

Числова апертура – той максимальний кут, під яким падає промінь і вийде під кутом $\psi_{\text{в}}$ і відбудеться повне заломлення. Під меншим кутом можна, під більшим – ні.

Також лазери використовують в медицині. Знайти застосування в оптичному комп'ютері (оптичні елементи повинні бути стабільними).

1) $i_{\text{вп}}=0$ Вх. 1 → Вих. 1
2) $i_{\text{вп}}=0$ Вх. 1 → Вих. 3
Працює на ефекті оптичного тунелювання.

Стояча хвиля
хвилевод

Поле Е хвилевода падає в n_2 , $n_1 > n_2$, $n_3 > n_2$. Проникнувши фотони в хвилевод формують в ньому моду. Тобто, за рахунок хвистика відбувається перекачування енергії в другий канал. Такий процес є оборотним. Ефективність перекачування характеризується довжиною, на якій відбувається повне перекачування енергії $L_{\text{п}}$. Проблема заключається в матеріалі 2, який повинен змінювати показник заломлення. Оптичні струми керування повинні бути малими (нановати), при цих потужностях λ повинен сильно змінюватися цей матеріал (шукати і сьогодні – рідкі кристали). В них довгі молекули, тому потрібен час на зміну дипольного моменту (до мс), що не підходить.

заселеності рівнів k та i . Згідно з розподілом Больцмана: $\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}}$ (2), де g_k, g_i – статистичні ваги відповідних рівнів.

Підставивши в (1) (2) отримуємо: $\rho_{ki} = \frac{A_{ik}}{g_i B_{ki} \exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - B_{ik}}$ (3). При $T \rightarrow \infty$ $i \rho \rightarrow \infty$, що видно з формули Планка:

$$\rho_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1}$$
 (3*). Отже з (3) отримуємо $g_k B_{ki} = g_i B_{ik}$ (4) $\Rightarrow B_{ki} = B_{ik}$ (5) це за відсутності виродження рівнів.

Використовуючи співвідношення (4), вираз (3) перетворимо до вигляду: $\rho_{ki} = \frac{A_{ik}}{B_{ik} \left(\exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1 \right)}$ (6). Співставляючи (6) та (3*),

отримаємо $A_{ik} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} B_{ik}$ або $A_{ik} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{g_k}{g_i} B_{ki}$. Отже, якщо немає виродження енергетичних рівнів, імовірності вимушених переходів із випромінюванням і поглинанням кванта рівні (5).

Принцип детальної рівноваги дозволяє отримати співвідношення між імовірностями неоптичних переходів d_{ik} та d_{ki} . Механізми неоптичних переходів можуть бути найрізноманітніші. Детальна рівновага вимагає, щоб

$$d_{ik} n_i = d_{ki} n_k \quad \text{Отже} \quad \frac{d_{ik}}{d_{ki}} = \frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right)$$

Можна додатково підсумувати, що для лазерного випромінювання потрібні: активне середовище (створити інверсну заселеність), та гаряче тепло віддачі. Останній пункт є досить важливим, оскільки більшість лазерів сильніше гріються. Розглянемо тепер детальні властивості лазерного випромінювання. Напряменість – лазерне випромінювання має дуже одностійну напрямленість на відміну від спонтанного випромінювання. Потужність – ну звичайно в лазерах можна добитися на порядки більшої потужності ніж в звичайних лампочках. Когерентність. Розрізняють часову і просторову когерентність. Часова когерентність – це час за який фаза випромінювальної хвилі змінюється не більше ніж на π . Тобто для попереднього неоновго лазера

$$\Delta\nu = 10^9 \text{ Гц} \Rightarrow \tau_{\text{ког}} \sim 10^{-9} \text{ с} \Rightarrow l = c\tau = 30 \text{ см}$$

Просторова когерентність. Розглянемо інтерференцію від двох точок. Коли ми будемо розносити ці дві точки, то інтерференційна картина буде погіршуватись (слабше будуть відрізнятися мінімуми і максимуми). Максимальна відстань, де різниця між мінімумами і максимумами буде не менша 20% і є просторова когерентність. Так... Тривалість лазерних імпульсів. Ну є різні методи отримання дуже коротких імпульсів. Перший – так званий вільний режим роботи лазера – вимикаємо і вимикаємо назад – отримуємо імпульси порядку 10^{-6} с. Далі іде метод модуляції добротності резонатора (див. Запитання №13).

Таким методом можна отримати імпульси тривалістю порядку 10^{-9} с

При динамічній рівновазі між ансамблем частинок і випромінюванням число переходів $i \rightarrow k$ і $k \rightarrow i$ за час dt в одиниці об'єму однакове (принцип детальної рівноваги є наслідком зворотності законів руху механіки відносно до знаку часу; його ще називають принципом мікроскопічної зворотності), тобто:

$$dZ_{i \rightarrow k} = dZ_{k \rightarrow i} \quad \text{або} \quad B_{ki} n_k \rho_{ki} = (A_{ik} + B_{ik} \rho_{ki}) n_i$$

$$\Rightarrow \rho_{ki} = \frac{A_{ik} n_i}{B_{ki} n_k - B_{ik} n_i} = \frac{A_{ik}}{B_{ki} \frac{n_k}{n_i} - B_{ik}} \quad (1)$$

числа n_k, n_i – заселеності рівнів k та i . Згідно з розподілом Больцмана:

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}} \quad (2)$$

де g_k, g_i – статистичні ваги відповідних рівнів. Підставивши в (1) (2) отримуємо:

$$\rho_{ki} = \frac{A_{ik}}{g_i B_{ki} \exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - B_{ik}} \quad (3)$$

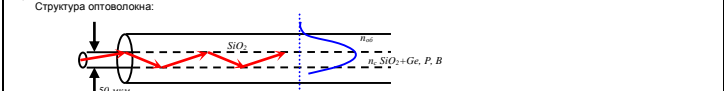
При $T \rightarrow \infty$ $i \rho \rightarrow \infty$, що видно з формули Планка: $\rho_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1}$ (3*).

Отже з (3) отримуємо $g_k B_{ki} = g_i B_{ik}$ (4) $\Rightarrow B_{ki} = B_{ik}$ (5) це за відсутності виродження рівнів. Використовуючи співвідношення (4), вираз (3) перетворимо до вигляду: $\rho_{ki} = \frac{A_{ik}}{B_{ik} \left(\exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1 \right)}$ (6). Співставляючи (6) та (3*), отримаємо $A_{ik} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} B_{ik}$ або $A_{ik} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{g_k}{g_i} B_{ki}$. Отже, якщо немає виродження енергетичних рівнів, імовірності вимушених переходів із випромінюванням і поглинанням кванта рівні (5).

1.1 ПРЕДМЕТ ВИВЧЕННЯ КВАНТОВОЇ РАДІОФІЗИКИ І НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ. ОСНОВНІ ДОСЯГНЕННЯ НА СУЧАСНОМУ ЕТАПІ І ПРОБЛЕМИ. ПЕРСПЕКТИВНІ НАПРЯМКИ РОЗВИТКУ.

Квантова радіофізика – галузь фізики, яка охоплює вивчення методів підсилення, генерації і перетворення частот електромагнітних коливань і хвиль (яке охоплює широкий діапазон хвиль від радіо до оптичного) на основі вимушеного випромінювання, а також їх застосування.

Нелінійна оптика – галузь оптики, яка вивчає ефект взаємодії і самодії оптичних хвиль в середовищі за рахунок нелінійних членів в рівняннях Максвелла. Отже, предметом вивчення є методи отримання генерації та підсилення ел.-магн. коливань у нелінійних оптичних середовищах.



При теоретичному розрахунку виявляється, що по оптоволоконці можна передавати до 10^7 каналів. Але насправді це не так. В тракті виникають втрати через те, що при певному внутрішньому відбитті розподіл поля такий, що в оболонці $E \neq 0 \Rightarrow$ є втрати. Також маємо частотну дисперсію: $n = n(\nu)$. Умовою повного внутрішнього відбиття є: $n_1 > n_2$. Переважаними є втрати на релієвське розсіювання: $I_{\text{р}} \sim I^2$, (об'ємне). Тому обирають хвилі з більшою довжиною. Зараз отримали волокно з втратами порядку 0,01 дБ/км. Перший лазер в світлі заведеновав в 1960 році з $\lambda = 0,69$ мкм, був зроблений з $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}^{3+}$. Перший лазер – в 1954 році з $\lambda = 1,25$ мкм, був зроблений з NH_3 . Так доволі не використовували через недоліки модуляції. Перевагою є те, що оптоелектричний ефект є найбільш динамічним. Через домішки в оптоволоконній оболонці не буде рівномірним, це необхідно для виконання умови повного внутрішнього відбиття. Трудністю є технологія вироблення оптоволокон. Так, витяжка волокна відбувається при $t = 2000 - 1500^\circ\text{C}$. Через домішки при охолодженні маємо різні коефіцієнти температурного розширення, що призводить до розтріскування. Також робить оболонку з погіршенням, але маємо недоліки: при контакті маємо жорсткість, при SiO_2 заповнюють спеціальною рідиною, що робить шукати між гладкою. Мазери були створені раніше через те, що в мікрохвильовому діапазоні $h\nu \sim kT$ і заселеність приблизно рівна

$$n_2 = n_1 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$$

Заселеність у мкм діапазоні різна \Rightarrow важко зробити інверсну заселеність. Вибір довжини хвилі обмежений достатньою потужністю напіроводникового лазера. Тому кількість каналів в оптоволоконі обмежена потужністю, яку відійти торць оптоволоконна витримає без руйнації ($P_{\text{вп}} = 10 \text{ МВт/см}^2$). В одному каналі приходить один неврівняний імпульс з 10^9 . Також є проблема в сполученні лазера з оптоволоконом.

$$\Theta_{\text{вп}} \sim \frac{\lambda}{d} = \frac{1 \text{ мкм}}{1 \text{ мкм}} = 1 \text{ рад} \approx 57^\circ$$

$\Theta_{\text{вп}} \sim 0,1$ рад.
Таке випромінювання стає на перехіді введення випромінювання в світловод.

$$rA = NA = n_{\text{вп}} \sin \phi = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx 0,17 \Rightarrow \phi \approx 17^\circ$$

2.1 ВЗАЄМОЗ'В'ЯЗОК МІЖ ІМОВІРНІСТЯМИ ПЕРЕХОДІВ.

Згідно з постулатами Ейнштейна число спонтанних випромінювань за одиницю часу в одиниці об'єму пропорційна числу частинок n на вихідному рівні, тобто: $Z_{ik}^c = A_{ik} n_i$. A_{ik} називається імовірністю спонтанного випромінювання або коефіцієнтом Ейнштейна для спонтанного випромінювання.

Число фотонів поглинутих ансамблем за одиницю часу з одиниці об'єму, також пропорційна n . Але на відміну від попереднього випадку є вимушеним процесом, тому пропорційним густині падаючого випромінювання на частоті переходу.

$$Z_{ik}^n = B_{ki} \rho_{ki} n_k \cdot B_{ik} \cdot \text{еinsteinейнський коефіцієнт поглинання. Аналогічно вводиться ейштейнський коефіцієнт випромінювання} B_{ik}$$

Аналогічно $Z_{ik}^n = B_{ik} \rho_{ki} n_i$.

Знайдемо зв'язок між коефіцієнтами Ейнштейна.

Нехай ансамбль частинок взаємодіє з електромагнітним випромінюванням абсолютно чорного тіла. При динамічній рівновазі між ансамблем частинок і випромінюванням число переходів $i \rightarrow k$ і $k \rightarrow i$ за час dt в одиниці об'єму однакове (принцип детальної рівноваги є наслідком зворотності законів руху механіки відносно до знаку часу; його ще називають принципом мікроскопічної зворотності), тобто ж $dZ_{i \rightarrow k} = dZ_{k \rightarrow i}$ або $B_{ki} n_k \rho_{ki} = (A_{ik} + B_{ik} \rho_{ki}) n_i$

$$\Rightarrow \rho_{ki} = \frac{A_{ik} n_i}{B_{ki} n_k - B_{ik} n_i} = \frac{A_{ik}}{B_{ki} \frac{n_k}{n_i} - B_{ik}} \quad (1)$$

числа n_k, n_i – заселеності рівнів k та i .

3.1 ПРИНЦИП РОБОТИ ЛАЗЕРА. СХЕМА НАКАЧКИ. ВЛАСТИВОСТІ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ: МОНОХРОМАТИЧНІСТЬ, КОГЕРЕНТНІСТЬ, НАПРАВЛЕНІСТЬ, ЯСКРАВІСТЬ, ТРИВАЛІСТЬ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ.

Ну... хлопчики і дівчатка я сподіваюся що базові принципи роботи лазера ви хоч трохи пам'ятаєте. Нагадаю: найпростіша 2-х рівнева система: є два рівні, наочому електрони з одного рівня на верхній, далі під дією фотонів відбувається вимушене випромінювання – електрони переходять з верхнього рівня на нижній, при цьому випромінюється квант світла: $h\nu = E_2 - E_1$. При цьому дане випромінювання мають кучу корисних властивостей: монохроматичність, когерентність, напрямленість, яскравість. Це була найпростіша 2-х рівнева схема, про 3,4 рівневі системи та їх переваги читай десь у наступних питаннях(6). Тут слід зауважити, що ми на виході не отримали світло строго однієї частоти, а отримали деяку смугу частот. На уширнення смуги впливає час життя на верхньому рівні. Із співвідношення неважко знайти: $\Delta E \Delta t \sim h$, $h \Delta\nu \Delta t \sim h \Rightarrow \Delta\nu \sim \frac{1}{\Delta t}$. Тобто чим більший час життя на верхньому рівні, тим менша смуга (тим краще). Коли ми тут говорили про ширину смуги, то мали на увазі так званий напівширину ліній – ширину ліній на половинній висоті (або за іншим варіантом на $\frac{1}{e}$ max). Для прикладу можна навести, що у гелій-ніоновому лазері, який випромінює на частоті 10^{15} Гц, ширина ліній складає 10^9 Гц. Це є куча інших механізмів уширнення ліній, про них дивись в окремих запитаннях(4).

4.1 МЕТОДИ АНАЛІЗА ЕФЕКТИВ РЕЗОНАНСНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З РЕЧОВИНОЮ. ПРИНЦИП ДЕТАЛЬНОЇ РІВНОВАГИ. (MOON)

Нехай є сукупність однакових квантових частоток, які можуть випромінювати або поглинати фотони частоти: $\nu_{ik} = \frac{1}{h}(E_i - E_k)$ (2.1)

Згідно з постулатами Ейнштейна число спонтанних переходів за одиницю часу в одиниці об'єму з верхнього рівня на нижній пропорційне числу частинок n_i на вихідному рівні, тобто: $Z_{ik}^c = A_{ik} n_i c^{-1} cm^{-3}$ (2.2) $\Rightarrow A_{ik} = \frac{Z_{ik}^c}{n_i} [c^{-1}] (2.3)$ Співвідношення (2.2) виконується строго, якщо елементарні процеси незалежні. Отже A_{ik} визначає число спонтанно випромінюваних за одиницю часу фотонів частоти ν_{ik} в розрахунок на одну збуджену частинку з енергією E_i . Тому коефіцієнт A_{ik} називається імовірністю спонтанного випромінювання. $Z_{ik}^n = B_{ki} \rho_{ki} n_k \Rightarrow B_{ki} = \frac{Z_{ik}^n}{\rho_{ki} n_k} [cm^{-3} Jom^{-1} c^{-2}]$ – визначається як число поглинутих однією частинкою за одиницю часу фотонів з енергією $h\nu_{ki} = E_i - E_k$, віднесених до густини випромінювання ρ_{ki} . Це ейштейнський коефіцієнт поглинання з імовірністю $B_{ki} \rho_{ki}$. Аналогічно, у випадку вимушеного випромінювання число фотонів, які утворюються за одиницю часу ансамблем частинки одногодинного ансамблю іх переходу з верхнього рівня на нижній під дією деяко зовнішнього випромінювання з густиною ρ_{ki} , пропорційні $n_i \rho_{ki}$: $Z_{ik}^n = B_{ki} \rho_{ki} n_i \Rightarrow B_{ki} = \frac{Z_{ik}^n}{\rho_{ki} n_i}$. Число випромінених однією частинкою за одиницю часу фотонів із енергією $h\nu_{ik} = E_i - E_k$, віднесених до густини випромінювання, це коефіцієнт Ейнштейна для вимушеного випромінювання. Нехай ансамбль частинки взаємодіє з електромагнітним випромінюванням абсолютно чорного тіла.

випромінювання визначає час життя стану, тому найменша можлива ширина лінії $\Delta\nu$ визначається ймовірністю спонтанного переходу

$$A_{ik} : \Delta\nu = \frac{A_{ik}}{2\pi}$$

Лоренцева крива описує процеси при випадковому збитті фази, що відповідає спонтанному випромінюванню. У тих випадках, коли різні центри знаходяться в неоднакових умовах, відбувається зміщення частот їх максимумів випромінювання, що призводить до неоднорідного уширення підсумкової смуги. Наприклад, це спостерігається з іонами Nd^{3+} в склі або при випромінюванні в газорозрядних трубках – доплерівське уширення. При цьому форма ліній окремого центру – лоренцева з максимумом на ν_0 . А функція, яка описує розподіл центрів за частотним їх максимумів випромінювання, близька до гаусової функції:

$$g_{гаус}(\nu_0, \bar{\nu}_0) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_{гаус}} \exp\left[-2\left(\frac{\nu_0 - \bar{\nu}_0}{\Delta\nu_{гаус}}\right)^2\right],$$

де $\bar{\nu}_0$ – частота максимуму розподілу, а $\Delta\nu_{гаус}$ – її напівширина. При резонансі зникає експонента. Форма підсумкової лінії є згорткою лоренцевої та гаусової кривих і описується функцією Фойга:

$$g_F(\nu) = \int g_{гаус}(\nu_0, \bar{\nu}_0) g_{лор}(\nu_0, \nu) d\nu = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi^{3/2} \Delta\nu_{лор} \Delta\nu_{гаус}} \int \frac{\exp\left[-2\left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_{гаус}}\right)^2\right]}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{лор}}\right)^2} d\nu$$

У газів типове уширення рівне $\Delta\nu = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ і обумовлене доплерівським ефектом. Унаслідок взаємодії робочих іонів з кристалічним полем (вплив ефектів Штарка і Зеемана) в твердих тілах при кімнатній температурі вузької лінії отримати не вдається. Наприклад у рубіні ширина лінії люмінесценції при кімнатній температурі $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$. Зі зменшенням температури ширина ліній люмінесценції зменшується до $0,3 \text{ см}^{-1}$ при 77К. Причиною неоднорідного уширення може бути будь-який процес, який викликає різні умови випромінювання (поглинання) для частини однакових атомів із близькими, але різними спектральними властивостями.

4.2 МЕХАНІЗМИ УШИРЕННЯ ЛІНІЙ. ОДНОРІДНЕ І НЕОДНОРІДНЕ УШИРЕННЯ. (MOON)

Враховуючи напівширину ліній приводить до того, що коефіцієнт спонтанного ейштейнівського переходу A_{ik} треба замінити на $A_{ik}g(\nu)$, де $g(\nu)$ – форма ліній випромінювання, котра нормована на площину: $\int_0^\infty g(\nu) d\nu = 1$. Отже, ймовірність спонтанного переходу в межах смуги, яка розглядається: $A_{i \rightarrow k} = \int_0^\infty A_{ik} g(\nu) d\nu = A_{ik}$. Для вимушеного переходу: $B_{ik}\rho(\nu)g(\nu)\delta(\nu - \nu')d\nu$, де δ – функція (Дірака), яка враховує особливості вимушених переходів – вимушучий фотон поджує строго собі подіюго. Отже, ймовірність вимушеного переходу в межах смуги: $B_{i \rightarrow k} = \int_0^\infty B_{ik}\rho(\nu)g(\nu)\delta(\nu - \nu')d\nu = B_{ik}\rho(\nu)g(\nu)$, де $B_{ik}\rho(\nu)g(\nu)$ – спектральна ймовірність вимушених переходів.

Форма ліній $g(\nu)$ визначається багатьма факторами. Зокрема часом життя збудженого стану: $\tau_i^{-1} = \sum_k A_{ik}$, де сумування проводиться за всіма рівнями, на які відбуваються переходи з даного і-го рівня. Кожний із рівнів має свою ширину, яка визначається зі співвідношення невідомості: $\Delta E \Delta t \sim h$. Тобто, чим менший час життя, тим більша ширина рівня. Цей параметр визначає природне (однорідне) спектральне уширення ліній. Вона, звичайно може бути уширена і внаслідок інших факторів: згортання, доплерівського уширення, уширення кристалічним полем. Однорідне уширення ліній – це коли ліній, яка відповідає кожній квантовій частинці, під впливом зовнішніх факторів уширюються однаково. Прикладом однорідного уширення є природна ширина ліній в уширення внаслідок згортання частинок у газах. Воно описується лоренцевою (дисперсійною) кривою, тобто: $g_{лор}(\nu_0, \nu) = \frac{1}{\pi \Delta\nu_{лор}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{лор}}\right)^2}$, де $\Delta\nu_{лор}$ – напівширина ліній, ν_0 – частота максимуму кривої. У резонансному випадку $\nu = \nu_0$. За відсутності зовнішніх дій спонтанне

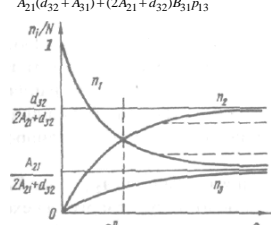
Де $F = f_{21}(f_{32} + f_{13} + f_{31}) + f_{12}(f_{32} + f_{23} + f_{31}) + f_{13}(f_{23} + f_{32}) + f_{23}f_{31}$

Розглянемо залежність населеності рівнів тієї ж від густини випромінювання та ймовірності переходів. У зв'язку з тим, що оптичних квантових генераторів навіть при кімнатній температурі $h\nu_{12} \gg kT$ and $h\nu_{23} \gg kT$ можна вважати що $f_{12} \approx f_{23} = 0$, $d_{12} \approx d_{23} \approx d_{13} \approx 0$ оскільки випромінювання на частотах ν_{12} і ν_{23} немає. Тому неважко вивести, що за та. цих умов:

$$n_1 = \frac{f_{21}}{f_{21} + \eta f_{13} \left(1 + \frac{f_{21}}{f_{32}}\right)} N \quad n_2 = \frac{\eta f_{13}}{f_{21} + \eta f_{13} \left(1 + \frac{f_{21}}{f_{32}}\right)} N \quad n_3 = \frac{\eta f_{13}}{f_{21} + \eta f_{13} \left(1 + \frac{f_{21}}{f_{32}}\right)} * \frac{f_{21}}{f_{32}} N \quad \text{де } \eta = \frac{f_{32}}{f_{31} + f_{32}}$$

Величина η визначає частину збуджених частинок, які потрапляють на метастабільні рівні.

Перепишемо рівняння враховуючи означення f_{ik} and f_{ki} : $n_1 = \frac{A_{21}(A_{31} + d_{32} + p_{13}B_{31})}{A_{21}(d_{32} + A_{31}) + (2A_{21} + d_{32})B_{31}P_{13}} N$

$$n_2 = \frac{d_{32}P_{13}B_{31}}{A_{21}(d_{32} + A_{31}) + (2A_{21} + d_{32})B_{31}P_{13}} N$$


Залежність населеності всіх трьох рівнів від ρ_{12} зображена на рис. 8.4. Якщо система частинок знаходиться при абсолютному нулі температури, то при відсутності накачування ($\rho_{12} = 0$) всі частинки знаходяться на основному рівні (1). З виникненням накачування починають заселятися рівні 2 і 3. При цьому, природно, населеність основного рівня зменшується, так як $n_1 + n_2 + n_3 = N$. В граничному випадку при $\rho \rightarrow \infty$

$$n_1 = n_3 = \frac{A_{21}}{2A_{21} + d_{32}} N \quad n_2 = \frac{d_{32}}{2A_{21} + d_{32}} N$$

що інверсія на переходи

можна отримати при накачуванні ρ_{12} , більших ρ_{13} рис(1 = n2) тобто при виконанні умови $P_{13} > P_{12} = \frac{A_{21}(d_{32} + A_{31})}{B_{31}(d_{32} - A_{21})}$ інверсія зростає. Таким

Рис. 8.4

6.1 ІНВЕРСІЯ В ТРЬОХРІВНЕВІЙ СИСТЕМІ В НВЧ І ОПТИЧНОМУ ДІАПАЗОНІ. ПРИ-ПУЛЬНА СХЕМА. ЗАЛЕЖНІСТЬ НАСЕЛЕНІСТІ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ ВІД ПОТУЖНОСТІ НАКАЧКИ. ПЕРЕВАГИ ЧОТИРЬОХРІВНЕВОЇ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ СХЕМИ

Для забезпечення умов генерації необхідно збільшувати інверсію населеності, для чого потрібна розв'язкова умова генерації можуть бути виконані, якщо: $A_{21} \gg \frac{8\pi^2 \nu^2}{c^3} \Delta\nu \frac{1}{\tau_{21}N}$ З виразом вище випливає $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\eta f_{13}}{f_{32}} = \frac{B_{13}P_{13}}{f_{31} + f_{32}} \ll 1$ $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\eta f_{13}}{f_{21}} = \frac{\eta B_{13}P_{13}}{f_{21}} = \frac{n_3}{n_2} = \frac{f_{21}}{f_{32}}$ отже населеність третього рівня завжди значно менша населеності першого рівня. Тому основна маса частинок знаходиться на першому і другому рівнях. Інверсія ($\Delta n_{12} > 0$) виникає за умови $n_1/n_2 > 1$ тобто $\eta B_{13}P_{13} > \frac{f_{32}}{f_{31} + f_{32}} B_{13}P_{13} > f_{12}$ Таким чином, при накопиченні активних іонів випромінювання на рівні 2 і для створення значної інверсії на перехід 2- > 1 треба підібрати систему, у якій, по-перше, f_{12} мале по-друге, $f_{13} > f_{31}$ і B_{13} велике. З умови інверсії населеності можна записати $\eta f_{13} > f_{21}$. Отже, чим менше f_{12} і більше B_{13} , а η більше до одиниці, менша потрібна потужність накачування для отримання інверсії.

Отже, населеність третього рівня значно нижча населеності першого і другого, про що говорилось вище. Практично частинки зосереджені на двох нижніх рівнях. При цьому для отримання генерації при $\rho_2 = \rho_1$, необхідно на два з'являти частинки дешо більше 0,5П.

Принцип роботи чотирирівневої схеми, показаний на рис. 8.5.в, такий. За допомогою накачування частинки з основного стану і збуджуються на рівні 4. При цьому можна вважати $f_{14} = \int B_{4k} \rho_{нак} d\nu = B_{41}P_{14}$ (інтеграл береться по всій області смуг поглинання, що можуть мати декілька лабільних рівнів, які для спрощення можна розглядати як один широкий рівень). Потім з великою ймовірністю безвипромінювального переходу квантові частинки переходять на метастабільний рівень 3. Переходи ж частинки 3- > 2 дають або люмінесценцію, або, якщо створені необхідні умови, індуковане випромінювання, і, нарешті, в результаті безвипромінювального переходу 2- > 1 квантові частинки повертаються на основний рівень. Отже, якщо робоче тіло підібрано так, щоб $h\nu_2 \gg kT$ то n_2 при термодинамічній рівновазі дуже мале:

$$n_2 = N \exp(-E_2 / kT)$$

Тому в такій системі у порівнянні з трирівневою схемою, відносно легі ко отримати інверсійний стан, оскільки досить «загнати» на рівень 3 значну частину квантових частинок. ЧЕ ми вже отримали інверсійний стан, тому що рівень 2 практично вільний.

Трирівнева схема функціонування представлена на рис. 8.6. Принцип її роботи: накачування на частоту ν_2 збуджує частинки з рівня 1 на рівень 3. Потім за рахунок безвипромінювальних переходів частинки з рівня 3 потрапляють на рівень 2. Робочі центри підбираються так, щоб рівень 2 був метастабільним для накопичення на ньому достатньо великого числа частинок, що і забезпечує інверсію населеності відносно рівня 1. Після випромінювання на частоті ν_2 з метастабільного рівня система повертається в нормальний стан. Кінетичні рівняння для трирівневої системи мають вигляд:

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1(f_{12} + f_{13}) + n_2f_{21} + n_3f_{31} \quad \frac{dn_2}{dt} = n_1f_{12} - n_2(f_{21} + f_{23}) + n_3f_{32} \quad \frac{dn_3}{dt} = n_1f_{13} + n_2f_{23} - n_3(f_{31} + f_{32})$$

$$N = n_1 + n_2 + n_3$$

Розв'язок системи (8.5) для розподілу населеності квантових частинок за рівнями приводить до наступного результату:

$$n_1 = \frac{N}{\sqrt{f_{12} + f_{13} + f_{31}f_{23} + f_{32}f_{21}}} n_2 = \frac{N}{\sqrt{f_{12} + f_{13} + f_{31}f_{21}}} n_3 = \frac{N}{\sqrt{f_{13}f_{21} + f_{13}f_{23} + f_{12}f_{23}}}$$

чюм, згідно з проведенням спрощеним розглядом, умову інверсії $\Delta n_{12} > 0$ виконати тим легше, чим краще виконується умова $d_{32} > A_{21}$, і в граничному випадку $\Delta n_{12} \rightarrow N$ when $A_{21} \rightarrow 0$ чим більший час життя стану 2 при фіксованій ймовірності безвипромінювального переходу.

Вводячи поняття поперечника поглинання $\sigma_{ki} [\text{см}^2]$ який зв'язує інтенсивність падаючого випромінювання з ймовірністю поглинання за умови що $\Delta\nu_p \ll \Delta\nu_g$: $\sigma_{ki} = \frac{1}{h\nu_{ki}} \int B_{ki}\rho(\nu)g(\nu)d\nu$

Тоді вираз для коефіцієнта поглинання можна записати в вигляді $k_\nu = \sigma_{ki}(n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i)$ де поперечник поглинання є функцією форми ліній.

Для термодинамічної рівноваги, $k_\nu = \sigma_{ki}n_k(1 - e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}})$ Розглянемо значення які може приймати коефіцієнт поглинання

- $k_\nu > 0 \Rightarrow n_k > \frac{q_k}{q_i} n_i$ при $q_k = q_i$ маємо $n_k > n_i$
- $k_\nu < 0 \Rightarrow n_k < \frac{q_k}{q_i} n_i$ при $q_k = q_i$ маємо $n_k < n_i$ Від'ємний коефіцієнт поглинання і є коефіцієнтом підсилення, який виникає при інверсійній наповненості рівнів, тобто енергія падаючого світлового потоку при проході через речовину (активно середовище) підсилюється.
- $k_\nu = 0 \Rightarrow n_k = \frac{q_k}{q_i} n_i$ при $q_k = q_i$ маємо $n_k = n_i$ - це являє має назву просвітлення

Розглянемо деякий конкретний резонатор у якого коефіцієнти відбиття дзеркал відповідно рівні r_1, r_2 . При кожному проходженні через речовину інтенсивність збільшується на величину $F = \exp(2(k_\nu - p)L)$, де P – коефіцієнт що враховує розсіяння і інші втрати в активному середовищі. Тоді умова виникнення генерації в резонаторі буде $F \cdot r_1 \cdot r_2 > 1$ Поді вираз для коефіцієнта підсилення приймає вигляд $k_\nu = p + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) = p + \gamma$ Тоді використовуючи попередні вирази можна записати

$$(n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i) = \frac{c(\gamma + p)}{B_{ki}g(\nu_{ki})h\nu_{ki}} = \frac{c(\gamma + p)}{k_{\nu}^{max}} N$$

Тоді $k_{\nu}^{max} = \frac{B_{ki}g(\nu_{ki})h\nu_{ki}}{c} N$ - граничний коефіцієнт підсилення, коли всі частинки зосереджені на збудженому рівні, на мою думку це і є насичений коефіцієнт підсилення активного середовища.

7.1 НАСИЩЕНІЙ І НЕ НАСИЩЕНІЙ КОЕФІЦІЄНТ ПІДСИЛЕННЯ АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА. ВІД'ЄМНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ПІДСИЛЕННЯ – ЗАКОН БУГРЕРА В АКТИВНОМУ СЕРЕДОВИЩІ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД ДОВЖИНИ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ ПІДСИЛЕННІ.

Ефект лінійного поглинання описує закон Бугера $I = I_0 \exp(-k_\nu x)$. Цей закон справедливий при зміні інтенсивності падаючого випромінювання до 10^{20} разів. Але дослідні показали що закон зміни інтенсивності залежить від часу життя збуджених станів (τ_{ik}).

Якщо $\tau_{ik} > 10^{-8}$ с то спостерігається накопичення частинок в збудженому стані, та з'являється залежність коефіцієнта поглинання від інтенсивності падаючого світла. Для зміни інтенсивності можна записати $dI = -k_\nu \cdot I_0 \cdot \exp(-k_\nu \cdot x) \cdot dx = -k_\nu \cdot I \cdot dx$ Тоді коефіцієнт поглинання буде мати вигляд $k_\nu = -\frac{1}{x} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ або $k_\nu = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}$ в цьому вигляді він визначає зміну інтенсивності прохідного випромінювання через речовину на довжину dx . Запишемо зміну потужності яка проходить через зразок, запишемо як різницю двох процесів: поглинання і вимушеного випромінювання $W_{ki} = h\nu_{ki}(n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i) \int B_{ki}\rho(\nu)g(\nu)d\nu$ Інтегрування йде по ширині смуги. 3 іншого боку можна записати $\frac{dI}{dx} = -W_{ki}$ А інтенсивність це густина потоку на його швидкість, а для спектральної ділянки вона приймає вигляд $I = c\rho \cdot \Delta\nu$. Тоді коефіцієнт поглинання приймає вигляд $k_\nu = \frac{h\nu_{ki}}{c\rho \nu \Delta\nu} (n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i) \int B_{ki}\rho(\nu)g(\nu)d\nu$

Розглянемо два випадки:

- Ширина спектру випромінювання $\rho(\nu)$, яке проходить через середовище, набагато менша ширини смуги поглинання $\Delta\nu_g$, це можна записати як $\Delta\nu_p \ll \Delta\nu_g$. Тоді вираз для коеф. Поглинання спрощується $k_\nu = \frac{h\nu_{ki}}{c} \cdot B_{ki} \cdot g(\nu) \cdot (n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i)$. Звідси видно що для цього випадку спектральний хід коефіцієнта поглинання співпадає з формою смуги $g(\nu)$
- В протилежному випадку $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_g$ маємо $k_\nu = \frac{h\nu_{ki}}{c \Delta\nu_p} B_{ki} (n_k - \frac{q_k}{q_i} n_i) \Delta\nu_g$ Тут коефіцієнт поглинання спадає з ростом ширини спектра прохідного випромінювання. На малюнку зображені випадки 1) і 2) відповідно. Заштрихована фігура є спектральним розподілом випромінювання до і після взаємодії з квантовою системою. Ці графіки і виражають залежність інтенсивності від довжини при стаціонарному підсиленні.

Накачка виконується шляхом пропускання електричного струму через газ лазера. При цьому в газі виникають іони та вільні електрони. Прискорюючись в електричному полі вони отримують додаткову кінетичну енергію та при зіткненні мають можливість перевести нейтральний атом в збуджений стан. Причому роль електронів у цьому випадку більше ніж іонів, так як в газі низького тиску, відповідна енергія іона менше ніж електрона. Існує два методи електричної накачки газу: 1) зіткнення першого роду: в газі із одного типу частинок; 2) зіткнення другого роду або процес резонансної передачі енергії: в газі який складається з двох компонент.

ККД накачки. Загальне значення ККД (коефіцієнта корисної дії) визначають наступні 3 значення: 1) Ефективність передачі η_1 , яка являє собою відношення потужності (або енергії) накачки, що дійсно надходить в лазерний стержень (активне середовище), до потужності (або енергії) випромінюваної лампою; 2) Випромінювальна ефективність лампи: η_2 , що визначає ефективність перетворення електричної енергії в оптичне випромінювання в діпазоні довжин хвиль $\lambda_1 - \lambda_2$, в якому знаходяться ефективні смуги випромінювання лампи. Випромінювальна ефективність лампи визначається як: $\eta_2 = \frac{2\pi R L}{\lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I_{\lambda} d\lambda}{P}$, де R - радіус лампи, L - довжина лампи, I_{λ} - спектральні інтенсивності лампи, P - електрична потужність що підводиться до лампи. Інтенсивність лампи можна записати: $I_{\lambda} = \frac{P \eta_2 g_{\lambda}}{2\pi R L}$, де g_{λ} - нормований спектральний розподіл інтенсивності. $\left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_{\lambda} d\lambda = 1 \right)$. 3) Квантовий вихід накачки: визначається як відношення числа атомів які попадають на верхній лазерний рівень (рівень 3), до числа атомів які збуджуються в смугі накачки при накачці монохроматичним світлом з довжиною хвилі λ .

МАП. 2

8.1 ПРОЦЕСИ НАКАЧКИ, ПІ ККД І КВАНТОВИЙ ВИХІД

Процеси які переводять атоми з рівня 1 на рівень 3 (для трьохрівневої системи), та з рівня 0 на рівень 3 (для 4-х рівневої системи) - називаються процесами накачки. В загальному випадку існує два способи накачки: оптична та електрична. При оптичній накачці потужне випромінювання джерела світла переводить атоми активного середовища у збуджений стан (на рівень 3). Цей спосіб накачки гарно підходить для твердотільних (рубіновий) або рідинних лазерів (лазера на «аристотелі»). Електрична накачка виконується за рахунок інтенсивного електричного розряду, и найчастіше використовується в газових та напівпровідникових лазерах.

Також існує накачка відповідною хімічною реакцією - хімічна накачка та газодинамічна накачка (надзвукове розширення газу). Оптична накачка: Загальна схема передані випромінювання-->[активне середовище]-->[активне середовище]. На малюнках нижче показані дві найбільш характерні конфігурації ламп. Перший малюнок, лампа має форму спіралі, об'єчно імпульсна, при цьому світло падає в активне середовище перпендикулярно від лампи, або відбившись від дзеркальної поверхні 1. Така конфігурація використовувалась при створенні першого рубінового лазера, але використовується й досі. На мал. 2 лампа має форму циліндра, радіус та довжина якої співпадає з радіусом та довжиною активного середовища. Лампа розміщена в одній фокальній площині, а активне середовище в іншій. (Всі промені що виходять з одного фокусу вліва, перетворюються в іншому). Існують і більш складні схеми, але вони дають менший ККД, чим відповідні їм прості конфігурації, їх в основному застосовують в системах високої потужності (або високої енергії). Електрична накачка: використовується для накачки газових та напівпровідникових лазерів.

Нижче можна побачити деякі види відкритих резонаторів. Плоский (а) В цього резонатора з великою точністю вісьові моди є суперпозицією EM хвиль. І розповсюджуються в протилежних напрямках від осі вздовж осі. В нульовому наближенні еквівалентний до закритого резонатора. Концентричний (б) кривизни дзеркал мають співпадати. Моди - суперпозиція сферичних хвиль з центру кривизни в протилежних напрямках. Конфокальний (в) - складніша структура поля, тому з простих геометричних представлень резонансні частоти не отримаш. Нанісферичний (Г) Нанісферичний (Д)

Всі ці резонатори є частковими випадками резонатора з кривизною дзеркал R1, R2, та L довжиною бази. При певних співвідношенні цих величин резонатор є стійким, тобто при багаторазовому проходженні, промінь залишається в обмеженому просторі поблизу осі резонатора. Інші резонатори називаються нестійкими.

Нестійкий резонатор (Е).

Згідно розв'язку якихось там інтегральних рівнянь, стійкість резонатора характеризується такими параметрами. $g_1 = 1 - \frac{L}{R1}$

$g_2 = 1 - \frac{L}{R2}$ Резонатор стійкий, якщо $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ Звідки, при однаковому числі Френеля і протилежних за знаками g_1, g_2 резонатори єдиничні.

Діаграма стійкості резонатора. Сподіюсь всі розберуться в позначених буквами. Все задрало писати, далі дійться мана, сторінка 97 плюс мінус десять сторінок, вітаю.

9.1 ПАСИВНІ ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ. ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНИЙ, КОНФОКАЛЬНИЙ І СФЕРИЧНИЙ РЕЗОНАТОРИ. СТІЙКІ І НЕСТІЙКІ РЕЗОНАТОРИ. ВЛАСНІ МОДИ РЕЗОНАТОРА (DELG)

Тут наведені деякі цитати з книжки, тому раджу доглядно не читати. Отже лазер в загальному, як фізична система складається з електромагнітного поля, та активного середовища, з від'ємним показником заломлення. Визначимо спектральну густину мод електро магнітного поля (EM). Розглянемо куб з ребром L. Якщо частота може змінюватись від $0 - \nu$, то модуль хвильового вектора $-k = \frac{2\pi\nu}{c}$ з дискретністю $\frac{\pi}{L}$ (це вміст розв'язків рівнянь Максвелла). І оскільки всі напрямки в просторі рівноправні, значення k будуть лежати в межах сфери радіусом $k = \frac{2\pi\nu}{c}$, але лише в першому π квадранті (бо зміст мають лише позитивний модуль вектора). А значить число типів коливань рівне відношенню об'єму нашого квадранту до об'єму елементарної комірки $\left(\frac{\pi}{L}\right)^3$. $M = \frac{4}{8} \pi \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^3 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\nu L}{c}\right)^3$ звідки густина мод $\frac{dM}{d\nu} = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} L^3$ Порівняючи з раніше

деє відомими формулами, може зауважити, що провтикали деє на 2ку. Насправді потрібно ще врахувати дві можливі поляризації EM хвилі. Отже при напівшарині $\Delta\nu$ спектральної лінії, та об'ємі якой займає EM поле V число можливих мод рівне - $M = \frac{8\pi^2}{c^3} \Delta\nu W$

Далі ідея така. Схемно в рубіновому тілі народжуються порядку 10^{22} мод. Крім того вони народжуються в усіх напрямках. Але нам, щоб отримати когерентне випромінювання необхідно, щоб народились моди певної сорочки, певні з існуючими. Це відбувається саме собою, завдяки природі вимушеного випромінювання. Індуковані моди з'являються в тому ж стані, що і збуджуючі. Але нам потрібно вибрати з багатьох мод лише ті, ці нам потрібні, а іншим дати швидко здохнути. Для цього і служать резонатори.

Розглянемо проходження хвилі в такому резонаторі. Зрозуміло, що фотон може відбиваючись від бокових дзеркал деякі раз проходить через активне середовище, збуджуючи випромінювання. При кожному проходженні через резонатор інтенсивність збільшується в $F = \exp(2(k_p - p)L)$ де р коефіцієнт ослаблення світла за рахунок поглинання та розсіювання, а L довжина активного тіла. При відбитті

світла від дзеркал інтенсивність світла ослаблюється в $r1 \cdot r2$ разів. Для виникнення генерації необхідно, щоб $r1 \cdot r2 \cdot F > 1$, а для стаціонарної генерації $r1 \cdot r2 \cdot F = 1$ З останньої умови випливає, що $k_p = p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r1 \cdot r2} = p + \gamma$ Коєф. γ Характеризує втрати випромінювання, що виходить через дзеркало, тому називається коєф. втрат.

В загальному випадку резонатори для НВЧ діапазону суттєво круче, ніж для оптичного. Метал дуже з магніми втратами відбиває хвилі. Резонатори НВЧ сумірні з довжиною хвилі, тоді як оптичні значно більші від довжини хвилі. У відкритих оптичних резонаторах виникає втрата енергії через бокові поверхні. Проте оптичні резонатори не роблять сумірними з довжиною хвилі не лише через технологічні проблеми. Добротність резонатора залежить від $Q = \frac{a}{\delta}$ а лінійний розмір резонатора, δ - довжина проникнення хвилі в метал.

При нормальному скин-ефекті $\delta \sim \nu^{-\frac{1}{2}}$, тобто $Q = a \nu^{\frac{1}{2}}$ Частотний інтервал, що приходить на одну моду $\Delta\nu_p = \frac{\Delta\nu}{M} = \frac{c^3}{8\pi^2 \nu^2 V} - \nu^2$ В той же час ширина резонансної кривої $\Delta\nu = \frac{\nu}{Q} - \nu^{\frac{1}{2}}$ Тому при високих частотах спектральні лінії перекинуться і резонатор буде до жопи. Власне тому потрібно використовувати великі, відкриті резонатори, в яких відбувається порядження мод, і висока добротність лише для обраних великих мод. Щоб розрахувати поле в резонаторі, здавалось можна заозвати лінійну оптику, та на практиці це можна лише, коли параметр Френеля значно більший одиниці ($N = \frac{a^2}{\lambda L}$ де a ширина дзеркала, λ довжина хвилі, L довжина бази арезонатора), і коли резонатор далекий від межі стійкості. На межі стійкості в резонаторі розподіл поля визначається переважно дифракцією. Тож нам треба чесно розв'язати рівняння Максвелла. Щоправда наша доля спрощується завдяки формі резонатора хвильове рівняння задовідає параболічного, яке ми вміємо розв'язувати. Поле в резонаторі формується за рахунок багаторазового відбивання від дзеркал (багатопродіхні резонатори, а є ще і таї, де підсилення за один прохід - там явща надсаїтмістості). Плюс утворюється фотонівд спонтанного випромінювання, напрямлені вздовж осі резонатора. Короче в резонаторі утвориться унікальна для цього типу резонатора структура поля, і відповідні власні моди. Моди у відкритому резонаторі називаються TEM моди. Там такі позначення - TEM_{lm} І число напівхвиль (повздожвий індекс) μ і η кільксть разів зміни знаку поля в поперечних напрямках (поперечні індекси). Скупність повздожвий мод з даним сполученням μ і η називаються поперечною модою. Число Френеля, є головним визначником добротності мод резонатора, воно визначає число зон Френеля, як видно на одному дзеркалі, з центру іншого. Чим більше число Френеля, тим менші дифракційні втрати.

9.2 ДОБРОТНОСТЬ РЕЗОНАТОРА(kislyk)

Кількісно процес затухання описується добротністю резонаторної моди Q. Спектральна полуширина моди $\Delta\nu_p = \nu/Q$

Здесь Q- число периодов колебания, в течении которых плотность излучения уменьшается в e раз. Оценка величин добротности оптического резонатора. По определению добротность есть величина энергии, накопленной системой, к теряющейся за период колебаний: $I = I_0 \exp\left(-\frac{2\pi\nu}{Q} t\right)$ Потери энергии при излучении из резонатора за время dt описываются следующим выражением: $dI = -\frac{2\pi\nu}{Q} I dt$ (1). Если резонатор имеет зеркало с коэффициентом отражения r, то в результате отражения поля от таких зеркал резонатор теряет энергию $I(1-r)$. Эти потери произойдут за время прохода от зеркала к зеркалу $\Delta t = L/c$ Потери за время Δt будут $-I(1-r)/L$ Т.О. Если $r \approx 1$ то $dI = -\frac{(1-r)c}{L} I dt$ (2), сопоставляя (1) и (2) получим выражение для

добротности $Q = \frac{2\pi\nu L}{(1-r)c}$, сделаем оценку: $L = 100cm, \nu = 10^4 cm^{-1}, c = 3 \cdot 10^{10} cm/c, r = 0.9 \Rightarrow Q = 10^7$, таким образом добротность такого резонатора такая же как и у свободного атома. Если учесть потери на поглощение, то $Q = \frac{2\pi\nu L}{(c/k\nu L + (1-r))}$ (тоест в активной среде) тут $k\nu L$ - потери на рассеивание. Добротность связана со временем жизни фотона в резонаторе: $\tau_p = L/2c\nu$, следовательно полуширина моды резонатора: $2\pi\nu\Delta\nu_p = \nu\tau_p = c^2/L$ - где Г - коэффициент всех потерь за один проход в резонаторе. У современных зеркал (для 1984г) потери могут быть доведены до 0.001 таким образом получим $\Delta\nu_p \approx 1MGc$, при этом для метрового резонатора частотный интервал между соседними продольными модами TEM_{0,0,0} и TEM_{1,1,0,0} равен 150 МГц. Естественно резонаторы конструируются так чтобы Г < 1. Учитывая это видим что $\Delta\nu_1 < \delta\nu_1$. Следовательно соседние продольные моды разрешаются по частоте. Для того чтобы разрешались поперечные моды, Г должно быть меньше 10. При но порядка до 10 для того, чтоб можно было разрешить поперечные моды, Г должно быть несколько процентов, в противном случае они прекратятся.

добротности $Q = \frac{2\pi\nu L}{(1-r)c}$, сделаем оценку: $L = 100cm, \nu = 10^4 cm^{-1}, c = 3 \cdot 10^{10} cm/c, r = 0.9 \Rightarrow Q = 10^7$, таким образом добротность такого резонатора такая же как и у свободного атома. Если учесть потери на поглощение, то $Q = \frac{2\pi\nu L}{(c/k\nu L + (1-r))}$ (тоест в активной среде) тут $k\nu L$ - потери на рассеивание. Добротность связана со временем жизни фотона в резонаторе: $\tau_p = L/2c\nu$, следовательно полуширина моды резонатора: $2\pi\nu\Delta\nu_p = \nu\tau_p = c^2/L$ - где Г - коэффициент всех потерь за один проход в резонаторе. У современных зеркал (для 1984г) потери могут быть доведены до 0.001 таким образом получим $\Delta\nu_p \approx 1MGc$, при этом для метрового резонатора частотный интервал между соседними продольными модами TEM_{0,0,0} и TEM_{1,1,0,0} равен 150 МГц. Естественно резонаторы конструируются так чтобы Г < 1. Учитывая это видим что $\Delta\nu_1 < \delta\nu_1$. Следовательно соседние продольные моды разрешаются по частоте. Для того чтобы разрешались поперечные моды, Г должно быть меньше 10. При но порядка до 10 для того, чтоб можно было разрешить поперечные моды, Г должно быть несколько процентов, в противном случае они прекратятся.

$$v = \frac{c}{2} \left(\frac{l}{L} + \frac{1}{2} \frac{\eta^2 + \mu^2}{L} \right)$$
 тобши каждая мода характеризуется тремя положительными числами l, μ, η определяющими число узлов электромагнитного поля в трёх взаимно перпендикулярных направлениях частотный интервал между двумя модами продольного резонатора (продольной моды) частотный интервал между двумя модами вдоль оси резонатора (продольные моды) с неизменными поперечными индексами равен $\delta\nu_1 = c/2L$. Таким образом сама конструкция открытого резонатора ограничивает число рабочих мод у которых добротность достаточно высокая. В резонаторах кроме дифракционных имеет потери связанные с тевой хучей всякого дзерма кроме дифракционных потерь (Геннальної а?) Посему спектральная ширина моды будет не бесконечно узкой спектральная полуширина моды связана с добротностью соотношением $\Delta\nu_p = \nu/Q$ число периодов колебаний плоскости

излучение в течении которого уменьшается в e раз. Для оценки добротности будем исходить из соотношения $I = I_0 \exp\left(-\frac{2\pi\nu}{Q} t\right)$

потери энергии при излучении из резонатора за время dt описываются следующим образом $dI = -\frac{2\pi\nu}{Q} I dt$ Таким образом если $r \approx 1$ (коэффициент отражения зеркала) $dI = -\frac{(1-r)}{L} I dt$ Сопоставляя последние выражения получим формулу добротности $Q = 2\pi\nu L(1-r)$ Если учесть потери на поглощение то $Q = 2\pi\nu L / \left[\frac{1}{k} \left(kL + (1-r) \right) \right]$.

де V – эффективный объем моды резонатора.
 У відповідності з виразами (4) і (7) можна записати наступне

$$\frac{1}{\tau_c} = \gamma_i c_0 / L' + \gamma_s c_0 / 2L' + \gamma_e c_0 / L' \quad (8)$$

Рівняння (1) і (7) в сукупності описують неперервний і нестационарний режим роботи 4-рівневого лазера. Особливі за нашими припущеннями релаксація з рівня 1є швидкою то рівняння (1) перепишуться наступним чином:

$$\dot{N} = W_p(N_2 - N_1) - BqN - N/\tau \quad \text{де} \quad N = N_2 - N_1 \quad \text{інверсна населеність}$$

$$q = q[V_a BN - 1/\tau_c] \quad (9)$$

Для кількісного опису роботи лазера треба вирішити ці рівняння з врахуванням початкових умов. Якщо $q(0)$ відомо, то неважко обрахувати вихідну потужність що випромінюється через одне з дзеркал резонатора (наприклад через 1). Представляючи (8) в (9) отримаємо:

$$P_1 = (\gamma_i c_0 / 2L') \hbar \omega q$$

Отримані результати застосовні тільки для випадку одномодової генерації лазера. Рогляд багатомодової генерації можна спростити за рахунок того що ми можемо врахувати лише повне число фотонів q , просумоване по всім модам. В цьому випадку в деякому наближенні застосовні отримані рівняння, причому об'єм записується в наступному вигляді:

$$V_a = A l \quad \text{де} \quad A \text{ – площа поперечного перерізу активного середовища, яку займають моди.}$$

Порогова потужність у випадку оптичної накачки матиме вигляд

$$P_{\max} = (\gamma / \eta_p) A I_s \quad \text{де} \quad \eta_p \text{ – ефективність накачки, а } I_s = \hbar \omega / \sigma \tau \text{ – інтенсивність, при якій в 4-рівневому лазері відбувається насичення.}$$

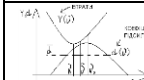
У випадку електричної накачки

$$P_{\max} = (\gamma / \eta_p) [A \hbar \omega_p / (\tau - \tau_1)]$$

При фіксованій швидкості накачки існують деякі значення коефіцієнта пропускання вихідного дзеркала при якому досягається максимальна вихідна потужність. Фізично існування цього оптимуму пов'язано з тим що зі збільшенням коефіцієнта пропускання мають місце наступні два ефекти: 1) вихідна потужність зростає через підвищення пропускання вихідного дзеркала; 2) зменшується за рахунок збільшення внутрішньо-резонаторної втрат, що призводить до зменшення числа фотонів в резонаторі. Відповідна вихідна потужність запишеться наступним чином:

$$P_{opt} = [A I_s (\gamma_i - \gamma_e / 2)] [(x_{\min})^2 - 1]^2 \quad \text{де} \quad x_{\min} = 2W_p \sigma l N_i / (\gamma_e + 2\gamma_i)$$

Зменшення потужності обумовлене неоптимальним набором умов генерації виявляється особливо важливим поблизу порогу генерації ($x_{\min} \approx 1$). Однак коли генерація відбувається в умовах великого перевищення над порогом, вихідна потужність стає менш чутливою до зміни вихідного зв'язку поблизу оптимального значення.

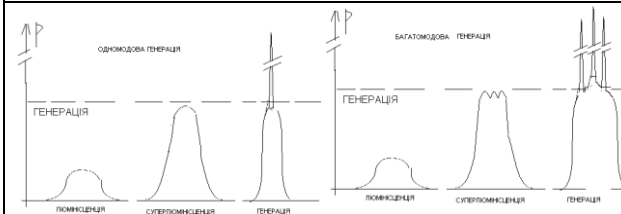


Припустимо, що $\alpha(v) = \alpha_0 \left(1 - \frac{(v-v_0)^2}{\delta^2}\right) + \tilde{\alpha}_0$, тут $\tilde{\alpha}_0$ – це коеф. підсилення реальної смуги люмінесценції на її піввисоті (при $v-v_0 = \delta$) а закон зміни втрат дисперсійного резонатора $\gamma(v) = \gamma_0 \left(1 + \frac{(v-v_1)^2}{\Delta^2}\right)$ тут δ – напівширина смуги люмінесценції, а Δ – величина «відстройки» частоти від мінімуму втрат при якій вони зростають від мінімальних адячі. Частота генерації визначається умовою $\alpha(\tilde{\nu}) = \gamma(\tilde{\nu})$. Звідси частота генерації – $\tilde{\omega} = (\alpha_1 + \alpha_2 \epsilon) / (1 + \epsilon)$, також $\alpha_1 - \alpha_2 = \pm \sqrt{\theta(1 + \epsilon) / \epsilon}$

ОТЖЕ $\tilde{\omega} = \alpha_1 \mp \sqrt{\theta \epsilon / (1 + \epsilon)}$ тут $\theta = (\tilde{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma_0) / \tilde{\alpha}_0$, а $\epsilon = \gamma_0 \delta^2 / \alpha_0 \Delta^2$.

ДВА ВИПАДКИ ПЕРШОГО $\delta \gg \Delta$ ширина смуги люмінесценції \gg ширини кривої втрат. Тоді $\epsilon \rightarrow \infty$, $\tilde{\omega} = \alpha_1$ – частота генерації співпадає з частотою мінімуму втрат резонатора. $\frac{\tilde{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma_0}{\alpha_0} = \frac{(v_0 - v_1)^2}{\delta^2}$

ДРУГОЙ ВИПАДОК $\delta \ll \Delta$ ширина смуги люмінесценції \ll ширини кривої втрат. Тоді $\epsilon \rightarrow 0$, $\tilde{\omega} = \alpha_1$ а $\frac{\tilde{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma_0}{\gamma_0} = \frac{(v_0 - v_1)^2}{\Delta^2}$ Тобто пороговий коефіцієнт підсилення змінюється у відповідності з формою кривої втрат, частота ж випромінювання залишається в максимумі смуги підсилення



ОДНОМОДОВА ГЕНЕРАЦІЯ

БАГАТОМОДОВА ГЕНЕРАЦІЯ

ГЕНЕРАЦІЯ

ГЕНЕРАЦІЯ

ПОМІНСЦЕНЦІЯ

СУПЕРПОМІНСЦЕНЦІЯ

ГЕНЕРАЦІЯ

ПОМІНСЦЕНЦІЯ

СУПЕРПОМІНСЦЕНЦІЯ

ГЕНЕРАЦІЯ

9.3 ЧАСТОТИ ВЛАСНИХ МОД ТА ІХ ВТРАТИ (YURUN)

Частоти власних мод і втрати. Оптичні резонатори, як показали дослідження, характеризуються низкими потерями, т.е. існують моди з великою добротністю Q, якщо вони удовлетворяют двум требованиям. Во первых в резонаторе должны существовать моды, которые многократно (мин 100 раз), проходят через резонатор, отражаясь от зеркала. Это условие вытекает из соображений геометрической оптики в связи с тем, что размер оптического резонатора намного больше рабочей длины волны, во вторых параметры резонатора должны удовлетворять неравенствам: $N_1 = a^2 / \lambda L > 1$ $N_2 = a^2 / \lambda L > 1$ – это требование – следствие законов волновой оптики, поскольку «угол зрения» одного зеркала из центра второго a/L должен быть больше угла дифракции λ/a , что обуславливает малые дифракционные потери, следовательно, число Френеля можно определить как отношение «угла зрения» зеркала к углу дифракции. Поэтому чем больше число Френеля, тем меньше дифракционные потери. Согласно решению уравнений Максвелла собственные значения частот резонатора равны
$$\nu = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\eta \frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\mu \frac{\pi}{a}\right)^2}$$
, определим частоту собственных типов колебаний в приближении μ и η намного больше чем ν
$$\nu = \frac{c}{2L} \sqrt{1 + \frac{\eta^2 + \mu^2}{L^2} \left(\frac{L}{a}\right)^2}$$
 И спользуя разложение в ряд ограничиваясь первым приближением получим собственные значения частот мод плоского резонатора.


10.1. НЕПЕРЕРВНИЙ РЕЖИМ РОБОТИ ЛАЗЕРІВ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТУЖНОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА ВІД ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРА, ПОРОГОВІ ТА ОПТИМАЛЬНІ ЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРА.

Розглянемо лазер, що працює за 4-рівневою схемою і має одну полосу поглинання накачки. Позначимо населеності 4 рівнів 0, 1, 2 і 3 через N_0, N_1, N_2, N_3 . Вважатимемо що лазер генерує тільки на одній моді резонатора. Далі, припускаючи що переходи між рівнями 3 і 2 і рівнями 1 і 0 є швидкими запишемо наступні швидкісні рівняння: $N_0 + N_2 = N_i$;
$$\dot{N}_2 = W_p N_0 - Bq N_2 - N_2 / \tau ; \quad q = V_a Bq N_2 - q / \tau \quad (1)$$
 Де N_i – повне число активних атомів, $W_p N_0$ – накачка, V_a – об'єм, що займає мода в активному середовищі.

Розглянемо резонатор довжиною l , в якому знаходяться активне середовище довжиною l і показником заломлення n . Можна припустити що мода резонатора утворена суперпозицією двох хвиль, що розповсюджуються в протилежних напрямках. Нехай I – інтенсивність однієї з цих хвиль. При проходженні хвилі через слой dz активного середовища її інтенсивність змінюється на величину $dI = \sigma(N_2 - N_1) I dz$ де σ – переріз переходу на частоті даної моді резонатора. Зміну інтенсивності за повний прохід резонатора запишемо у вигляді
$$\Delta I = I[(1 - a_1 - T_1)(1 - a_2 - T_2)(1 - T_3)^2 \exp\{2\sigma(N_2 - N_1)l\} - 1] \quad (2)$$
 де T_i – коефіцієнти пропускання дзеркал резонатора за потужністю, a_i – коефіцієнти втрат на дзеркалах, T_i – коефіцієнт внутрішніх втрат за прохід. Припустимо що втрати на дзеркалах однакові і малі. Введемо нові параметри, які можна представити як логарифмічні втрати за один прохід
$$\gamma_1 = -\ln(1 - T_1) ; \gamma_2 = -\ln(1 - T_2) ; \gamma_i = -[\ln(1 - a) + \ln(1 - T_i)] \quad (3)$$
 Введемо також величину, що враховує повні втрати за один прохід резонатора
$$\gamma = \gamma_1 + (\gamma_1 + \gamma_2) / 2 \quad (4)$$
 Представляючи (3) і (4) в (2) і вводячи умову $[\sigma(N_2 - N_1)l - \gamma] \ll 1$ отримаємо
$$\Delta I = 2I[\sigma(N_2 - N_1)l - \gamma] \quad (5)$$
 Розділимо обидві частини цього рівняння на інтервал часу за який світлова хвиля робить повний прохід в резонаторі $\Delta t = 2L' / c_0$ де $L' = L + (n - 1)l$

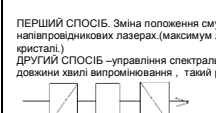
Використовуючи наближення $\Delta I / \Delta t \approx dI / dt$ отримаємо
$$dI / dt = I[(\sigma c_0 / L')(N_2 - N_1) - \gamma c_0 / L'] \quad (6)$$
 Оскільки в резонаторі число фотонів пропорційно величині I , можна порівняти рівняння (6) і (1) і отримати
$$B = \sigma c_0 / V_a L' = \alpha_0 / V \quad \tau_c = L' / \gamma c_0 \quad (7)$$

11.1 ПЕРЕБУДОВА ЧАСТОТИ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА



ПЕРШОЙ СПОСІБ. Зміна положення смуги люмінесценції використовуються в напіроводникових лазерах (максимум люмінесценції змінюється при зміні температури, електричним полем, чи пружним напруженням в кристалі.)

ДРУГОЙ СПОСІБ – управління спектральними властивостями резонатора. Тобто використання резонатора добротність якого залежить від довжини хвилі випромінювання, – такий резонатор називають дисперсійним (наприклад інтерферометр Фабрі-Перо і Фільтр Лю).



Фільтр Лю – потінна вісь кристала 1 розташована під кутом до площини поляризації, тоді промінь розщеплюється на дві хв – звичайну і незвичайну. В залежності від частоти падаючого світла орієнтація еліпса(еліптично поляризованої хвилі) буде змінюватися, бо різниця фаз $\Delta\phi = 2\pi(n_0 - n_e)d / \lambda$ тут n_0 і n_e показники заломлення для звичайної і незвичайної хвилі, d – товщина кристала 1 $\Delta\phi = k\pi$, де $k=1, 2, \dots$. Отже фільтр Лю має нескінченне число максимумів пропускання з періодом $\Delta\nu = 1 / ((n_0 - n_e)d)$ Для кристалічного кварцу ця величина порядку 100см⁻¹ НЕСКІНЧЕННЕ ЧИСЛО МАКСИМУМІВ МІВ ДІАПАЗОНІ частоти генерації, бо при зміненні на один період функції пропускання частота випромінювання залишається сталою – НЕДОЛІК. ШИРОКОДІАПАЗОННА ПЕРЕБУДОВА – використання елементів, що мають один максимум пропускання. Такою властивістю має резонатор лазера в якому є елемент з кутковою дисперсією за частотою (в різних напрямках розповсюджуються хвилі з різними частотами) – такими елементами є дифракційні ґратки і призми.

Перестройка частоти виконується простим поворотом дисперсійного елемента. Встановлення їх в резонаторі призводить до того, що для випромінювання однієї хвилі резонатор виявляється з'юстованим (настроєним), а для всіх інших довжин хвиль – ні. Роз'юстування дзеркал резонатора веде до зростання його втрат, а отже і до зростання порогу генерації.

11.2 ОДНОМОДОВА І БАГАТОМОДОВА ГЕНЕРАЦІЯ

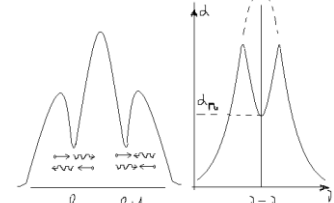
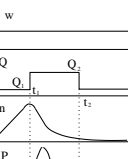
Якщо рівне назаування забезпечує виконання порогової умови то виникає генерація. При цьому підсилення в активному середовищі на частоті генерації стабілізується при подальшому зростанні накачування не змінюється.

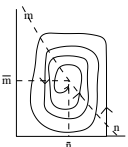
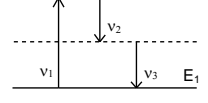
1... У випадку **однорідно уширеної смуги люмінесценції** підсилення виявляється стабілізованим в межах всієї смуги. Тому якщо генерація відбувається на моді резонатора яка відповідає частоті максимуму смуги люмінесценції то інші типи коливань в генерацію вийти не можуть – **одномодова генерація**. При цьому напівширина спектра генерації обумовлена шириною моды резонатора і не змінюється зі зростанням накачування. В умовах генерації стабілізується рівня заселеності між робочими рівнями. Якщо при цьому населеності робочих рівнів також стабілізуються то **потужність спонтанного випромінювання (люмінесценція) не змінюється**. – Δ **потужність генерації**, що рівна різниці між потужностями накачування і її пороговою величиною **зростає**.

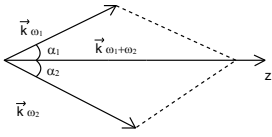

2... Якщо **смуга люмінесценції уширена неоднорідно**, то стабілізація підсилення на частоті якої-небудь моды резонатора, **не призводить до стабілізації підсилення на інших модах**. Так для частот віддалених від моды генерації більш як на однупорядку ширини активних центрів, підсилення зростає зі збільшенням накачування до тих пір поки не виконуються умови генерації на моді з цієї частотою, після чого підсилення стабілізується на цій частоті. Такий процес може продовжуватися до виходу в генерацію мод резонатора які лежать у межах всієї смуги люмінесценції робочого переходу (**багатомодова генерація**)

На рисунках зображено: 1) люмінесценція 2) суперлюмінесценція 3) генерація.

Перший зображає **одномодовий** випадок, а другий – **багатомодовий**.

<p>$v_T = l \frac{c}{2n(v_T)L}$ впливає, що буде змінюватись і частота моди резонатора. Отже, якщо частота "порожнього" резонатора v^0_p менша за v_0, наявність збудженого робочо середовища зменшить оптичну довжину резонатора, що в свою чергу збільшить частоту моди з тим же індексом. При $v^0_p > v_0$ картина буде оберненою. Тому частота випромінювання яке генерується, мовби притягується до центра смуги люмінесценції v_0. Це так званий ефект "затягування частоти". Оскільки він залежить від "порожнього" резонатора, де модо розташовані евідистантно ($\delta v_j = c/2L$) (.....куча формул..... стр 254-255)</p> <p>$v_T = \frac{v_0(\Delta v_A)^{-1} + v_p(\Delta v_p)^{-1}}{(\Delta v_p)^{-1} + (\Delta v_A)^{-1}}$ Звідси видно, що ефект затягування частоти є наслідком аномальної дисперсії показника заломлення в смугі люмінесценції. Але так як $\Delta v_A \gg \Delta v_p$, то ефект затягування дуже малий.</p>	<p>11.3 ЗАТЯГУВАННЯ ЧАСТОТИ І МЕЖА МОНОХРОМАТИЧНОСТІ Розглянемо вплив АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА НА ЧАСТОТИ РЕЗОНАТОРА і відповідно випромінювання що генерується. Власна частота порожнього резонатора v^0_p визначається співвідношенням $v^0_p = l \frac{c}{2L}$. Якщо в резонаторі розташувати активний елемент, то частота коливань системи зміниться, але при цьому умова існування резонансних частот не повинна порушитись –</p> <p>Синфазність хвиль $\phi(v_p) = \frac{2\pi n_p(v_p)L}{c} = l\pi$, де k і раніше $l = 1,2,1,1(\dots)$. Якщо є генерація (гарячий резонатор), то</p> <p>$\phi(v_T) = \frac{2\pi n_T(v_T)L}{c} = l\pi$ тому $v_T = l \frac{c}{2n(v_T)L}$ (*) Де v_T частота і-тої моди. При $l = 1$ отримуємо власну частоту порожнього резонатора. Але в ширині смуги люмінесценції Δv_A активного елемента з максимумом підсилення на частоті v_0 показник заломлення n змінюється згідно з співвідношенням Крамера-Кронга, що показано штриховою лінією на малюнку. Тоді і</p>
<p>Якщо $v_T = v_0$, то існує тільки одна центрів з $\theta = 0$, які беруть участь в процесі підсилення. В цьому випадку "вигорання" відбувається тільки в центрі кривої підсилення.</p> <p>Провал центральної частини кривої підсилення вперше був описаний В. Лембом і називається лембівським. Ширинна лембівського провалу рівна однорідній ширині лінії Δv_A випромінюючого центру, що як правило набагато менша доплерівської напівширини Δv_D випромінюючого ансамблю центрів, але все таки може бути достатньо широкою порядка 100МГц.</p> <p>СТАБІЛІЗАЦІЯ. Так як величина лембівського провалу дуже мала, то його положення фіксується досить точно - тому його використовують для стабілізації частоти лазера. В середину резонатора газового лазера вводять кювету з газом стабілізатором, частота якого точно співпадає за частотою з лінійкою підсилення тоді при генерації у допоміжному газі виникає і утворюється мінімум поглинання при $v_T = v_0$ - обернений провал Лемба</p> <p>Підбираючи параметри прямого і оберненого провалів Лемба отримують вузький пік потужності випромінювання при $v_T = v_0$. Отримана стабільність $\sim 10^{-12} - 10^{-14}$</p> <p>Ці ефекти зумовлені спектральною неоднорідністю смуг люмінесценції активних центрів.</p> 	<p>11.4 ПРОВАЛ ЛЕМБА І АКТИВНА СТАБІЛІЗАЦІЯ ЧАСТОТИ ЛАЗЕРА. Стояча хвиля в резонаторі утворена двома зустрічними хвилями, то кожна з цих хвиль буде взаємодіяти з різними групами активних рухливих центрів. Якщо активний центр рухається з швидкістю θ, частота його випромінювання (поглинання) визначається співвідношенням $v_T = v_H(1 + \theta/c)$ де v_H - частота випромінювання нерухомого центру. Підсумкова смуга люмінесценції має максимум на частоті $v_T = v_H$. Тому якщо частота моди не співпадає з частотою v_T, то хвиля що біжить направо, буде взаємодіяти з центрами які рухаються вправо. Для хвилі, що біжить вліво, взаємодія буде теж з центрами з напрямом руху вліво. Це веде до виникнення двох провалів на контурі смуги люмінесценції – бенетівський провал. Його передбачив А.Беннет. Напівширина провала $\Delta v_S \approx \Delta v_A \sqrt{1 + \frac{2\pi X_{JK}^2 P}{h^2 \Delta v_A^2}}$, тут Δv_A - напівширина лінії спонтанного переходу, X_{JK} - матричний елемент дипольного переходу, P - потужність моди яка генерується.</p>
	<p>12.1 ККД ЛАЗЕРА. ККД лазера визначається як відношення потужності променя P_1 до потужності накачки P_{in} $\eta = \frac{P_1}{P_{in}}$. Розглянемо на прикладі чотириохвильової схеми $\eta = \eta_p \eta_c \eta_A \eta_d$ де виділені різні фактори, зменшуючі загальний ККД.</p> <p>1) η_a - ефективність накачки, 2) η_c - ефективність обумовлена втратами при виході з резонатора, 3) $\eta_A = \frac{A_e}{A}$ - ефективність перерізу моди A - загальний переріз, A_e - переріз даної моди, 4) $\eta_d = (\tau - \tau_1)/\tau$ - ефективність, обумовлена релаксацією нижнього рівня.</p>
<p>У протилежному випадку буде генеруватись декілька імпульсів. Методи модуляції добротності поділяються на активні та пасивні. До пасивних відносять ті, що змінюють добротність резонатора під дією самого поля випромінювання, яке збуджується в ньому. Активні керуються ззовні. Прості пасивні елементами – це плівка з поглинаючого матеріалу, розташована в резонаторі лазера. В певний момент вона випаровується, відкриваючи розміщене за нею дзеркало. Також можуть використовувати пасивні перемикачі на основі матеріалів, що резонансно прозороються. Превали пасивних: простота конструкції, малі габарити, недоліки: поглинання значної частини енергії, розклад моментів просвітлення. Розглянемо активні. Оптико-механічні засновані на принципі механічного відкриття глухого дзеркала резонатора у відповідний момент часу. Дискової перемикачі виготовляються у вигляді тонкого металічного диска з одним чи декількома отворами. Для зменшення швидкості перемикання моди використовують 2 сфокусовані лінзи. Але при потужних лазерних імпульсах край перемикача підгорає. Тому такі перемикачі ізолюють лише лопи. Отці звичайно використовують призми "дахи". Оптико-механічні перемикачі працюють на дифракції лазерного пучка на ультразвуковій хвилі (частота модуляції Е100МГц). Електрооптичні перемикачі працюють на ефектах Покеля чи Керра. Там є 2 поляризатора, які змінюють площину поляризації. Перевга такого перемикача – швидкість перемикання і незначні втрати у відкритому стані. Надолік – великі управляючі поля (5-20кВ)</p>	<p>13.1 МОДУЛЯЦІЯ ДОБРОТНОСТІ РЕЗОНАТОРА, ІІ МЕТОДИ. В режимі вільної генерації енергія і потужність окремого пічка не дуже великі – порядку 0,01-0,1 Дж та кілька кіловат при тривалості 10^{-6} с і інтервалом між пічками 10^{-6} с. Підвищуючи накачування можна лише незначно збільшити ці параметри. Величина перевищення інверсної населеності порогового рівня в режимі вільної генерації незначна. Бо поле в резонаторі, яке наростає за коротший час, недостатній для досягнення високого перевищення цього рівня. Отже, якщо уникнути наростання поля в резонаторі, то можна залезти в активному середовищі велику інверсну населеність. Такий режим називається режимом генерації з модуляцією добротності або Q-модуляцією або генерації з керуванням добротністю, або генерацією гігантських імпульсів. Процес генерації лазера з Q-пристроєм полягає у тому, що на початку дії імпульсу добротність резонатора низька. А тому при генерації і порогова інверсна населеність велика. Природно швидкість перемикання Q-перемикача повинна бути більшою від швидкості утворення лазерного імпульсу.</p> 
<p>У цьому випадку якщо фототропна речовина має коефіцієнт Ейнштейна значно більший, ніж у активного середовища, то отриманий гігантський імпульс при миттєвому вмиканні добротності, тобто максимально можливий. 2) $T_0 \ll T_1$ (фототропна речовина "беззнерійшо" слідує за інтенсивністю випромінювання) В цьому випадку маємо умову випромінювання максимального імпульсу, яка зв'язує параметри фототропного і активного середовищ:</p> <p>$\sigma \ll \sigma^0 \alpha_0^0$. Для типових активних і фототропних середовищ ця умова виконується і режим випромінювання гігантського імпульсу подібний до режиму миттєвого вмикання добротності. (Детально на сторінках 304-311 червоного підручника)</p>	<p>13.2 АНАЛІЗ ПОТУЖНОСТІ, ЕНЕРГІЇ ТРИВАЛОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА З ПЕРЕМІКАННЯМ ДОБРОТНОСТІ. Експеримент показує, що тривалість всіх процесів, які настають після миттєвої зміни добротності, набагато менша характерних часів зміни інверсії під дією накачування і за рахунок спонтанних переходів, але вона і обмежена знизу часом життя фотони в резонаторі. Аналітичний розрахунок всіх процесів неможливий в силу складності відповідної системи рівнянь. Але можна визначити енергію і пікову потужність імпульсу. Зупинимося на цих моментах детальніше. Для цього розглянемо 2 випадки: 1) $T_0 \gg T_1$ (тривалість гігантського імпульсу значно коротша часу життя збудженого стану).</p>
<p>$E(t) = A_0 \sum_{k=1}^N \text{cch}((\omega_0 + \Delta\omega_k)t + \theta) = A(t) \text{cch}(\omega_0 t)$, де $A(t) = \frac{\sin \frac{2\pi N t}{2N+1} \sin \frac{2\pi t}{2N+1}}{\sin \frac{2\pi t}{2N+1}}$</p> <p>Таким чином, $E(t)$ - амплітудно модульована хвиля з несучою частотою ω_0. У випадку $2N+1=9$ потужність випромінювання $A^2(t)$ має вигляд як показано на малюнку. Період максимумів визначається з умови періодично тості тригонометричних функцій. Максимальний імпульс спостерігається коли знаменник обертається в нуль. Отже, за час одного обходу резонатора T має місце $2N+1$ повне число імпульсів дорівнює числу генерованих мод. Легко видно, що тривалість імпульсу</p> <p>$T_p = T(2N+1)$. $\Delta v_0 = (2N+1)\Delta v$ - повна ширина спектра генерації. Таким чином, чим ширший спектр генерації Δv_0, тим коротший імпульс. Отже, якщо фази всіх фаз розв'язуються на ціле число 2π, то напруженість електричного поля в певні моменти часу досягає максимального значення $E = 2N A_0$ (інтерференційне сумування).</p>	<p>13.3 СИНХРОНІЗАЦІЯ МОД. (С. 311-316 у ЧЕРВОНОМУ ПІДРУЧНИКУ) Для забезпечення такого режиму генерації необхідно забезпечити ряд умов. Умова встановлення великого числа мод і їх евідистантність забезпечується використанням резонаторів, у яких немає паразитної селекції мод. У звичайному резонаторі (інтерферометр Фабрі-Перо) паразитна селекція має місце (як правило треба ще врахувати ненульову товщину напівпрозорих дзеркал тощо). Резонатор без селекції мод можна побудувати наприклад так, як показано на рис. Зв'язки осей неактивних поверхонь дзеркал по відношенню осі резонатора під кутом 1-2 градусів і виготовленню активного елемента з торцями, зарізаними під кутом Брюстера. В такій системі виникає багатомодова генерація і спектрально ширинною майже рівною напівширині смуги люмінесценції $2\Delta\lambda$. Але багатомодова генерація є необхідною, а не достатньою умовою для описаної генерації. Це треба засинхронізувати моди. Цього можна досягнути як активними так і пасивними способами. Активні методи засновані на зовнішній дії на властивості резонатора (наприклад, модуляція втрат чи оптичної довжини з частотою ω'). Пасивні – на використанні фототропних середовищ (фарбином тощо). Зупинимося на активних методах. Модуляція втрат як правило створюється акустичним методом. всередині резонатора на шляху променя розміщується елемент, прорізний якого змінюється в залежності від акустичних стоячих хвиль в ньому. Акустичні хвилі можна створювати за доп. п'єзокристалу. При модуляції оптичної довжини використовується той же принцип, що і у відповідному активному методі модуляції добротності. Більш одного з дзеркал розміщують пластину з такого ж матеріалу, що і саме дзеркало. Ця пластинка за допомогою п'єзоелемента може рухатись туди-сюди відносно поверхні. Але в деякі моменти вона настільки близько підходить до дзеркала, що електро-магнітне поле проходить через межі їх розподілу. У будь-якому випадку частота модуляції повинна співпадати з різницею частот між модами: $\omega' = j\Delta\omega$ (j-натуральне число).</p>
<p>Модуляція на цій частоті призводить до того, що поле на частоті ω_0 породжує поле на частоті $\omega_0 + j\Delta\omega$, які співпадають з частотами сусідніх мод. Таким чином, кожна з мод обмінюється енергією з двома сусідніми - $l+j$ і $l-j$ і синхронізується з ними. Якщо $j=1$, то отримуємо один імпульс. Якщо $j=2$, то -2 і т.д. Найкраще картину можна охарактеризувати на часів, а не на частоту. Якщо $j=1$, то в резонаторі утвориться одна мода. Якщо $j=2$, то в резонаторі утвориться дві моди. Якщо $j=3$, то в резонаторі утвориться три моди. Якщо $j=4$, то в резонаторі утвориться чотири моди. Якщо $j=5$, то в резонаторі утвориться п'ять мод. Якщо $j=6$, то в резонаторі утвориться шість мод. Якщо $j=7$, то в резонаторі утвориться сім мод. Якщо $j=8$, то в резонаторі утвориться вісім мод. Якщо $j=9$, то в резонаторі утвориться дев'ять мод. Якщо $j=10$, то в резонаторі утвориться десять мод. Якщо $j=11$, то в резонаторі утвориться одинадцять мод. Якщо $j=12$, то в резонаторі утвориться дванадцять мод. Якщо $j=13$, то в резонаторі утвориться тринадцять мод. Якщо $j=14$, то в резонаторі утвориться чотирнадцять мод. Якщо $j=15$, то в резонаторі утвориться п'ятнадцять мод. Якщо $j=16$, то в резонаторі утвориться шістнадцять мод. Якщо $j=17$, то в резонаторі утвориться сімнадцять мод. Якщо $j=18$, то в резонаторі утвориться вісімнадцять мод. Якщо $j=19$, то в резонаторі утвориться дев'ятнадцять мод. Якщо $j=20$, то в резонаторі утвориться двадцять мод. Якщо $j=21$, то в резонаторі утвориться двадцять один мод. Якщо $j=22$, то в резонаторі утвориться двадцять два моди. Якщо $j=23$, то в резонаторі утвориться двадцять три моди. Якщо $j=24$, то в резонаторі утвориться двадцять чотири моди. Якщо $j=25$, то в резонаторі утвориться двадцять п'ять мод. Якщо $j=26$, то в резонаторі утвориться двадцять шість мод. Якщо $j=27$, то в резонаторі утвориться двадцять сім мод. Якщо $j=28$, то в резонаторі утвориться двадцять вісім мод. Якщо $j=29$, то в резонаторі утвориться двадцять дев'ять мод. Якщо $j=30$, то в резонаторі утвориться тридцять мод. Якщо $j=31$, то в резонаторі утвориться тридцять один мод. Якщо $j=32$, то в резонаторі утвориться тридцять два моди. Якщо $j=33$, то в резонаторі утвориться тридцять три моди. Якщо $j=34$, то в резонаторі утвориться тридцять чотири моди. Якщо $j=35$, то в резонаторі утвориться тридцять п'ять мод. Якщо $j=36$, то в резонаторі утвориться тридцять шість мод. Якщо $j=37$, то в резонаторі утвориться тридцять сім мод. Якщо $j=38$, то в резонаторі утвориться тридцять вісім мод. Якщо $j=39$, то в резонаторі утвориться тридцять дев'ять мод. Якщо $j=40$, то в резонаторі утвориться сорок мод. Якщо $j=41$, то в резонаторі утвориться сорок один мод. Якщо $j=42$, то в резонаторі утвориться сорок два моди. Якщо $j=43$, то в резонаторі утвориться сорок три моди. Якщо $j=44$, то в резонаторі утвориться сорок чотири моди. Якщо $j=45$, то в резонаторі утвориться сорок п'ять мод. Якщо $j=46$, то в резонаторі утвориться сорок шість мод. Якщо $j=47$, то в резонаторі утвориться сорок сім мод. Якщо $j=48$, то в резонаторі утвориться сорок вісім мод. Якщо $j=49$, то в резонаторі утвориться сорок дев'ять мод. Якщо $j=50$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят мод. Якщо $j=51$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят один мод. Якщо $j=52$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят два моди. Якщо $j=53$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят три моди. Якщо $j=54$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят чотири моди. Якщо $j=55$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят п'ять мод. Якщо $j=56$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят шість мод. Якщо $j=57$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят сім мод. Якщо $j=58$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят вісім мод. Якщо $j=59$, то в резонаторі утвориться п'ятдесят дев'ять мод. Якщо $j=60$, то в резонаторі утвориться шістдесят мод. Якщо $j=61$, то в резонаторі утвориться шістдесят один мод. Якщо $j=62$, то в резонаторі утвориться шістдесят два моди. Якщо $j=63$, то в резонаторі утвориться шістдесят три моди. Якщо $j=64$, то в резонаторі утвориться шістдесят чотири моди. Якщо $j=65$, то в резонаторі утвориться шістдесят п'ять мод. Якщо $j=66$, то в резонаторі утвориться шістдесят шість мод. Якщо $j=67$, то в резонаторі утвориться шістдесят сім мод. Якщо $j=68$, то в резонаторі утвориться шістдесят вісім мод. Якщо $j=69$, то в резонаторі утвориться шістдесят дев'ять мод. Якщо $j=70$, то в резонаторі утвориться сімдесят мод. Якщо $j=71$, то в резонаторі утвориться сімдесят один мод. Якщо $j=72$, то в резонаторі утвориться сімдесят два моди. Якщо $j=73$, то в резонаторі утвориться сімдесят три моди. Якщо $j=74$, то в резонаторі утвориться сімдесят чотири моди. Якщо $j=75$, то в резонаторі утвориться сімдесят п'ять мод. Якщо $j=76$, то в резонаторі утвориться сімдесят шість мод. Якщо $j=77$, то в резонаторі утвориться сімдесят сім мод. Якщо $j=78$, то в резонаторі утвориться сімдесят вісім мод. Якщо $j=79$, то в резонаторі утвориться сімдесят дев'ять мод. Якщо $j=80$, то в резонаторі утвориться вісімдесят мод. Якщо $j=81$, то в резонаторі утвориться вісімдесят один мод. Якщо $j=82$, то в резонаторі утвориться вісімдесят два моди. Якщо $j=83$, то в резонаторі утвориться вісімдесят три моди. Якщо $j=84$, то в резонаторі утвориться вісімдесят чотири моди. Якщо $j=85$, то в резонаторі утвориться вісімдесят п'ять мод. Якщо $j=86$, то в резонаторі утвориться вісімдесят шість мод. Якщо $j=87$, то в резонаторі утвориться вісімдесят сім мод. Якщо $j=88$, то в резонаторі утвориться вісімдесят вісім мод. Якщо $j=89$, то в резонаторі утвориться вісімдесят дев'ять мод. Якщо $j=90$, то в резонаторі утвориться дев'яносто мод. Якщо $j=91$, то в резонаторі утвориться дев'яносто один мод. Якщо $j=92$, то в резонаторі утвориться дев'яносто два моди. Якщо $j=93$, то в резонаторі утвориться дев'яносто три моди. Якщо $j=94$, то в резонаторі утвориться дев'яносто чотири моди. Якщо $j=95$, то в резонаторі утвориться дев'яносто п'ять мод. Якщо $j=96$, то в резонаторі утвориться дев'яносто шість мод. Якщо $j=97$, то в резонаторі утвориться дев'яносто сім мод. Якщо $j=98$, то в резонаторі утвориться дев'яносто вісім мод. Якщо $j=99$, то в резонаторі утвориться дев'яносто дев'ять мод. Якщо $j=100$, то в резонаторі утвориться сто мод. Якщо $j=101$, то в резонаторі утвориться сто один мод. Якщо $j=102$, то в резонаторі утвориться сто два моди. Якщо $j=103$, то в резонаторі утвориться сто три моди. Якщо $j=104$, то в резонаторі утвориться сто чотири моди. Якщо $j=105$, то в резонаторі утвориться сто п'ять мод. Якщо $j=106$, то в резонаторі утвориться сто шість мод. Якщо $j=107$, то в резонаторі утвориться сто сім мод. Якщо $j=108$, то в резонаторі утвориться сто вісім мод. Якщо $j=109$, то в резонаторі утвориться сто дев'ять мод. Якщо $j=110$, то в резонаторі утвориться сто десять мод. Якщо $j=111$, то в резонаторі утвориться сто одиннадцять мод. Якщо $j=112$, то в резонаторі утвориться сто дванадцять мод. Якщо $j=113$, то в резонаторі утвориться сто тринадцять мод. Якщо $j=114$, то в резонаторі утвориться сто чотирнадцять мод. Якщо $j=115$, то в резонаторі утвориться сто п'ятнадцять мод. Якщо $j=116$, то в резонаторі утвориться сто шістнадцять мод. Якщо $j=117$, то в резонаторі утвориться сто сімнадцять мод. Якщо $j=118$, то в резонаторі утвориться сто вісімнадцять мод. Якщо $j=119$, то в резонаторі утвориться сто дев'ятнадцять мод. Якщо $j=120$, то в резонаторі утвориться сто двадцять мод. Якщо $j=121$, то в резонаторі утвориться сто двадцять один мод. Якщо $j=122$, то в резонаторі утвориться сто двадцять два моди. Якщо $j=123$, то в резонаторі утвориться сто двадцять три моди. Якщо $j=124$, то в резонаторі утвориться сто двадцять чотири моди. Якщо $j=125$, то в резонаторі утвориться сто двадцять п'ять мод. Якщо $j=126$, то в резонаторі утвориться сто двадцять шість мод. Якщо $j=127$, то в резонаторі утвориться сто двадцять сім мод. Якщо $j=128$, то в резонаторі утвориться сто двадцять вісім мод. Якщо $j=129$, то в резонаторі утвориться сто двадцять дев'ять мод. Якщо $j=130$, то в резонаторі утвориться сто тридцять мод. Якщо $j=131$, то в резонаторі утвориться сто тридцять один мод. Якщо $j=132$, то в резонаторі утвориться сто тридцять два моди. Якщо $j=133$, то в резонаторі утвориться сто тридцять три моди. Якщо $j=134$, то в резонаторі утвориться сто тридцять чотири моди. Якщо $j=135$, то в резонаторі утвориться сто тридцять п'ять мод. Якщо $j=136$, то в резонаторі утвориться сто тридцять шість мод. Якщо $j=137$, то в резонаторі утвориться сто тридцять сім мод. Якщо $j=138$, то в резонаторі утвориться сто тридцять вісім мод. Якщо $j=139$, то в резонаторі утвориться сто тридцять дев'ять мод. Якщо $j=140$, то в резонаторі утвориться сто сорок мод. Якщо $j=141$, то в резонаторі утвориться сто сорок один мод. Якщо $j=142$, то в резонаторі утвориться сто сорок два моди. Якщо $j=143$, то в резонаторі утвориться сто сорок три моди. Якщо $j=144$, то в резонаторі утвориться сто сорок чотири моди. Якщо $j=145$, то в резонаторі утвориться сто сорок п'ять мод. Якщо $j=146$, то в резонаторі утвориться сто сорок шість мод. Якщо $j=147$, то в резонаторі утвориться сто сорок сім мод. Якщо $j=148$, то в резонаторі утвориться сто сорок вісім мод. Якщо $j=149$, то в резонаторі утвориться сто сорок дев'ять мод. Якщо $j=150$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят мод. Якщо $j=151$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят один мод. Якщо $j=152$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят два моди. Якщо $j=153$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят три моди. Якщо $j=154$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят чотири моди. Якщо $j=155$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят п'ять мод. Якщо $j=156$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят шість мод. Якщо $j=157$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят сім мод. Якщо $j=158$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят вісім мод. Якщо $j=159$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят дев'ять мод. Якщо $j=160$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят мод. Якщо $j=161$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят один мод. Якщо $j=162$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят два моди. Якщо $j=163$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят три моди. Якщо $j=164$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят чотири моди. Якщо $j=165$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят п'ять мод. Якщо $j=166$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят шість мод. Якщо $j=167$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят сім мод. Якщо $j=168$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят вісім мод. Якщо $j=169$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят дев'ять мод. Якщо $j=170$, то в резонаторі утвориться сто сорок мод. Якщо $j=171$, то в резонаторі утвориться сто сорок один мод. Якщо $j=172$, то в резонаторі утвориться сто сорок два моди. Якщо $j=173$, то в резонаторі утвориться сто сорок три моди. Якщо $j=174$, то в резонаторі утвориться сто сорок чотири моди. Якщо $j=175$, то в резонаторі утвориться сто сорок п'ять мод. Якщо $j=176$, то в резонаторі утвориться сто сорок шість мод. Якщо $j=177$, то в резонаторі утвориться сто сорок сім мод. Якщо $j=178$, то в резонаторі утвориться сто сорок вісім мод. Якщо $j=179$, то в резонаторі утвориться сто сорок дев'ять мод. Якщо $j=180$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят мод. Якщо $j=181$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят один мод. Якщо $j=182$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят два моди. Якщо $j=183$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят три моди. Якщо $j=184$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят чотири моди. Якщо $j=185$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят п'ять мод. Якщо $j=186$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят шість мод. Якщо $j=187$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят сім мод. Якщо $j=188$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят вісім мод. Якщо $j=189$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят дев'ять мод. Якщо $j=190$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят мод. Якщо $j=191$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят один мод. Якщо $j=192$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят два моди. Якщо $j=193$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят три моди. Якщо $j=194$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят чотири моди. Якщо $j=195$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят п'ять мод. Якщо $j=196$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят шість мод. Якщо $j=197$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят сім мод. Якщо $j=198$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят вісім мод. Якщо $j=199$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят дев'ять мод. Якщо $j=200$, то в резонаторі утвориться сто сорок мод. Якщо $j=201$, то в резонаторі утвориться сто сорок один мод. Якщо $j=202$, то в резонаторі утвориться сто сорок два моди. Якщо $j=203$, то в резонаторі утвориться сто сорок три моди. Якщо $j=204$, то в резонаторі утвориться сто сорок чотири моди. Якщо $j=205$, то в резонаторі утвориться сто сорок п'ять мод. Якщо $j=206$, то в резонаторі утвориться сто сорок шість мод. Якщо $j=207$, то в резонаторі утвориться сто сорок сім мод. Якщо $j=208$, то в резонаторі утвориться сто сорок вісім мод. Якщо $j=209$, то в резонаторі утвориться сто сорок дев'ять мод. Якщо $j=210$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят мод. Якщо $j=211$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят один мод. Якщо $j=212$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят два моди. Якщо $j=213$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят три моди. Якщо $j=214$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят чотири моди. Якщо $j=215$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят п'ять мод. Якщо $j=216$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят шість мод. Якщо $j=217$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят сім мод. Якщо $j=218$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят вісім мод. Якщо $j=219$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят дев'ять мод. Якщо $j=220$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят мод. Якщо $j=221$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят один мод. Якщо $j=222$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят два моди. Якщо $j=223$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят три моди. Якщо $j=224$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят чотири моди. Якщо $j=225$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят п'ять мод. Якщо $j=226$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят шість мод. Якщо $j=227$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят сім мод. Якщо $j=228$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят вісім мод. Якщо $j=229$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят дев'ять мод. Якщо $j=230$, то в резонаторі утвориться сто сорок мод. Якщо $j=231$, то в резонаторі утвориться сто сорок один мод. Якщо $j=232$, то в резонаторі утвориться сто сорок два моди. Якщо $j=233$, то в резонаторі утвориться сто сорок три моди. Якщо $j=234$, то в резонаторі утвориться сто сорок чотири моди. Якщо $j=235$, то в резонаторі утвориться сто сорок п'ять мод. Якщо $j=236$, то в резонаторі утвориться сто сорок шість мод. Якщо $j=237$, то в резонаторі утвориться сто сорок сім мод. Якщо $j=238$, то в резонаторі утвориться сто сорок вісім мод. Якщо $j=239$, то в резонаторі утвориться сто сорок дев'ять мод. Якщо $j=240$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят мод. Якщо $j=241$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят один мод. Якщо $j=242$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят два моди. Якщо $j=243$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят три моди. Якщо $j=244$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят чотири моди. Якщо $j=245$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят п'ять мод. Якщо $j=246$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят шість мод. Якщо $j=247$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят сім мод. Якщо $j=248$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят вісім мод. Якщо $j=249$, то в резонаторі утвориться сто п'ятдесят дев'ять мод. Якщо $j=250$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят мод. Якщо $j=251$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят один мод. Якщо $j=252$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят два моди. Якщо $j=253$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят три моди. Якщо $j=254$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят чотири моди. Якщо $j=255$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят п'ять мод. Якщо $j=256$, то в резонаторі утвориться сто шістдесят шість мод. Якщо $j=257$, то в резонаторі у</p>	

 <p>мале), або накачування, коли відбувається швидкий рух по висхідним і східним гілкам (пироміномість пінок). Якщо в тебе залишається час, то можеш перемалувати графіки із сторінки 320 синього підручника.</p>	
<p>3. Лазери на френіках. Ці лазери, в яких активне середовище являє собою розчин певних органічних барвників в рідинному розчині. Вони харчуються широким спектром випромінювання. Для їх накачування застосовують лазер на склі, а також лампи накачування. Лазери на барвниках працюють в імпульсному та неперервному режимах. Найбільш ефективно в режимі генерації коротких імпульсів (10—20 нс). Ці лазери генерують в діапазоні 0.2—1.3 мкм, ширина ліній генерації менша 0.01 мкм, ККД близько відсотка. 4. Хімічні лазери. В хімічних лазерах збудження активного середовища відбувається за рахунок енергії, яка звільняється при хімічних реакціях компонентами активного середовища. Вони підрозділяються на 2 типи: з ініціювання реакції і без ініціювання (чистого хімічного). В першому випадку для забезпечення умов, необхідних для проходження реакції, потрібне збудження реагентів, які вступають в реакцію, що викликає необхідність використання спец додаткових пристроїв (електрозраядники, сопла). В другому випадку хімічна реакція виникає довільно при змішуванні компонентів. У хімічних лазерів ККД 10—15%. Недоліки: токсичність активних речовин і необхідність їх прокачування. Пари, які харчують хімічні лазери: хімічний ККД – відношення енергії лазерного випромінювання до величини енергії, що виділяється в результаті реакції; і енергетичний ККД – відношення енергії лазерного випромінювання до енергії, яка витрачається на ініціювання реакції. Приклад хімічного лазера – HF-лазер. 5. Напівпровідникові лазери. Ці лазери застосовуються найбільш широко. Безпосереднє живлення від низьковольтних джерел струму, високий ККД, простота і компактність, висока швидкість відзначать їх переваги. Вони є найменшрозмірними, надійними і довговічними. 1) Ізкейджіні: в них інверсний стан утворюється шляхом зустрічної дифузії ел і дірок в діоді при прямій напрузі. 2) З електронним або оптичним накачуванням: інверсія створюється швидкими ел або фотонами. 3) Стрименні: сильне електричне поле за рахунок лавини носіїв створює у вузькому каналі інверсну заселеність. Напівпровідникові лазери мають високий коеф підсилення, відповідно малі розміри активних ел-тів (частки мкм). Довжина хвилі генерації визначається шириною забороненої зони. Діапазон генерації: 0.32—8.5 мкм. 6. Лазери на центрах забарвлення. Лазери на центрах забарвлення в кристалах можуть перестроюватися в широкій смузі в ближньому ІН діапазоні. Вони дозволяють отримати генерацію в діапазоні 0.8—3.3 мкм. Також вони мають вузьку лінію лазерного випромінювання і мають можливість генерувати імпульси плоскоструйної тривалості. 7. Лазери на вільних електронах. Принцип дії цих лазерів – пучок ел з певною швидкістю і енергією має інверсну заселеність по відношенню до електронів з меншою швидкістю руху. Отже, якщо змінити швидкість або траєкторію руху ел, то можна отримати когерентне випромінювання в будь-якій довжині хвилі. $\lambda = \frac{\ell}{2\gamma^2}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{E_{\text{пуч}}}{E_{\text{спок}}}$</p> <p>Тут ℓ – просторовий період зміни напрямку магн поля. Отже, змінюючи енергію ел, який рухається, можна отримати лазер з перебудованою.</p>	<p>14.1 ТИПИ ЛАЗЕРІВ: ТВЕРДОТІЛЬНІ, ГАЗОВІ, НА БАРВНИКАХ, ХІМІЧНІ, НАПІВПРОВІДНИКОВІ, НА ЦЕНТРАХ ЗАБАРВЛЕННЯ, НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, РЕНТГЕНІВСЬКІ. Твердотільні. Твердотільні лазери – активні середовище яких є або діелектричний кристал, або скло. В них активними центрами є, як правило, дошкочові іони, введені в кристал. Причина широкого розповсюдження твердотільних лазерів – вони є лідерами по сукупності найважливіших пар-ів, хоч і не тримають рекордів по пар-рам. Твердотільні лазери поєднують високі енергетичні пар-и генерації (енергія в імпульсі до 10^4 Дж, сер потужність генератор до 700 Вт) зі здатністю діє в різних режимах – від режиму УК імпульсна плоскоструйної тривалості до режиму неперервної генерації великої потужності. Вони є компактними, мають високу надійність і довговічність. Найбільший їх недолік – низький ККД (1—3%). Основна причина цього недоліку – недостатнє узгодження спектра випромінювання лампи накачування зі смугою поглинання (для випадку неодимового лазера). Шляхи підвищення ККД: 1) різко підвищити концентрацію неодиму 2) виконати сексбілізацію, тобто ввести додаткову домішку в матрицю, яка має сильне поглинання в області випромінювання лампи накачування. При цьому ККД підвищується в 2 рази. Твердотільні лазери працюють при оптичному накачуванні. Найпоширеніші види цього типу: неодимовий і рубіновий. Оскільки неодимовий працює за 4-рівневою схемою, а рубіновий – за 3-рівневою, то перший є більш поширеним. 2. Газові. До газових лазерів відносяться клас приладів, де в якості активного середовища використовуються газ, їх суміші і пари металів. Енергетичні рівні в газах уширені слабо (кілька ГГц), оскільки механізми уширення слабші, ніж у твердих тілах (уширення згнітанням мале і уширення в основному доплерівським). Тому в газових лазерах не використовуються оптична лампова накачка (бо спектр випромінювання є неперервним, в той час як в активному середовищі немає широких смуг поглинання). Газові лазери накачуються електрично (найчастіше – електричним розрядом). 1) Лазери на нейтральних атомах (гелій–неоновий) 2) Іонні лазери (аргоновий) 3) Молекулярні газові лазери (CO₂-лазер) 4) Ексимерні лазери Спектральний діапазон генерації їх значно перевищує діапазон випромінювання інших типів лазерів: в межах 0.1 до 700 мкм. Внаслідок слабкої взаємодії частинок газу ширина ліній генерації близька до природної (кілька ГГц). Це дозволяє отримати випромінювання з більшою монохроматичністю і когерентністю.</p>
<p>Мікроосциляційна природа ефекта Керра состоит в том, что поляриная молекула взаимодействует с внешним электрическим полем и ориентируется под действием этого поля так, что энергия молекулы в поле минимальна. Это имеет место при ориентации дипольного момента по полю. Тепловое движение препятствует ориентации молекул. По этой причине оптические свойства среды зависят как от напряженности поля E, так и от температуры среды. Показатель (это всё что нарыли). Рассмотрим влияние электрического поля на показатель преломления кристаллов. Дальнейшее изложение будет относиться к раскату Полякса в кристаллах сегнетоэлектриков. Наибольшее значение среди них приобрели кристаллы КДП (калий дигидро-фосфат) и его аналоги, но и другие литиевые и титановые соли. В общем случае эллипсоид Френеля определяется квадратичной формой. Основное свойство эффекта Френеля состоит в его линейности в широком диапазоне напряженности поля. Рассмотрим теперь одноосный кристалл КДП в поле, направленном по его оптической оси OZ, причем свет распространяется также вдоль оптической оси. До включения поля эллипсоид Френеля был эллипсоидом вращения с осью OZ. При включении поля эллипсоид Френеля становится трехосным, а кристалл становится двулучепреломляющим в направлении OZ. Двох- і багатоголосні процеси. Розглянемо взаємодію двох монохроматичних хвиль, обмежившись квадратичним членом нелінійної сприйнятливості, тобто $P = \alpha E + \chi^2 E^2$ Розглянемо дві хвилі: $E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z)$ $E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)$ (фази однакові). При суперпозиції хвиль матимемо $E = E_1 + E_2$ підставляючи отримаємо $P = \alpha [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)] + \chi^2 [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]^2$ Перший доданок відповідає результатам лінійної оптики. Розглянемо другий. Введемо позначення $\chi = 2d$ тоді $P^H = 2d [E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z)] =$ $= d [E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01}^2 \cos 2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos 2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z]$ Позначимо складові $P^H = d [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]$ $P^H_0 = d [E_{01}^2 + E_{02}^2]$ $P_{2\omega_1}^H = d E_{01}^2 \cos 2(\omega_1 t - k_1 z)$ Таким чином, в результаті взаємодії двох монохроматичних хвиль в середовищі з квадратичною сприйнятливістю має місце виникнення статичної поляризації P^H_0, поляризації на двох гармоніках ($2\omega_1$ і $2\omega_2$), а також поляризації на сумарній і різниці частот. Член статичної поляризації відповідає виникненню в середовищі під дією змінного поля постійного поля, напруженість якого пропорційна інтенсивності світлової хвилі. Це є ніщо інше, як оптичне детектування (випрямлення).</p>	<p>15.1 НЕЛІНІЙНИЙ ВІДГУК СЕРЕДОВИЩА. ЕФЕКТ ПОКЕЛЬСА І КЕРРА. ДВОХ- І БАГАТОФОТОННІ ПРОЦЕСИ. Неінергетичні джерела мають малу напруженість поля випромінюваної хвилі (10^{12}), що на 5-7 порядків менше ніж усереднені речовини. В слабких світлових полях "оптичний" електрон, який коливався під дією світлової хвилі, можна розглядати як лінійний (гармонічний) осцилятор, що зумовлює лінійний зв'язок між поляризацією середовища і полем. Наслідком цього є збереження форми гармонічної хвилі при її розповсюдженні в середовищі і принцип суперпозиції. Цієї причини розповсюдження таких хвиль опи-лінійними диференціальними рівняннями. При цьому характер оптичного явища не залежить від інтенсивності світла. Таким чином, при світлових полях набагато менших полів середовища відбуваються лінійні оптичні процеси, що вивчає лінійна оптика. У лазері порожок цих полів однаковий, тому "оптичний" електрон треба розглядати як ангармонічний осцилятор, і зв'язок $P = \epsilon E$ буде теж нелінійним. Порожиться принцип суперпозиції і, відповідно світлової хвилі, розповсюджуються в середовищі, будуть взаємодіяти між собою, являючи це буде, зокрема, в обмінні енергією між хвилями на різних частотах. Це на спок нелінійності матеріальних рівнянь Максвелла. Оптика яка вивчає явища залежні від інтенсивності хвилі називається нелінійною. Процес встановлення поляризації середовища потребує деякого часу, через це відгук середовища на зовнішню дію буде відставати від моменту дії. Отже, поляризація середовища в даний момент визначатиметься значеннями напруженості поля у всі попередні моменти часу. $\vec{P}(t) = \int_0^t P_0 e^{-i\omega(t-\tau)} d\tau$ Потрібно врахувати часову дієвість електричної сприйнятливості, розкладемо P та E по Фур'є компонентам. $P(t) = \int_0^t P_0 e^{-i\omega t} d\omega$ $\vec{E}(t-\tau) = \int_0^t E_0 e^{i\omega(t-\tau)-i\omega\tau} d\omega$ тоді маємо $\int_0^t P_0 e^{-i\omega t} d\omega = \int_0^t E_0 d\omega e^{-i\omega t} d\omega$ де $d\omega = \int_0^t d\tau E_0 e^{i\omega(t-\tau)} d\tau$ тобто $\vec{P} = d(\omega) \vec{E}$ як бачимо, зі зростанням частоти випромінювання суттєво повинна проявлятися "нерівність" середовища. Ефект Покельса і Керра. Виступаючи поляризований молекулу відповідно до так називаного ориентаційного ефекта Керра, котрий інтенсивно досліджується в зв'язі з можливістю орієнтації молекул в жидкостях. Їх суть состоє в наступному: існуюча оптично ізотропна среда под действием постоянного электрического поля становится анизотропной и двояклучепреломляющей. Под действием поля изменяется исходный показатель преломления среды. Показатели преломления для линейно поляризованного света, распространяющегося параллельно и перпендикулярно направлению вектора напряженности электрического поля, становятся различными. Ориентационный механизм установления оптической анизотропии определяет оптические свойства среды</p>
<p>Перший доданок відповідає лінійній оптиці (невзаємодіючій хвилі). Розглянемо другий доданок. Позначимо $\chi = 2d$: $P^H = 2d [E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z)]$ (2) $= d [(E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}^2 \cos 2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos 2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01}E_{02} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z]]$ Таким чином маємо статичну поляризацію (перші 2 доданки в дужках), поляризація на двох гармоніках ($2\omega_1$ і $2\omega_2$) та поляризація на сумарній і різниці частот ($\omega_1 \pm \omega_2$). Тобто отримали ефекти помноження та змішування частот. При врахуванні в нелінійності більш високих порядків, можемо отримати помноження з більшим коефіцієнтом (експериментально отримано ХВ), та змішування з різними ваговими коефіцієнтами за рахунок комбінаційних частот.</p>	<p>16.1 ЗМІШУВАННЯ, МНОЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ХВИЛЬ В НЕЛІНІЙНИХ КРИСТАЛАХ Розглянемо взаємодію двох монохроматичних хвиль, обмежившись квадратичним членом нелінійної сприйнятливості: $P = \alpha E + \chi^2 E^2$ (1) Розглянемо дві хвилі (при нульових поч. фазах): $E_1(z, t) = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z);$ $E_2(z, t) = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z).$ При суперпозиції хвиль: $E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t)$ Підставивши в (1): $P = \alpha [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)] + \chi^2 [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]^2$</p>
 <p>При цьому виконуються закони збереження $\hbar\omega_H = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ - енергія $\hbar k_H = \hbar k_1 + \hbar k_2$ - імпульс</p>	<p>16.2 ПАРАМЕТРИЧНА ГЕНЕРАЦІЯ Параметрична генерація світла – виникнення в середовищі під дією хвилі з частотою ω двох хвиль – однієї з частотою ω_1 і, другою з частотою $\omega_2 = \omega - \omega_1$ Параметрична генерація є одним з так званих "трифотонних переходів". При ній монохроматичне випромінювання частоти ω_1 в присутності відповідного середовища перетворюється в фотони частот ω_2, ω_3</p>

<p>це і є умова фазового синхронізму. При виконанні цієї умови має місце підвищення амплітуди перевипроміньовальної хвилі. Аналогічні умови можна записати і для 2-ї гармоніки:</p> $k_{2\omega} = 2k_{\omega_1}$ <p>і для різницевої хвилі:</p> $k_{\omega_1 - \omega_2} = k_{\omega_1} - k_{\omega_2}$ <p>Розглянемо вище відповідне випадку колінеарному розповсюдженню хвилі, і носить назву <i>колінеарного синхронізму</i>. Крім того може мати місце і векторний синхронізм, коли хвильові вектори не співнапрямлені:</p> $\vec{k}_{\omega_1 + \omega_2} = \vec{k}_{\omega_1} + \vec{k}_{\omega_2}$  <p>Отже якщо вісь z співпадає з напрямком сумарної хвилі, то умову синхронізму можна записати як:</p> $k_{\omega_1 + \omega_2} = k_{\omega_1} \cos \alpha_1 + k_{\omega_2} \cos \alpha_2$ <p>або за теоремою косинусів:</p> $k_{\omega_1 + \omega_2}^2 = k_{\omega_1}^2 + k_{\omega_2}^2 + 2k_{\omega_1} k_{\omega_2} \cos \alpha_1$	<p>16.3 ФАЗОВИЙ (ХВИЛЬОВИЙ) СИНХРОНІЗМ</p> <p>Розглянемо хвилю нелінійної поляризації на сумарній частоті $\omega_1 + \omega_2$:</p> $P_{\omega_1 + \omega_2}^H = \frac{1}{2} \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_1 + \omega_2) E_{0\omega_1} E_{0\omega_2} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_{\omega_1} + k_{\omega_2})z]$ <p>її фазова швидкість:</p> $v = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_{\omega_1} + k_{\omega_2}}, \text{ де } k_i = \frac{\omega_i}{c} n_i$ <p>Перевипроміньовальна хвиля на сумарній частоті:</p> $E_{\omega_1 + \omega_2} = E_{0\omega_1 + \omega_2} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - k_{\omega_1 + \omega_2} z]$ <p>має фазову швидкість:</p> $v_{\omega_1 + \omega_2} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_{\omega_1 + \omega_2}}, \text{ де } k_{\omega_1 + \omega_2} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{c} n_{\omega_1 + \omega_2}$ <p>Внаслідок дисперсії показники заломлення для різних частот – різні. Різниця фаз між хвилями поляризації та перевипроміньовальною:</p> $\Delta\varphi = \Delta k_{\omega_1 + \omega_2} z = (k_{\omega_1} + k_{\omega_2} - k_{\omega_1 + \omega_2}) z$ <p>Тобто відбувається перерозподіл енергії між вхідними і утвореними хвилями під час їх розповсюдження. Характер перерозподілу залежить від цієї різниці фаз. Для того, щоб хвилі накачування передавали свою енергію перевипроміньовальній хвилі, потрібно щоб різниця фазових швидкостей була постійно і рівна нулю.</p> <p>Умова незмітності фаз:</p> $k_{\omega_1 + \omega_2} = k_{\omega_1} + k_{\omega_2}$
<p>ВИМУШЕНЕ РОЗСИЮВАННЯ – ВКР і ВРМБ – різке зростання інтенсивності в певному напрямку для відповідних фотонів. Якщо інтенсивність падаючого променя невелика, то кожний акт розсіювання буде незалежним. Але збуджуюча високоінтенсивна хвиля може синхронізувати всі акти і розсіювання може стати вимушеним. Якщо ВКР має просте квантово-механічне пояснення. Процес розсіювання світла молекулами можна розглядати як непружне зітнення фотона з молекулами. При зітненні фотон може віддати/отримати від неї лише такі порції енергії, які рівні різниці її енергетичних рівнів. Розсіювання фотона може супроводжуватись переходами молекули між різними обертовими і колиливими рівнями => утворюється ряд симетричних супутників - стоксові з $v_1 < v$ та антистоксові з $v_2 > v$, причому $v_2 - v = v - v_1 = \nu_{\text{колеб}}$. ВРМБ має максимум при куті повороту 90°, тобто більша частина енергії відбивається назад. Це означає, що воно має ще й обернений фронт. Але через те, що при відбиванні довжина хвилі змінюється, повної компенсації не відбувається.</p>	<p>17.1 САМОФОКУСУВАННЯ ХВИЛІ. ВИМУШЕНЕ РОЗСИЮВАННЯ СВІТЛА У НЕЛІНІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ НА КОЛІВАЛЬНИХ ПЕРЕХОДАХ (КОМБІНАЦІЙНЕ РОЗСИЮВАННЯ) І НА АКУСТИЧНИХ ХВИЛЯХ (РОЗСИЮВАННЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРІЛЛОУЕНА).</p> <p>Найбільш відомі оптичні явища, що виникають при проходженні через середовище потужного світлового випромінювання для кубічної нелінійності: самофокусування світла, вимушене розсіювання (ВКР і ВРМБ), зникнення червоної межі фотоэффекту, просвітлення середовища, нелінійні відбиття.</p>  <p>Самофокусування світла – в результаті зміни показника заломлення середовища під дією випромінювання відбувається стягування пучка в тонку "нитку", причому енергія променя не дисипує. Нехай є коливаючий пучок, що входить у середовище. Потужний промінь змінює показник заломлення, тому створюється лінза, яка фокусує промінь, причому зміна показника заломлення залежить від потужності променя: $n = n_0 + \Delta n_{\text{нел}}$. Якщо імпульс залежить від часу, то виникає кілька фокусів</p>
<p>9. <i>Vovka(+)(2)</i> Пасивні оптичні резонатори. Час життя фотона і добротність резонатора. Плоскопаралельний, конфокальний і сферичний резонатори. Стіійкі і нестійкі резонатори. Власні типи коливань резонаторів лазера. Частоти власних мод та їх втрати.</p> <p>10. <i>Shutik(+)(1)</i> Неперервний режим роботи лазерів. Залежність потужності генерації лазера від параметрів резонатора, порогові та оптимальні значення параметрів резонатора.</p> <p>11. <i>Boiko(+)(4)</i> Перебудова частоти генерації лазера. Одномода і багатомодова генерація, їх причини. Затягування частоти і межа монохроматичності. Провал Лемба і активна стабілізація частоти лазера. Селекція типів коливань.</p> <p>12. <i>Yan(+)(1)</i> Залежність параметрів активної речовини лазера від потужності накачки – цього нет. ККД лазера -зто єсть</p> <p>13. <i>Aini(+)(5)</i> Нестационарний режим роботи квантових генераторів і підсилювачів. Пінчовий режим багатомодових лазерів. Модуляція добротності резонатора. її методи. Аналіз потужності, енергії і тривалості генерації лазера з перемиканням добротності. Синхронізація мод і способи її реалізації.</p> <p>14. <i>Svitoch(+)(1)</i> Типи лазерів: твердотільні, газові, на фарбниках, хімічні, напіпровідникові, на центрах забарвлення, на вільних електронах, рентгенівські лазері.</p> <p>15. <i>Yuruk(+)(1)</i> Нелінійний відгук середовища. Ефект Покейльса і Керра. Двох- і багатопотонні процеси.</p> <p>16. <i>Rabel(+)(3)</i> Змішування, множення оптичних хвиль в нелінійних кристалах. Параметрична генерація. Умови хвильового синхронізму.</p> <p>17. <i>Anchor(+)(1)</i> Самофокусування хвилі. Вимушене розсіювання світла в нелінійних середовищах на коливальних переходах (комбінаційне) і на акустичних хвилях (Мандельштама-Бріллоуена).</p> <p>18. <i>Yogeryu</i> Часове перетворення оптичних імпульсів, їх компресія до фемтосекундних тривалостей.</p>	<p>1. <i>Kuk(+)(1)</i> Предмет вивчення квантової радіофізики і нелінійної оптики. Основні досягнення на сучасному етапі і проблеми. Перспективні напрями розвитку.</p> <p>2. <i>VV(+)(1)</i> Спонтанне і вимушене випромінювання, поглинання, їх характеристики. Типи переходів між енергетичними рівнями квантових частинок. Взаємозв'язок між ймовірностями переходів. Ймовірносний метод аналізу енергетичних характеристик випромінювання квантових приладів.</p> <p>3. <i>Nesro(+)(1)</i> Принцип роботи лазера. Схема накачки. Властивості лазерних пучків: монохроматичність, когерентність, направленість, ясравість. Тривалість лазерних імпульсів.</p> <p>4. <i>MosM(+)(2)</i> Методи аналізу ефектів резонансної взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною. Механізми уширення ліній. Однорідне і неоднорідне уширення. Принцип детальної рівноваги.</p> <p>5. <i>Squash</i> Релаксація багатомодової системи. Суперіомнісценція.</p> <p>6. <i>Rao(+)(1)</i> Інверсія в трьохрівневій системі в НВЧ і оптичному діапазоні. При-пультна схема. Залежність заселеностей енергетичних рівнів від потужності накачки. Переваги чотирьохрівневої енергетичної схеми</p> <p>7. <i>Vayk(+)(1)</i> Ненасичений і насичений коефіцієнт підсилення активної речовини. Від'ємний коефіцієнт підсилення – закон Бугера в активній речовині. Залежність інтенсивності випромінювання від довжини при стаціонарному підсиленні.</p> <p>8. <i>Taigus(+)(1)</i> Процеси накачки, її ККД і квантовий вихід.</p>