

Мікро- та наноелектроніка, Фізичні основи нанотехнологій (проф. Находкін М.Г., доц. Голобородько А.О.)

Технологічні основи наноелектроніки (доц. Коваль І.П.)

35. Назвіть основні задачі, які розв'язує оптоелектроніка. Наведіть приклад оптоелектронної схеми.

36. Від чого залежить ефективність роботи напівпровідникових лазерів.

37. Порівняйте між собою схеми на уніполярних та біполярних транзисторах.

Статистична радіофізика (доц. Коваленко А.В.)

Сучасна квантова радіофізика та нелінійна оптика (проф. Григорук В.І.)

11. Проаналізуйте роботу лазера за 4-рівневою схемою.

12. Порівняйте ефекти взаємодії двох монохроматичних хвиль у квадратичному і кубічному нелінійних середовищах.

13. Співставте характеристики імпульсного лазерного випромінювання з і без синхронізації мод.

14. Яка фізична природа нелінійно-оптичних процесів в речовині?

15. Співставте механізми часового утворення лазерних імпульсів у волоконному світловоді.

16. Порівняйте характеристики спонтанного і вимушеного випромінювання.

17. Вкажіть причини і методи усунення просторової неоднорідності поля мод в резонаторі.

18. Порівняйте добротності стійких і нестійких резонаторів

35. Функціональна електроніка ст.76, книга Находкін ст. 303.

(https://radfiz.org.ua/share/radioelektronika/beh_kol1_fullteor/8_pro_optoelecr.html)

Оптоелектроніка є областю фізики та техніки, в якій вивчається та використовуються ефекти взаємного перетворення електричних та оптичних сигналів в речовині (головним чином в твердих тілах). Вона є одним із напрямків електроніки, який охоплює проблему одночасного використання оптичних та електричних методів прийому, передачі, обробки, зберігання та відображення інформації. Умовні границі оптичного випромінювання знаходяться в діапазоні частот $\sim 3 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{16}$ Гц (або довжин хвиль від 10 нм до 0,1 мм). До цього діапазону крім видимого світла, що сприймає людське око, прийнято також відносити інфрачервоне та ультрафіолетове випромінювання. Метою функціональної оптоелектроніки є спроба поєднати переваги використання оптичного діапазону довжин хвиль для обробки інформації та функціональної (фізичної) інтеграції з перевагами технологічної інтеграції, яка успішно використовуються в сучасній мікроелектроніці при виготовленні інтегральних мікросхем. Найбільш широке практичне використання оптоелектроніка знайшла для аналогової обробки сигналів та для побудови оптичних ліній зв'язку, в яких для обробки оптичних сигналів використовують їх взаємодію з речовиною, в якій керуючий сигнал міг створювати динамічні неоднорідності.

На рис. 5.1 зображена типова схема оптоелектронного пристрою. Генератор

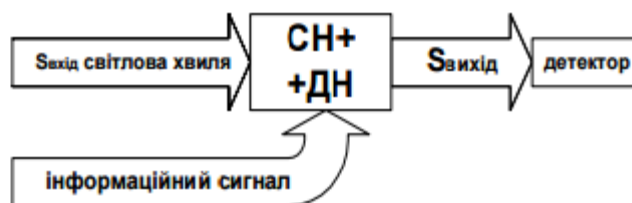


Рис.5. 1. Типова принципіальна схема оптоелектронних пристроїв.

вхідного сигналу створює несучу електромагнітну хвилю оптичного діапазону. Несуча світлова хвиля розповсюджується в оптично прозорій речовині, в якій створюються статичні неоднорідності, які відповідним чином впливають на параметри несучої світлової хвилі. Інформаційний сигнал, змінює оптичні властивості оптичного середовища тобто створює в речовині динамічні неоднорідності.

Динамічні неоднорідності відповідним чином розподілені в просторі і можуть змінюватись у часі. Взаємодія несучої хвилі з динамічними неоднорідностями модулюють її у просторі та часі, створюючи вихідний сигнал, котрий надходить до детектора і може бути або безпосередньо зареєстрованим у вигляді оптичного сигналу або бути претвореним детектором в електричний сигнал з подальшою обробкою за допомогою електронних систем. Із рис.5.1 видно, що до складу оптоелектронних пристроїв, як до складу інших пристроїв функціональної електроніки, входять генератор вхідного оптичного сигналу, активне оптоелектронне середовище, в якому відбувається розповсюдження та взаємодія вхідного сигналу з динамічними неоднорідностями, та детектор вихідного сигналу, а принципова схема оптоелектронних систем подібна до типових схем функціональної електроніки. Саме тому оптоелектроніка є розділом функціональної електроніки. Динамічні неоднорідності в активному середовищі створюються за допомогою за допомогою генератора керуючого електричного, магнітного або електромагнітного сигналів. Для цього використовуються такі явища:

- люмінесценція (електро-, катодо-, фото-);
- електрооптичні ефекти,
- магнітооптичні ефекти,
- акустооптичні ефекти,
- фотоелектричні ефекти,
- розповсюдження електромагнітних хвиль в ізотропних і анізотропних речовинах,
- нелінійні оптичні явища тощо.

36.

(https://radfiz.org.ua/share/radioelektronika/beh_kol1_fullteor/8_pro_optoelecr.html)

Напівпровідниковий лазер – це кристал міліметрових розмірів з арсеніду галію або інших подібних напівпровідників з р-п переходом. Кристал щільно затиснуто між струмопровідними електродами, які водночас служать і для відведення тепла, що виділяється в кристалі. Необхідною умовою роботи лазера (на відміну від звичайного світлодіода) є інверсія заселеності енергетичних рівнів, при якій кількість частинок у збудженому стані перевищує кількість незбуджених. В даному випадку це означає, що концентрація вільних електронів (і дірок) повинна перевищувати концентрацію незбуджених атомів напівпровідника, які утримують «при собі» свої валентні електрони. Така висока концентрація неосновних носіїв може бути створеною лише при дуже великих густинах струму інжекції – порядку 10^3 А/см² та вищих.

При наявності інверсної заселеності квант світла, який виник у напівпровіднику, матиме більшу імовірність викликати рекомбінацію одного з вільних електронів, ніж бути поглиненим незбудженими атомами ґратки. При цьому випромінюється новий квант, який має ті ж частоту, фазу, поляризацію і напрям руху як і квант, що його породив, тобто буде когерентним з ним. Подібне явище, коли один квант «допомагає» народженню іншого, називається вимушеним випромінюванням, і саме на цьому ґрунтується робота всіх лазерів. Виниклий квант може викликати нові акти вимушеного випромінювання, так що описаний процес має тенденцію розвиватися лавиноподібно, приводячи до висвітлювання все нових і нових квантів. Імовірність того, що квант світла викличе акт вимушеного випромінювання пропорційний часу взаємодії кванта з інверсно-заселеним середовищем. Тому з метою збільшення тривалості цієї взаємодії бічні грані кристала роблять плоско-паралельними, так щоб кристал в напрямі вісі ХХ являв собою оптичний резонатор. Кванти світла, багаторазово відбиваючись від бічних граней, перебувають в об'ємі кристала досить тривалий час і сприяють зростанню лавинних квантів. Накопичене в об'ємі кристала випромінювання потроху витікає через напівпрозорі бічні грані в напрямі вісі ХХ.

Головна складність при здійсненні успішної роботи напівпровідникового лазера – це велика густина граничних струмів, починаючи з яких досягається інверсна заселеність, і випромінювання стає когерентним. Ці струми викликають сильне нагрівання кристалу, охолодити його не вдається навіть за допомогою щільно притиснутих до нього масивних електродів. Тому у більшості випадків вдається реалізувати лише імпульсну роботу подібних лазерів, коли імпульси струму чергуються з тривалими паузами, протягом яких кристал остигає.

Більшість напівпровідникових лазерів працює в ІЧ діапазоні та довгохвильовій частині видимого діапазону. Коефіцієнт корисної дії напівпровідникових лазерів може сягати 50-70%, що набагато

більше ніж у лазерів інших типів. Проте, зважаючи на мініатюрні розміри кристалу, абсолютні потужності випромінювання невеликі і складають звичайно долі Вт.

(*Ці лазери застосовуються найбільш широко. Безпосереднє живлення від низьковольтних джерел струму, високий ККД, простота і компактність, висока швидкодія визначають їх переваги. Вони є наймініатюрнішими, надійними і довговічними.

1) інжекційні : в них інверсний стан утворюється шляхом зустрічної дифузії ел і дірок в діоді при прямій напрузі.

2) З електронним або оптичним накачуванням : інверсія створюється швидкими ел або фотонами.

3) Стримерні : сильне електричне поле за рахунок лавини носіїв створює у вузькому каналі інверсну заселеність.

Напівпровідникові лазери мають високий коеф підсилення, відповідно малі розміри активних ел-тів (частки мкм). Довжина хвилі генерації визначається шириною забороненої зони.

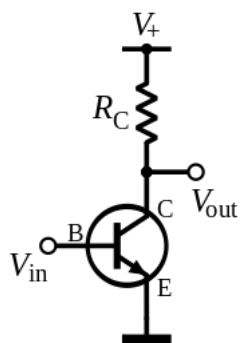
Діапазон генерації : 0.32 – 8.5 мкм.*)

37.

Від біполярного транзистора польовий транзистор відрізняється, по-перше, принципом дії: в біполярному транзисторі управління вихідним сигналом проводиться вхідним струмом, а в польовому транзисторі - вхідною напругою або електричним полем. По-друге, польові транзистори мають значно більший вхідний опір, що пов'язано із зворотним зсувом р-п-переходу затвора в розглянутому типі польових транзисторів. По-третє, польові транзистори можуть мати низький рівень шуму (особливо на низьких частотах) через те, що в польових транзисторах не використовується явище інжекції неосновних носіїв заряду і канал польового транзистора може бути відділений від поверхні напівпровідникового кристала. Процеси рекомбінації носіїв в р-п переході і в базі біполярного транзистора, а також генераційно-рекомбінаційні процеси на поверхні кристала напівпровідника супроводжуються виникненням низькочастотних шумів.

писати по бажанню (Для включення в електричну схему транзистор повинен мати чотири виводи — два вхідних і два вихідних. Але транзистори всіх різновидів мають лише три виводи. Для включення трививідного приладу необхідно два виводи об'єднати, і оскільки таких комбінацій може бути лише три, то існують і три базові схеми включення транзистора.

Схеми включення біполярного транзистора



схемою зі спільним емітером

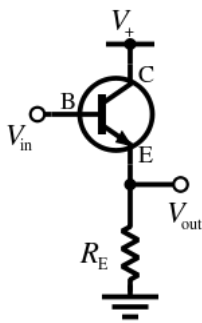


Схема зі спільним колектором

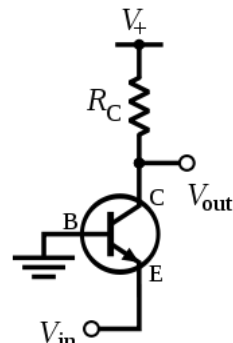


схема зі спільною базою

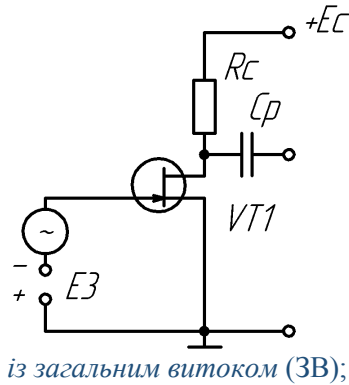
зі спільним емітером (СЕ) — вхідний сигнал подається на базу, а знімається з колектора. При цьому фаза вихідного сигналу є протилежною до фази вхідного сигналу. Забезпечує підсилення як струму, так і напруги. Є найпоширенішою схемою;

зі спільним колектором (СК) — вхідний сигнал подається на базу, а знімається з емітера. Застосовується для підсилення струму. Характеризується високим коефіцієнтом підсилення струму і коефіцієнтом передачі напруги близьким до одиниці (але меншим від неї). Використовується для узгодження високоімпедансних джерел сигналу з низькоомними опорами навантажень;

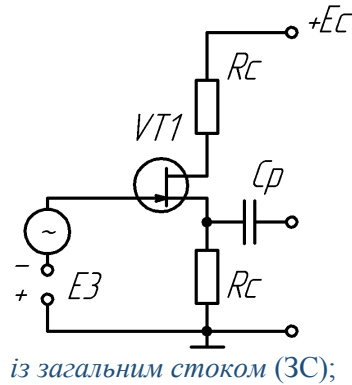
зі спільною базою (СБ) — характеризується відсутністю підсилення по струму, високим коефіцієнтом підсилення напруги і помірним (в порівнянні зі схемою зі спільним емітером) коефіцієнтом підсилення потужності. Вхідний опір дуже малий, а вихідний — великий. Фази вхідного і вихідного сигналу збігаються. Особливістю схеми є мінімальний «паразитний» зворотний. Тому схема зі спільною базою найчастіше використовується для побудови високочастотних підсилювачів.

Схеми включення уніполярного польового транзистора

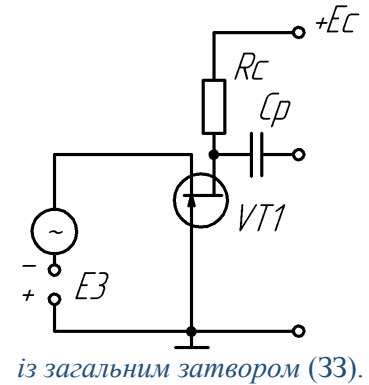
Уніполярний транзистор є чотирьохполюсником, для якого розрізняють *три різновиди схем включення, а саме: із загальним витоком, з загальним стоком і з загальним затвором.*



із загальним витоком (ЗВ);



із загальним стоком (ЗС);



із загальним затвором (ЗЗ).

Схема включення із загальним витоком характеризується такими параметрами:

По-перше, великим входним опором від $R_{вх} = 10^{11}$ до 10^{15} Ом. Він має ємнісний характер й зменшується при збільшенні частоти сигналу.

По-друге, помірним вихідним опором.

По-третє, значним коефіцієнтом підсилення напруги

Таким чином, здебільшого МОН транзистори в схемах із загальним витоком використовуються в режимі насичення для конструювання підсилювачів напруги та логічних схем.

Схема включення із загальним стоком має великий входний опір. Її коефіцієнт підсилення напруги менший одиниці, але коефіцієнт підсилення потужності значний через значну величину відношення входного та вихідного імпедансів. Вони здебільшого застосовуються, як узгоджувальні елементи складних електронних схем.

Системи із загальним затвором має малий входний опір та низький вихідний і використовуються як узгоджувальний елемент у складних електронних схемах.) писати по бажанню

На практиці найчастіше застосовується схема із загальним витоком, аналогічна до схеми на біполярному транзисторі із загальним емітером (ЗЕ). Каскад із загальним витоком дає дуже велике підсилення струму і потужності. Схема із загальним затвором аналогічна до схеми із загальною базою (ЗБ). Вона не дає підсилення за струмом, і тому підсилення потужності в ній у багато разів менше, ніж у схемі з ЗВ. Каскад із загальним затвором має низький входний опір, і тому рідко застосовується у підсилювальній техніці.

Висновки

Із розробкою технології інтегральних схем польові транзистори майже витіснили біполярні транзистори з більшості галузей електроніки. Понад 100 млн транзисторів у процесорі комп'ютера є польовими транзисторами. Вони використовуються також у мікросхемах, які входять до складу більшості радіоелектронних приладів: мобільних телефонів, телевізорів, пральних машин, холодильників тощо.

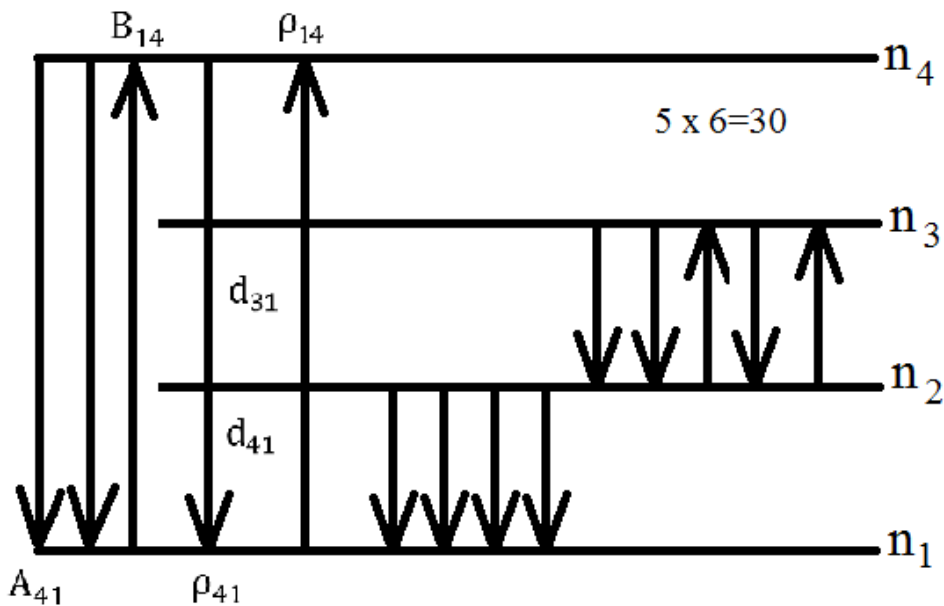
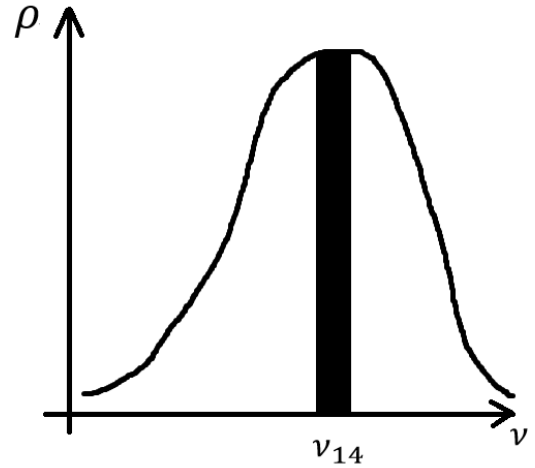
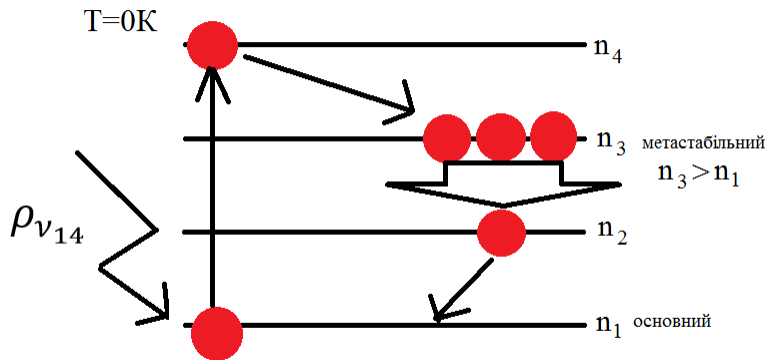
Стрімко розвиваються галузі застосування потужних польових транзисторів. У силовій електроніці потужні польові транзистори успішно замінюють і витісняють потужні біполярні транзистори. В підсилювачах потужності звукових частот класу Hi-Fi і Hi-End потужні польові транзистори успішно замінюють потужні електронні лампи, оскільки мають малі нелінійні і динамічні спотворення.

11.

(https://www.google.com.ua/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=9&ved=0ahUKEwjvvaqG7dPUAhVBYZoKHRiaCIMQFghjMAg&url=https%3A%2F%2Fradfiz.org.ua%2Ffiles%2FNOT%2520SORTED%2Fzemskoff_IVT_s6_20140125_yse%2FGrigoryk%2FModul_2%2F%25EB%25D7%25C1%25CE%25D4%25CF%25D7%25C1%2520%25D2%25C1%25C4%25A6%25CF%25C6%25A6%25DA%25C9%25CB%25C1%2520%25D4%25C1%2520%25CE%25C5%25CC%25A6%25CE%25A6%25CA%25CE%25C1%2520%25CF%25D0%25D4%25C9%25CB%25C1.doc&usg=AFQjCNF44dAbsOg8l2_mtnI6YwkebWkZRg)

Принцип роботи чотирирівневої схеми, такий. За допомогою накачування частинки з основного стану і збуджуються на рівень 4. При цьому можна вважати, що:

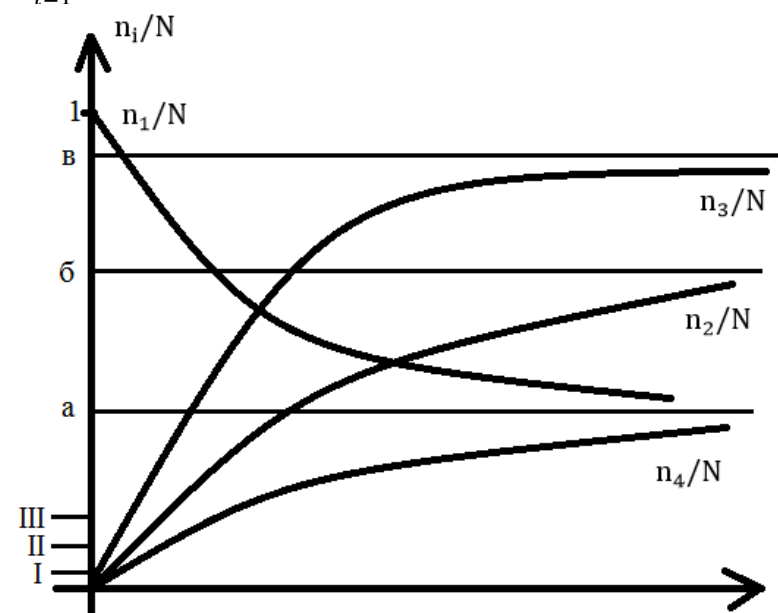
$f_{14} = \int B_{\text{нак}} p_{\text{нак}} dv = B_{14} p_{14}$ (інтеграл береться по всій області смуг поглинання, що можуть мати декілька лабільних рівнів, які для спрощення можна розглядати як один широкий рівень). Потім з великою ймовірністю безвипромінювального переходу квантові частинки переходять на метастабільний рівень 3. Переходи ж частинок $3 \rightarrow 2$ дають або люмінесценцію, або, якщо створені необхідні умови, індуковане випромінювання, і, нарешті, в результаті безвипромінювального переходу $2 \rightarrow 1$ квантові частинки повертаються на основний рівень. Отже, якщо робоче тіло підібрано так, щоб $\hbar\nu_2 \gg kT$ 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 легше отримати інверсний стан, оскільки досить «загнати» на рівень 3 незначну частину квантових частинок. ЧЕ ми вже отримали інверсний стан, тому що рівень 2 практично вільний.



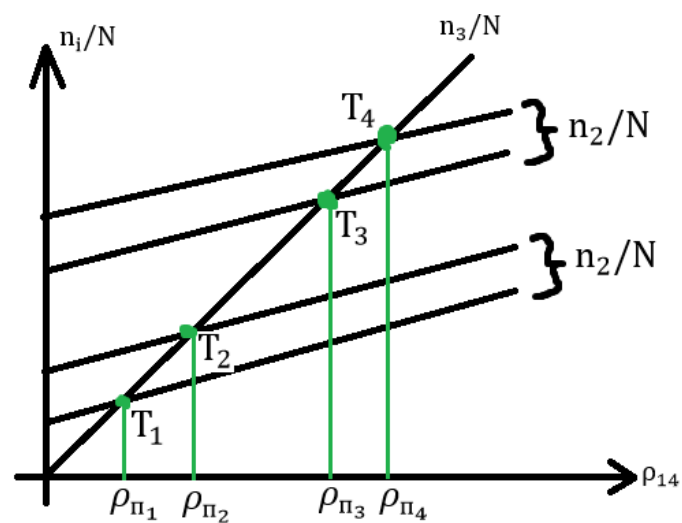
$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= A_{41}n_4 + B_{41}S_{41}n_4 + d_{41}n_4 - B_{14}\rho_{14}n_1 - d_{14}n_1 + (3 \leftrightarrow 1) + (2 \leftrightarrow 4) \\ \frac{dn_2}{dt} &= \dots \\ \frac{dn_3}{dt} &= \dots \\ \frac{dn_4}{dt} &= \dots \end{aligned}$$

$$n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = N$$

$$\begin{cases} \frac{dn_i}{dt} = 0 \\ \sum_{i=1}^4 n_i = N \end{cases}$$



I \rightarrow n_4
 II \rightarrow n_3
 III \rightarrow n_2



$$a \rightarrow \frac{f_{21}(f_{31} + f_{32})}{F}$$

$$6 \rightarrow \frac{f_{42}(f_{31} + f_{32}) + f_{32}f_{43}}{F}$$

$$B \rightarrow \frac{f_{21}f_{42}}{F}$$

$$F = 2f_{21}(f_{31} + f_{32}) + f_{42}(f_{31} + f_{32}) + f_{43}f_{21} + f_{32}f_{42}$$

§ 238. Параметрические нелинейные явления

В § 236 было выяснено, что две плоские монохроматические волны с частотами ω_2, ω_3 , распространяющиеся в среде с квадратичной нелинейностью, возбуждают поляризацию вида (236.7)

$$A_2 A_3 \cos [(\omega_3 - \omega_2) t - (k_3 - k_2) r], \quad (238.1)$$

850

ЛАЗЕРЫ, НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

изменяющуюся с частотой $\omega_3 - \omega_2$ (предполагаем, что $\omega_3 > \omega_2$). Направим в среду еще одну волну, обладающую именно такой частотой $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$,

$$A_1 \cos (\omega_1 t - k_1 r); \quad \omega_1 = \omega_3 - \omega_2. \quad (238.2)$$

Тогда нелинейная поляризация (238.1) будет усиливать или ослаблять поле на частоте ω_1 . С другой стороны, возбуждятся составляющие нелинейной поляризации вида

$$A_1 A_3 \cos [(\omega_3 - \omega_1) t - (k_3 - k_1) r]; \quad A_1 A_2 \cos [(\omega_1 + \omega_2) t - (k_1 + k_2) r], \quad (238.3)$$

которые вызовут усиление или ослабление волн с частотами ω_2, ω_3 соответственно. Таким образом, распространение в нелинейной среде трех волн, частоты которых связаны соотношением

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (238.4)$$

сопровождается обменом энергией между ними, причем направление обмена определяется отношениями амплитуд и разностями пространственных частей фаз. Максимальный эффект возникает, очевидно, при выполнении равенства

$$k_1 + k_2 = k_3, \quad (238.5)$$

которое обеспечивает сохранение соотношения между пространственными частями фаз во всем объеме среды и пространственное накопление эффекта обмена энергией между волнами. Соотношение (238.5) называют *векторным условием пространственной синфазности*.

Рассмотрим случай, когда одна из волн, наиболее высокочастотная (ω_3), имеет значительно большую амплитуду, чем две остальные. Тогда, очевидно, энергия волны 3 будет передаваться волнам 1 и 2, т. е. будет происходить их усиление за счет энергии волны 3. Это явление, открытое в 1965 г. (С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов с сотр., Джердмейн, Миллер), называется *параметрическим усилением света* *).

Условие (238.5) нельзя выполнить в изотропных средах с нормальной дисперсией показателя преломления даже для случая однонаправленных волн. Тем более оно невыполнимо при различных направлениях векторов k_1, k_2, k_3 . Сказанное вытекает из неравенств $|k_3| > |k_2| + |k_1| > |k_2 + k_1|$, первое из которых легко доказать (см. упражнение 259), а второе самоочевидно. Однако в анизотропных кристаллах условию синфазности можно

*) Происхождение названия связано с тем, что явление можно рассматривать как результат модуляции оптических параметров среды (показателя преломления, диэлектрической проницаемости) с частотой ω_3 вследствие нелинейного взаимодействия с мощной волной 3.

удовлетворить аналогично тому, как это было выяснено по отношению к генерации второй и третьей гармоник (см. § 236), если в качестве волн 1, 2, 3 использовать обыкновенные и необыкновенные волны. В случае, например, одноосного кристалла дигидрофосфата калия (KH_2PO_4) можно выполнить условия

$$k_1^o + k_2^o = k_3^e, \quad k_1^e + k_2^e = k_3^o, \quad (238.6)$$

где индексы o и e отмечают обыкновенные и необыкновенные волны. Для одноосного кристалла LiNbO_3 , обладающего очень большой нелинейностью, можно удовлетворить только первому из этих условий.

Отметим, что эффективность параметрического усиления пропорциональна амплитуде возбуждающей волны, как это видно из выражений (238.1), (238.3), в которых фигурирует первая степень

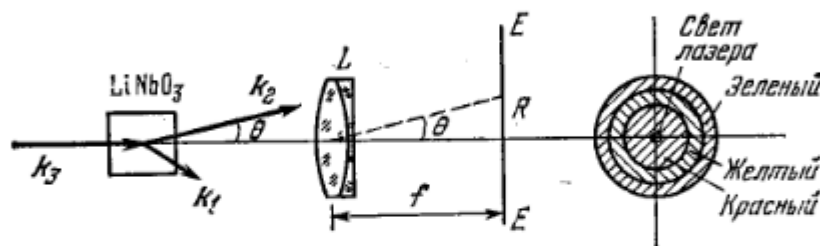


Рис. 41.12. Схема опыта по наблюдению параметрической люминесценции. Преломление на грани кристалла не принято во внимание.

A_3 . При мощности волны 3, равной $5 \cdot 10^6$ Вт/см², коэффициенты усиления для KH_2PO_4 и LiNbO_3 имеют значения 0,05 см⁻¹ и 0,5 см⁻¹ соответственно.

В рамках квантовых представлений процесс передачи энергии волны 3 волнам 1, 2 интерпретируется как «распад» фотона $\hbar\omega_3$ на два фотона $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, причем соотношение (238.4) выражает закон сохранения энергии $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$, выполняющийся в каждом элементарном акте распада.

Опыт показывает, что распад фотона мощной волны происходит и в отсутствие волн 1, 2, т. е. самопроизвольно, спонтанно. Схема эксперимента показана на рис. 41.12. Параллельный пучок лазерного света, например от аргонового лазера ($\lambda = 0,5$ мкм), падает на кристалл ниобата лития. Выходящее из него излучение наблюдается на экране EE , расположенном в фокальной плоскости линзы L , так что окружности радиуса R в плоскости экрана отвечает угол $\theta = \arctg(R/f)$ между осью системы и направлением распространения света, выходящего из кристалла. В отсутствие кристалла на экране видна только одна яркая точка, соответствующая фокусировке лазерного пучка. В присутствии кристалла освещенной оказывается область экрана в виде круга с угловыми размерами порядка 10° , как схематически показано в правой части рис. 41.12. Центр

14. Яка фізична природа нелінійно-оптичних процесів в речовині?

Глава 8. ОПТИЧНА БІСТАБІЛЬНІСТЬ

8.1. Оптична бістабільність (гістерезис)

14 питання можна взяти з книги находкіна "функціональна електроніка" 8 глава "Оптична бістабільність (гістерезис)" 85 стр

Середовище може *нелінійно сприймати оптичний сигнал*. Одним з проявів нелінійності оптичного середовища є явище *оптичної бістабільності*. Воно полягає в тому, що в нелінійних системах із зворотним зв'язком при певних потужностях світлового випромінювання та певній його поляризації виникає два стійких стани поля електромагнітної хвилі, що пройшла крізь цю систему. Ці два стани відрізняються амплітудою та (або) параметрами поляризації. Оптична бістабільність є своєрідним *оптичним гістерезисом*. Її можна спостерігати за допомогою пасивних резонаторів заповнених прозорим нелінійним середовищем або за допомогою гібридних систем, в яких зворотний зв'язок здійснюється через управління параметрами нелінійного середовища електричним сигналом від детектора світлового променя, котрий пройшов крізь систему.

$$\frac{I_t}{I_i} \cong \frac{E_i^* E_t}{E_i^* E_i} = \frac{(t_1 t_2)^2 \exp\{-\mu L\}}{(1 + (r_1 r_2)^2 - 2 r_1 r \cos 2\beta)}$$

Аналіз цього виразу показує, що відношення інтенсивностей електромагнітних хвиль, складним чином залежить від коефіцієнта поглинання світла в резонаторі μ та зміну набігу фази β , яка залежить від показника заломлення світла в речовині резонатора n . Коефіцієнт поглинання світла μ та показник заломлення n нелінійної речовини залежать від E тобто від інтенсивності світлового потоку. Їх зміни впливають на відносну інтенсивність I_t/I_i і появу двох стійких станів речовини в резонаторі. Це явище існування двох оптичних станів речовини називається *оптичною бістабільністю*.

Розрізняють два різновиди оптичної бістабільності: *адсорбційну*, котра визначається зміною коефіцієнта поглинання світла μ , та *дисперсійну оптичну бістабільність*, котра залежить від зміни набігу фази β , який в свою чергу залежить від показника заломлення n речовини в резонаторі.

Причиною появи *адсорбційної бістабільності* є залежність коефіцієнта поглинання світла μ від концентрації початкових і кінцевих станів. Концентрація цих станів залежить від інтенсивності світла, що поглинається I_i . Дійсно, при поглинанні світлових квантів з енергією більшою ширини забороненої зони, збуджуються електронно-діркові пари, кількість яких пропорційна інтенсивності світла, що поглинається $(I_i/h\nu)$. Електрони і дірки втрачають свою кінетичну енергію і накопичуються біля дна зони провідності і стелі валентної зони відповідно. Вони заповнюють початкові і кінцеві стани в обох зонах, що зменшує швидкість зростання кількості актів поглинання світла. В зонах відбувається майже повне виродження електронних станів. Таким чином, із збільшенням I_i *коефіцієнт поглинання світла μ зменшується і досягає насичення*. Насичення поглинання впливає на відношення інтенсивностей I_t/I_i . при малих інтенсивностях світла I_i його поглинання середовищем значне і рівень сигналу, що пройшов крізь речовину малий (нижня частина кривої). Коли інтенсивність світла I_i стає значною ($I_i \geq I_{i,c}$) і μ виходить на насичення, то рівень вихідного сигналу стає високим (верхня крива). Таким чином, *нелінійність, пов'язана з насиченням поглинання спричиняє оптичну бістабільність*. В одному із бістабільних станів система більш прозора, ніж і іншому стані, де вона менш прозора.

Другий випадок є *дисперсійна бістабільність*. Причиною її появи є залежність показника заломлення речовини резонатора від напруженості електричного поля світлової хвилі. З урахуванням ефекту Керра можна записати такий вираз для показника заломлення

$$n = n_0 + nE^2 = n_0 + \kappa I_t \quad (8.5)$$

Глава 8. Оптична бістабільність

Підставмо цей вираз (5.37) в формулу для набігу фази β

$$\beta = \frac{2\pi L}{\lambda_0} n = \frac{2\pi L}{\lambda_0} n_0 + \frac{2\pi L \kappa}{\lambda_0} I_t = \beta_0 + \kappa_1 I_t \quad \text{або} \quad (8.6)$$

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{\beta - \beta_0}{\kappa_1 I_i}$$

де $\kappa_1 = 2\pi \kappa L / \lambda_0$. Таким чином, відношення інтенсивності I_t/I_i описується системою двох рівнянь (8.5) і (8.6). Їх можна розв'язати графічно. На рис.5.35 суцільною кривою зображена залежність I_t/I_i від β за рівнянням (8.5), а прямими лініями зображена залежність (8.6). Рішення системи будуть точки перетину цих двох залежностей. Розглядаючи різні випадки великих і малих β , ми приходимо до такого висновку. При малих значеннях інтенсивності має місце лінійна залежність I_t від I_i (область в околі точки А). Збільшення I_i призводить до того, що в точці С з'являється ще одне рішення - точка перетину F. Тому графічний розв'язок цієї системи рівнянь має вигляд петлі гістерезису. Він зображений на рис.8.3.b. Видно, що нелінійність показника заломлення призводить до появи бістабільних станів при одному значенні інтенсивності хвилі, що падає I_i : в одному стані прозорість значна, а в другому незначна. Дисперсійна оптична бістабільність є проявом *оптичного гістерезису*, який ілюструється залежністю I_t від I_i на рис.8.3.b.

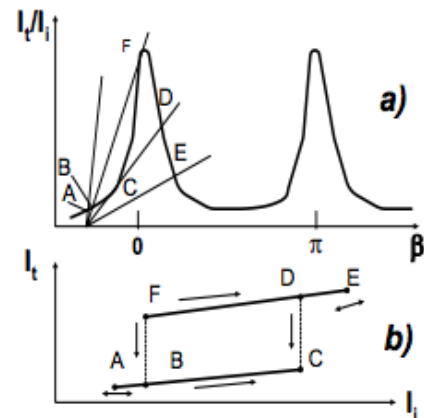
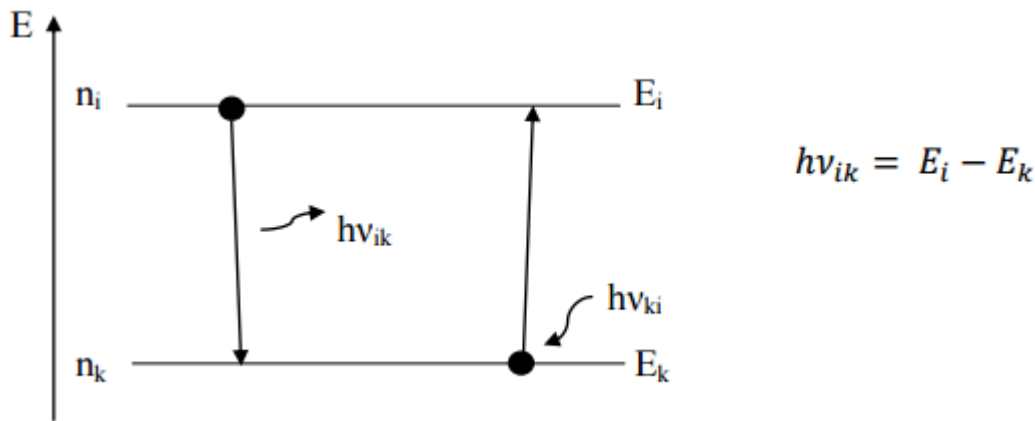


Рис.8.3. Залежність $I_t/I_i = f(I_i)$ для дисперсійної бістабільності за формулою (5.89) - а) і функція $I_t(I_i)$, котра була отримана рішенням системи двох рівнянь - б) .

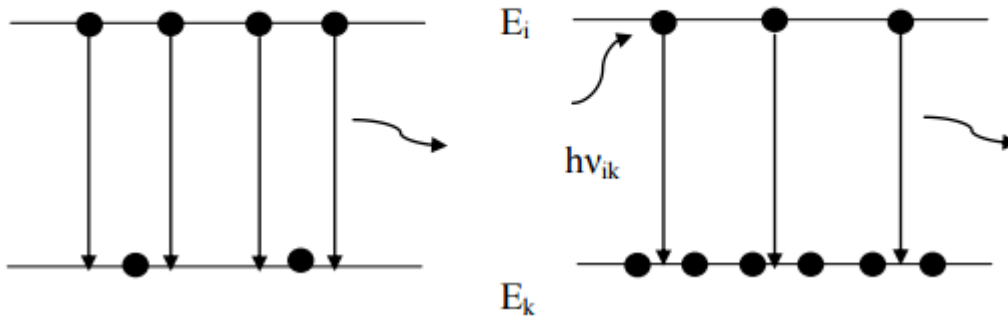
16. Порівняйте характеристики спонтанного і вимушеного випромінювання Перш за все, слід показати, що взагалі являє собою процес випромінювання фотонів кристалом. Суть цього явища полягає у тому, що при переході частинки з верхнього енергетичного рівня i на нижній k , відбувається утворення й, власне, випромінювання кванта світла, як показано на наступному малюнку:



Як бачимо, поглинання світла є завжди вимушеним процесом, адже зразок, тобто кристал, очевидно треба опромінювати світлом, кванти якого будуть викликати переходи з рівня k на рівень i . Проте за різних концентрацій частинок на енергетичних рівнях i та k , може мати місце як процес вимушеного випромінювання світла, так і процес спонтанного випромінювання, більш того, слід відзначити, що бувають випадки безвипромінювальних переходів, тоді кінетична енергія частинки буде передаватися частинкам на рівні k . Розглянемо тепер детальніше випадки вимушеного та спонтанного випромінювання:

Спонтанне

Вимушене



Як бачимо, за умови підвищеної концентрації частинок на рівні i (система з інверсною заселеністю, що на практиці можна досягти шляхом оптичного накачування), з певною вірогідністю можуть виникати переходи частинок на нижній рівень, що зумовлює випромінювання квантів світла. Цей процес несе назву спонтанного випромінювання. В іншому випадку, коли система знаходиться в умовах термодинамічної рівноваги, при опроміненні кристалу квантами світла, збуджуючий квант $h\nu_{ik}$ може викликати декілька переходів частинок з рівня i на нижній рівень, внаслідок чого виникає випромінювання декількох квантів світла з системи. Такий процес має назву вимушеного випромінювання.

В прикладних застосуваннях, вимушене випромінювання є кращим для використання, адже, порівняно зі спонтанним випромінюванням, воно характеризується направленістю, монохроматичністю та більшою інтенсивністю випромінюваного світла. Співвідношення імовірностей переходів частинок з верхнього на нижній рівень, в обох випадках, можна відобразити наступним чином:

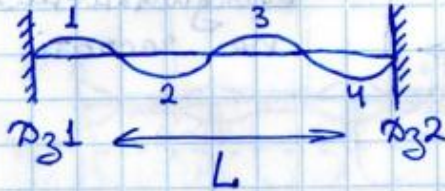
$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik}$$

Де, відповідно, A_{ik} – це імовірність переходу однієї частинки з верхнього на нижній рівень в системі, а B_{ik} – це імовірність вимушеного випромінювання кванта світла.

17. Вкажіть причини і методи усунення просторової неоднорідності поля мод в резонаторі.

Лекція 9. Продовження

Тема: Спектр мод резонатора



Розглянемо поведінку хвиль в резонаторі (ТЕМ):
 ν_{TEM} , де l - поздовжний індекс ($\frac{1}{2}$ на L)

ν_M - поперечні індекси, відповідно

Власні моди (частоти) цього резонатора можна подати у вигляді:

$$\nu_{\text{TEM}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(l \frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(y \frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\mu \frac{\pi}{a}\right)^2}$$

Розглянемо окремий випадок $L \gg a$:

$$L \approx 10^2 \text{ см} \sim 1 \text{ м} ; \quad a \sim 1 \text{ см}$$

$$(1) \Rightarrow Q = 10^8 = \frac{\nu}{\Delta\nu} \Rightarrow \Delta\nu = \frac{10^{14}}{10^8} = 10^6 = 1 \text{ МГц}$$

$$(2) \Rightarrow l = \frac{L}{\lambda/2} = 2 \cdot 10^6 \Rightarrow y, \mu \sim 10^2 \quad (y, \mu \sim 5 \div 10) \quad l \gg y, \mu$$

Тепер визначимо віддал між двома поздовжними модами (випадок кубового резонатора) з нульовими поперечними модами:

$$\nu_{l+1,0,0} - \nu_{l,0,0} = \frac{c(l+1)}{2L} - \frac{cl}{2L} = \frac{c}{2L}$$

16.11

P.S.:

Чим менше тиск газу в об'ємі тим менше теплопровідність

Дві з'єднані системи намагаються досягнути стану ТДР

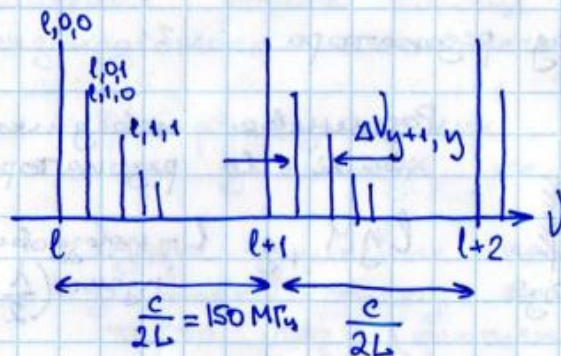
Є шіфр, що відбивають із-об'єкту, що зберігає тепло



?

Відобразимо вигнубігні моти:

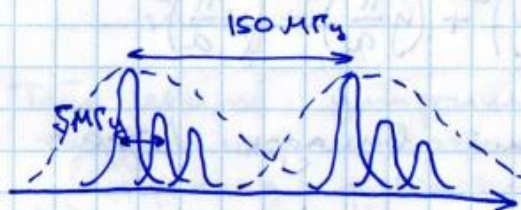
Друга мода має два набори індексів, бо вони симетричні по абсолют. значенню



Ік вигно повздов-тні моти (l, 0, 0) є еквіістатнтні по гастоті

мода — це резонансна власна гастота резонатора (на ній відбувається резонанс та генерація)
P.S: моти між собою стат. незалежні?

Поперекні моти не є еквіістатнтні та моти відбутиса накладання мот з іх ушпрення:

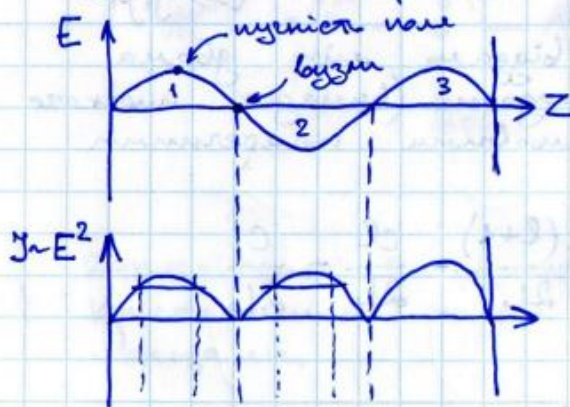


$$\delta \nu_{y+1, y} = \frac{c L}{2 l a^2} \left(y + \frac{1}{2} \right)$$

$$\delta \nu_{l+1, l} = ?$$

$$\nu_{l, y, \mu} = \frac{c}{4L} (2l+1+\mu+y) ; \delta \nu_{y+1, y} = \delta \nu_{\mu+1, \mu} = \frac{c}{4L} ; \delta \nu_{l+1, l} = \frac{c}{2L}$$

Розлінемо тепер електромагнітну хвилю (поле):

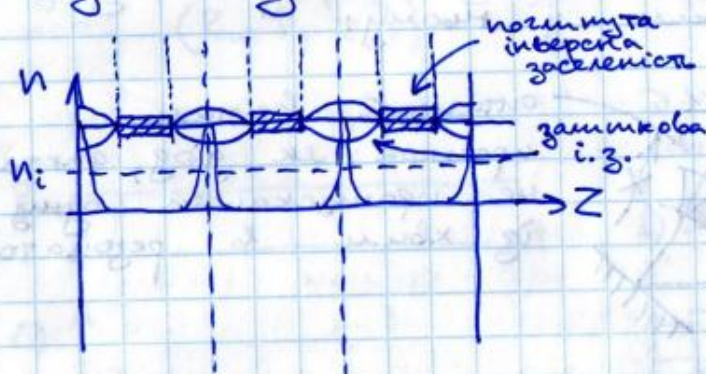


$$E = E_0 \sin kz$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Щоб відбувалася генерація лазера активного середовища має бути інверсна заселеність на енергетичному рівні та кількість фотонів на моді має бути відносно великою, тоді об'єднаємо ці твердження:

активне
середовище
тут мод
газ



Тобто, за рахунок цього існування в резонаторі стоячої хвилі відбувається утворення неоднорідності інверсної заселеності.

Це
краткор.
неоднор.
рез. мод.

Внаслідок цієї неоднорідності утворяться додаткові моди, внаслідок чого, лазер буде генерувати на декількох модах (тобто не монохроматично)

Треба реалізувати діючу хвилю в резонаторі, щоб, під час її розповсюдження в ньому, залишкова інверсна заселеність поступово поглиналася (затухала)

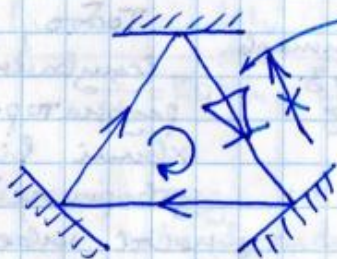
$$l = \frac{L}{1/2}$$

23.11

Лекція 10. Прогнозування

Для того, щоб утворити біжучу хвилю в резонаторі, його конструюють із трьох дзеркал та встановлюються нерівні умови для двох хвиль у ньому:

1)



оптичний вектори
працює як діод, фактично,
не пропускає одну
із хвиль в резонаторі

2)



спеціальна поверхня
не відбиває одну із
хвиль, або слабо відбиває
(тобто коеф. відбиття для
хвиль в резонаторі
неоднаковий)

Розглянемо випадок біжучої генерації:

