонансам* / М.В. Данилейко,

- А.Л. Кравчук, А.М. Целинко, Л.П. Яценко // Квантовая электроника.— 1985.— 11, №8.— С.1709–1711.
14. Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М., Яценко Л.П. Асимметрия нелинейных резонансов и частотные сдвиги стабилизированных He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазеров. // Квантовая электроника.— 1986.— 13, N. 3— С. 516–522.
 15. Данилейко М.В., Фаль А.М., Яценко Л.П. Воспроизводимость частоты кольцевых He-Ne/ CH_4 лазеров, стабилизированных по частотно-модуляционным резонансам. // Квантовая электроника.— 1986.— 13, №4, С. 821–822.
 16. Данилейко Н.М., Яценко Л.П. Частотно-модуляционные резонансы в излучении кольцевых лазеров с внутрирезонаторным нелинейным поглощением. // Оптика и спектроскопия.—1986.— 61, № 4.— С. 861–865.
 17. Частотно-модуляционные резонансы в излучении He – Ne/ CH_4 лазеров и их использование для стабилизации частоты / М.В. Данилейко, А.М. Фаль, В.П. Федин, Л.П. Яценко // Квантовая электроника.— 1986.— 13, № 3.— С. 524–530.
 18. Данилейко Н.М., Яценко Л.П. К теории резонансов насыщенного поглощения в газах низкого давления // Квантовая электроника.— 1987.— 14, № 5.— С. 1055–1062.
 19. Влияние аксиального магнитного поля на характеристики конкурентных резонансов в кольцевых He-Ne/ CH_4 лазерах / В.С. Войцехович, В.М. Гривенко, М.В. Данилейко и др. // Там же.— 1987.— 31, № 4.— С. 515–519.
 20. Естественные амплитудные флуктуации в кольцевом He – Ne лазере в режиме фазовых резонансов / М.В. Данилейко, А.Л. Кравчук, А.М. Целинко, Л.П. Яценко // Квантовая электроника.— 1988.— 15, № 9.— С. 1813–1817.
 21. Iodine stabilized Ne-Ne laser at 612 nm with composite resonator / Danileiko M.V., Kravchuk A.L., Tselinko A.M., Yatsenko I.P. // Opt.Comm.— 1988.— 68, N 4.— P. 263–264.

22. Данилейко М.В., Нечипоренко В.Н., Яценко Л.П. Пролетные эффекты и квадратичный эффект Доплера в спектроскопии насыщенного поглощения и насыщенной дисперсии. // Квантовая электроника.— 1988.— 15, № 10.— С. 2019–2029.
23. Данилейко Н.М., Романенко В.И., Яценко Л.П. Теория эффектов пространственной неоднородности в газовых лазерах.— Киев, 1988.— 38 с.— (Препр./АН УССР. Ин-т физики; N 21).
24. Данилейко Н.М., Фаль А.М., Яценко Л.П. Квантовые реперы частоты на основе частотно-модуляционных резонансов // Квантовая электроника.— Киев.— 1988.— вып. 34.— С. 51–61.
25. Данилейко Н.М., Романенко В.И., Яценко Л.П. Эффекты нелінійного фокусування і дефокусування гаусових пучків у газах низького тиску. // Доп. АН УРСР. Сер. А. Фіз.-мат. та техн. науки.— 1989.— N. 3— С. 56–60.
26. Данилейко М.В., Нечипоренко В.Н., Яценко Л.П. Теория частотно-модуляционных резонансов в излучении газовых лазеров при произвольном насыщении поглощения. // УФЖ.— 1989.— 34, № 11.— С. 1672–1679.
27. О возможности сужения линии излучения кольцевого газового лазера, стабилизированного по фазовым резонансам / М.В. Данилейко, А.Л. Кравчук, А.М. Целинко, Л.П. Яценко // Квантовая электроника.— 1989.— 16, № 3.— С. 616–619.
28. Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М., Яценко Л.П. Стабилизированные He-Ne/I₂ лазеры. // Сб. Квантовая электроника.— 1989.— № 36— С. 3–19.
29. Качалова Н.М., Романенко В.И., Яценко Л.П. Влияние эффектов пространственной неоднородности на асимметрию и сдвиги частотных резонансов в двухмодовых лазерах. // Квантовая электроника.— 1990.— 17, № 4.— С. 428–434.

30. Исследование кольцевого He-Ne/ $^{129}\text{I}_2$ лазера, стабилизированного по резонансам насыщенного поглощения на длине волны 633 нм/ М.В. Данилейко, А.Л. Кравчук, А.М. Целинко, Л.П. Яценко // Квантовая электроника.— 1990.— 17, № 1.— С. 8–13.
31. Данилейко М.В., Нечипоренко В.Н., Яценко Л.П. Особенности полевого уширения в методе внутрирезонаторной ЧМ-спектроскопии. // Квантовая электроника.— 1990.— 17, № 11.— С. 1449–1452.
32. Intracavity frequency-modulation spectroscopy and its use for frequency stabilization / V.M. Grinenko, M.V. Danileiko, N.M. Kachalova, V.N. Nechiporenko, A.M. Fal', L.P. Yatsenko // Optics Communications.— 1990.— 70, N 1.— P. 51–56.
33. Данилейко М.В., Нечипоренко В.Н., Фаль А.М., Яценко Л.П. О предельной разрешающей способности внутрирезонаторной лазерной спектроскопии, использующей частотно-модуляционные резонансы. // Оптика и спектроскопия.— 1991.— 70, № 5.— С. 1152–1155.
34. Данилейко М.В., Нечипоренко В.Н., Яценко Л.П. Теория внутридоплеровской спектроскопии трехуровневого газа в поле частотно-модулированной бегущей волны. // УФЖ.— 1991.— 36, № 7.— С. 1031–1040.
35. Гриненко В.М., Данилейко М.В., Фаль А.М., Яценко Л.П. Экспериментальное исследование чувствительности регистрации резонансов насыщенной дисперсии в He-Ne/ CH_4 лазерах. // Квантовая электроника.— 1991.— 18, № 1.— С. 66–70.
36. Экспериментальное исследование чувствительности регистрации резонансов насыщенной дисперсии в He-Ne/ CH_4 лазерах / Гриненко В.М., Данилейко М.В., Фаль А.М., Яценко Л.П. // Квантовая электроника.— 1991.— 18, № 1.— С. 66–70.
37. Kachalova N.M., Romanenko V.I., Yatsenko L.P. Resonance lineshape of saturated absorption and saturated dispersion reso-

nances of molecules accelerated in earth's gravity field. // *Laser Physics*.— 1992.— 2, N 5.— P. 764–769.

38. Danileiko M.V., Romanenko V.I., Yatsenko L.P. On the theory of the absorption line shape of a standing wave of arbitrary intensity in a low-pressure gas. // *Laser Physics*.— 1994.— 4, N 2.— P. 369–372.

Список цитованої літератури

- [1] Раутиан С.Г., Смирнов Г.И. // *ЖЭТФ*. 1978. 74. С. 1295.
- [2] Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Dmitriyev A.K. et al. // *Appl.Phys.B*. 1991. B52. P. 63.
- [3] Titov A.N. // *Opt.Comm.* 1982. 43, P. 419.
- [4] Cerez P., Felder R. // *Appl.Opt.* 1983. 22. P. 1251.
- [5] Hall J.L., Borde C.J. // *Appl.Phys.Lett.* 1976. 29. P. 788.
- [6] Ernst G.J., Witteman W.J. // *IEEE J.Quant.Elektr.* 1973. QE-9, P. 911.
- [7] Chartier J.M., Helmcke J., Wallard A.J. // *IEEE Trans.on Instrum. and Measur.* 1976. IM-32. P. 450.
- [8] Капралов В.П., Привалов В.Е. // *Оптика и спектроскопия*. 1983. 55. С. 1101.
- [9] Bennet S.J., Cerez P. // *Opt.Comm.* 1978. 25. P. 343.
- [10] Багаев С.Н., Дычков А.С., Чеботаев В.П. // *Письма в ЖЭТФ*. 1981. 33. С. 85.

Яценко Л.П. "Резонансные явления в газовых лазерах".

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.21. — лазерная физика.

Институт физики НАН Украины, Киев, 1995. Диссертация является рукописью.

Основные результаты диссертации опубликованы в 38 научных работах и монографии, где исследовано взаимодействие пространственно неоднородных лазерных полей с газами низкого давления, развита теория газовых лазеров с внутрирезонаторным нелинейным поглощением, изучена форма нелинейных резонансов в известных и в предложенных и разработанных новых методах спектроскопии насыщенного поглощения, полученные результаты использованы для спектроскопии сверхвысокого разрешения, стабилизации частоты, разработки лазерных стандартов частоты для прецизионных физических экспериментов.

Ключові слова: газовий лазер, насичене поглинання, насичена дисперсія, нелінійний резонанс, частотно-модуляційна спектроскопія, стабілізація частоти.

Yatsenko L.P. "Resonance phenomena in gas lasers". The dissertation on the application of the degree of a Doctor of physics and mathematics sciences. Specialization — laser physics 01.04.21. Institute of Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, 1995. The dissertation is the manuscript.

The main results of the dissertation have been published in 38 scientific works and the monograph, where the interaction of spatially inhomogeneous laser fields with low pressure gases are investigated, the theory of gas lasers with intracavity saturated absorption are developed, the shape of nonlinear resonances in the known and in the proposed and developed methods of saturated absorption spectroscopy is studied, the obtained results are used for high resolution spectroscopy, laser frequency stabilization, design of laser frequency standards and for precision physical experiments.

ЯЦЕНКО ЛЕОНІД ПЕТРОВИЧ

РЕЗОНАНСНІ ЯВИЩА В ГАЗОВИХ ЛАЗЕРАХ

Підписано до друку 22.09.95. Формат паперу 60×84/16.
Папір офсетний 72 гр/м². Офсетний друк. Ум.-друк.арк. 3,0
Вид.арк. 2,5. Тираж 100. Зам.39. Безкоштовно.

Інститут фізики НАН України, ВНТІ.
252650, Київ-28, МСП, проспект Науки, 46.

405144

Ав 33.380

БЕЗКОШТОВНО