

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

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

1)  $\varphi_{\text{вх}}=0$   $V_{x1} \rightarrow V_{x1}$   
 2)  $\varphi_{\text{вх}}=0$   $V_{x1} \rightarrow V_{x1}$   
 3) Працює на ефекті оптичного тунелювання.

Поле Е хвильовода падає в  $n_2$ ,  $n_1 > n_2$ ,  $n_1 > n_2$ . Проникнувши фотони в хвильовід формують в ньому моду. Тобто, за рахунок хвостика відбувається переадресування енергії в другий канал. Такий процес є оборотним. Ефективність переадресування характеризується довжиною, на якій відбувається повне переадресування енергії  $L_{\text{пов}}$ . Проблема заключається в матеріалі 2, який повинен змінювати показник заломлення. Оптичні струми керування повинні бути малими (нанометри), при цих потужностях  $P$  повинен сильно змінюватися цей матеріал (шукати є 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:  $\frac{n_k}{n_i} = \frac{q_k}{q_i} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}}$  (2), де  $q_k, q_i$  – статистичні ваги відповідних рівнів.

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

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

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

отримаємо  $A_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} B_{ki}$  або  $A_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{q_k}{q_i} B_{ki}$ . 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

$$d_{ik} n_i = d_{ki} n_k$$

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

Можна додатково підсумувати, що для лазерного випромінювання потрібні: активне середовище (створити інверсну заселеність), та гарний тепло відвід. Останній пункт є досить важливим, оскільки більшість лазерів сильно гріються.

Розглянемо тепер детальніше властивості лазерного випромінювання. Напрявленість – лазерне випромінювання має дуже одірену направленість 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 випромінюваної хвилі змінюється не більше ніж на  $\pi$ . Тобто для попереднього неоновому лазеру

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

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

Таким методом можемо 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:  $dZ_{i \rightarrow k} = dZ_{k \rightarrow i}$  або

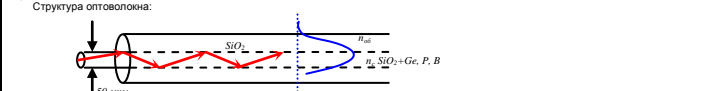
$$B_{ki} n_k \rho_{V_{ki}} = (A_{ki} + B_{ki} \rho_{V_{ki}}) n_i \Rightarrow \rho_{V_{ki}} = \frac{A_{ki} n_i}{B_{ki} n_k - B_{ki} n_i} = \frac{A_{ki}}{B_{ki} \frac{n_k}{n_i} - B_{ki}}$$
 (1), числа  $n_k$  і  $n_i$  – заселеності рівнів  $k$  та  $i$ . Згідно з розподілом Больцмана:  $\frac{n_k}{n_i} = \frac{q_k}{q_i} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}}$  (2), де  $q_k, q_i$  – статистичні ваги відповідних рівнів. Підставивши в (1) (2) отримуємо:
$$\rho_{V_{ki}} = \frac{A_{ki}}{q_i B_{ki} \exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - B_{ki}}$$
 (3). При  $T \rightarrow \infty$   $i \rho \rightarrow \infty$ , що видно з формули Планка:  $\rho_{V_{ki}} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1}$  (3').

Отже з (3) отримуємо  $q_k B_{ki} = q_i B_{ki}$  (4)  $\Rightarrow B_{ki} = B_{ik}$  (5) це за відсутності виродження рівнів. Використовуючи співвідношення (4), вираз (3) перетворимо до вигляду:  $\rho_{V_{ki}} = \frac{A_{ki}}{B_{ki} \left( \exp\left(\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right) - 1 \right)}$  (6). Співставляючи (6) та (3'), отримаємо  $A_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} B_{ki}$  або  $A_{ki} = \frac{8\pi h^3 \nu_{ki}^3}{c^3} \frac{q_k}{q_i} B_{ki}$ . 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 поділення, 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.

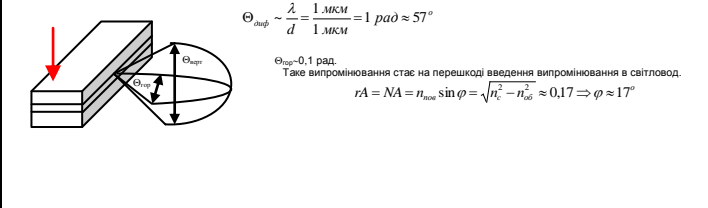
Нелінійна оптика – галузь оптики, яка вивчає ефект взаємодії і самодії оптичних хвиль в середовищі за рахунок нелінійних членів в рівнянні Максвелла. Отже, предметом вивчення є методи отримання генерації та поділення еп-маги, коливань у нелінійних оптичних середовищах.



При теоретичному розрахунку виявляється, що по оптоволокну 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  $E=0 \Rightarrow$  є втрати. Також маємо частотну дисперсію:  $\lambda = \lambda(\nu)$ . Умовою повного внутрішнього відбиття є:  $\lambda > \lambda_c$ . Переважачимим є втрати на релієвське розсіювання:  $I_{\text{рр}} \sim 1/L^4$  (об'єм). Тому обирають хвилі з більшою довжиною. Зараз отримали волокну з втратами порядку 0,01 дБ/км. Перший лазер в світі загерувався в 1960 році з  $\lambda = 0,69$  мкм, був зроблений з  $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{Cr}^{3+}$ . Перший мазер – в 1954 році з  $\lambda = 1,25$  см, був зроблений з  $\text{NH}_3$ . Так дого не використовували через недоліки модуляції. Перевагою є те, що оптоелектричний ефект є найбільш динамічними. Через домішки в оптоволокну розподіл поля не буде рівномірним, це необхідно для виконання умови повного внутрішнього відбиття. Труднощі є технологія вироблення оптоволока. Так, вилжа волокна відбувається при  $t = 2000 - 1500^\circ\text{C}$ . Через домішки при охолодженні маємо різні коефіцієнти температурного розширення, що призводить до розтріскування. Також робота оболонки з поглиначем, але маємо недоліки: при контакт маємо жорсткості, при  $\text{SiO}_2$  заповнюють спеціальною рідиною, що робить щільну межу 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 рівна  $\Rightarrow$  важко зробити інверсну заселеність. Вибір довжини хвилі обмежений достатньою потужністю напівпровідникового лазера. Тому кількість каналів в оптоволокну обмежена потужністю, яку вхідний торць оптоволока витримає без руйнації ( $P_{\text{вх}} = 10 \text{ МВт/см}^2$ ). В одному каналі приходиться один невирій імпульс з  $10^7$ . Також є проблема в сполученні лазера з оптоволокну.



## 2.1 ВЗАЄМОЗВ'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:  $Z_{ik}^0 = A_{ik} n_i$ .  $A_{ik}$  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.

$$Z_{ik}^k = B_{ki} \rho_{V_{ki}} n_k \cdot B_{ki}$$

– ейнштейнівський коефіцієнт поглинання. Аналогічно вводиться ейнштейнівський коефіцієнт випромінювання  $B_{ik}$ . Аналогічно  $Z_{ik}^i = B_{ik} \rho_{V_{ik}} n_i$ .

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), тобт  $dZ_{i \rightarrow k} = dZ_{k \rightarrow i}$  або

$$B_{ki} n_k \rho_{V_{ki}} = (A_{ki} + B_{ki} \rho_{V_{ki}}) n_i \Rightarrow \rho_{V_{ki}} = \frac{A_{ki} n_i}{B_{ki} n_k - B_{ki} n_i} = \frac{A_{ki}}{B_{ki} \frac{n_k}{n_i} - B_{ki}}$$
 (1), числа  $n_k$  і  $n_i$ .

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

Ну... хлопчики і дівчатка я сподіваюсь що базові принципи роботи лазера ви хоч трохи пам'ятаєте. Нагадую: найпростіша 2-х рівнева система: є два рівні, накачуємо 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 якусь корисну властивість: монохроматичність, когерентність, направленість, яскравість. Це була найпростіша 2-х рівнева схема, про 3,4 рівневі системи та їх переваги читай десь у наступних питаннях(Б). Тут слід зауважити, що ми на виході не отримуємо світло строго одної частоти, а отримуємо деяку смугу частот. На уширення смуги впливає час життя на верхньому рівні. Із співвідношення невідзначеностей:  $\Delta E \Delta t \sim h$ ,  $h \Delta \nu \Delta t \sim h \Rightarrow \Delta \nu \sim \frac{1}{\Delta t}$ . 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  $\frac{1}{\text{max}}$ ). Для прикладу можемо навести, що у гелій-неоновому лазері, який випромінює на частоті  $10^{15}$  Гц, ширина ліній складає  $10^9$  Гц. Є ще купа інших механізмів уширення ліній, про них дивись в окремих запитаннях(4).

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

Нехай є сукупність однакових квантових часточок, які можуть випромінювати або поглинати фотони частоти:

$$V_k = \sqrt{h(E_i - E_k)} \quad (2.1)$$

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:  $Z_{ik}^0 = A_{ik} n_i [c^{-1} \text{см}^{-3}]$  (2.2)

$$\Rightarrow A_{ik} = \frac{Z_{ik}^0}{n_i} [c^{-1}] \quad (2.3)$$

Співвідношення (2.2) виконується строго, якщо елементарні процеси незалежні. Отже  $A_{ik}$  визначає число спонтанно випромінюваних за одиницю часу фотонів частоти  $V_{ki}$  в розрахунку на одну збуджену частинку з енергією  $E_i$ . Тому коефіцієнт  $A_{ik}$  називається імовірністю спонтанного випромінювання.  $Z_{ki}^k = B_{ki} \rho_{V_{ki}} n_k \Rightarrow B_{ki} = \frac{Z_{ki}^k}{\rho_{V_{ki}} n_k} [c \text{см}^{-3} \text{Jou}^{-1} \text{с}^{-2}]$ .

визначається як число поглинутих однією частинкою за одиницю часу фотонів з енергією  $h\nu_{ki} = E_i - E_k$ , віднесених до густини випромінювання  $\rho_{V_{ki}}$ . Це ейнштейнівський коефіцієнт поглинання з імовірністю  $B_{ki} \rho_{V_{ki}}$ . Аналогічно, у випадку вимушеного випромінювання число фотонів, які утворюються за одиницю часу ансамблем частинок одиничного об'єму при  $i$  переході з верхнього рівня на нижній під дією зовнішнього випромінювання з густиною  $\rho_{V_{ki}}$ , пропорційні  $n_i \rho_{V_{ki}}$ :  $Z_{ik}^i = B_{ik} \rho_{V_{ki}} n_i \Rightarrow B_{ik} = \frac{Z_{ik}^i}{\rho_{V_{ki}} n_i}$ .

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 частинок взаємодіє з електромагнітним випромінюванням абсолютно чорного тіла.

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

$$A_R : \Delta\nu = \frac{A_R}{2\pi}$$

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 підсумової смуги. Наприклад це спостерігається з іонами  $Nd^{+3}$  в оплі або при випромінюванні в газорозрядних трубках – доплерівське уширення. При цьому форма лінії окремого центру – лоренцева з максимумом на  $\nu_0$ . А функція, яка описує розподіл центрів за частотним їх максимумів випромінювання, близька до гаусової функції:

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

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

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

У газів типове уширення рівне  $\Delta\nu \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  і обумовлене доплерівським ефектом. Унаслідок взаємодії робочих іонів з кристалічним полем (вплив ефектів Штарка і Земана) в твердих тілах при кімнатній температурі вузької лінії отримати не вдається. Наприклад у рубіні ширина лінії люмінесценції при кімнатній температурі  $\Delta\nu \approx 10 \text{ см}^{-1}$ . Зі зменшенням температури ширина лінії 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 і є близькими, але різними спектральними властивостями.

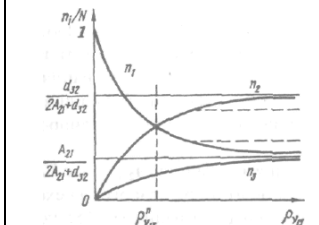
Де  $F = f_{21}(f_{32} + f_{13} + f_{31}) + f_{12}(f_{32} + f_{23} + f_{31}) + f_{13}(f_{23} + f_{32}) + f_{23}f_{31}$

Розглянемо залежність заселеності рівнів тільки від густини випромінювання та імовірності 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  $\nu_{12}$ ,  $\nu_{23}$  немає. Тому неважко впевнитись, що за та. ких умов:

$$n_1 = \frac{f_{21}}{f_{21} + \eta f_{13}} N, \quad n_2 = \frac{\eta f_{13}}{f_{21} + \eta f_{13}} N, \quad n_3 = \frac{\eta f_{13}}{f_{21} + \eta f_{13}} \cdot \frac{f_{21}}{f_{32}} N, \quad \text{де } \eta = \frac{f_{32}}{f_{31} + f_{32}}$$

Величина  $\eta$  визначає частину збуджених частинок, які потрапляють на метастабільний рівень.

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

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


Залежність заселеностей всіх трьох рівнів від  $p_{13}$  зображена на рис. 8.4. Якщо система частинок знаходиться при абсолютному нулі температури, то при відсутності накачування ( $p_{13} = 0$ ) 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  $p \rightarrow \infty$

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

що імовірно на переході

можна отримати при накачуванні  $p_{13}$ , більших  $p_{13}$ , рис(п1 = n2) тобто при виконанні умов  $p_{13} > p_{13} = \frac{A_{21}(d_{32} + A_{31})}{B_{31}(d_{32} - A_{21})}$  інверсія зростає. Таким

Рис. 8.4

чином, згідно з проведеним спрощенням розглядам, умову інверсії  $\Delta n_{21} > 0$  виконати тим легше, чим краще виконується умова  $d_{32} > A_{21}$ , і в граничному випадку  $\Delta n_{21} \rightarrow N$  when  $A_{21} \rightarrow 0$  чим більший час життя стану 2 при фіксованій імовірності безвипромінювального переходу.

Вводять поняття поперечника поглинання  $\sigma_k$  [см<sup>2</sup>] який зв'язує інтенсивність падаючого випромінювання з імовірністю поглинання за умови що  $\Delta\nu_p \ll \Delta\nu_g$ :

$$\frac{1}{h\nu_{ki}} \sigma_{ki} = \int B_{ki} p(\nu) g(\nu) d\nu$$

Тоді вираз для коефіцієнта поглинання можна записати в вигляді  $k_v = \sigma_{ki} (n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1)$  де поперечник поглинання є функцією форми ліній.

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

- $k_v > 0 \Rightarrow n_k > \frac{q_k}{q_1} n_1$  при  $q_k = q_1$  маємо  $n_k > n_1$
- $k_v < 0 \Rightarrow n_k < \frac{q_k}{q_1} n_1$  при  $q_k = q_1$  маємо  $n_k < n_1$  Від'ємний коефіцієнт поглинання і є коефіцієнтом підсилення, який виникає при інверсійній наповненості рівнів, тобто енергія падаючого світлового потоку при проході через речовину (активне середовище) підсилюється.
- $k_v = 0 \Rightarrow n_k = \frac{q_k}{q_1} n_1$  при  $q_k = q_1$  маємо  $n_k = n_1$  це явище 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  $F = \exp(2\alpha(k_v - p)L)$ , де  $P$  – коефіцієнт що враховує розсіяння і інші втрати в активному середовищі. Тоді умова виникнення генерації в резонаторі буде  $F \cdot r_1 \cdot r_2 > 1$  Тоді вираз для коефіцієнта підсилення приймає вигляд  $k_v = p + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) = p + \gamma$  Тоді використовуючи попередні вирази можна записати  $(n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1) = \frac{c(\gamma + p)}{B_{ki} g(\nu_k) h\nu_{ki}} = \frac{(\gamma + p)}{k_v^{\text{max}}}$  Тоді  $k_v^{\text{max}} = \frac{B_{ki} g(\nu_k) h\nu_{ki}}{c}$  – граничний коефіцієнт підсилення, коли всі частинки зосереджені на збудженому рівні, на мою думку це і є насичений коефіцієнт підсилення активного середовища.

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

Врахування напівширини ліній приводить до того, що коефіцієнт спонтанного ейштенівського переходу  $A_R$  треба замінити на  $A_R g(\nu')$ , де  $g(\nu')$  – форма ліній випромінювання, котра нормована на площину:  $\int_0^\infty g(\nu') d\nu' = 1$ . Отже, імовірність спонтанного переходу в межах смуги, яка розглядається:  $A_{i \rightarrow k} = \int_0^\infty A_R g(\nu') d\nu' = A_R$ . Для вимушеного переходу:  $B_R \rho(\nu) g(\nu) (\nu - \nu') d\nu'$ , де  $\delta$  – функція (Драка), яка враховує особливості вимушених переходів – вимушений фотон порджує строго собі подібного. Отже, імовірність вимушеного переходу в межах смуги:  $B_{i \rightarrow k} = \int_0^\infty B_R \rho(\nu) g(\nu) (\nu - \nu') d\nu' = B_R \rho(\nu) g(\nu)$ , де  $B_R \rho(\nu) g(\nu)$  – спектральна імовірність 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 невизначеності:  $\Delta E \Delta t \sim h$ . 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: зіткнення, доплерівського уширення, уширення кристалічним полем. Однорідне уширення ліній – це коли лінія, яка відповідає кожній квантовій частинці, під впливом зовнішніх факторів уширюється однаково. Прикладом однорідного уширення є природна ширина ліній й уширення внаслідок зіткнень частинок у газів. Воно описується лоренцевою (дисперсійною) кривою, тобто:  $g_{\text{лор}}(\nu_0, \nu) = \frac{1}{\Delta\nu_{\text{лор}}(\nu_0, \nu)} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{\text{лор}}}\right)^2}$ , де  $\Delta\nu_{\text{лор}}$  – напівширина ліній,  $\nu_0$  – частота максимуму кривої. У резонансному випадку  $\nu = \nu_0$ . За відсутності зовнішніх дій спонтанне

**6.1 ІНВЕРСІЯ В ТРЬОХРІВНЕВІ СИСТЕМІ В НВЧ І ОПТИЧНОМУ ДІАПАЗОНІ. ПРИ-ПУЛНА СХЕМА. ЗАЛЕЖНІСТЬ ЗАСЕЛЕНІСТІ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ ВІД ПОТУЖНОСТІ НАКАЧКИ. ПЕРЕВАГИ ЧОТИРЬОХРІВНЕВОЇ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ СХЕМИ**

Для забезпечення умов генерації необхідно збільшити інверсію заселеності, для кореняного резонатора прогові умови генерації можуть бути виконані, якщо:  $A_{21} \geq \frac{8\pi^2 \nu^2}{c^3} \frac{\Delta\nu}{\tau_{21} N}$  з виразом вище випливає  $\frac{n_3}{n_1} = \frac{\eta f_{13}}{f_{32}} = \frac{B_{31} p_{13}}{f_{31} + f_{32}} \ll 1$ ,  $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\eta f_{13}}{f_{21}} = \frac{\eta B_{31} p_{13}}{f_{21}}$

Отже населеність третього рівня завжди значно менша населеності першого рівня. Тому основна маса частинок знаходиться на першому і другому рівнях. Інверсія ( $\Delta n_{21} > 0$ ) виникає за умови  $n_2/n_1 > 1$  Тобто  $\eta B_{31} p_{13} = \frac{f_{32}}{f_{31} + f_{32}} B_{31} p_{13} > f_{12}$  Таким чином, при накопиченні активних центрів випромінювання на рівні 2 і для створення значної інверсії на переходи 2>1 треба підібрати системи, у яких, по-перше  $f_{12}$  мале по-друге,  $f_{12} > f_{11}$  і  $B_{31}$  велике. З умови інверсії заселеності можна записати  $\eta f_{13} = f_{21}$  Отже, чим менше  $f_{11}$  і більше  $B_{31}$ , а  $\eta$  більше до одиниці, менше потрібна популяція накачування для створення інверсії.

Отже, заселеність третього рівня значно нижча заселеності першого і другого, про що говорилось вище. Практично частинки зосереджені на двох нижніх рівнях. При цьому для отримання генерації при  $d_2 \ll \dots$ , необхідно на рівні 2 заганяти частинки дещо більше 0,5П.

Принцип роботи чотирирівневої схеми, показаний на рис. 8.5а, такий. За допомогою накачування частинки з основного стану 1 збуджуються на рівень 4. При цьому можна вважати що  $f_{14} = \int B_{41} \rho(\nu) g(\nu) d\nu = B_{41} \rho_{14}$  (інтеграл береться по всій області смуг поглинання, що можуть мати декілька лабільних рівнів, які для спрощення можна розглядати як один широкі рівень). Потім з великою імовірністю безвипромінювального переходу квантові частинки переходять на метастабільний рівень 3. Переходи ж частинки 3→2 дають або поглинання, 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 легіе отримати інверсійний стан, оскільки досить «заганяти» на рівень 3 незначну частину квантових частинок. Це ми вже отримали інверсійний стан, тому що рівень 2 практично вільний

Трирівнева схема функціонування представлена на рис. 9.3 Принципи її роботи: накачування на частот  $\nu_0$  збуджує частинки з рівня 1 на рівень 3. Потім за рахунок безвипромінювального переходу частинки з рівня 3 потрапляють на рівень 2. Робочі центри підбираються так, щоб рівень 2 був метастабільним для накоплення на ньому достатньо великого числа частинок, що і забезпечує інверсію заселеності відносно рівня 1. Після випромінювання на частоті  $\nu$ , з метастабільного рівня система повертається в нормальний стан.

Кінетичні рівняння для трирівневої системи мають вигляд

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

$$N = n_1 + n_2 + n_3$$

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

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

**7.1 НАСИЩЕНІ І НЕ НАСИЩЕНІ КОЕФІЦІЄНТИ ПІДСИЛЕННЯ АКТИВНОГО РЕЧОВИНИ. ВІД'ЄМНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ПІДСИЛЕННЯ – ЗАКОН БУГЕРА В АКТИВНОМУ СЕРЕДОВИЩІ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД ДОВЖИНИ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ ПІДСИЛЕННІ.**

Ефект лінійного поглинання описує закон Бугера  $I = I_0 \exp(-k \cdot x)$ . Цей закон справедливий при зміні інтенсивності падаючого випромінювання до  $10^{20}$  разів. Але дослідні показали що закон зміни інтенсивності залежить від часу життя збудженого стану ( $\tau_{jk}$ ). Якщо  $\tau_{jk} > 10^{-8}$ с то спостерігається накопичення частинок в збудженому стані, та з'являється залежність коефіцієнта поглинання від інтенсивності падаючого світла. Для зміни інтенсивності можна записати  $dI = -k \cdot I_0 \cdot \exp(-k \cdot x) \cdot dx = -k \cdot I \cdot dx$  Тоді коефіцієнт поглинання буде мати вигляд  $k_v = -\frac{1}{I} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$  або  $k_v = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}$  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  $W_{k1} = h\nu_{ki} (n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1) \int B_{ki} p(\nu) g(\nu) d\nu$  Інтегрування йде по ширині смуги. З іншого боку можна записати  $\frac{dI}{dx} = -W_{k1}$  А інтенсивність це густина потоку на його швидкості, а для спектральної ділянки вона приймає вигляд  $I = c \rho \Delta\nu$ . Тоді коефіцієнт поглинання прийме вигляд  $k_v = -\frac{h\nu_{ki}}{c \rho \Delta\nu} (n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1) \int B_{ki} p(\nu) g(\nu) d\nu$

Розглянемо два випадки:

- Ширина спектру випромінювання  $p(\nu)$ , 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  $k_v = \frac{h\nu_{ki}}{c} B_{ki} g(\nu_k) (n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1)$  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  $k_v = \frac{h\nu_{ki}}{c \Delta\nu_p} B_{ki} (n_k - \frac{q_k}{q_1} n_1) \Delta\nu_g$  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 зіткненнях мають можливість передати нейтральному атому 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 компонентів. ККД накачки. Загальне значення ККД (коефіцієнта корисної дії) визначають наступні 3 значення: 1) Ефективність передачі  $\eta_1$ , 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:  $\eta_2$ , що визначає ефективність перетворення електричної енергії в оптичне випромінювання в діапазоні довжин хвиль  $\lambda_1 - \lambda_2$ , в якому знаходяться ефективні смуги накачки лазерного середовища. Випромінювальна ефективність лампи визначається як  $\eta_2 = \frac{(2\pi R L)^2 I_2 d \lambda}{P}$ , де  $R$  - радіус лампи,  $L$  - довжина лампи,  $I_2$  - спектральні інтенсивності лампи,  $P$  - електрична потужність що підводиться до лампи. Інтенсивність лампи можна записати:  $I_2 = \frac{P \eta_2 g_{\lambda}}{2\pi R L}$ , де  $g_{\lambda}$  - нормований спектральний розподіл інтенсивності.  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_{\lambda} d\lambda = 1$ . 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  $\lambda$ .

### 8.1 ПРОЦЕСИ НАКАЧКИ, ІІ ККД І КВАНТОВИЙ ВИХІД

Процеси які передають 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 «красителях»). Електрична накачка виконується за рахунок інтенсивного електричного розряду, і найчастіше використовується в газових та напівпровідникових лазерах. Також існує накачка відповідно хімічної реакцією - хімічна накачка та газодинамічна накачка ( надзвукове розширення газу ). Оптична накачка: Загальна схема оптичної накачки [лампа]-> [система передачі випромінювання]-> [активне середовище]. На малюнках нижче показані дві найбільш характерні конфігурації ламп. Перший малюнок, лампа має форму спіралі, об'єчно імпульсна, при цьому світло попадає в активне середовище периметрично 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 більш 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. Напівсферичний (г) Напівфокальний (д)

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

Нестійкий резонатор (E).

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 резонаторів. Сповідно всі розберуться в позначеннях буквами. Все задрало писати, далі дивіться сами, сторінка 97 плюс мінус десять сторінок, вітаю.

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

Отим лазер в загальному, як фізична система складається з електромагнітного поля, та активного середовища, з від'ємним показником поглинання. Визначимо спектральну густину мод електромагнітного поля (EM). Розглянемо куб з ребром L. Якщо частота може змінюватись від  $0 - \nu$ , то модуль хвильового вектора  $k = 0$  до  $k = \frac{2\pi\nu}{c}$  з дискретністю  $\frac{\pi}{L}$  (це вимога 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 відносно об'єму нашого квадранту до об'єму елементарної комірки  $\frac{\pi}{L}^3$ .  $M = \frac{4}{8} \pi \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^3 = \frac{4}{8} \pi \left(\frac{\nu}{c}\right)^3$  звідки густина мод  $\frac{dM}{d\nu} = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} L^3$  Порівнюючи з раніше десь відомими формулами, може зауважити, що провтикали десь на 2ку. Насправді потрібно ще врахувати дві можливі поляризації EM хвилі. Отже при напівширині  $\Delta\nu$  спектральної лінії, та об'ємі який займає EM поле V число можливих мод рівне  $M = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \Delta\nu V$

Далі ідея така. Скажімо в рубіновому тілі народжуються порядку  $10^{22}$  мод. Окрім того вони народжуються в усіх напрямках. Але нам, щоб отримати когерентне випромінювання необхідно, щоб новонароджені моди були спрямовані 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, щ 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 деякий раз проходити через активне середовище, збуджуючи випромінювання. При кожному проходженні через резонатор інтенсивність збільшується в  $F = \exp Q(k_p - p)L$  де p коефіцієнт ослаблення світла за рахунок поглинання та розсіювання, а L довжина активного тіла. При відбитті світла від зеркала інтенсивність світла ослаблюється в  $r_1, r_2$  разів. Для виникнення генерації необхідно, щоб  $r_1 \cdot r_2 \cdot F > 1$ , а для стаціонарної генерації  $r_1 \cdot r_2 \cdot F = 1$  З останньої умови випливає, що  $k_p = p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} = p + \gamma$  Коєф.  $\gamma$  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 малими 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  $Q = \frac{a}{\delta}$  де a лінійний розмір резонатора,  $\delta$  - 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  $\Delta\nu_p = \frac{\Delta\nu}{M} = \frac{c^3}{8\pi\nu^2 V} \nu^2$  В той же час ширина резонансної кривої  $\Delta\nu = \frac{\nu}{Q} \sim \nu^{-\frac{1}{2}}$  Тому при високих частотах спектральні лінії перекриваються і резонатор буде до жопи. Власне тому потрібно використовувати великі, відкриті резонатори, в яких відбувається порційне мод. І висока добротність лише для обраних вільних мод. Щоб розрахувати поле в резонаторі, здавалось можна заозати лінійну оптику, та на практиці це можна лише, коли параметр Френеля значно більший одиниці ( $N = \frac{a^2}{\lambda L}$  де a ширина дзеркала,  $\lambda$  довжина хвилі, L довжина бази резонатора), і коли резонатор далекий від меж 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 зводиться до параболического, яке ми вміємо розв'язувати.

Поле в резонаторі формується за рахунок багаторазового відбивання від дзеркал (багатопродіхні резонатори, а ще і такі, де підсилення за один прохід - там явша надсаїттивіст). 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<sub>lm</sub> l число напівхвиль (поводжовий індекс)  $\mu$  і  $m$  кількість разів зміни знаку поля в поперечних напрямках (поперечні індекси). Сукупність поводжових мод з даним сполученням  $\mu$  і  $m$  називаються поперечною модою. Число Френеля, є головним визначником добротності мод резонатора, воно визначає число зон Френеля, які видно на одному дзеркалі, з центру іншого. Чим більше число Френеля, тим менші дифракційні втрати.

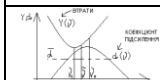
добротності  $Q = \frac{2\pi\nu L}{(1-r)c}$ , сделаем оцнку:  $L = 100cm, \nu = 10^{14}cm^{-1}, c = 3 \cdot 10^{10}cm/s, r = 0.9 \Rightarrow Q = 10^7$ , таким образом добротность такого резонатора такая же как и у свободного атома. Если учесть потери на поглощение, то  $Q = \frac{2\pi\nu L}{c(k_p L + (1-r))}$  (тоєсть в активній среде) тут  $k_p L$  - потери на рассеивание. Добротность связана со временем жизни фотона в резонаторе:  $\tau_p = L/2c\nu$ , следовательно полуширина моды резонатора:  $2\pi\Delta\nu_p = \sqrt{\tau_p} = c\tau_p/L$  - где  $\Gamma$  - коэффициент всех потерь за один проход в резонаторе. У современных зеркал (для 1984г) потери могут быть доведены до 0,001 таким образом получим  $\Delta\nu_1 \approx 1MGc$ , при этом для метрового резонатора частотный интервал между соседними продольными модами TEM<sub>000</sub> и TEM<sub>100</sub> равен 150 МГц. Естественно резонаторы конструируются так чтобы  $\Gamma \ll 1$ . Учитывая это видим что  $\Delta\nu_1 < \delta\nu_1$ . Следовательно соседние продольные моды разрешаются по частоте. Для того чтобы разрешались поперечные моды,  $\Gamma$  должно быть меньше  $\mu/N$ . При  $\mu$  порядка до 10 для того, чтоб можно было разрешить поперечные моды,  $\Gamma$  должно быть несколько процентов, в противном случае они прекратятся.

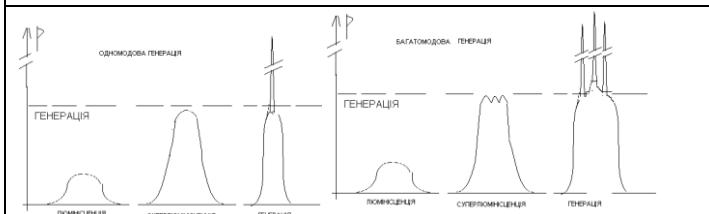
### 9.2 ДОБРОТНОСТЬ РЕЗОНАТОРА(kislyk)

Коліквественно процессы затухания описываются добротностью резонаторной моды Q. Спектральная полуширина моды  $\Delta\nu_p = \nu/Q$  Здесь Q- число периодов колебания, в течении которых плотность излучения уменьшается в e раз. Оценка величины добротности оптического резонатора: По определению добротность есть величина энергии, накопленной системой, к терющейся 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 дельта T 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

$v = \frac{c}{2} \left( \frac{l}{a} + \frac{1}{2} \frac{\eta^2 + \mu^2}{l} \frac{L}{a^2} \right)$  тобиш каждая мода характеризуется тремя положительными числами  $l, \mu, \nu$  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 моды имеет потери связанные с тевой жучей всякого дзерма кроме дифракционных потерь (Гениально?) Посему спектральная ширина моды будет не бесконечно узкой спектральная полупрозрачность моды связана с добротностью соотношением  $\Delta \nu_p = \nu/Q$  Q число периодов колебаний плотность излучения в течении которого уменьшается в e раз. Для оценки добротности будем исходить из соотношения  $I = I_0 \exp\left(-\frac{2\pi\nu l}{Q}\right)$  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  $Q = 2\pi\nu L / [k_1 L + (1-r)]$ .

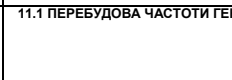

де  $V$  – эффективный объём моды резонатора. У відповідності з виразами (4) і (7) можна записати наступне  $1/\tau_c = \gamma_i c_0 / L' + \gamma_i c_0 / 2L' + \gamma_2 c_0 / L'$  (8) Рівняння (1) і (7) в сукупності описують неперервний і нестационарний режим роботи 4-рівневого лазера. Оскільки за нашим припущенням релаксація з рівня 1е швидкою то рівняння (1) перепишуться наступним чином:  $\dot{N} = W_p(N_1 - N) - BqN - N/\tau$  де  $N = N_2 - N_1$  - інверсна населеність  $q = q[V_a B N - 1/\tau_c]$  (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). Підставляючи (8) в (9) отримуємо:  $P_i = (\gamma_i c_0 / 2L') \hbar \omega q$  Отримані результати застосовні тільки для випадку одномодової генерації лазера. Розгляд багатомодової генерації можна спростити за рахунок того що ми можемо врахувати лише певне число фотонів  $q$ , просумоване по всім модам. В цьому випадку вивести в деякому наближенні застосовні отримані рівняння, причому об'єм записується в наступному вигляді:  $V_a = A l$  де  $A$  – площа поперечного перерізу активного середовища, яку займають моды. Порогова потужність у випадку оптичної накачки матиме вигляд  $P_{\max} = (\gamma / \eta_p) A I_s$  де  $\eta_p$  – ефективність накачки, а  $I_s = \hbar \omega / \sigma \tau$  - інтенсивність, при якій в 4-рівневоу лазері відбувається насичення. У випадку електричної накачки  $P_{\max} = (\gamma / \eta_p) [A \hbar \omega_p / (\tau - \tau_1)]$  При фізичному опису накачки існують певні 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-резонаторних втрат, що призводить до зменшення числа фотонів в резонаторі. Відповідна вихідна потужність запишеться наступним чином:  $P_{opt} = [A I_s (\gamma_i - \gamma_2 / 2)] [(x_{\min})^{1/2} - 1]^2$  де  $x_{\min} = 2W_p \sigma N_i / (\gamma_2 + 2\gamma_i)$  Зменшення потужності обумовлене неоптимальним набором умов генерації виявляється особливо важливим поблизу порогу генерації ( $x_{\min} \approx 1$ ). Однак коли генерація відбувається в умовах великого перевитання над порогом, вихідна потужність стає менш чутливою до зміни вихідного зв'язку поблизу оптимального значення.

 Припустимо, що  $\alpha(\nu) = \alpha_0(1 - \frac{\nu - \nu_0}{\delta}) + \bar{\alpha}_0$ , тут  $\bar{\alpha}_0$  - це коеф. підсилення реальної смуги люмінесценції на її піввисоті (при  $\nu - \nu_0 = \delta$ ) а закон зміни втрат дисперсійного резонатора  $\gamma(\nu) = \gamma_0(1 + (\frac{\nu - \nu_1}{\Delta})^2)$  тут  $\delta$  - напівширина смуги люмінесценції, а  $\Delta$  - величина "відстройки" частоти від мінімуму втрат при якій вони зростають від мінімальних вдвічі. Частота генерації визначається умовою  $\alpha(\bar{\nu}) = \gamma(\bar{\nu})$ . Звідси частота генерації  $\bar{\omega} = (\omega_0 + \omega_1 \epsilon) / (1 + \epsilon)$ , також  $\omega_0 - \omega_1 = \pm \sqrt{\theta(1 + \epsilon) / \epsilon}$  ОТЖЕ  $\bar{\omega} = \omega_0 \mp \sqrt{\theta \epsilon / (1 + \epsilon)}$  тут  $\theta = (\bar{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma) / \bar{\alpha}_0$ , а  $\epsilon = \gamma_0 \delta^2 / \alpha_0 \Delta^2$ . ДВА ВИПАДКИ ПЕРШИЙ  $\delta \gg \Delta$  ширина смуги люмінесценції  $\gg$  ширини кривої втрат. Тоді  $\epsilon \rightarrow \infty$  і  $\bar{\omega} = \omega_1$  - частота генерації співпадає з частотою мінімуму втрат резонатора.  $\frac{\bar{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma_0}{\alpha_0} = \frac{(\nu_0 - \bar{\nu})^2}{\delta^2}$  ДРУГИЙ ВИПАДОК  $\delta \ll \Delta$  ширина смуги люмінесценції  $\ll$  ширини кривої втрат. Тоді  $\epsilon \rightarrow 0$  і  $\bar{\omega} = \omega_0$  а  $\frac{\bar{\alpha}_0 + \alpha_0 - \gamma_0}{\gamma_0} = \frac{(\nu_0 - \bar{\nu})^2}{\Delta^2}$  Тобто пороговий коефіцієнт піснення зменшується у відповідності з формою кривої втрат, частота ж випромінювання запишеться в максимумі смуги підсилення

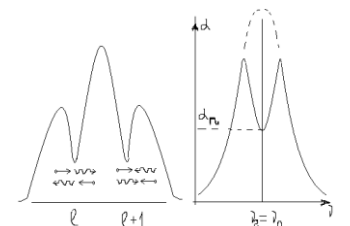
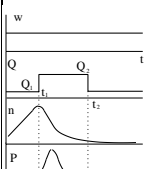
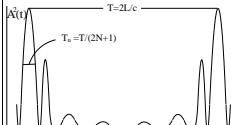

 ОДНОМОДОВА ГЕНЕРАЦІЯ БАГАТОМОДОВА ГЕНЕРАЦІЯ

**9.3 ЧАСТОТИ ВЛАСНИХ МОД ТА ІХ ВТРАТИ (YURUN)**  
Частоти власних мод іх втрати: Оптичне резонатори, як показули дослідження, характеризуються низкими потерями, т е існують моды с большой добротностью Q, если они удовлетворяют двум требованиям. Во первых в резонаторе должны существовать моды, которые многократно (мин 100 раз), проходят через резонатор, отражаясь от зеркал. 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:  $N_1 = a^2 / \lambda L > 1$   $N_2 = d_2^2 / \lambda L > 1$  - это требование – следствие законов волновой оптики, поскольку «угол зрения» одного зеркала из центра второго а/Л должен быть больше угла дифракции  $\lambda / a$ , 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  $\nu = \frac{c}{2\pi} \left[ \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 \right]$ , определим частоту собственных типов колебаний в приближении  $l$  намного больше чем  $\mu$  и  $\eta$   $\nu = \frac{c}{2L} \left[ 1 + \frac{\eta^2 + \mu^2}{L^2} \left( \frac{L}{a} \right)^2 \right]$  И используя разложение в ряд ограничиваясь первым приближением получим собственные значения частот мод плоского резонатора.

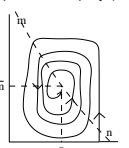
**10.1. НЕПЕРЕРВНИЙ РЕЖИМ РОБОТИ ЛАЗЕРІВ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТУЖНОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА ВІД ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРА, ПОРОГОВІ ТА ОПТИМАЛЬНІ ЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРА.**  
Розглянемо лазер, що працює за 4-рівневою схемою і має одну полосу поглинання накачки. Позначимо заселеності 4 рівнів 0, 1, 2 і 3 через  $N_0, N_1, N_2, N_3$ . 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:  $N_0 + N_2 = N_1$ ;  $\dot{N}_2 = W_p N_0 - Bq N_2 - N_2 / \tau$ ;  $q = V_a Bq N_2 - q / \tau_c$  (1) де  $N_1$  - певне число активних атомів,  $W_p N_0$  - накачка,  $V_a$  - об'єм, що займає мода в активному середовищі. Розглянемо резонатор довжиною  $L$ , в якому знаходиться активне середовище довжиною  $l$  і показником заломлення  $n$ . Можна припустити що мода резонатора утворена суперпозицією двох хвиль, що розповсюджуються у 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  $\sigma$  – переріз переходу на частоті даної моді резонатора. Зміну інтенсивності за повний прохід резонатора запишемо у вигляді  $\Delta I = I \left\{ (1 - a_1 - T_1)(1 - a_2 - T_2)(1 - T_3)^2 \exp[2\sigma(N_2 - N_1)l] - 1 \right\}$  (2) де  $T$  – коефіцієнти пропускання дзеркал резонатора за потужністю,  $a$  – 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  $\gamma_1 = -\ln(1 - T_1)$ ;  $\gamma_2 = -\ln(1 - T_2)$ ;  $\gamma_i = -[\ln(1 - a) + \ln(1 - T_i)]$  (3) Введемо також величину, що враховує повні втрати за один прохід резонатора  $\gamma = \gamma_1 + (\gamma_1 + \gamma_2) / 2$  (4) Підставляючи (3) і (4) в (2) і вводячи умову  $[\sigma(N_2 - N_1)l - \gamma] \ll 1$  отримаємо  $\Delta I = 2I[\sigma(N_2 - N_1)l - \gamma]$  (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  $dI / dt = I[(\sigma c_0 / L')(N_2 - N_1) - \gamma_0 / L']$  (6) Оскільки в резонаторі число фотонів пропорційно величині  $I$ , можна порівняти рівняння (6) і (1) і отримати  $B = \sigma c_0 / V_a L' = \sigma c_0 / V$   $\tau_c = L' / \gamma c_0$  (7)

**11.1 ПЕРЕБУДОВА ЧАСТОТИ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА**  
 ПЕРШИЙ СПОСІБ. Зміна положення смуги люмінесценції напівпровідникових лазерів (максимум люмінесценції змінюється при зміні температури, електричним полем, чи пружним напруженням в кристалі). ДРУГИЙ СПОСІБ – управління спектральними властивостями резонатора. Тобто використання резонатора добротності якого залежить від довжини хвилі випромінювання - такий резонатор називають дисперсійним (наприклад інтерферометр Фабрі Перо і Фільтр Лю.  Фільтр Лю: - потинна 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  $1000 \text{ см}^{-1}$  НЕСКІНЧЕННЕ ЧИСЛО МАКСИМУМІВ діапазон зміни частоти генерації. бо при зміні 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 кутвою 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 іх 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 рівень накачування забезпечує виконання порогової умови то виникає генерація. При цьому підсилення в активному середовищі на частоті генерації стабілізується і при подальшому зростанні накачування не змінюється. 1.. У випадку однорідно уширеної смуги люмінесценції підсилення виявляється стабілізованим в межах цієї 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 різниця заселеності між робочими рівнями. Якщо при цьому населеності робочих рівнів також стабілізується то потужність спонтанного випромінювання (люмінесценція) не змінюється. -- А **потужність генерації**, що рівна різниці між потужностями накачування і і 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 однорідну ширину активних центрів, підсилення зростає зі збільшенням накачування до тих пір поки не виконуються умови генерації на моді з цією частотою, після чого підсилення стабілізується на цій частоті. Такий процес може продовжуватись 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><math>v_f = l \frac{c}{2n(v_f)L}</math> випливає, що буде змінюватись і частота моди резонатора. Отже, якщо частота "порожнього" резонатора <math>v_p^n</math> менша за <math>v_0</math>, навантаж збудженого робочо середовища зменшить оптичну довжину резонатора, що в свою чергу збільшить частоту моди з тим же індексом. При <math>v_p^n &gt; v_0</math> картина буде оберненою. Тому частота випромінювання яке генерується, мовби притягується до центра смуги люмінесценції <math>v_0</math>. Це так званий ефект "затягування частоти". Оскільки він залежить від "порожнього" резонатора, де моди розташовані евідистантно (<math>\delta v_i = c / 2L</math>) (.....куча формул..... стр 254-255)</p> <p><math>v_f = \frac{v_0(\Delta v_A)^{-1} + v_p(\Delta v_p)^{-1}}{(\Delta v_p)^{-1} + (\Delta v_A)^{-1}}</math> Звідси видно, що ефект затягування частоти є наслідком аномальної дисперсії показника заломлення в смугі люмінесценції. Але так як <math>\Delta v_A \gg \Delta v_p</math>, то ефект затягування дуже малий.</p>	<p><b>11.3 ЗАТЯГУВАННЯ ЧАСТОТИ І МЕЖА МОНОХРОМАТИЧНОСТІ</b> Розглянемо вплив АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА НА ЧАСТОТУ РЕЗОНАТОРА і відповідно випромінювання що генерується. Власна частота <b>порожнього</b> резонатора <math>v_p^n</math> визначається співвідношенням <math>v_p^n = l \frac{c}{2L}</math>. Якщо в резонаторі розташувати активний елемент, то частота коливань системи зміниться, але при цьому умова існування резонансних частот не повинна порушитись –</p> <p><b>Синфазність хвиль</b>, <math>\phi(v_p) = \frac{2\pi v_p n(v_p)L}{c} = l\pi</math>, де як і раніше <math>l = 1,2, 10^6 \dots</math>. Якщо є генерація (гарячий резонатор), то</p> <p><math>\phi(v_f) = \frac{2\pi v_f n(v_f)L}{c} = l\pi</math> тому <math>v_f = l \frac{c}{2n(v_f)L}</math> (*) Де <math>v_f</math> - частота l-тої моди. При <math>n = 1</math> отримуємо власну частоту порожнього резонатора. Але в ширині смуги люмінесценції <math>\Delta v_A</math> активного елемента з максимумом підсилення на частоті <math>v_0</math> показник заломлення <math>n</math> змінюється згідно з співвідношенням Крамера-Кронга, що показано штриховою лінією на малюнку. Тоді із</p>
<p>Якщо <math>v_f = v_0</math>, то існує тільки одна центрів з <math>\theta = 0</math>, які беруть участь в процесі підсилення. В цьому випадку "вигорання" відбувається тільки в центрі кривої підсилення. <b>Провал центральної частини кривої підсилення</b> вперше був передбачений В. Лембом і називається <b>лембівським</b>. Ширина лембівського провалу рівна однорідній ширині лінії <math>\Delta v_A</math> випромінюючого центру, що як правило набагато менша доплерівської напівширини <math>\Delta v_D</math> випромінюючого ансамблю центрів, але все таки може бути достатньо широкою порядка 100МГц.</p> <p><b>СТАБІЛІЗАЦІЯ</b>. 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 лінією підсилення тоді при генерації у допоміжному газі виникає і утворюється мінімум поглинання при <math>v_f = v_0</math> - <b>обернений провал Лемба</b></p> <p>Підбираючи параметри прямого і оберненого провалів Лемба отримують вузький пік потужності випромінювання при <math>v_f = v_0</math>. Отримана стабільність <math>\sim 10^{-12} - 10^{-14}</math></p> <p>Ці ефекти зумовлені спектральною неоднорідністю смуг люмінесценції активних центрів.</p> 	<p><b>11.4 ПРОВАЛ ЛЕМБА І АКТИВНА СТАБІЛІЗАЦІЯ ЧАСТОТИ ЛАЗЕРА.</b> Стояча хвиля в резонаторі утворена двома зустрічними хвилями, то жона з цих хвиль буде взаємодіяти з різними групами активних рухливих центрів. Якщо активний центр рухається з швидкістю <math>\theta</math>, частота його випромінювання (поглинання) визначається співвідношенням <math>v_f = v_H(1 + \theta/c)</math> де <math>v_H -</math> частота випромінювання нерухомого центру. Підсумова смуга люмінесценції має максимум на частоті <math>v_f = v_H</math>. Тому якщо частота моди не співпадає з частотою <math>v_f</math>, 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 <b>двох провалів</b> на контурі смуги люмінесценції – <b>беннетівський провал</b>. Його</p> <p>передбачив А.Беннет. Напівширина провала <math>\Delta v_S \approx \Delta v_A \sqrt{1 + \frac{2\pi  X_{JK} ^2 P}{h^2 \Delta v_A^2}}</math>, тут <math>\Delta v_A</math> - напівширина лінії спонтанного переходу, <math>X_{JK}</math> - матричний елемент дипольного переходу, <math>P</math> - потужність моди яка генерується.</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 вимикачі – це плівка з поглинаючого матеріалу, розташована в резонаторі лазера. В певний момент вона випарується, відкриваючи розсіювач за нею дзеркало. Також можна використовувати пасивні перемикачі на основі матеріалів, що резонансно просвітлюються. Переваги пасивних: простота конструкції, малі габарити, недолги; поглинання значної частини енергії; розкид моментів просвітлення. Розглянемо активні. <b>Оптико-механічні</b> засновані на принципі механічного відкриття глухого дзеркала резонатора у відповідний момент часу. <b>Дискові перемикачі</b> виготовляються в вигляді тонкого металічного диска з одним чи декількома отворами. Для зменшення швидкості перемикачів використовують 2 сфокусовані лізи. Але при потужних імпульсах край перемикача підгорає. Тому такі перемикачі козять лише поодинокі. Оптично-механічні перемикачі працюють на формуванні лазерного пучка на ультразвуковій хвилі (частота модуляції <math>\leq 100</math>МГц). Електрооптичні перемикачі працюють на ефектах Поляка чи Керра. Там є 2 поляризатора, які змінюють площину поляризації. Перевага такого перемикача – швидкість перемикачів і незначні втрати у відкритому стані. Напогли – великі управляючі поля (5-20кВ)</p>	<p><b>12.1 ККД ЛАЗЕРА.</b> ККД лазера визначається як відношення потужності променя <math>P_1</math> до потужності накачки <math>P_{vh}</math> <math>\eta = \frac{P_1}{P_{vh}}</math>. Розглянемо на прикладі чотирьохрівневої схеми <math>\eta = \eta_p \eta_c \eta_A \eta_d</math> де виділені різні фактори зменшувачі загальний ККД.</p> <p>1) <math>\eta_a</math> - ефективність накачки, 2) <math>\eta_c</math> - ефективність обумовлена втратами при виході з резонатора, 3) <math>\eta_A = \frac{A_e}{A}</math> - ефективність перерізу моди <math>A</math> – загальний переріз, <math>A_e</math> - переріз даної моди, 4) <math>\eta_d = (\tau - \tau_1) / \tau</math> - ефективність, обумовлена релаксацією нижнього рівня.</p>
<p>Але при потужних імпульсах край перемикача підгорає. Тому такі перемикачі козять лише поодинокі. Оптично-механічні перемикачі працюють на формуванні лазерного пучка на ультразвуковій хвилі (частота модуляції <math>\leq 100</math>МГц). Електрооптичні перемикачі працюють на ефектах Поляка чи Керра. Там є 2 поляризатора, які змінюють площину поляризації. Перевага такого перемикача – швидкість перемикачів і незначні втрати у відкритому стані. Напогли – великі управляючі поля (5-20кВ)</p>	<p><b>13.1 МОДУЛЯЦІЯ ДОБРОТНОСТІ РЕЗОНАТОРА, ІІ МЕТОДИ.</b> В режимі вільної генерації енергія і потужність окремого півка не дуже великі – порядку 0.01-0.1 Дж та кількох кіловат при тривалості <math>10^{-6}</math> с і інтервалом між півками <math>10^{-2}</math> 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 короткий час, недостатній для досягнення високого перевищення цього рівня. Отже, якщо уникнути наростання поля в резонаторі, то можна закласти в активному середовищі велику інверсію населеності. Такий режим називається <b>режимом генерації з модуляцією добротності</b> або Q-модуляції або генерації з нерівною добротністю, або генерацією гігантських імпульсів. Процес генерації лазера з Q-приспорою поясняє у тому, що на початку дії імпульсу добротність резонатора низька. А тому погір генерації і порогова інверсія населеності великі. Природно швидкість перемикачів 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 вимиканні добротності, тобто максимально можливий. 2) <math>T_p \ll T_r</math> (фототропна речовина "безінерційно" слідує за інтенсивністю випромінювання) В цьому випадку маємо умови випромінювання максимального імпульсу, як зв'язує параметри фототропного і активного середовищ:</p> <p><math>\sigma \ll \sigma^* \sigma_0^*</math>. Для типових активних і фототропних середовищ ця умова виконується і режим випромінювання гігантського імпульсу подібний до режиму миттєвого вимикання добротності. (Детально на сторінках 304-311 червоного підручника)</p>	<p><b>13.2 АНАЛІЗ ПОТУЖНОСТІ, ЕНЕРГІЇ І ТРИВАЛОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА З ПЕРЕМІКАННЯМ ДОБРОТНОСТІ.</b> Експеримент показує, що тривалість всіх процесів, які наступляють після миттєвої зміни добротності, набагато менша характерних часів зміни інверсії під дією накачування і з рахунок спонтанних переходів, але вона і обмежена низьку часом життя фотонів у резонаторі. Аналітичний розрахунок всіх процесів неможливий в силу нелінійності відповідної системи рівнянь. Але можна визначити енергію і пікову потужність імпульсу. Зупинимось на цих моментах детальніше. Для цього розглянемо 2 випадки: 1) <math>T_p \gg T_r</math> (тривалість гігантського імпульсу значно коротша часу життя збудженого стану).</p>
<p><math>K(t) = \sum_{j=0}^{2N+1} \exp\{i(a_0 + i\Delta\omega)t + i\theta\} = A(t) \exp(i\omega t)</math>, де <math>A(t) = \frac{\sin[l/2(2N+1)(\Delta\omega + \phi)]}{\sin[l/2(\Delta\omega + \phi)]}</math> Таким чином, <math>E(t)</math> - амплітуда модульована хвиля з несучою частотою <math>\omega_0</math>. У випадку <math>2N+1=9</math> потужність випромінювання <math>I^2(t)</math> має вигляд як показано на малюнку. Період максимумів визначається з умови періодичності тригонометричних функцій. Максимальний імпульс спостерігається коли знаменник обертається в нуль. Отже, за час одного обходу резонатора T має місце <math>2N+1</math> і повне число імпульсів дорівнює числу генерувань мод. Легко видно, що тривалість імпульсу <math>T_p = T / (2N+1)</math>. <math>\Delta v_G = (2N+1)\Delta v</math> - повна ширина спектра генерації. <math>\Delta v</math> - міжмодовий інтервал. Таким чином, чим ширший спектр генерації <math>\Delta v_G</math>, тим коротший імпульс. Отже, якщо фази всіх фаз розглядаються на ціле число <math>2\pi</math>, то напруженість електричного поля в певні моменти часу досягає максимального значення <math>E = 2NA_0</math> (інтерференційне сумування).</p> 	<p><b>13.3 СИНХРОНІЗАЦІЯ МОД.</b> (С. 311-316 У ЧЕРВОНОМУ ПІДРУЧНИКУ) Для забезпечення такого режиму генерації необхідно забезпечити ряд умов. Умова збудження великого числа мод і їх евідистантність забезпечується використанням резонаторів, у яких немає паразитної селекції мод. У звичайному резонаторі (інтерферентор Фабрі-Перо) паразитна селекція має місце (як правило треба ще враховувати ненульову товщину напівпрозорих дзеркал тощо). Резонатор без селекції мод можна побудувати наприклад так, як показано на рис. Завдяки силові неактивних поверхонь дзеркал по відношенню до резонатора під ктом 1-2 градуси і виготовленню активного елемента з торцями, зсунутими під кутом Брюстера. В такий системі виникає багатомодова генерація із спектральною шириною майже рівною напівширині смуги люмінесценції <math>2\Delta v</math>. Але багатомодова генерація є необхідною, а не достатньою умовою для однієї генерації. Ще треба засинхронізувати моди. Цього можна досягти як активними так і пасивними способами. Активні методи засновані на зовнішній дії на властивості резонатора (наприклад, модуляція втрат чи оптичної довжини з частотою <math>\omega'</math>). Пасивні – на використанні фототропних середовищ (фарбованих тощо). Зупинимось на активних методах. Модуляція втрат як правило створюється акустичним методом. всередині резонатора на шляху променя розміщується елемент, прозорість якого змінюється в залежності від акустичних стоячих хвиль в ньому. Акустичні хвилі можна створити за доп. п'єзокристалу. При модуляції оптичної довжини використовується той же принцип, що і у відповідному активному методі модуляції добротності. біля одного з дзеркал розміщується пластинку 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 неї розподілу. У будь-якому випадку частота модуляції повинна співпадати з різницею частот між модами: <math>\omega' = j\omega</math> (і-натуральне число).</p>
<p>Модуляція на цій частоті призводить до того, що поле на частоті <math>\omega_0</math> породжує поле на частоті <math>\omega_0 + j\Delta\omega</math>, які співпадають з частотами сусідніх мод. Таким чином, кожна з мод обмінюється енергією з двома сусідніми. <math>i + j, j - i</math> синхронізується з ним. Якщо <math>j=1</math>, то отримуємо один імпульс. Якщо <math>j=2</math>, то <math>-2</math> і т.д. Найкраще картину можна характеризувати на часовій, а не на спектральній мові. Нехай синхронізація виконується перемикачем, який відкривається з періодом, рівним часу повного обrotу по резонатору, розташованому на одному з дзеркал. При чому резонатор буде добротний коли відкритий перемикач. Якщо він відкривається один раз за час <math>T = 2L/c</math> (тобто <math>j=1</math>), то в резонаторі умови генерації виявляються виконаними лише для одного імпульсу, тривалість якого визначається часом відкритого стану перемикача. Якщо період модуляції <math>T = 2L/c \cdot j</math>, то в резонаторі можуть розповсюджуватись j імпульсів. Цей спосіб синхронізації відповіднає амплітудній модуляції. Метод активної синхронізації за рахунок зміни оптичної довжини резонатора по суті теж зводиться до модуляції втрат для поля мод за рахунок зсуву резонансних кривих. Методами активної синхронізації неможливо отримати імпульс, коротший за <math>10^{-10}</math> с. Це зумовлено тим що ми не можемо змістити час перемикачів перемикача. Більш короткі імпульси можна отримати з використанням методу пасивної синхронізації мод. Якщо тоді все було зрозуміло з активною синхронізацією, то можеш про деталі пасивної почитати на стор. 319 (2 останні абзаци) – 322 червоного підручника</p> 	<p><b>13.4 СПОСОБИ ІІ РЕАЛІЗАЦІЇ СИНХРОНІЗАЦІЇ МОД.</b> (С. 316-322 У ЧЕРВОНОМУ ПІДРУЧНИКУ) Для забезпечення такого режиму генерації необхідно забезпечити ряд умов. Умова збудження великого числа мод і їх евідистантність забезпечується використанням резонаторів, у яких немає паразитної селекції мод. У звичайному резонаторі (інтерферентор Фабрі-Перо) паразитна селекція має місце (як правило треба ще враховувати ненульову товщину напівпрозорих дзеркал тощо). Резонатор без селекції мод можна побудувати наприклад так, як показано на рис. Завдяки силові неактивних поверхонь дзеркал по відношенню до резонатора під ктом 1-2 градуси і виготовленню активного елемента з торцями, зсунутими під кутом Брюстера. В такий системі виникає багатомодова генерація із спектральною шириною майже рівною напівширині смуги люмінесценції <math>2\Delta v</math>. Але багатомодова генерація є необхідною, а не достатньою умовою для однієї генерації. Ще треба засинхронізувати моди. Цього можна досягти як активними так і пасивними способами. Активні методи засновані на зовнішній дії на властивості резонатора (наприклад, модуляція втрат чи оптичної довжини з частотою <math>\omega'</math>). Пасивні – на використанні фототропних середовищ (фарбованих тощо). Зупинимось на активних методах. Модуляція втрат як правило створюється акустичним методом. всередині резонатора на шляху променя розміщується елемент, прозорість якого змінюється в залежності від акустичних стоячих хвиль в ньому. Акустичні хвилі можна створити за доп. п'єзокристалу. При модуляції оптичної довжини використовується той же принцип, що і у відповідному активному методі модуляції добротності. біля одного з дзеркал розміщується пластинку 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 неї розподілу. У будь-якому випадку частота модуляції повинна співпадати з різницею частот між модами: <math>\omega' = j\omega</math> (і-натуральне число).</p>

Типова поведінка  $m$  та  $n$  поблизу стаціонарних станів зображена на малюнку. Якісний фазовий портрет представлений на другому рисунку. Це випадок наявності генерації (відповідний безрозмірний параметр  $W > 1$ ). З цього портрету модні зробіти такі висновки: 1. При великому значенні  $G = \frac{1}{T_p}$  (де  $T_p$  – час розпаду збуджених станів із метастабільного рівня 3 (для 4 рівневої схеми),  $T_p$  – час життя фотона у резонаторі.) прхід до стану стаціонарної рівноваги завжди відбувається з оліваннями (стан рівноваги – фокус)



2. Фазові траєкторії – спіралі, які повільно закручуються до стаціонарного стану, що говорить про слабе гасіння піків. 3. процес генерації на одному періоді може розділятися на кілька етапів, протягом яких можна не враховувати індуквані переходи (нижні ділянки траєкторії, коли  $n$  змінюється під дією накачування, а  $m$  – мале), або накачування, коли відбувається швидкий рух по висхідним і східним гілкам (прямілиньості піків). Якщо в тебе залишається час, то можеш перемалювати графіки із сторінки 320 синього підручника.

3. Лазери на фаренхіах.  
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 кріп, 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 нм, 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 ініціюванням 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 (електрокорозрядники, 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. Пар-ри, які харчують хімічні лазери: хімічний ККД – відношення енергії лазерного випромінювання до вхідної енергії, що віділяється в результаті реакції; і енергетичний ККД – відношення енергії лазерного випромінювання до енергії, яка витрачається на ініціювання реакції. Приклад хімічного лазера – HF-лазер.

5. Напіпровідникові лазери.  
Ці лазери застосовуються найбільш широко. Безпосереднє живлення від низьковольтних джерел струму, високий ККД, простота і компактність, висока швидкість вимкнення їх перерива. Вони є найінтенсивнішими, надійними і довговічними.  
1) Іюкційні: в них інверсний стан утворюється шляхом зустрічної дифузії ел і дрок 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 інверсую заселення.  
Напіпровідникові 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 перестроюватись 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 пікосекундної тривалості.  
7. Лазери на вільних електронах.  
Принцип дії цих лазерів: пучок ел з певною швидкістю і енергією має інверсую заселення по відношенню до електронів з меншою швидкістю руху. Отже, якщо змінити швидкість або траєкторію руху ел, то можна отримати когерентне випромінювання на будь-якій довжині хвилі.

$$\lambda_{\text{впв}} = \frac{h}{2\gamma v} ; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{E_{\text{пуч}}}{E_{\text{спок}}}$$

Тут  $l$  – просторовий період зміни напрямку магн поля.  
Отже, змінюючи енергію ел, який рухається, можна отримати лазер з перебудовою.

Мікроскопічна 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. Показь (это все что нарыли). Рассмотрим влияние электрического поля на показатель преломления кристаллов. Дальнейшее изложение будет относиться к эффекту Показь в кристаллах сегнетоэлектриков. Наибольшее значение среди них приобрели кристаллы КДП (калий дигидро-фосфат) и его аналоги, нообят лития и стучаше в общем случае эллипсоид Френеля определяется квадратичной формой. Основное свойство эффекта Показь 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 багатофотонні процеси.

Розглянемо взаємодію двох монохроматичних хвиль, обмежившись квадратичним членом нелінійної сприйнятливості, тобто  $P = \alpha E + \chi E^2$

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  $E = E_1 + E_2$  і підставимо отримане

$$P = \alpha [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)] + \chi [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]^2$$

Перший доданок відповідає результатам лінійної оптики. Розглянемо другий. Введемо позначення  $\chi = 2d$  тоді

$$P^H = 2d [E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z)] + 2E_{01} E_{02} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z) = d [E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos(2(\omega_1 t - k_1 z) + 2E_{01} E_{02} \cos(\omega_1 t - \omega_2 t) - (k_1 - k_2) z)]$$

Позначимо складові

$$P = d [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)] \quad P^H_0 = d (E_{01}^2 + E_{02}^2)$$

чому, 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 різницьовій частотах. 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 детегування (вирямлення).

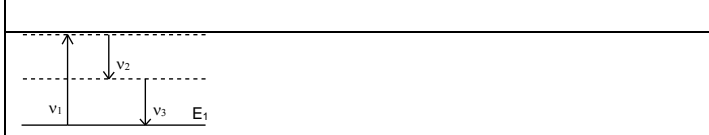
Перший доданок відповідає лінійній оптиці (невзаємодіючій хвилі). Розглянемо другий доданок. Позначимо  $\chi = 2d$ :

$$P^H = 2d [E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01} E_{02} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z)] \quad (2)$$

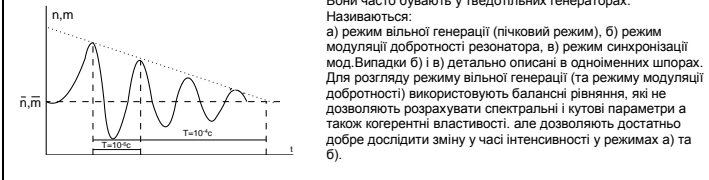
$$= d [(E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}^2 \cos(2(\omega_1 t - k_1 z)) + E_{02}^2 \cos(2(\omega_2 t - k_2 z)) + 2E_{01} E_{02} \cos(\omega_1 t - \omega_2 t) - (k_1 - k_2) z]$$

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 різницьовій частотах ( $\omega_1 \pm \omega_2$ ). 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 комбінційних частот.



**13.5 НЕСТАЦІОНАРНИЙ РЕЖИМ РОБОТИ КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА.** (див с. 310-360 СИНЬОГО ПІДРУЧНИКА)  
Режим роботи лазера, коли число квантів  $m$  та інверсна заселеність  $n$  змінюються з часи наз. нестационарним.



**14.1 ТИПИ ЛАЗЕРІВ: ТВЕРДОТІЛЬНИ, ГАЗОВІ, НА БАРВНИКАХ, ХІМІЧНІ, НАПІПРОВІДНИКОВІ, НА ЦЕНТРАХ ЗАБАРВЛЕННЯ, НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, РЕГЕНТЕНІВСЬКІ.**

Твердотільні лазери – активним середовищем яких є або діелектричний кристал, або скло. В них активними центрами є, як правило, дошмові іони, введені в кристал. Причина широкого розповсюдження твердотільних лазерів – вони є лідерами по сукупності найважливіших парів, хоч і не тримають рекорди по пар-риві. Твердотільні лазери посідають високі енергетичні пар-ри генерації (енергія в імпульсі до  $10^4$  Дж, сер потужність генерації до 700 Вт) зі значною дією в різних режимах – від режиму УК імпульсної пікосекундної 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 сенсифікацію, 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. Осільки 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 гази, їх суміші і пари металів. Енергетичні рівні в газах уширені слабо (кілька ГГц), осільки механізми уширення слабші, ніж у твердих тілах (уширення злітненням мале і уширення є в основному доплерівським). Тому в газових лазерах не використовуються оптична лампована 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 (аргонівий)
- 3) Молекулярні газові лазери ( $CO_2$ -лазер)
- 4) Ексимерні лазери

Спектральний діапазон генерації їх значно перевищує діапазон випромінювання інших типів лазерів – в межах 0.1 до 700 мкм. Вислідок слабкої взаємодії частинки газу ширина ліній генерації близька до природної (кілька ГГц). Це дозволяє отримати випромінювання з більшою монохроматичністю і когерентністю.

**15.1 НЕЛІНІЙНИЙ ВІДГКУ СЕРЕДОВИЩА. ЕФЕКТ ПОКЕЛЬСА І КЕРРА. ДВОХ- І БАГАТОФОТОННІ ПРОЦЕСИ.**

Нелазерні джерела мають малу напруженість поля випромінюваної хвилі ( $10^{12}$ ), що на 5-7 порядків менше ніж усереднені речовини. В слабких світлових полях "оптичний" ефект, який коливається від 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 5 цієї причини розповсюдження таких хвиль опи-лінійними 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 євняє лінійна оптика. У лазерях перебох цих полів об'єднують, тому "оптичний" електрон треба розглядати як ангармонічний осцилятор, і зв'язок  $P = \epsilon E$  буде теж нелінійним. Порушуються принципи суперпозиції, і, відповідно світлові хвилі, розповсюджуючись в середовищі, будуть взаємодіяти між собою, являючи себе, зокрема, в обмінні енергією між хвилями на різних частотах. Це на сподоб нелінійності матеріальних рівнянь Максвелла. Оптика яка євняє явища залежнї від інтенсивності хвилі називається нелінійною. Процес утворення поляризації середовища потребує деякого часу, через це відгук середовища на зовнішню дію буде відставати від моменту дії. Отже, поляризація середовища в даний момент визначається 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 дисперсію електричної сприйнятливості, розкладемо  $P$  та  $E$  по Фурє компонентам.

$$P(t) = \int_0^t P_0 e^{-i\omega t} dv$$

$$E(t-\tau) = \int_0^t E_0 e^{i\omega(\tau-t)} dv \text{ тобто } \int_0^t P_0 e^{-i\omega t} dv = \int_0^t E_0 e^{i\omega(\tau-t)} dv \text{ тобто } \vec{P}(t) = \alpha(t) \vec{E}(t), \text{ як}$$

бачимо, зі зростанням частоти випромінювання суттєво повинна проявлятися "неричність" середовища. Ефект Показь і Керра.

Вистриваніє полярних молекул ответственно за так называемый ориентационный эффект Керра, который интенсивно исследовался в связи с возможностью ориентации молекул в жидкостях. Его суть состоит в следующем: исходная оптически изотропная среда под действием постоянного электрического поля становится анизотропной и двулучепреломляющей. 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

**16.1 ЗМІШУВАННЯ, МНОЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ХВИЛЬ В НЕЛІНІЙНИХ КРИСТАЛАХ**

Розглянемо взаємодію двох монохроматичних хвиль, обмежившись квадратичним членом нелінійної сприйнятливості:

$$P = \alpha E + \chi E^2 \quad (1)$$

Розглянемо дві хвилі (при нульових поч. фазах):  $E_1(z,t) = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z)$  ;  $E_2(z,t) = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)$  .

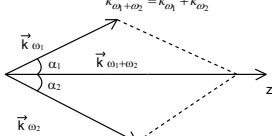

При суперпозиції хвиль:  $E(z,t) = E_1(z,t) + E_2(z,t)$

Підставивши в (1):  $P = \alpha [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)] + \chi [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]^2$

**16.2 ПАРАМЕТРИЧНА ГЕНЕРАЦІЯ**

Параметрична генерація світла – виникнення в середовищі під дією хвилі з частотою  $\omega$  двох хвиль – однієї з частотою  $\omega_1$  , а другій з частотою  $\omega_2 = \omega - \omega_1$

Параметрична генерація є одним з так званих „трифотонних переходів“. При ній монохроматичне випромінювання частоти  $\omega_1$  в присутності відповідного середовища перетворюється в фотони частот  $\omega_2$  ,  $\omega_3$

<p>це і є умова <b>фазового синхронізму</b></p> <p>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 різничевої хвилі:</p> $k_{\omega_1 - \omega_2} = k_{\omega_1} - k_{\omega_2}$ <p>Розглянемо вище відповідне випадку колінеарному розповсюдженню хвилі, і носить назву <b>колінеарного синхронізму</b>. 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> $k_{\omega_2}^2 = k_{\omega_1 + \omega_2}^2 + k_{\omega_1}^2 - 2k_{\omega_1 + \omega_2} k_{\omega_1} \cos \alpha_1$	<p><b>16.3 ФАЗОВИЙ (ХВИЛЬОВИЙ) СИНХРОНІЗМ</b></p> <p>Розглянемо хвилю нелінійної поляризації на сумарній частоті <math>\omega_1 + \omega_2</math>:</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> $v = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_{\omega_1} + k_{\omega_2}}, \text{ де } k_i = \frac{\omega_i - n_i}{c}$ <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> $v_{E_{\omega_1 + \omega_2}} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_{\omega_1 + \omega_2}}, \text{ де } k_{\omega_1 + \omega_2} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{c} n_{\omega_1 + \omega_2}$ <p>Внаслідок дисперсії показники заломлення для різних частот – різні. Різниця фаз між хвилями поляризації та перевипроміньовальної:</p> $\Delta\varphi = \int [k_{\omega_1 + \omega_2} - (k_{\omega_1} + k_{\omega_2})] dz$ <p>Тобто відбувається нерозподіл енергії між вхідними і утвореними хвилями під час їх розповсюдження. Характер нерозподілу залежить від цієї різниці фаз. Для того, щоб хвилю накопчування передавалися енергією перевипроміньовальної хвилі, потрібно щоб різниця фазових швидкостей була постійною і рівною нулю.</p> <p>Умова незмінності фаз:</p> $k_{\omega_1 + \omega_2} = k_{\omega_1} + k_{\omega_2}$
<p><b>ВИМУШЕНЕ РОЗСИЮВАННЯ</b> – 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.</p> <p>Якщо ВКР має просте квантово-механічне пояснення. Процес розсіювання світла молекулами можна розглядати як непружне зіткнення фотона з молекулою. При зіткненні фотон може віддати/отримати від неї лише так порцію енергії, як і рівні різниці її енергетичних рівнів. Розсіювання фотона може супроводжуватись переходами молекули між різними обертовими і коливними рівнями =&gt; утвориться ряд симетричних супутників - стоскові з <math>v_1 &lt; v</math> та антистоскові з <math>v_2 &gt; v</math>, причому <math>v_2 - v = v_1 - v_{\text{входивше}}</math>.</p> <p>ВРМБ має максимум при куті повороту <math>90^\circ</math>, тобто більша частина енергії відбивається назад. Це означає, що воно має ще й обернений фронт. Але через те, що при відбитті довжина хвилі змінюється, повної компенсації не відбудеться.</p>	<p><b>17.1 САМОФОКУСУВАННЯ ХВИЛЬ. ВИМУШЕНЕ РОЗСИЮВАННЯ СВІТЛА У НЕЛІНІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ НА КОЛІВАЛЬНИХ ПЕРЕХОДАХ (КОМБІНАЦІЙНЕ РОЗСИЮВАННЯ) І НА АКУСТИЧНИХ ХВИЛЯХ (РОЗСИЮВАННЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРІЛЛЮЕНА).</b></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, нелінійне відбиття.</p>  <p><b>Самофокусування світла</b> – в результаті зміни показника заломлення середовища під дією випромінювання відбувається стягування пучка в тонку "нитку", причому енергія променя не дисипує. Нехай є колінований пучок, що входить у середовище. Потужний промінь змінює показник заломлення, тому створюється лінза, яка фокусує промінь, причому зміна показника заломлення залежить від потужності променя: <math>n = n_0 + \lambda n_2 I</math>. 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. Стійкі 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, пороги та оптимальні значення параметрів резонатора.</p> <p>11. <i>Boiko (+)</i> 4) Перебудова частоти генерації лазера. Одномодова і багатомодова генерація, їх причини. Затягування частоти і межа монохроматичності. Провай Левба і активна стабілізація частоти лазера. Селекція типів коливань.</p> <p>12. <i>Yan (+)/1</i> Залежність параметрів активної речовини лазера від потужності накачки – з цього нет. ККД лазера - що єсть</p> <p>13. <i>Almi (+)</i> 5) Нестационарний режим роботи квантових генераторів і підсилювачів. Пічковий 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>Svystov(+)/1</i> Типи лазерів: твердотільні, газові, на фарбниках, хімічні, напіпровідникові, на центрах забарвлення, на вільних електронах, ренгенівські лазери.</p> <p>15. <i>Yurun(+)/1</i> Нелінійний відгук середовища. Ефект Покеяса і Керра. Двох- і багатотонні процеси.</p> <p>16. <i>Rabel(+)/3</i> Змшудування, множення оптичних хвиль в нелінійних кристалах. Параметрична генерація. Умови хвильового синхронізму.</p> <p>17. <i>Anshin(+)/1</i> Самофокусування хвиль. Вимушене розсіювання світла в нелінійних середовищах на коливальних переходах (комбінаційне) і на акустичних хвилях (Мандельштама-Бриллюена).</p> <p>18. <i>Yogenyu</i> Часове перетворення оптичних імпульсів, їх компресія до фемтосекундних тривалостей.</p>	<p>1. <i>Kilij(+)/1</i> Предмет вивчення квантової радіофізики і нелінійної оптики. Основні досягнення на сучасному етапі і проблеми. Перспективи напрямки розвитку.</p> <p>2. <i>VVV(+)</i> 1) 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>Isco(+)/1</i> Принцип роботи лазера. Схема накачки. Властивості лазерних пучків: монохроматичність, когерентність, направленість, ясравість. Тривалість лазерних імпульсів.</p> <p>4. <i>MoOn(+)/2</i> Методи аналізу ефектів резонансної взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною. Механізми уширення ліній. Однорідні і неоднорідне уширення. Принцип детальної рівноваги.</p> <p>5. <i>Szavay</i> Релаксація багатотонної системи. Суперколімінація.</p> <p>6. <i>Rael(+)/1</i> Інверсія в трьохрівневій системі в НВЧ і оптичному діапазоні. При-пульна схема. Залежність заселеності енергетичних рівнів від потужності накачки. Переваги чотирирівневої енергетичної схеми</p> <p>7. <i>Vitalik(+)/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>Taizis (+)/1</i> Процеси накачки, п ККД і квантовий вихід.</p>