

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЧЕРНІВЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЮРІЯ ФЕДЬКОВИЧА
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИХ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ НАУК

Конспект лекцій з навчальної дисципліни
ЕЛЕКТРОННІ ТА КВАНТОВІ ПРИСТРОЇ НВЧ

для студентів спеціальності
152 – Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка»
172 – Телекомунікації та радіотехніка

*Ухвалено Вченою радою ІФТКН
(протокол № 11 від 30. 12. 2022 р.)*

Чернівці
2022

Конспект лекцій з навчальної дисципліни «Електронні та квантові пристрої НВЧ» для студентів всіх форм навчання спеціальності «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка», «Телекомунікації та радіотехніка», ННІФТКН ЧНУ / Уклад.: Вікторовська Ю.Ю. – Чернівці: ЧНУ. – 2022. – 102 с.

Навчальне видання
Конспект лекцій з навчальної дисципліни
ЕЛЕКТРОННІ ТА КВАНТОВІ ПРИСТРОЇ НВЧ

Укладач: *Вікторовська Ю.Ю., канд. фіз-мат. наук, доц.*

Зміст

РОЗДІЛ 1. ПРЕДМЕТ ТА ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ.

- §1. Предмет оптоелектроніки.
- §2. Поперечність світлових хвиль. Лінійно поляризоване світло.
- §3. Подвійне променезаломлення.
- §4. Ефект Керра.
- §5. Ефект Коттона-Мутона.
- §6. Ефект Фарадея.
- §7. Акустооптичний Ефект.

РОЗДІЛ 2. ДЖЕРЕЛА ТА ПРИЙМАЧІ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

- §1. Види джерел випромінювання. Основні характеристики.
- §2. Інжекційні світло діоди з р-n переходами.
- §3. Поглинання світла в твердих тілах.
- §4. Види фотоприймачів і їх основні характеристики.
- §5. Фоторезистори.
- §6. Фотодіоди з р-n переходами.
- §7. р-і-n фотодіод.
- §8. Фотодіоди з поверхневими бар'єрами.
- §9. Лавинні фотодіоди.
- §10. Фототранзистор.

РОЗДІЛ 3. ОПТРОНИ ТА ОПТОЕЛЕКТРОННІ МІКРОСХЕМИ.

- §1. Принцип роботи та основні параметри оптрона.
 - 1.1. Схема оптрона.
 - 1.2 Елементи оптопари.
 - 1.3 Параметри, що характеризують роботу оптронів.
- §2. Типи оптронів.
 - 2.1 Резисторні оптопари.
 - 2.2 Діодні оптопари.
 - 2.3 Транзисторні оптопари.
 - 2.4 Тиристорні оптопари.
 - 2.5. Параметри оптронів різного типів.
 - 2.6 Оптоелектронні мікросхеми.
- §3. Застосування оптронів.
 - 3.1 Застосування оптронів в цифрових і лінійних схемах.
 - 3.2 Керування процесами в високовольтних ланцюгах.
 - 3.3 Використання оптронів для отримання інформації оптичним методом.
 - 3.3.4 Інші застосування оптронів.

РОЗДІЛ 4. ОПТИЧНІ МОДУЛЯТОРИ, ОПТИЧНІ ДЕФЛЕКТОРИ ТА ОПТИЧНІ ТРАНСПАРАНТИ.

- §1. Модулятори оптичного випромінювання.
- §2. Характеристики і параметри оптичних модуляторів.
- §3 Електрооптичні дефлектори.
- §4. Оптичні транспаранти.
- §5. Електрично керовані транспаранти.
- §6. Принципи роботи оптично-керованих транспарантів.

РОЗДІЛ 5. ІНДИКАТОРНІ ПРИЛАДИ.

- §1 Деякі характеристики зору.
- §2. Вакуумні люмінесцентні прилади.
- §3. Газорозрядні індикатори.
- §4. Рідкокристалічні прилади.

РОЗДІЛ 5А. КЛІСТРОНИ.

- §1. Дворезонаторний пролітний клістрон

§2. Параметри дворезонаторного підсилювального клістрона

§3. Багаторезонаторний пролітний підсилювальний клістрон

§4. Інші види клістронів

4.1. Підсилювальні клістри.

4.2. Генераторні клістри.

4.3. Помножувальні клістри.

4.4. Перетворювальні клістри.

§5. Відбиваючий клістрон

РОЗДІЛ 6. ВСТУП В КВАНТОВУ ЕЛЕКТРОНІКУ

§1 Спонтанне і вимушене випромінювання.

1.1. Спонтанне випромінювання.

1.2 Вимушене випромінювання.

1.3 Поглинання.

§2 Принцип роботи лазера.

§3. Схеми накачки.

§4. Властивості лазерних пучків.

4.1 Монохроматичність.

4.2 Когерентність.

4.3 Направленість.

4.4 Яскравість.

РОЗДІЛ 7. ПАСИВНІ ЕЛЕМЕНТИ ЛАЗЕРІВ ТА РЕЖИМИ РОБОТИ ЛАЗЕРІВ

§1 Загальні відомості про резонатори.

§2. Резонатори з плоскими і сферичними дзеркалами.

2.1 Плоскопаралельний резонатор (або резонатор Фабрі-Перо).

2.2 Концентричний (або сферичний) резонатор.

2.3 Конфокальний резонатор.

2.4 Резонатор, що утворені з допомогою плоского і сферичного дзеркала.

2.5 Стійки і не стійки резонатори.

§3. Режими роботи лазерів.

3.1 Режим вільної генерації.

3.2 Режим генерації гігантських імпульсів при активній модуляції добротності.

3.3 Режим генерації гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора.

3.4 Режим синхронізації повздовжніх мод (режим генерації над коротких світлових імпульсів).

РОЗДІЛ 8. ТВЕРДОТІЛЬНІ ТА ГАЗОВІ ЛАЗЕРИ

§1 Твердотільні лазери.

§2. Газові лазери.

РОЗДІЛ 9. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ.

§1. Принцип дії напівпровідникового лазера.

§2. Лазер на гомопереході.

§3. Лазер на подвійному гетеропереході.

§4. Характеристика випромінювання напівпровідникового лазера.

РОЗДІЛ 1. ПРЕДМЕТ ТА ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ.

§1. Предмет оптоелектроніки.

Оптоелектроніка – це науково-технічний напрямок заснований на використанні одночасно як оптичних, так і електричних методів передачі, обробки, приймання, зберігання і відображення інформації.

Оптоелектронний прилад – це прилад:

1. Який є чутливим до електромагнітних хвиль в видимому, інфрачервоному або ультрафіолетовому діапазоні;
2. Який випромінює або перетворює некогерентне або когерентне випромінювання в цих же спектральних областях;
3. Який використовує таке випромінювання для своєї роботи.

Зазвичай, мають на увазі, що оптоелектронний прилад має таку структуру, яка допускає реалізацію з застосуванням методів сучасної інтегральної техніки в мікромініатюрному виконанні.

Принципові особливості оптоелектронних приладів полягають в тому, що в якості носія інформації в них, разом з електронами, виступають електрично нейтральні фотони. Цим обумовлені їх основні переваги:

- 1) Висока інформативна ємність;
- 2) Можливість подвійної модуляції світлового променя;
- 3) Безконтактність (електропасивність) фотонних зв'язків;

Ці унікальні особливості відкривають перед оптоелектронними приладами дуже широкі можливості застосування в якості елементів зв'язку, індикаторних приладів, різних датчиків.

§2. Поперечність світлових хвиль. Лінійно поляризоване світло.

Розглянемо наступний досвід. Напрямимо світло перпендикулярно поверхні кристалу турмаліну T_1 (рис.1.1а), який вирізаний паралельно до оптичної вісі OO^* .

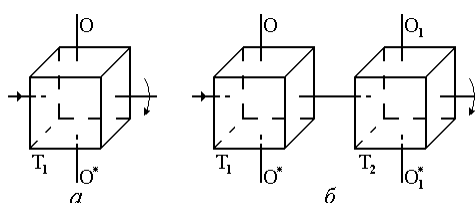


Рис. 1.1

Обертаючи кристал T_1 навколо вісі променю, будемо спостерігати зміну інтенсивності світла, яке пройшло крізь нього. Видно, що обертання кристалу не призвело до зміни інтенсивності світла. Якщо розмістити на шляху променя ще один кристал турмаліну (рис. 1.1б), то при його обертанні інтенсивність світла буде змінюватись в залежності від кута α між осями OO^* і $O_1O_1^*$ відповідно до закону Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

де відповідно I і I_0 інтенсивності падаючого на другий кристал світла і світла, що вийшло з нього.

Явище, що спостерігається можна пояснити припустивши, що:

- 1) світло є поперечною хвилею;
- 2) кристал турмаліну пропускає світло з коливаннями електричного вектору, яке відбувається лише в напрямку, паралельному оптичній вісі кристалу, повністю поглинаючи при цьому світло з коливаннями електричного вектору в перпендикулярному до вісі кристалу напрямку.

Світло з різноманітними однаково імовірними коливаннями електричного вектору називають природним світлом. В світлі, що вийшло з кристалу, коливання електричного вектора відбуваються в одному напрямку. Таке світло називають лінійно або плоско поляризованим.

Зауважимо, що першу пластинку кристалу турмаліну T_1 , називають поляризатором. Другу пластинку T_2 , називають аналізатором.

§3. Подвійне променезаломлення.

В 1670 році Еразм Бартоліні спостерігав цікаве явище: при проходженні світла через кристал ісландського шпату відбувалося роздвоєння променя (подвійне променезаломлення) рис. 1.2.

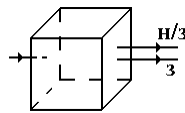


Рис. 1.2 Подвійне променезаломлення.

Було встановлено, що два промені, які вийшли з кристалу були паралельними один до одного і до променю, який падав на поверхню кристалу. До того ж вони були лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і мали однакову інтенсивність. Один з таких променів задовольняє звичайному закону заломлення і його називають звичайним променем. Інший промінь називають незвичайним і він не задовольняє закону заломлення.

Проведені досліди показали, що в кристалі ісландського шпату існує один єдиний напрямок, вздовж якого подвійне променезаломлення не відбувається. Такі кристали називають одновісними, а напрямок, вздовж якого не відбувається подвійне променезаломлення, прийнято називати оптичною віссю кристалу.

Подальші дослідження показали, що існують кристали, в яких є два напрямки, вздовж яких не відбувається подвійного променезаломлення. Такі кристали називають двовісними. В двовісних кристалах обидва промені, які отримані при подвійному променезаломленні, є незвичайними.

Площину, яка містить падаючий промінь і оптичну вісь одновісного кристалу називають головною площиною кристалу. В двовісних кристалах під головною площиною розуміють площину, яка проходить через обидві оптичні вісі.

Подвійне променезаломлення буває природним та штучним або наведеним в результаті дії якогось зовнішнього фактора, зокрема, електричного або магнітного поля.

Середовище, фізичні властивості якого залежать від напрямку, називають анізотропним. Анізотропія середовища має місце по відношенню до будь-якої властивості середовища – механічної, оптичної і т.і.

Анізотропія середовища може бути обумовлена як анізотропією молекул, з яких воно складається, так і характеристиками їх взаємного розташування. Наявність анізотропії молекул середовища, ще не визначає анізотропії всієї речовини.

§4. Ефект Керра.

Ефект Керра (1875 р.) полягає у виникненні оптичної анізотропії під дією зовнішнього електричного поля в ізотропній речовині. Для спостереження ефекту прозору діелектричну речовину розміщують між обкладками плоского конденсатора, до якого прикладають напругу U , яка утворює в речовині достатньо сильне електричне поле E рис. 1.3.

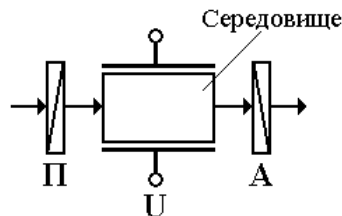


Рис. 1.3 Спостереження ефекту Керра.

Комірку Керра розміщують між схрещеними поляризатором P і аналізатором A . При $U = 0$ інтенсивність світла на виході пристрою також рівна нулю, однак при прикладенні напруги середовище, в оптичному сенсі, стає подібним до двопронезаломлюючого кристалу з оптичною віссю, яка паралельна напрямку електричного поля. Тому, пройшовши через комірку Керра, світлова хвиля розпадається на дві лінійно поляризовані складові. Одна з них поляризована так, що її електричний вектор орієнтований перпендикулярно зовнішньому полю E (звичайна хвиля), а інша паралельно E (незвичайна хвиля). Звичайна і незвичайна хвилі мають різні показники заломлення (n_0 і n_e) і тому розповсюджуються в середовищі з різними швидкостями. Пройшовши через комірку Керра світло стає еліптично поляризованим і в більший чи менший мірі проходить через аналізатор A .

Теоретичні і експериментальні дослідження показують, що різниця n_0 і n_e пропорційна E^2 (звідси впливає назва – квадратичний ефект Керра).

$$\Delta n = n_e - n_0 = k_k E^2 \quad (2)$$

де k_k - коефіцієнт, який не залежить від E . Різниця фаз між звичайним і незвичайним променем після проходження шляху l в середовищі складає.

$$\varphi = 2\pi \frac{n_e - n_0}{\lambda} l = 2\pi \frac{k_k E^2 l}{\lambda} = 2\pi B l E^2 \quad (3)$$

де $B = k_k / \lambda$ - постійна Керра.

Квадратичний ефект Керра можна пояснити оптичною анізотропією молекул середовища, тобто відмінністю їх спроможності до поляризації електричним полем в різних напрямках. У відсутності зовнішнього електричного поля E анізотропні молекули орієнтовані хаотично і речовина в цілому є ізотропною. Якщо молекули мають власний електричний дипольний момент, то сильне електричне поле викликає їх переважну орієнтацію і речовина стає анізотропною.

В речовинах, які складаються з молекул, що не мають власного дипольного моменту, зовнішнє електричне поле може його індукувати, при чому, завдяки анізотропії молекул, дипольний момент не обов'язково співпадає з напрямком E . У відповідності з цими міркуваннями розрізняють орієнтаційний і поляризаційний ефекти Керра. Час орієнтаційної релаксації дипольних молекул складає величину порядку 10^{-9} с. Час релаксації при поляризаційному ефекті обмежується часом $10^{-12} - 10^{-13}$ с.

Електрооптичні явища можуть спостерігатись не тільки в ізотропних речовинах, але і в кристалах, які мають природну оптичну анізотропію. Щоб подвійне променезаломлення не спостерігалось при $E = 0$, одновісний кристал вирізають таким чином, щоб виниклі грані були перпендикулярні його оптичній вісі, а світло напрямляють вздовж неї. Керуюче електричне поле створюють у напрямку перпендикулярному напрямку розповсюдження світла. Можливий також пристрій, в якому електричне поле напрямлено паралельно напрямку розповсюдження світла. В такому випадку на відповідні грані анізотропного кристалу наносять прозорі електроди рис. 1.4. У відповідності з цим використовують терміни – повздовжній і поперечний електрооптичні ефекти.

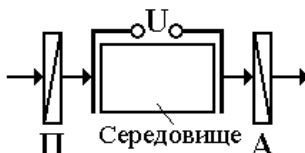


Рис. 1.4 Спостереження ефекту Погкельса.

Зміну подвійного променезаломлення анізотропного кристалу, розташованого в повздовжньому електричному полі, називають ефектом Погкельса (1894).

На відміну від ефекту Керра різниця між n_o і n_e при ефекті Погкельса пропорційна першому ступеню E .

$$\Delta n = n_e - n_o = k_p E \quad (4)$$

де k_p - електрооптичний коефіцієнт, якій відрізняється від k_k в ефекті Керра. Для ефекту Погкельса властива мала інерційність 10^{-13} с.

§5. Ефект Коттона-Мутона.

Існують також і, так звані, магнітооптичні ефекти. Розглянемо ефект Катона-Мутона (1907). Цей ефект аналогічний до електрооптичного ефекту Керра, середовище розміщують проміж схрещеними поляризатором в

аналізатором, магнітне поле утворюють в напрямку перпендикулярному напрямку розповсюдження світла рис. 1.5.

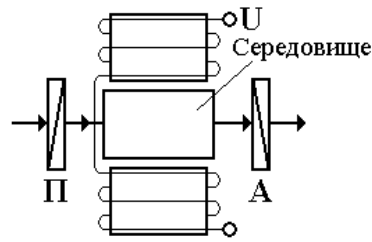


Рис. 1.5 Спостереження ефекту Катона-Мутона.

Головні площини поляризаторів складають з напрямком магнітного поля кут 45° . Ефект Катона-Мутона спостерігається в макроскопічно-ізотропному середовищі, яке складається з молекул або агрегатів молекул, які мають постійний магнітний момент, але хаотично орієнтовані. Зовнішнє магнітне поле при взаємодії з магнітним моментом молекул впорядковує їх орієнтацію, завдяки чому речовина стає анізотропною, набуваючи властивостей двоприменезаломлюючого кристалу. Як і у випадку ефекту Керра, під дією магнітного поля світловий промінь поділяється на два промені: звичайний і незвичайний, і пройшовши середовище, стає еліптично поляризованим. Різниця між n_o і n_e пропорційна квадрату напруженості магнітного поля H .

$$\Delta n = n_e - n_o = k_{km} H^2 \quad (5)$$

де k_{km} - коефіцієнт Катона-Мутона, іноді під ним розуміють величину k_{km} / λ .

§6. Ефект Фарадея.

Ефект Фарадея (1845) полягає в обертанні площини поляризації світла, яке розповсюджується в середовищі вздовж магнітного поля рис. 1.6.

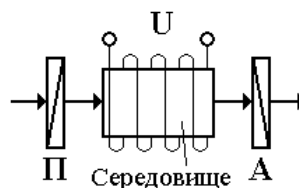


Рис. 1.6 Спостереження ефекту Фарадея.

Ефект пояснюється тим, що в намагніченій речовині розрізняються показники заломлення право і лівоциркулярного поляризованого світла n_+ і n_- . Плоско поляризоване світло являє собою суму ліво і право поляризованих складових. Після проходження середовища між ними виникає різниця ходу, в результаті чого площина поляризації повертається на кут φ , який пропорційний довжині l шляху світла в речовині і першому ступеню H .

$$\varphi = \rho l H \quad (6)$$

де ρ - постійна Верде.

§7. Акустооптичний Ефект.

Зеебеком і Брюстером було виявлено зміну показника заломлення світла n у речовині під дією пружної механічної напруги. Це приводить до штучної оптичної анізотропії, яка виявляється в подвійному променезаломленні. Цей, так званий, пружно оптичний ефект пояснюється деформацією електронних оболонок атомів і молекул. Під дією механічної напруги, яку вносить звукова хвиля, в речовині виникають смуги з різними показниками заломлення, що чергуються, які розповсюджуються зі звуковою частотою $\nu_{зв}$. Якщо на речовину напрямити світловий промінь з поперечними розмірами, які порівняні з довжиною хвилі звуку $\lambda_{зв} = \nu_{зв} / \nu_{зв}$ де $\nu_{зв}$ - швидкість звуку, хід променя буде періодично викривлятися. Таке явище малоцікаве для оптичної обробки інформації через його низькочастотність. Однак при підвищенні частоти $\nu_{зв}$ (при переході до ультразвуку), світло починає дифрагувати на смугах з різними показниками заломлення n , аналогічно до дифракції рентгенівських променів на атомних площинах в кристалі.

Для спостереження акустооптичного ефекту, звукову хвилю в кристалі збуджують за допомогою акустичного перетворювача, який являє собою п'єзоелектричну платівку, закріплену на кристалі. Прикладена до перетворювача напруга збуджує в кристалі звукові хвилі в широкому діапазоні частот до десятків гігагерц, які поглинаються в акустичному поглиначі на протилежному кінці кристалу (наприклад, епоксидна смола з наповнювачем) рис. 1.7.

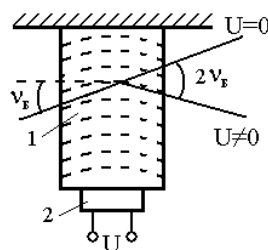


Рис. 1.7 Спостереження акустооптичного ефекту.

При розгляді дифракції світла на монохроматичній акустичній хвилі в першу чергу виділяють два граничних режими: раман-натівський і бреггівськими.

Режим Рамана-Ната відповідає відносно низьким акустичним частотам f і малій довжині акустооптичного взаємодії L (зазвичай $f < 10$ МГц і $L < 1$ см). Цей тип дифракції спостерігається при довільних кутах падіння світла на акустооптичну комірку (Рис. 1.8, а), а дифракційна картина може містити багато дифракційних максимумів, які симетрично розходяться під кутами

$$\theta_m = m\lambda / \lambda_{зв} \quad (7)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, λ - довжина хвилі світла.

Співвідношення інтенсивностей дифрагованих пучків залежить від частоти і інтенсивності звуку, довжини шляху, який пройшов промінь в зоні

дії звукової хвилі (довжина взаємодії L). Для того, щоб дифракція Рамана-Натта мала місце, повинна виконуватись умова

$$\lambda L / \lambda_{зв}^2 \ll 1 \quad (8)$$

Режим Брегга спостерігається на високих частотах ультразвуку, зазвичай перевищують 100 МГц. Дифракційна картина, навіть при великій акустичній потужності, складається, як правило, тільки з двох дифракційних максимумів нульового і першого порядків. Однак навіть ці максимуми з'являються тільки при певних кутах падіння світла поблизу так званого кута Брегга (Рис. 1, б).

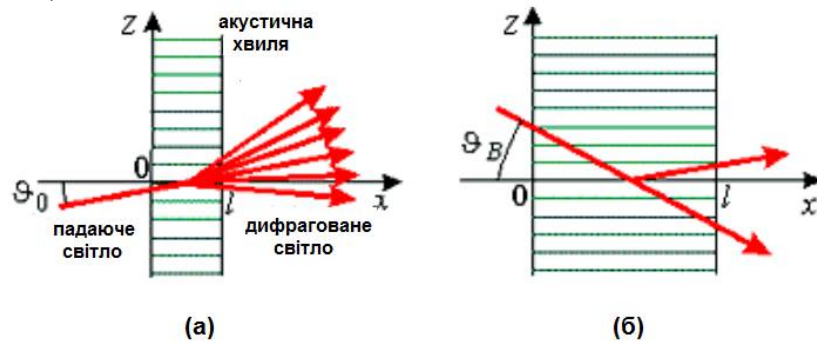


Рис.1.8.

Дифракція Рамана-Натта та дифракція Брегга при акустооптичному ефекті.

Чітко виділеної кордону між двома описаними режимами дифракції не існує. Зі збільшенням частоти ультразвуку кутова селективність акустооптичного взаємодії зростає, а число спостережуваних дифракційних максимумів поступово зменшується.

Оскільки тільки один дифракційний максимум використовується в акустооптичних пристроях (як правило, перший порядок), то бреггівським режим більш кращий через малі світлових втрат. Але з іншого боку, акустооптична селективність, притаманна бреггівським режиму, обмежує частотний діапазон акустооптичного взаємодії і, як наслідок, швидкодія акустооптичних пристроїв і їх інформаційну ємність.

РОЗДІЛ 2. ДЖЕРЕЛА ТА ПРИЙМАЧІ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

§1. Види джерел випромінювання. Основні характеристики.

Джерела випромінювання можуть бути двох основних типів, які мають різні властивості. Теплове випромінювання утворюється нагрітими тілами і його інтенсивність і спектральний розподіл визначається формулою Планка.

$$\varphi(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (1)$$

де k - постійна Больцмана.

З цієї формули випливає, що загальна енергія, яку випромінює тіло за 1с., на всіх довжинах хвиль λ зростає пропорційно до T^4 (T – абсолютна температура), а максимум кривих випромінюючої здатності тіл $\varphi(\lambda)$ при підвищенні температури зміщується в бік менших довжин хвиль.

Лампи розжарювання можуть бути зроблені достатньо мініатюрними, але вони мають порівняно низький к.к.д. і велику інерційність. Конструкція ламп включає вакуумний балон, що погано узгоджується з технологією напівпровідникових схем.

В сучасній оптоелектроніці використовують в основному люмінесценцію твердих тіл (холодне свічення). При люмінесценції, енергія, яка необхідна для випромінювання, може підводитись до тіла будь-яким не тепловим шляхом (опромінення фотонами або електронами, дією електричного поля і т.і.). Відповідно, розрізняють фотолюмінісценцію, катодолюмінісценцію, електролюмінісценцію та інші види люмінесценції. Зазвичай люмінесценція постерігається при кімнатній температурі і більш низькій, при якій теплове випромінювання дуже мале і все видиме випромінювання є люмінесценція. В загальному випадку при даній температурі випромінювання може складатися з теплового і люмінесцентного, тому за визначенням Вавілова, люмінесценцією називають випромінювання, надлишкове над тепловим при даній температурі і яке продовжується після припинення збудження на протязі часу, який перевищує період світлової хвилі ($t_c \approx 1 \cdot 10^{-14}$). Зазвичай ця затримка реакції речовини, що люмінофує на виникнення збудження значно більше t_c і є характеристикою для люмінесценції, яка відображає процеси перетворення в люмінофорі.

Практично всі зворотні переходи, при яких енергія електронів зменшується, можуть супроводжуватись випромінюванням в тій чи іншій спектральній області. Використовуючи напівпровідники з різною шириною забороненої зони і різні домішки, можна отримати випромінювання у всьому видимому і ближньому інфрачервоному діапазонах.

Міжзонні переходи 1 (рис. 2.1) найбільш імовірні в матеріалах з прямими зонами.

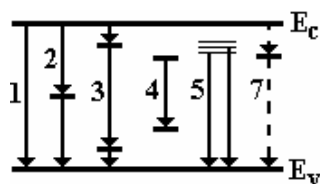


Рис.2.1. Можливі переходи при випромінюванні.

Випромінюванню в видимому діапазоні спектру (0.38-0.78 нм) відповідає ширина забороненої зони в межах 1.6-3.0 еВ. Випромінюючі переходи з участю домішкових рівнів (2,3,4) можливі в матеріалах з прямими і непрямыми зонами. Домішки, дефекти або їх комплекси, які утворюють подібні рівні, називають центрами свічення.

Перехід 2 відповідає рекомбінації електрона в зоні провідності і дірки в валентній зоні через проміжний акцепторний рівень, перехід 3 – через донорний (Д) і акцепторний (А) рівні, які утворені близько розташованими домішками двох типів. У всіх цих випадках в процесі поглинання і випромінювання енергії приймають участь зона провідності і валентна зона, відповідну люмінесценцію називають рекомбінаційною. Перехід електрону 4 з збудженого на основний рівень відбувається в межах домішкового центру, і відповідну люмінесценцію називають внутрішньоцентровою.

При низьких температурах і високих рівнях збудження може проявитися люмінесценція, пов'язана з рекомбінацією через екситонні стани (перехід 5). Енергія випромінених при цьому фотонів близька ΔE .

Крім домішок, які утворюють центри люмінесценції, існують домішки, які утворюють центри гасіння, тобто рекомбінація через ці центри не супроводжується випромінюванням. Ці переходи показані штриховими лініями (наприклад перехід 7).

Імовірність переходів без випромінювання збільшується з збільшенням температури, і доля переходів з випромінюванням (P) описується формулою:

$$P = \frac{L(T)}{L(0)} = \left[1 + c_2 \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (2)$$

$L(T)$ – яскравість випромінювання при температурі T, а $L(0)$ - при $T = 0K$; c_2 - стала величина; E_T - енергія активації гасіння. У випадку рекомбінаційної люмінесценції E_T - має зміст енергії, яка необхідна для закидання валентного електрону на рівень центру рекомбінації.

Співвідношення між числом переходів з випромінюванням і переходів без випромінювання відповідає значенню внутрішнього квантового виходу люмінесценції η_k . У випадку електролюмінесценції η_k дорівнює числу утворених фотонів, що припадають на кожен електрон, який пройшов кристал.

Так як не всі фотони виходять з пристрою, випромінювач часто характеризують зовнішнім квантовим виходом:

$$\eta_{ke} = \eta_k K_0 \quad (3)$$

де множник K_0 враховує втрати, які пов'язані з відбиванням і поглинанням світла. У випадку рекомбінаційної люмінесценції тільки частина γ рекомбінацій відбувається в люмінофуючій частині зразка, а в цій області тільки частина P рекомбінацій супроводжується випромінюванням, тому:

$$\eta_{ke} = N\gamma PK_0 \quad (4)$$

де N - кількість неосновних носіїв заряду, які з'являються в результаті проходження через зразок одного електрону, тобто загальна кількість можливих рекомбінацій. Вихід η_{ke} зменшується з зростанням температури.

Зовнішній енергетичний вихід електролюмінесценції (к.к.д) дорівнює:

$$\eta_e = \eta_{ke} \frac{h\nu}{qU} \quad (5)$$

де $h\nu$ – енергія фотону; qU – енергія електрону, який пройшов різницю потенціалів U , яка прикладена до зразка (q - заряд електрону).

Випромінювання різних центрів люмінесценції може відбуватися самостійно і незалежно від інших центрів. В такому випадку частота, поляризація і напрямок розповсюдження світла можуть бути різними (некогерентне випромінювання). В інших випадках може відбуватися вимушене випромінювання, коли випромінювання одного центру стимулює випромінювання іншого з тією ж частотою і поляризацією (когерентне випромінювання).

§2. Інжекційні світло діоди з р-п переходами.

Світловипромінюючий напівпровідниковий діод (або світлодіод) є одним з основних джерел випромінювання в оптоелектроніці. Він являє собою ввімкнений в пряму напрямку р-п перехід, в якому відбувається рекомбінація електронів і дірок як в області об'ємного заряду шириною d , так і по обидва боки від цієї області на відстані дифузійних хвиль електронів в р області (l_1) і дірок в п області (l_2). Зовнішня напруга знижує потенціальний бар'єр на границі р і п областей і утворює умови для інжекції (введення) електронів в р область і дірок в п область.

З підвищенням прямої напруги U струм через перехід зростає за експонентою і при $qU \gg kT$ визначається виразом:

$$I = I_n \exp\left[\frac{qU}{kT}\right] \quad (6)$$

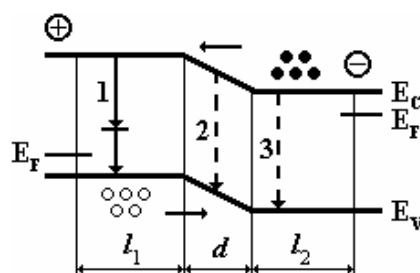


Рис.2.2. Інжекційний світлодіод з р-п переходом.

Загальна кількість рекомбінацій за секунду визначається силою струму, частина цих рекомбінацій відбувається з випромінюванням і потік випромінювання Φ , виражений в кількості фотонів, випромінених за 1 с, складає:

$$\Phi = \eta_k \frac{I}{q} = \eta_k \frac{I_n}{q} \exp\left[\frac{qU}{kT}\right] \quad (7)$$

Зазвичай випромінюючою є одна з сторін р-п переходу (наприклад р область), тому бажано, щоб частина електронного струму, який попадає в цю область (коефіцієнт інжекції γ), була максимальною.

Зовнішній квантовий вихід світлодіода $\eta_{ke} = \eta_k K_0$ завжди нижче внутрішнього, що обумовлено, перш за все, втратами світла при виході з діода. Завдяки повному внутрішньому відбиванню при кутах падіння, більших θ_0 , через поверхню напівпровідника вийде тільки світло в межах конусу з півкутом θ_0 у вершині (рис.2.3.) Цей кут визначається умовою

$\theta_0 = \arcsin \frac{1}{n_0}$; де n_0 - показник заломлення матеріалу. Наприклад, для *GaP* складає $17,7^\circ$. При такому θ_0 через границю напівпровідник – повітря може пройти лише $\sim 2\%$ світла, яке випромінює р-п перехід рівномірно у всі боки. Покращити умови виходу світла з напівпровідника можна надавши йому сферичної форми або додаючи прозору пластмасову лінзу сферичної форми рис. 2.3

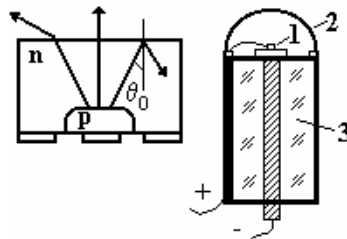


Рис. 2.3 Конструкція світлодіода.

На рисунку: 1- кристал з р-п переходом. 2-лінза, 3-ізолятор.

До цих пір мова йшла про гомопереходи, тобто р-п переходи, які утворені в одній і тій же речовині. Особливі властивості мають гетеропереходи, отримані між р і n областями матеріалів з різною шириною забороненої зони. Вибір таких матеріалів обмежується необхідністю точного узгодження постійних решіток обох компонент (в протилежному випадку на границі виникає велика кількість дефектів і це погіршує характеристики переходу). При ввімкненні його в прямому напрямку відбувається, практично, тільки інжекція електронів в р область, так як для дірок потенціальний бар'єр виявляється значно більшим. В результаті із широкозонного матеріалу можна отримати односторонню інжекцію електронів ($\gamma = 1$) в вузькозонний люмінофуючий матеріал і підвищити таким чином квантовий вихід світлодіода.

Іншою перевагою гетеропереходу є можливість виводу випромінювання без втрат на поглинання через широкозонний матеріал.

Для світлодіодів які випромінюють інфрачервоне світло квантовий вихід значно вищий. Існує можливість використовувати інфрачервоні діоди для отримання видимого випромінювання з допомогою так званих антистоксових люмінофорів.

За правилом Стокса, частота фотолюмінісценції менше частоти збуджуючого випромінювання. Але в деяких випадках спостерігається зворотне співвідношення між цими частотами, що і відбувається в антистоксових люмінофорах. Під дією ІЧ випромінювання антистоксовий люмінофор буде випромінювати в видимій області.

§3. Поглинання світла в твердих тілах.

При проходженні світла через речовину його інтенсивність зменшується. Частина енергії випромінювання поглинається і іде на збільшення енергії електронів або теплового руху атомів. На рисунку 2.4 показані можливі переходи електронів в кристалах під дією світла.

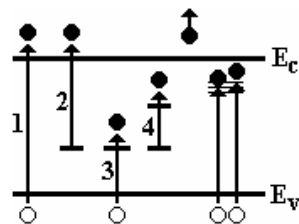


Рис.2.4. Можливі переходи при поглинанні.

Перехід 1 призводить до появи електрона в зоні провідності і дірки в валентній зоні, він можливий при енергії фотонів $h\nu \gg \Delta E = E_c - E_v$, тобто більшій за ширину забороненої зони ΔE . При меншій енергії фотонів можуть відбуватися переходи електронів з локальних рівнів домішок або дефектів решітки кристалів в зону провідності (перехід 2) або з валентної зони на ці рівні (перехід 3). При цьому в дозволених зонах енергії з'являється тільки по одному носію заряду. Переходи 1, 2, 3 змінюють електропровідність твердих тіл, на цьому явищі внутрішнього фотоефекту заснована робота більшості фотоприймачів.

При внутрішньоцентрових переходах 4 електрон не звільняється і процес поглинання світла не призводить до зміни електропровідності кристалу. Те саме стосується екситонного поглинання (перехід 5) і поглинання вільними носіями зряду (перехід 6).

При поглинанні електроном фотону повинні виконуватись закони збереження енергії і імпульсу, тому більш повно процес поглинання світла описується з допомогою діаграми, яка враховує зміну енергії E і імпульсу P . На рисунку 2.5 зображена залежність від P енергії електрону в зоні провідності (зверху) і дірки в валентній зоні (знизу).

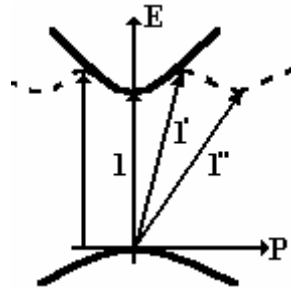


Рис.2.5 Залежність від P енергії електрону в зоні провідності і дірки в валентній зоні.

Суцільна лінія відповідає напівпровіднику у якого мінімуми енергії електрону і енергії дірки (вона збільшується вниз на рисунку) приходяться на одне і те саме значення імпульсу (так звані прямі зони). В найбільш простому випадку кінетична енергія електрону, яка пов'язана з імпульсом співвідношенням:

$$E = \frac{p^2}{(2m)} \quad (9)$$

Стрілки 1 зображують прямі переходи електрону, які відбуваються без зміни імпульсу. Імпульс фотону, дорівнює $h\nu/c$, дуже малий, і відповідним приростом імпульсу електрону, який поглинув фотон, можна знехтувати. Перехід 1' є непрямим і відбувається зі зміною імпульсу електрону. При цьому в процесі поглинання фотону приймає участь третя частинка – фонон (квант коливання решітки кристалу).

У випадку матеріалів з прямими зонами переважають прямі міжзонні переходи, які не потребують третьої частинки.

Існує випадок, коли екстремуми енергій електронів і дірок на діаграмі $E(p)$ припадають на різні значення P (штрихова лінія). Тепер переходи при найменшій енергії фотонів можливі тільки непрямі (1''). При більш високих енергіях фотонів зберігається можливість прямих переходів (1).

Якщо під дією світла відбуваються переходи з участю домішкових рівнів(переходи 2, 3 на рис.2.1), то третьою частинкою, яка забезпечує виконання закону збереження імпульсу, може бути домішковий центр.

Кількісно поглинання світла описується наступним чином. Нехай на речовину падає потік випромінювання Φ_0 , а на площину на глибині x під поверхнею речовини – потік $\Phi(x)$. В шарі товщиною dx поглинається енергія $d\Phi(x)$, яка пропорційна падаючому потоку і товщині dx , тобто:

$$-d\Phi(x) = \alpha\Phi(x)dx \quad (10)$$

де α - коефіцієнт пропорційності і відповідно $\frac{d\Phi(x)}{\Phi(x)} = -\alpha dx$, інтегруємо і

отримуємо:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-\alpha x) \quad (11)$$

Таким чином, потік випромінювання експоненціально зменшується у міру занурення в зразок. Величину α називають коефіцієнтом поглинання і вона виражається в сантиметрах в мінус першій ступені. При $x = x^* = 1/\alpha$

маємо $\Phi(x) = \Phi_0/e$ де $e = 2,72$, тобто коефіцієнт α є величиною, яка зворотна відстані x^* , на який потік зменшується в e раз. Величину x^* за звичай називають довжиною поглинання світла. Якщо при власному поглинанні $\alpha = 10^5 \text{ cm}^{-1}$, то $x^* = 0.1 \text{ mkm}$. У випадку домішкового поглинання світла α значно менше, так як концентрація домішкових електронів або акцепторних рівнів порівняно мала.

При концентрації домішки біля 10^{17} cm^{-3} коефіцієнт домішкового поглинання $\alpha \approx 10 \text{ cm}^{-1}$. В кристалах з великою долею іонного зв'язку можливе збудження коливань решітки світловими хвилями. Поглинання такого типу стає особливо сильним в області резонансу ($\sim 10^{13}$ Гц).

Поглинання світла вільними носіями заряду пропорційно їх концентрації.

Різні типи поглинання проявляються при різних енергіях квантів $h\nu$. Узагальнена залежність α від $h\nu$ виглядає приблизно так, як показано на рис. 2.6 власне поглинання починається при частоті $h\nu = \Delta E$.

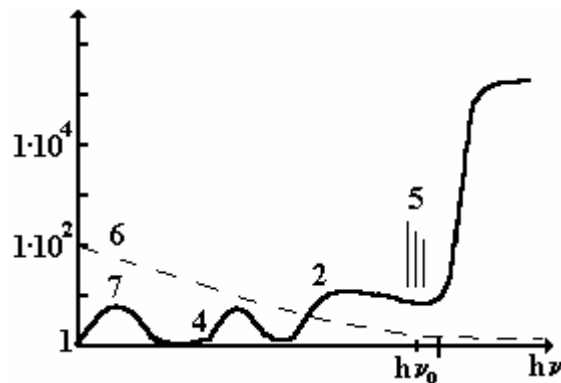


Рис.2.6. Узагальнена залежність α від $h\nu$.

Домішкове поглинання утворює смуги 2 і 4 (нумерація смуг таж, що і на рисунку 2.4). В широкому інтервалі частот є слабке поглинання світла вільними електронами і дірками (6), в інфрачервоній області проявляється пік (7), пов'язаний з поглинанням випромінювання іонами решітки ($h\nu \approx 0.1 \text{ eV}$). На краю власного поглинання розташовані вузькі лінії екситонного поглинання (5). Екситон являє собою слабо пов'язані електрон і дірку, які утворюють водневоподібну систему, яка має серію енергетичних рівнів. Екситон є нейтральним утворенням і його поява не призводить до зміни енергетичних характеристик зразка. Якщо температура достатньо висока, щоб під дією теплової енергії електрон перейшов в зону провідності, то при екситонному поглинанні буде той самий результат, що і при власному поглинанні світла.

В фотоприймачах зазвичай використовують власне поглинання. Домішкове поглинання використовують тільки в деяких випадках – для розширення спектральної характеристики в довгохвильову область.

§4. Види фотоприймачів і їх основні характеристики.

В основі роботи напівпровідникових фотоприймачів лежить явище внутрішнього фотоефекту, при якому під дією світла в речовині з'являються додаткові (нерівновісні) електрони і дірки, які утворюють фотострум або фото е.р.с.

Ступінь зміни електричних характеристик фотоприймача, при освітленні залежить від швидкості генерації фотоносіїв G , тобто від числа носіїв, які виникають за одиничний час в одиничному об'ємі речовини. Для фотоприймача з р-п переходом важливі величина G і загальна кількість виникаючих пар як в області самого переходу, в якій присутнє сильне електричне поле, яке зтягує носії, так і в тонких шарах, які прилягають до переходу. Виниклі в цих шарах фотоелектрони і дірки після дифузії до переходу також підхоплюються електричним полем і утворюють додатковий струм в ланцюгу.

Звідси народжується фотострум в фотодіодах з р-п переходами, які є найбільш використані в оптоелектроніці. Те ж саме відбувається в запираючих шарах, які утворюються на контакті металу і напівпровіднику. Максимальна напруженість неоднорідного поля в переходах зазвичай має порядок 10^5 B/cm . На струм деяких типів фотодіодів, в яких утворюється поле напруженістю $E > 5 \cdot 10^5 \text{ B/cm}$, впливає як швидкість генерації носіїв світлом, так і E (лавинні діоди).

Інший тип фотоприймачів являє собою однорідний напівпровідник, в якому зовнішнє джерело напруги створює слабке однорідне поле ($E \approx 1 \cdot 10^2 \text{ B/cm}$). В цьому випадку фотострум залежить від G, E і протяжності зразків вздовж поля.

Чутливість фотоприймача визначається тим, наскільки сильно змінюються його електричні характеристики при опроміненні світлом. Якщо освітлення приводить до збільшення струму в ланцюгу на I_ϕ , то так звана струмова чутливість складає:

$$S_i = \frac{I_\phi}{\Phi} \quad (12)$$

де Φ – потік випромінювання, який падає на прилад.

Якщо при опроміненні фотоприймача напруга на виході збільшується на U_ϕ , то вольтова чутливість буде:

$$S_v = \frac{U_\phi}{\Phi} \quad (13)$$

Потік Φ може бути виражений як в енергетичних одиницях (Ватах), так і в світлових (люменах). В загальному випадку залежності $I_\phi(\Phi)$ і $U_\phi(\Phi)$ є нелінійними, тобто чутливість залежить від Φ .

Іншою важливою характеристикою приймача є квантовий вихід внутрішнього фотоефекту η_1 , який визначається кількістю нерівновісних носіїв (пар), які утворені кожним поглинутим фотоном. Чутливість

фотоприймача залежить від швидкості генерації G , яка, в свою чергу, залежить від η_1 .

Нехай на одиничну поверхню приймача у напрямку x , який перпендикулярний цій поверхні, падає потік $\Phi_1(x)$ (густина потоку випромінювання). Використовуючи вираз (10) $-d\Phi_1(x) = \alpha\Phi_1(x)dx$ вираховуємо поглинуту енергію в розрахунку на $1cm^3$:

$$-\frac{d\Phi_1}{dx} = \alpha\Phi_1 \quad (14)$$

Кількість Q_1 фотонів, поглинутих за $1c$ в $1cm^3$ на глибині x , таким чином:

$$Q_1 = \frac{\alpha\Phi_1}{h\nu} \quad (15)$$

Кількість нерівновісних носіїв, які виникають в $1cm^3$ за $1c$ складає:

$$G(x) = \eta_1 Q_1(x) = \eta_1 \frac{\alpha\Phi_1(x)}{h\nu} \quad (16)$$

В області власного поглинання $\eta_1 = 1$, а $Q_1 \sim 1/\nu$, тому при низькому потоці Φ_1 , швидкість генерації G також зменшується зворотно пропорційно частоті.

Як відмічалось, у одного типу приймачів (звичайні фотодіоди) фотострум повністю визначається величиною $G(x)$ і об'ємом матеріалу, в якому відбувається поглинання світла, у інших (лавинний фотодіод, фототранзистор, фототранзистор) – величиною $G(x) \cdot Z(E)$, де $Z(E)$ – коефіцієнт підсилення, який залежить від напруженості поля E . Причини виникнення цього множника Z для різних приймачів будуть розглянуті пізніше.

Фотоприймачі не миттєво відкликаються на ввімкнення і вимкнення світла.

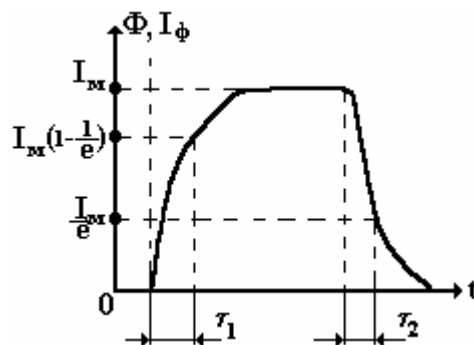


Рис.2.7.

Така інерційність приймачів має різне походження, формально вона може бути охарактеризована постійними часу наростання і спадання фотоструму. Для спадання струму постійна струму τ_2 відповідає зменшенню

струму в e раз. При цьому припускається, що фотострум зменшується за законом:

$$I_{\phi} = I_m \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (17)$$

Якщо припустити, що зростання струму йде за законом

$$I_{\phi} = I_m \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)\right) \quad (18)$$

то τ_1 - постійна часу зростання фотоструму. До моменту $t = \tau_1$ маємо $I_{\phi} \approx 63\%I_m$. Постійні часу τ_1 і τ_2 можуть дещо відрізнятися але мають, як правило, один порядок.

Струми, які проходять через фотоприймач у темряві і при освітленні, зазнають випадкових відхилень ΔI від середнього значення струму \bar{I} . Так як ці відхилення мають різні знаки і їх середнє значення $\Delta \bar{I} = 0$, мірою випадкових відхилень (флуктуацій) є середнє значення квадрату відхилення $\Delta \bar{I}^2$. Фотострум, який відповідає світловому сигналу, спостерігається на фоні цих коливань (шумів), які визначають і найменший світловий сигнал, який може бути зареєстровано.

Шуми можуть мати різне походження. Так званий тепловий шум пов'язаний з тим, що за рахунок хаотичності теплового руху вільних електронів їх концентрація в різних ділянках напівпровіднику змінюється із часом. Пов'язані з цим коливання виниклої е.р.с. і струму пропорційні температурі T :

$$\Delta \bar{I}^2 = \frac{1}{R} kT \Delta f \quad (19)$$

де k - постійна Больцмана, R - опір зразка, Δf - смуга частот, що спостерігаються (коливання довільної форми можуть бути представлені як результат додавання синусоїдальних коливань з різними частотами f).

Дробовий шум викликаний коливаннями електронів, які проходять через прилад при незмінній напрузі. Ці коливання також пов'язані з флуктуаціями концентрації носіїв у тих областях приладу, які визначають значення сили струму. У цьому випадку:

$$\Delta \bar{I}^2 = 2qI \Delta f \quad (20)$$

де q - заряд електрону

Шум такого типу може визначатися випадковим характером процесів генерації, рекомбінації і дифузії електронів і дірок. Існують і інші види шумів, які в різній ступені проявляються в різних пристроях.

Порогова чутливість фотоприймача характеризується рівнем світлового потоку Φ_n , при якому сигнал дорівнює шуму, тобто $\bar{I}_{\phi}^2 = \Delta \bar{I}^2$. Так як $\sqrt{\Delta \bar{I}^2}$ і Φ_n можуть залежати від площі приймача S і смуги частот Δf , при оцінці спроможності фотоприймача реєструвати слабкі світлові потоки використовується приведений пороговий потік:

$$\Phi_n^* = \frac{\Phi_n}{\sqrt{S \cdot \Delta f}} \quad (21)$$

а також так звана виявляюча спроможність:

$$D^* = \frac{1}{\Phi_n^*} \quad (22)$$

Значення D^* відносять до довжини хвилі λ_M , яка відповідає максимуму спектральної чутливості приймача, до частоти f модуляції (переривання) світлового потоку і смуги Δf , яка вміщує f . Таким чином, $D^*(\lambda_M, f, \Delta f)$ має розмірність $[cm \cdot Hz^{1/2} \cdot Wm^{-1}]$. За звичай $\Delta f = 1 Hz$.

§5. Фоторезистори.

При освітленні однорідного напівпровідника його електропровідність збільшується (Смітт, 1873). Це явище називають фотопровідністю, а відповідний прилад – фоторезистором. Схема спостереження фотопровідності показана на рисунку 2.8.

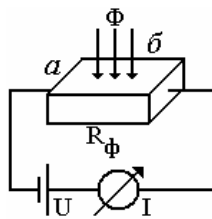


Рис.2.8 Схема спостереження фотопровідності.

Якщо під дією світла виникають тільки електрони в зоні провідності, то додатковий струм (фотострум) буде:

$$I_\phi = qn_\phi v_d S \quad (23)$$

де q - заряд електрона, n_ϕ - концентрація нерівновісних (надлишкових) електронів, $v_d = \mu E$ - дрейфова швидкість, μ - рухливість електронів, E - напруженість поля, S - переріз зразка.

Якщо світло утворює електронно – діркові пари, то виникає і діркова складова фотоструму. У більшості випадків, додаткова концентрація дірок (або електронів) мала по відношенню до їх темної концентрації або рухливість носіїв заряду деякого знаку мала в даній речовині, тому достатньо розглядати фотострум, пов'язаний з носіями тільки одного типу.

Концентрація фотоелектронів визначається швидкістю генерації і часом τ їх життя в смугі провідності $n_\phi = G\tau$:

$$I_\phi = q\eta_1 \frac{\Phi}{h\nu} \cdot \frac{y}{b} \quad (24)$$

де $y = \tau v_d = \tau \mu E$

Відповідно фотострум зростає зі збільшенням Φ і напруженості поля E .

Квантовий вихід η_2 фото резистору дорівнює кількості електронів які пройшли через зразок за 1с в розрахунку на кожний фотон, який впав за той же час на поверхню зразка:

$$\eta_2 = \eta_1 \frac{y}{b} = \eta_1 Z \quad (25)$$

Тут Z - коефіцієнт підсилення, який залежить від напруженості поля. У даному випадку Z показує, скільки разів за час життя τ електрон може пройти через зразок довжиною b . Зі збільшенням напруженості поля y зростає і Z може досягати значень $1 \cdot 10^5$. Вираз (25) відповідає випадку, коли відбивання світла від поверхні напівпровідника немає. Якщо коефіцієнт відбивання $n > 0$, то:

$$\eta_2 = \eta_1 Z(1 - r) \quad (26)$$

З виразу (24) випливає, що фотострум пропорційний Φ . Експериментальні залежності $I_\phi(\Phi)$ показують послаблення залежності $I_\phi(\Phi)$ при великих світлових потоках рис. 2.9, це пов'язано з тим, що при великих світлових потоках і відповідних η_ϕ час життя τ електронів може зменшуватись, наприклад, завдяки збільшенню при освітленні концентрації носіїв протилежного знаку (в даному випадку дірок).

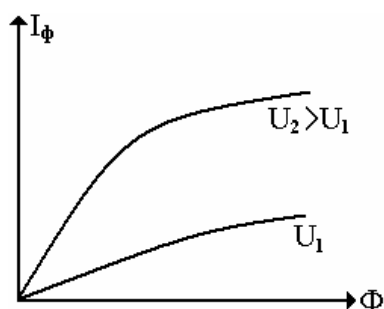


Рис.2.9. Експериментальні залежності $I_\phi(\Phi)$.

Інерційність фоторезисторів визначається не стільки часом τ , скільки участю пасток. Після попадання електронів у смугу провідності вони можуть захоплюватись пустими рівнями домішок або дефектів решітки, причому час знаходження електронів на цих рівнях зростає зі зростанням їх глибини і зниженням температури. Тільки після теплового звільнення електронів вони можуть рекомбінувати з дірками (перехід 2) рис. 2.10.

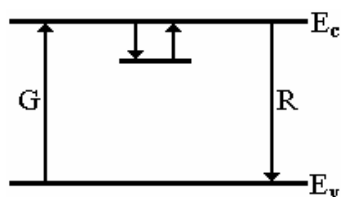


Рис.2.10 Захоплення електронів пастками.

Процеси захоплення носіїв пастками затримують зростання фотоструму після ввімкнення світла і спадання після його вимкнення. В результаті цього

Фоторезистори мають більшу ніж інші фотоприймачі інерційність. Ця обставина та температурна залежність параметрів резисторів обмежують їх використання.

Фоторезистори можуть мати в якості чутливого елемента монокристал напівпровідника, плівку напівпровідника на діелектрику або таблетку пресованого порошкоподібного матеріалу.

§6. Фотодіоди з р-п переходами.

У фотодіодах світлочутливим елементом є перехідна область, яка розташована між матеріалами з електронною і дірковою провідністю. На рисунку 2.11 зображена енергетична схема р-п переходу в рівновазі. Рівень фермі E_F у всіх частинах системи має одне і те саме положення.

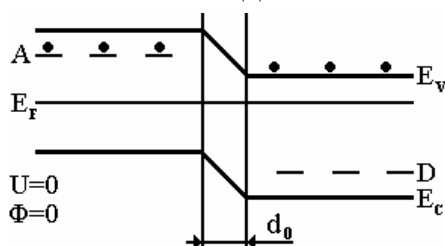


Рис.2.11 Енергетична схема р-п переходу в рівновазі.

Область з дірковою провідністю містить акцепторні домішки A , на які електрони теплом переводяться з валентної зони. Область з електронною провідністю – донорні домішки D , які віддали свої електрони в зону провідності. В області шириною d_0 присутнє контактне поле, яке виникло в результаті перетікання деякої кількості електронів з електронного напівпровіднику в дірковий. Це поле перешкоджає попаданню електронів і дірок в шар d_0 , який виявляється збідненим носіями і визначає струм через діод.

При освітленні р-п переходу світлом з енергією фотонів більше ширини забороненої зони ($\Delta E = E_C - E_V$) по обидві сторони від переходу і в самому переході виникають пари електрон – дірка. Пари, які виникають в області d_0 , одразу розділяються електричним полем, при чому електрони рухаються в область з електронною провідністю, а дірки в область з дірковою провідністю.

Якщо на перехід не подається зовнішня напруга і ланцюг розімкнутий, то освітлення приводить до накопичення фотоелектронів в n області і дірок в r області. В результаті утворюється різниця потенціалів U_ϕ . Якщо ланцюг замкнений то виникає фотострум. В таких умовах діод працює як фотоелемент.

Для перетворення енергії сонячних промінів в електричну використовують р-п переходи в кремнії ($\Delta E = 1,1eV$), коли практично всі фотони сонячного випромінювання здатні утворювати електронно – діркові пари. Фото е.р.с. таких фотоелементів складає декілька десятих вольтів.

Напруга U_ϕ зміщує перехід в прямому напрямку, знижує висоту бар'єру для електронів і дірок, що полегшує перетікання швидких електронів в р область. Тому у міру зростання Φ , зростання U_ϕ сповільнюється рис. 2.12.

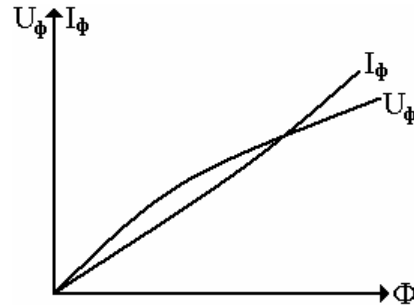


Рис.2.12. Залежності $I_\phi(\Phi)$.

Вольт – амперну характеристику р-п переходу при освітленні можна записати наступним чином:

$$I = I_H \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] - I_\phi \quad (27)$$

де I_H - струм насичення в темряві; I_ϕ - фотострум, який проходить через перехід; U - зовнішня напруга на переході. Якщо в зовнішньому ланцюгу $I = 0$ а $U = U_\phi$ то отримуємо:

$$U_\phi = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_\phi}{I_H} + 1\right) \quad (28)$$

Так як $I_\phi \sim \Phi$ то з (28) випливає нелінійна залежність $U_\phi(\Phi)$, так звана напруга холостого ходу. Якщо фотоелемент ввімкнений в ланцюг з малим опором, то фотоелектрони не накопичуються в п області і $U_\phi = 0$. Оскільки зовнішня напруга теж відсутня, $I = I_\phi$ тобто в такому випадку $I_\phi \sim \Phi$.

Якщо р-п перехід ввімкнений в запираючому напрямку, то практично вся напруга буде падати на збідненій області шириною d і схема енергетичних зон буде така як показано на рисунку 2.13.

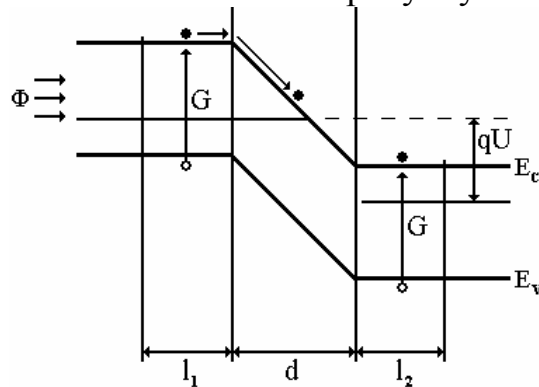


Рис.2.13.

Розділення електронів і дірок, які виникають при освітленні проводиться більш сильним полем, а ширина області високого опору

збільшується. Це збільшує ту частину кристалу, із якої електрони і дірки швидко виносяться полем. Якщо дрейфова швидкість електронів $v_d = 1 \cdot 10^6 \text{ cm/c}$ а $d = 10^{-4} \text{ cm}$, то час прольоту електронами області поля $\tau_i = 1 \cdot 10^{-10} \text{ c}$. З такою ж швидкістю ця складова фотоструму буде прямувати за зміною інтенсивності світла. Однак через перехід проходять і електрони (дірки) народженні світлом у шарах l_1 і l_2 і ті, що досягнули переходу шляхом дифузії. Відповідні часи значно більші ($\tau_d = 1 \cdot 10^{-7} \text{ c}$) і саме вони можуть визначати інерційність фото діоду. Для послаблення цієї складової фотоструму р-п перехід треба формувати у найбільш освітленій поверхні (зменшуючи, наприклад, товщину р типу).

§7. р-і-п фотодіод.

Так як більша частина світла поглинається на глибині $1/\alpha = x^*$ (де α - коефіцієнт поглинання), то при $x_1 \approx 0$ (товщина р шару) і $d = 1/\alpha = x^*$ роль світла, яке поглинається в шарі l_2 і дірок, що звідти приходять послаблена. Щоб повністю виключити поглинання світла правіше переходу, можна збільшити d до $2x^*$. Це досягають в спеціальних р-і-п переходах, в яких між шарами з високою концентрацією акцепторів і донорів розташовують шар з власною провідністю (і). Рис. 2.14.

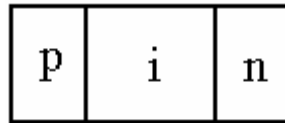


Рис.2.14 р-і-п фотодіод.

Графіки вольт – амперних залежностей р-п переходу при освітлені наведені на рис. 2.15. при ввімкненні переходу в запираючому напрямку ($U < 0$) і при $qU \gg kT$ буде:

$$I = -(I_H - I_\phi) \quad (29)$$

Зі збільшенням потоку Φ фотострум I_ϕ збільшується і може значно перевищити темновий струм I_H .

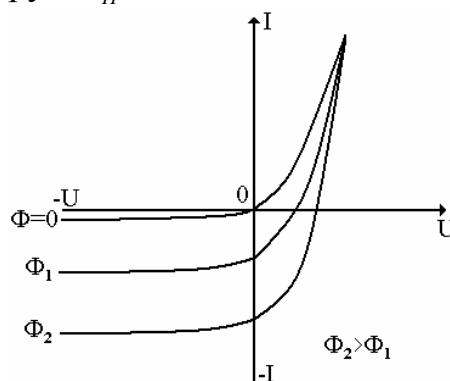


Рис. 2.15. Вольт – амперних залежностей р-п переходу при освітлені.

Якщо весь світловий потік Φ , який падає на фотодіод, поглинається в шарі товщиною $x_1 + d + l_2$ (тобто ця товщина більша $2x^*$), то всі виникли електрони і дірки візьмуть участь в утворенні фотоструму і:

$$I_\phi = q\eta_1\Phi/(hv) \quad (30)$$

де η_1 - квантовий вихід процесу генерації електронно – дір очних пар. В цьому випадку квантовий вихід фотодіоду $\eta_3 = \eta_1$. Якщо частина електронів і дірок народжується за межами шару $l_1 + d + l_2$, то $\eta_3 = \eta_1 K_C$, де K_C - коефіцієнт збирання фотоелектронів і дірок ($K_C < 1$). Відбивання світла від поверхні напівпровіднику також зменшує квантовий вихід фотодіоду. На відміну від фото резисторів, фотодіоди не мають внутрішнього підсилення ($Z = 1$) і їх загальна чутливість складає приблизно $20mA/Lm$.

В кремнієвому р-і-п діоді товщина i області складає приблизно 50мкм, а шару p всього 3мкм. Наприклад, при освітлені такого діоду світлом з довжиною хвилі $\lambda = 0.9\mu m$, $x^* = 30\mu m$ і біля 80% світла поглинається в i шарі. Відповідно, практично всі фотоелектрони і дірки виникають в i шарі і швидкодія діоду визначається часом τ_i їх прольоту через i шар. Дрейфова швидкість електронів в кремнії спочатку зростає зі збільшенням напруженості поля, а потім знає насичення при $v_d \approx 5 \cdot 10^6 cm/s$. В цих умовах час прольоту $\tau_s \approx 10^{-9} c$.

§8. Фотодіоди з поверхневими бар'єрами.

Фотодіоди з поверхневими бар'єрами Шоткі також мають велику швидкодію і ефективність. Подібні бар'єри, виникають на контакті металу з напівпровідником рис.2.16.

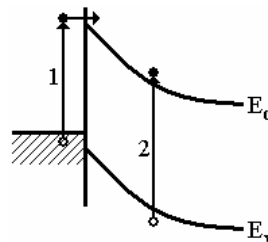


Рис. 2.16 Фотодіод з поверхневим бар'єром Шоткі.

Якщо електронний напівпровідник контактує з металом, у якого робота виходу електронів менше роботи виходу для напівпровідника, деяка кількість електронів переходить з напівпровідника в метал. Іонізована донорна домішка в напівпровіднику утворює шар доданого просторового заряду, який має високий опір. При ввімкненні діоду в запираючому напрямку (мінус на металі) ширина бар'єру збільшується у відповідності до формули:

$$d = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_R + U)}{qN_d} \right]^{1/2} \quad (31)$$

де ε - діелектрична проникливість; ε_0 - електрична постійна; U_K - контактна різниця потенціалів; U - зовнішня напруга; N_d - концентрація донорів.

Метал наносять тонким шаром на напівпровідник методом вакуумного розпилення.

Чутливість діодів Шоткі, як і для р-і-n переходів є досить високою і досягає $\sim 0,5 \text{ A/Bm}$. Особливістю бар'єрів Шоткі є можливість реєстрації фотонів з $h\nu < \Delta E$. При енергії фотонів, більшій висоти бар'єру зі сторони металу, електрони можуть вводитись в напівпровідник з металу (перехід 1). Відповідно розширюється область спектральної чутливості фотодіоду.

§9. Лавинні фотодіоди.

Якщо до фотодіоду прикласти досить високу зворотну напругу, то напруженість поля E в бар'єрі виявляється настільки високою, що розвиваються процеси ударної іонізації атомів решітки швидкими електронами. Це приводить до зростання зворотного струму при даному світловому потоці Φ . Як темнові, так і фотоелектрони набувають в високому полі енергію, більшу ніж вони втрачають при зіткненнях з атомами решітки. Якщо отримана електроном енергія перевищує енергію іонізації E_i , то електрон може утворити нову електронно – діркову пару. При достатньо протяжній області поля виниклі електрони і дірки теж можуть прискоритись до енергії E_i і здійснити нові іонізації, тобто буде спостерігатися лавинне зростання кількості носіїв заряду.

Збільшення струму внаслідок іонізації при великих E характеризується коефіцієнтом помноження носіїв $M = I / I_0$, де I – струм при великих напругах U , а I_0 - при малих, коли помноження носіїв, ще нема.

Квантовий вихід іонізації залежить від коефіцієнтів ударної іонізації (кількості пар, що утворив електрон на 1см шляху) для електронів (α_i) і дірок (β_i), а також від ширини d області поля. При $\alpha_i = \beta_i$ і однорідному полі шириною d маємо $N = \alpha_i d$ кількість іонізацій, що приходить на один електрон, який пройшов область поля. А у випадку неоднорідного поля

$$N = \int_0^d \alpha_i dx.$$

Лавинне помноження фотоносіїв отримано як в поверхневих бар'єрах, так і в р-n переходах. При великих U сильні струми приводять до розігріву напівпровіднику, що збільшує темновий струм і зменшує фотострум. Коефіцієнт помноження визначає і коефіцієнт внутрішнього підсилення фотодіоду ($Z = M$). Так як M може досягати значень $\sim 10^3$, лавинний діод підходить для реєстрації дуже слабких сигналів. В той же час завдяки сильній залежності $M(U)$ використання лавинних діодів ускладнюється необхідністю застосування високостабільних джерел напруги.

Інерційність лавинних фотодіодів складає біля $1 \cdot 10^{-9} \text{ c}$.

§10. Фототранзистор.

Фото транзистор являє собою структуру з шарів, що чергуються p - n - p і n - p - n . Рис.2.17.

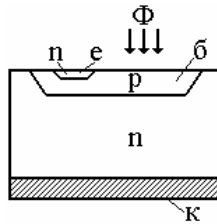


Рис.2.17 Фототранзистор.

Зовнішня напруга (мінус на емітері) включає емітерний p - n перехід в прямому, а колекторний перехід – в зворотному напрямку. В темряві практична вся зовнішня напруга падає на колекторному переході. Освітлення середньої частини (бази) проводиться через тонкий шар емітеру. Виникаючи в базі і в обох переходах фотоелектрони попадають в область емітера і колектора, а дірки збираються в середній p області. В результаті до лівого p - n переходу прикладена додаткова напруга в прямому напрямку і виникає інжекція темнових електронів через знижений бар'єр в базу і далі в колекторний перехід. Таким чином, первинний струм фотоносіїв може бути підсилений приблизно в 10^2 разів. Відповідно, чутливість фототранзистора значно вище чутливості звичайного фотодіоду. З іншого боку, участь процесів дифузії носіїв заряду збільшує інерційність приладу, і постійна часу $\tau = 10^{-5} - 10^{-6}$ с.

Звуження бази, необхідне для зменшення τ приводить до зменшення чутливості фототранзистору завдяки зменшенню кількості поглинутих фотонів. Звідси випливає, що ефективний фотодіод і малоінерційний транзистор, який використовується для підсилення струму фотодіоду, доцільно виготовляти окремо.

РОЗДІЛ 3. ОПТРОНИ ТА ОПТОЕЛЕКТРОННІ МІКРОСХЕМИ.

§1. Принцип роботи та основні параметри оптрона.

3.1.1. Схема оптрона.

Оптрон – це прилад, який містить джерело та приймач випромінювання, які оптично та конструктивно пов'язані між собою. Джерелами випромінювання можуть служити лампи розжарювання, неонові лампи, електролюмінісцентні панелі, однак найчастіше використовують світлодіоди. В якості приймача випромінювання використовують фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори та фототиристри. Середовищем оптичного каналу може служити повітря, скло, пластмаса або інші прозорі речовини.

Елементарний оптрон, який містить одне джерело і один приймач випромінювання, також називають *оптопарою*. Будучи пов'язана в мікросхему разом з одним чи декількома узгоджувачами або підсилювачами пристроями, оптопари утворюють *оптоелектронну інтегральну мікросхему*.

В оптронах відбувається подвійне перетворення енергії (Рис. 3.1). Вхідний електричний сигнал (струм I_1 або напруга U_1) перетворюється джерелом в світловий потік Φ_1 , який передається по оптичному каналу до фотоприймача 3. Фотоприймач перетворює світловий сигнал в електричний (струм I_2 або напругу U_2). Середовище оптичного каналу може керуватися за допомогою пристрою керування 4 (наприклад, мати електрооптичні властивості), що відображено на рис. 3.1 з, Середовище перетворює світловий потік Φ_1 в потік Φ_2 . Для узгодження параметрів оптронів з іншими елементами електронних схем можуть використовуватись додаткові вхідні та вихідні пристрої.

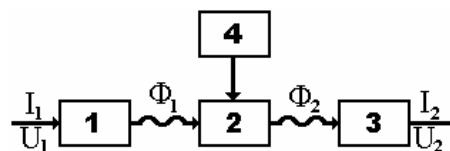


Рис. 3.1 Структурна схема оптрону.

На Рис. 3.1 фотоприймач та випромінювач електрично не пов'язані між собою. Такі оптрони можуть використовуватись в якості елементів гальванічної зв'язки. При введенні електричного або оптичного зворотного зв'язку між компонентами оптрона може істотно розширити його можливості. В такому випадку він може бути використаний як прилад, що дозволяє генерувати і підсилювати електричні і оптичні сигнали, як запам'ятовуючий пристрій і т.і.

Оптрон має також інші переваги:

- висока заводозахисненість (оскільки його оптичний канал не сприймає сторонні електричні поля), а також однонаправленість передачі оптичного сигналу;
- широка частотна смуга пропускання, а також можливість перетворювати і передавати не тільки імпульсні сигнали, але і

постійну складову;

- сумісність з іншими виробами напівпровідникової електроніки.

Серед недоліків, які властиві сучасним оптронам, необхідно відмітити їх низький к.к.д., що пов'язано з великими втратами енергії при перетворюванні електричного сигналу в оптичний і назад. Параметри оптронів чутливі до зміни температури (від температури сильно залежить строк роботи таких пристроїв). До недоліків можна віднести досить високий рівень особистих шумів. Ці недоліки обмежують застосування оптронів, але з удосконаленням технологій, вирішенні схемотехнічних завдань ці недоліки стають все менш помітні.

3.1.2 Елементи оптопари.

Для досягнення високого к.к.д оптрону бажано, щоб параметри складових частин оптопари були узгоджені за спектральними характеристиками, швидкодії, температурним властивостям, габаритам. Іноді одну чи декілька з цих вимог доводиться порушувати заради отримання максимальних значень деяких необхідних параметрів.

Джерелом випромінювання в оптронах в більшості випадків служать інжекційні світлодіоди. Окрім необхідності досягнення найвищого к.к.д. та високої швидкодії ці світлодіоди повинні мати досить вузьку направленість випромінювання та працювати при порівняно невеликих вхідних струмах (для узгодження з мікроелектронними системами керування). В оптронах можуть застосовуватись напівпровідникові лазери. На відміну від звичайних світлодіодних індикаторів, випромінююча область світлодіодів, застосованих в оптронах, повинна мати мінімальну площу, так як при цьому не тільки зменшуються втрати випромінювання але і зменшуються вимоги до точності суміщення цієї області з приймальним вікном фотоприймача.

Середовище оптичного каналу вибирають з наступних міркувань. По перше, воно повинно зводити до мінімуму втрати світла, для чого матеріал оптичного каналу повинен не тільки бути спектрально узгоджений з випромінювачем і фотоприймачем, але і мати показник заломлення, близький до тих, якими характеризуються ці елементи оптопари. По друге, матеріал оптичного каналу повинен забезпечувати високий рівень електричної ізоляції між входом і виходом оптрона. По третє, часто оптичне середовище виконує функцію – служить основою, яка надає оптрону конструктивну цілісність і запобігає впливу на оптрон механічних, кліматичних або радіаційних впливів.

Взагалі, використовують три основні варіанти оптичного каналу. В першому оптичним середовищем служать полімерні оптичні клеї, лаки, в'язкі речовини, а також деякі марки скла. Другий варіант оптичного каналу – повітряний, при цьому для покращання світлопередачі можуть використовуватись фокусуючі системи на основі скляних лінз. Третій варіант пов'язаний з використанням в якості оптичного каналу волоконних світловодів. Вибір варіанту залежить від потреб, які пов'язані з використанням оптопари. Так, для отримання високого значення електричної

ізоляції, створення коротких ліній оптичного зв'язку використовують волоконні світловоди, а для пристроїв зчитування інформації з перфострічки потрібен повітряний канал. Багато з запропонованих матеріалів мають свої недоліки, наприклад полімери характеризуються провалами спектру пропускання в ближній інфрачервоній зоні. Зі свого боку, скло, яке застосовується в оптронах, менш стійке до різких змін температури, має невисоку адгезію до матеріалу випромінювача та фотоприймача.

Найважливіша властивість оптронів полягає в можливості здійснювати гальванічну розв'язку елементів електронної схеми. Оптрони, у яких в якості оптичного каналу використовують тонкі шари полімерних лаків або скло, мають відносно не високу електричну стійкість ізоляції. Так звана статична напруга ізоляції (максимально допустима напруга між входом і виходом оптопар) у них складає 100-500 В. У оптронів з повітряним каналом значення $U_{ів}$ вище (до 1-5 кВ) і обмежується вже електричною стійкістю корпусу приладу; в оптронах з волоконними світловодами максимально допустима статична напруга ізоляції може досягати 5—500 кВ. КПД оптрону, його строк дії, а також ряд інших параметрів в значній мірі залежить від випромінювача, і тому вдосконаленню світлодіодів надається велика увага. В той же час оптрон, як елемент електронної схеми, характеризується не стільки випромінювачем, скільки типом використаного фотоприймача. З практичної точки зору важливо, які функції може виконувати прилад, а це і визначається фотоприймачем, який повинен мати не тільки високу ефективність перетворення падаючого на нього випромінювання в електричний струм, але і відповідною швидкодією. В зв'язку з цим відрізняють оптопарі резисторного, діодного, транзисторного типів. Треба зауважити, що швидкодія приймача часто обмежує швидкодію всієї оптопарі в цілому.

3.1.3 Параметри, що характеризують роботу оптронів.

Елементарний оптрон являє собою чотирьохполюсний прилад, властивості якого, перш за все, визначаються трьома основними характеристиками – вхідною, передаточною та вихідною. Вхідною є вольт амперна характеристика випромінювача, а вихідною – відповідна характеристика фотоприймача (при заданому струмі на вході оптопарі).

Передаточною характеристикою називають залежність струму I_2 на виході оптрона від струму I_1 на його вході; в загальному випадку ця залежність є нелінійною, що приводить до деякого спотворення сигналу, що передається.

Сумарна швидкодія оптопарі часто характеризується часом переключення:

$$t_p = t_1 + t_2 \quad (1)$$

де t_1 та t_2 - відповідно час наростання і спадання сигналу на виході оптрону. Час переключення не однаковий для різних типів оптопар, він залежить також від режимів їх роботи і може складати $10^{-9} - 10^{-1} c$. Окрім часу

переключення, швидкодія деяких класів оптронів може бути задана граничною частотою f_{gr} . В залежності від типу оптрона $f_{gr} = 0,005 \div 10 \text{MHz}$.

Параметр, який тісно пов'язаний з залежністю $I_2(I_1)$ і який часто використовується на практиці є коефіцієнт передачі по струму (статичний)

$$k_i = I_2 / I_1 \quad (2)$$

В загальному випадку, особливо при високих температурах, коли істотній темновий струм I_m на виході фотоприймача,

$$k_i = (I_2 - I_t) / I_1 \quad (3)$$

Для більшості типів оптопар k_i є паспортним параметром, при чому він може складати від 0,5% (діодні оптопари) до ~1000% (транзисторні оптопари з складеним фототранзистором).

Важливим параметром для оптопари є параметри її ізоляції. Серед цих параметрів – максимально допустима напруга між входом і виходом (статична U_{iz}). Крім того, оптопари характеризуються опором ізоляції R_{iz} і прохідною ємністю C_{pr} (ємність між входом і виходом оптопари). У більшості типів оптопар R_{iz} може досягати 10^{12}Ом , що викреслює можливість зворотного зв'язку між фотоприймачем та випромінювачем за постійним струмом. В той же час зв'язок по змінному струму може бути суттєвим. Дійсно, стрибок напруги ΔU_2 на виході оптопари (за час Δt) може привести до того, що через випромінювач оптопари потече ємнісний струм, який може привести до помітного сигналу на виході навіть при малій прохідній ємності.

$$I \cong C_{pr} \frac{\Delta U_2}{\Delta t} \quad (4)$$

В зв'язку з цим для багатьох типів оптопар актуальним є зниження C_{pr} (за звичай вона порядку 1 пФ), це можна зробити, наприклад, за рахунок збільшення довжини оптичного каналу між випромінювачем та фотоприймачем.

Конструктивно–технологічне оформлення оптронів (рис. 3.2) визначається потребами по оптимізації тих чи інших параметрів цих приладів (1-випромінювач, 2-фотоприймач, 3-оптичний канал, 4-корпус, 5-електричні виводи). Наприклад, при введенні полімерного клею в простір між випромінювачем та фотоприймачем дозволяє збільшувати R_{iz} і зменшити C_{pr} до 0,01 пФ.

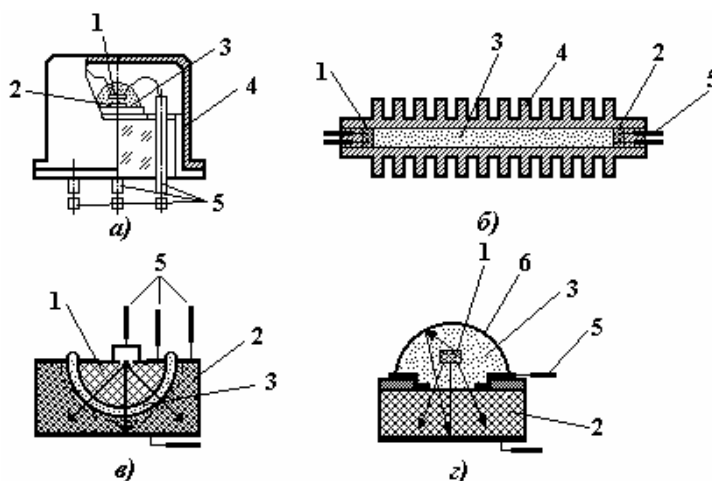


Рис.3.2 Приклади різних конструкцій оптронів.

Ще більшого ефекту можна досягнути, використовуючи в якості оптичного каналу волоконний світловод (Рис. 3.2б). Прилади зображені на Рис. 3.2 в,г характеризуються підвищеним значенням коефіцієнту передачі по струму: втрати світла в приладах цього типу зведені до мінімуму в першому випадку, завдяки тому, що потік випромінювання падає на границю розділу елементів оптопари перпендикулярно, в другому – завдяки введенню в конструкцію додаткової відбиваючої поверхні 6.

Виходячи зі значень U_{iz}, R_{iz}, C_{pr} а також вхідної та вихідної характеристик оптопар, для кожного типу оптронів задають граничні експлуатаційні данні про вхідні і вихідні напруги і струми, напругу між входом і виходом, вказують максимально допустиму температуру і т.д.

Загальна особливість цих приладів полягає в тому, що вони всі не монолітні, а зібрані конструкції, елементи яких пов'язані між собою загальним корпусом, оптичним клеєм і т.і. Подальше вдосконалення оптронів (зменшення габаритів, підвищення КПД) пов'язано насамперед з створенням монолітних приборів, у яких випромінювач і фотоприймач або створенні на одному кристалі, або нанесені на одній підложці.

§2. Типи оптронів.

3.2.1 Резисторні оптопар.

В якості фотоприймачів оптопар цього типу використовують фоторезистори на основі CdS і $CdSe$. При опроміненні фоторезистора його опір знижується від R_t (темнового) до R_{sv} (при освітленні). Одним з основних параметрів резисторних оптопар є відношення цих опорів; значення R_t / R_{sv} може досягати $10^4 - 10^7$.

Фоторезистори мають, як правило, велику інерційність. Завдяки цьому в фоторезисторних оптопарах в якості джерел випромінювання широко використовують мініатюрні лампи розжарювання, до переваг яких можна віднести добру відтворюваність параметрів, великий строк роботи, малу вартість. Невисока швидкодія (час переключення порядку $10^{-2}c$) ламп розжарювання в оптопарах цього типу не є їх недоліком, оскільки загальний

час переключення (до $10^{-1} c.$) визначається фотоприймачем. Окрім ламп розжарювання в резисторних оптопарах використовують світлодіоди на основі GaP , спектр випромінювання яких добре узгоджений з спектрами збудження фотопровідності CdS - і $CdSe$ - фотоприймачів.

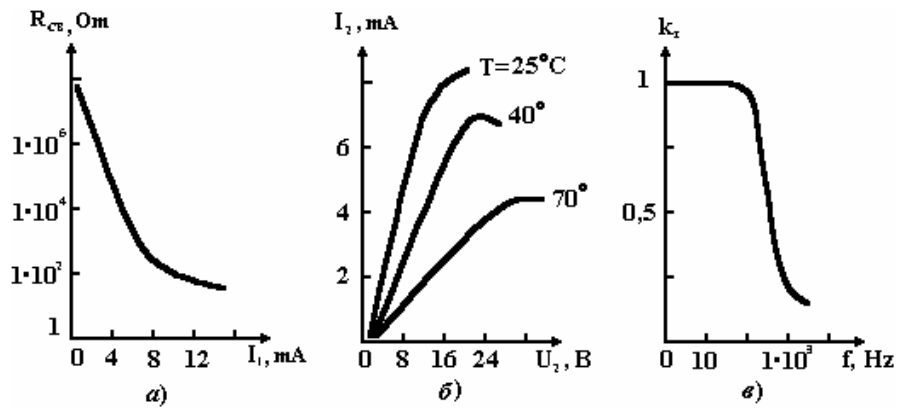


Рис.3.3 Характеристики резисторних оптопар.

Деякі характеристики оптопар подані на рис. 3.3. Збільшення струму I_1 на вході оптрону супроводжується збільшенням світлового потоку випромінювача, завдяки чому R_{sv} знижується (рис. 3.3a). Збільшення температури T приводить до зниження рухливості вільних носіїв заряду в фоторезисторі, збільшенню R_{sv} , та відповідно, до зниження I_2 при тій же напрузі U_2 на виході (рис 3.3б). З збільшенням T не тільки відбувається збільшення R_{sv} але і спадає R_i (зростає концентрація власних носіїв заряду в зоні провідності напівпровідника). При цьому відношення R_i / R_{sv} дуже сильно знижується (при 70°C воно може складати лише приблизно 10^2), що робить резисторну оптопару практично нездатною працювати при високих температурах.

Інерційність резисторних оптопар впливає на їх частотні характеристики, що показано на рис. Зв. на рисунку по вертикалі відкладений коефіцієнт передачі по струму, який у випадку використання оптопар цього типу носить формальний характер, оскільки у вираз (2) для k_i підставляється просто значення струму I_2 яке відповідає закінченню лінійної ділянки вольт амперної характеристики фоторезистора.

Переваги резисторних оптопар, які визначають їх широке застосування в різних типах оптоелектронних схем, є лінійність і симетричність вихідної характеристики (незалежність від полярності включення фоторезистора) відсутність фото-е.р.с., високі значення досяжної напруги на виході (до 250 В) і темного опору $R_i \approx 1 \cdot 10^6 \div 1 \cdot 10^{11} \text{ Ом}$.

3.2.2 Діодні оптопари.

Оптопари цього типу виготовляють на основі кременевих $p-i-n$ фотодіодів і арсенід-галлієвих світлодіодів.

На рис. 3.4. зображені типові графіки залежностей коефіцієнту передачі по струму k_i від вхідного струму I_1 , напруги на виході U_2 і температури T . З рисунка 3.4а витікає, що у діодних оптопар k_i залишається практично постійним в широкому діапазоні вхідних струмів, що обумовлено постійністю в цьому діапазоні квантового виходу z_k світлодіода. Зростання в області з малими і спадання в області з великими вихідними струмами (коли починає впливати розігрів приладу) також визначається поведінкою z_k . Квантовий вихід фотодіода z_3 при цьому, як правило не змінюється.

Розігрів оптопари може привести і до зниження z_3 .

Оцінімо значення k_i для діодної оптопари.

Потік випромінювання Φ_1 , який випромінює світлодіод, пов'язаний з вхідним током I_1 співвідношенням

$$\Phi_1 = z_{ke} \frac{I_1}{q} h\nu \quad (5)$$

(тут η_{ke} - зовнішній квантовий вихід світлодіода). В той же час струм на виході фотоприймача

$$I_2 = qz_3 \frac{\Phi_2}{h\nu} \quad (6)$$

де z_3 - квантовий вихід фотодіода, а Φ_2 - потік випромінювання який падає на фотодіод.

З співвідношень (5) і (6) отримуємо, що

$$k_i = \frac{I_2}{I_1} = z_3 z_{ke} k' \quad (7)$$

де $k' = \Phi_2 / \Phi_1$ - коефіцієнт який враховує втрати випромінювання на шляху від світлодіода до фотоприймача.

Якщо припустити, що $z_3 \approx 1$ (тобто кожний фотон, який досягнув фотоприймач, генерує носій фотоструму, це добре виконується наприклад для $p-i-n$ фотодіодів, отримуємо: $k_i = \eta_{ke} k'$.

В ідеальному випадку, коли втрат світла немає, можна вважати, що $k_i \approx z_{ke}$, однак часто виявляється, що коефіцієнт k' є помітно меншим за одиницю. Враховуючи, що у реальних світлодіодів $z_{ke} \approx 10\%$, отримуємо, що для діодних оптопар коефіцієнт k_i не може перевищувати декількох відсотків.

Окрім залежності $k_i(I_1)$ на рисунку 3.4 показано ще дві. На рисунку 3.4б зображена залежність коефіцієнта передачі по струму діодних оптопар від зворотної напруги на виході приладу – вона відносно слабка. Температурна залежність k_i діодних оптронів виражена більш яскраво (рис 3.4в), що пояснюється залежністю від T параметрів всіх елементів оптопари і в першу чергу – випромінювача.

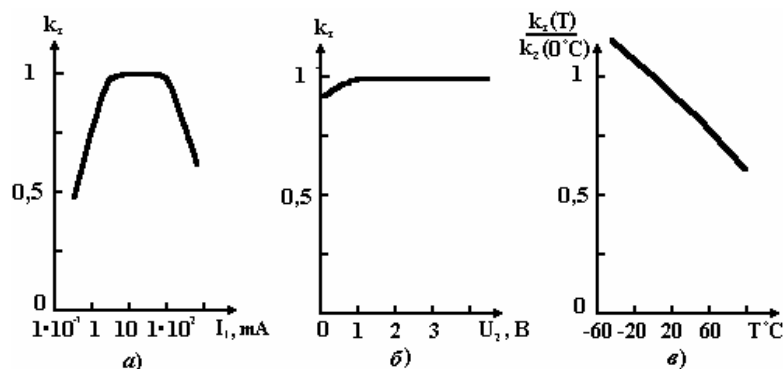


Рис.3.4 Залежності коефіцієнту передачі по струму від умов роботи діодної оптопари.

В цілому, оскільки у сучасних діодних оптронів значення коефіцієнту передачі по струму складає одиниці процентів, це означає, що на виході таких оптопар практично можна отримати лише струми, які не перевищують одного-двох міліампер.

Гранично досяжний час переключення t_p діодних оптопар може змінюватись в достатньо широких межах (0,1-10 мкс) в залежності від марки приладу. Але на практиці отримати таку швидкодію достатньо важко, так як завдяки малим вихідним струмам їх доводиться включати на велике навантаження. В цьому випадку суттєвим виявляється вже час перезарядки, який визначається опором навантаження R_n і вихідною ємністю оптопари C_2 . Так, при $R_n = (2 \div 20) \text{кОм}$ і $C_2 = 50 \text{нФ}$ постійна часу перезарядки дорівнює 0,1-1 мкс, що можна порівняти з величиною граничного значення t_p .

Діодні оптопари можуть працювати в вентиляльному режимі, коли оптрон виступає в якості джерела живлення. Оптрони, для цих цілей, мають підвищене (3-4%) значення k_i , однак к.к.д. таких приладів також складає лише біля одного відсотка.

Серед діодних оптопар можна віділити групу приладів, оптичний канал яких виконаний у вигляді світловода довжиною 30-100 мм. Ці прилади характеризуються високою електричною стійкістю ($U_{із} = 20 \div 50 \text{кВ}$) і малою прохідною ємністю ($C_{pr} = 0,01 \text{нФ}$).

3.2.3 Транзисторні оптопари.

До цього класу приладів відносяться діодно-транзисторні (приймачем випромінювання є фотодіод, один із виводів якого з'єднаний з базою транзистора, введеного в склад оптрона) і транзисторні (приймачем випромінювання служить фототранзистор) оптопари, а також оптрони зі складеним фототранзистором. Їх параметри суттєво відрізняються один від одного. Так, оптопари з складеним фототранзистором мають найкращі передаточні характеристики по струму (в результаті внутрішнього підсилення сигналу k_i може досягати 1000%), але діодно-транзисторні мають

більшу швидкодію ($t_p = 2 \div 4$ мкс). При цьому виявляється, що для оптопар перерахованих типів відношення

$$k_i / t_p = D \quad (8)$$

залишається постійним в широкому інтервалі значень вхідних струмів. Параметр D називають *добротністю* оптрону, його значення залежить від параметрів ізоляції (від U_{i3}). Для транзисторних оптронів $U_{i3} = 1 \div 5$ кВ, $D = 0,1 \div 1\%$ мкс⁻¹.

Також, як і для випадку діодних оптопар, матеріалом фотоприймачів частіше за всього є кремній; випромінювачами в таких приладах служать арсенід-галієві світлодіоди.

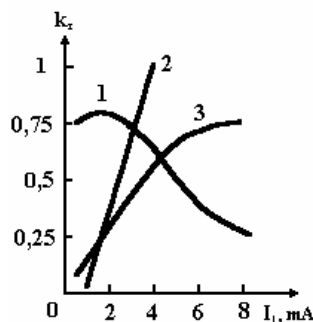


Рис. 3.5 Залежності коефіцієнту передачі по струму транзисторних оптопар від вхідного струму.

Транзисторні оптопари привертають увагу можливістю керування колекторним струмом як оптичними методами, так і електричними. Ці прилади дозволяють отримувати високі значення коефіцієнта передачі по струму і відповідно великі I_2 (чим вони вигідно відрізняються від діодних оптопар) при задовільній швидкодії.

На рисунку 3.5 приведені типові залежності k_i від вхідного струму для транзисторної (крива 3), діодно-транзисторної (крива 1) оптопар, а також для оптопар з складеним фототранзистором (крива 2). Порівняння цього рисунку з рисунком 4а показує, що характеристики таких оптопар сильно відрізняються від отриманих для діодного оптрона. Це пов'язано з тим, що коефіцієнт підсилення транзистора залежить від струму бази і тому є сталою величиною.

Температурні залежності k_i транзисторного оптрону при великих (крива 1) та маленьких (крива 2) вхідних струмах представлені на рисунку 6. Видно, що при великих I_1 коефіцієнт передачі по струму зі зміною температури поводить себе приблизно так саме як і в випадку діодних оптопар (рис 3.4б). В загальному випадку характер кривих $k_i(T)$ визначається залежностями від температури квантового виходу як світлодіода так і фототранзистора.

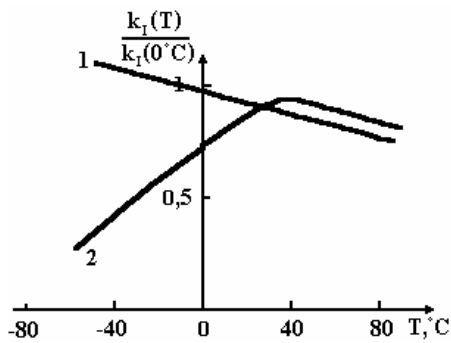


Рис.3.6 Температурні залежності k_i при великих (1) і малих (2) вхідних струмах для транзисторної оптопари.

Особливістю всіх оптопар з випромінювачами-світлодіодами є зменшення t_1 і збільшення t_2 з збільшенням вхідного струму. Саме тому відповідні характеристики транзисторних і діодних оптопар виявляються подібними.

Підвищення температури приводить до збільшення інерційності транзисторних оптопар. Одночасно і збільшується і темновий струм фотоприймача. Це особливо сильно видно у випадку оптопар з складеними фототранзисторами: при збільшенні температури від 25 до 100 °C їх темновий струм зростає в $10^4 - 10^5$ раз (у звичайних транзисторних оптопар ця зміна лежить в межах $10^2 - 10^3$).

3.2.4 Тиристорні оптопари.

Тиристорні оптопари використовують в якості ключів для комутації сильноточових і високовольтних ланцюгів як радіоелектронного ($U_2 = 50 \div 600V, I_2 = 0,1 \div 10A$), так і електротехнічного ($U_2 = 100 \div 1300V, I_2 = 6,3 \div 320A$) призначення. Важливою перевагою цих приладів є те, що управляючи значними потужностями в навантаженні, вони, тим не менш, по входу сумісні з інтегральними мікросхемами.

В залежності від гарантованих значень комутованих напруг та струмів, а також від часу переключення тиристорні оптопари поділяються на велику кількість груп. В цілому типові значення $t_1 = 10 \div 30\text{мкс}$, $t_2 = 30 \div 250\text{мкс}$.

Оскільки тиристорні оптопари працюють в ключовому режимі, то параметр k_i для них немає змісту. Тому зручніше характеризувати такі оптопари номінальним значенням I_1 , при якому відкривається фототиристор, а також максимально допустимим вхідним струмом завади (максимальним значенням I_1 , при якому ще не відбувається включення фототиристора). Значення сили номінального вхідного струму для різних типів тиристорних оптопар лежить в межах $20 \div 200\text{мА}$, максимально допустимий струм завади для оптопари АОУ 103, наприклад, дорівнює 0,5 мА.

3.2.5. Параметри оптронів різного типів.

В позначеннях вітчизняних оптронів перша буква (чи цифра) визначає матеріал випромінювача (А чи 3 - $GaAlAs$ чи $GaAs$), друга буква (О) вказує

приналежність приладу до класу оптопар, а третя відображає тип фотоприймача (Д – фотодіод, Т – фототранзистор, У – фототиристор). Резисторні оптопари (історично перший тип оптопар) зберігають свою первісну позначку ОЕП (оптоелектронний прилад). Деякі з оптронів можуть мати позначення, які відрізняються від тих, які вказані вище (наприклад, К249КП1 – оптоелектронний ключ, який складений з випромінюючого діоду на основі арсенід-галій-алюмінію і кремнієвого фототранзистора, в який входять транзисторні оптопари).

Окрім розглянутих в цьому розділі типів оптопар треба нагадати також про деякі інші види оптронів. До них можна віднести прилади, у яких в якості фотоприймачів використовують МДП-фотоварікапи і польові фототранзистори, дифірінційні оптрони (один випромінювач в яких працює на два ідентичних фотоприймача), а також оптопари, у яких джерелом випромінювання є напівпровідниковий лазер (наприклад, на основі *GaAlAs* чи *GaInAsP*). Відомості про деякі види спеціальних оптронів в зв'язку з їх застосуванням в різних приладах оптоелектронної техніки містяться в § 3.

3.2.6 Оптоелектронні мікросхеми.

Прилади цього типу містять одну чи декілька оптопар, а також узгоджуючи елементи чи електронні інтегральні схеми, поєднані за допомогою гібридної технології в один корпус. Оптоелектронні мікросхеми мають більш широкі можливості, ніж елементарні оптрони. Їх можна розділити на три основні групи.

До першої групи відносяться перемикаючі мікросхеми; ця група найбільш багаточисельна. Прикладом приладу цього типу може бути мікросхема серії 249ЛП1 (рис. 3.7а), в яку поєднанні діодний оптрон і стандартна інтегральна схема, яка має два статичних стани, при одному з яких напруга на її вході дорівнює приблизно 0,3В, а при другому – близько 3В.

В другу групу поєднані лінійні, оптоелектронні мікросхеми, які спроможні виконувати аналогові перетворення сигналів. В якості прикладу можна привести мікросхему серії К249КН1, лінійну по вихідному ланцюгу, яка складається з двох діодних оптронів, які працюють в режимі фотоелементів і виконують функції широкосмугового (до передачі постійного сигналу) трансформатора (рис 3.7б).

До третьої групи відносять оптоелектронні мікросхеми релейного типу, які використовують для комутації силових ланцюгів в широкому діапазоні напруг і струмів. За вхідними параметрами ці прилади узгоджені з стандартними інтегральними мікросхемами; в якості прикладу можна назвати оптоелектронне реле постійного струму серії серії К295КТ1.

Окрім мікросхем перерахованих трьох груп існують і більш складні. До них відносять, наприклад, фоточутливі прилади з зарядовим зв'язком, багатостійкі елементи – сканістори і т.д.

Так само, як і елементарні оптрони, оптоелектронні мікросхеми мають недолік – їх доводиться виготовляти за гібридними технологіями, поєднуючи

елементи з різних матеріалів. При вдосконаленні способів отримання цих елементів відкриваються перспективи створення оптоелектронних мікросхем на одному кристалі, а також плівочних. Це повинно привести не тільки до розширення їх функціональних можливостей.

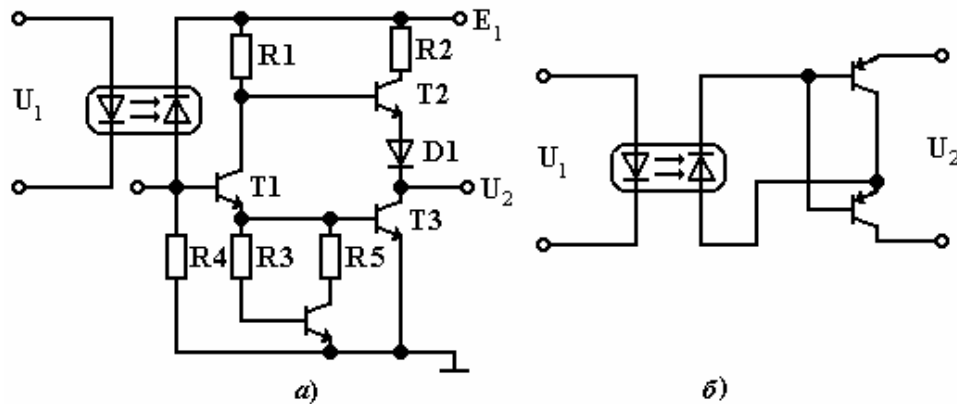


Рис.3.7 Приклади оптоелектронних мікросхем.

§3. Застосування оптронів.

3.3.1 Застосування оптронів в цифрових і лінійних схемах.

Використання оптронів (перед усім – діодних і транзисторних) в цифрових і імпульсних приладах пов'язано з можливістю їх швидкого переключення з стану з низьким рівнем сигналу на виході в стан з високим рівнем, чи навпаки. В якості прикладу можна привести оптоелектронні елементи, які дозволяють реалізовувати основні логічні функції в пристроях цифрових систем. Так, схема надана на рис. 3.8а., моделює операцію логічного множення (І). А схема на рис. 3.8б. – операцію додавання (АБО). В першому випадку вихідна напруга U_2 підтримується на високому рівні, близькому до напруги U_1 , тільки якщо обидва фототранзистора ФТ1 і ФТ2 включені і через них тече струм, близький до насичення, а в другому – при виході на насичення вольт-амперної характеристики будь-якого з фототранзисторів ФТ1 і ФТ2. Оptrони можуть також з успіхом застосовуються для моделювання і інших логічних операцій.

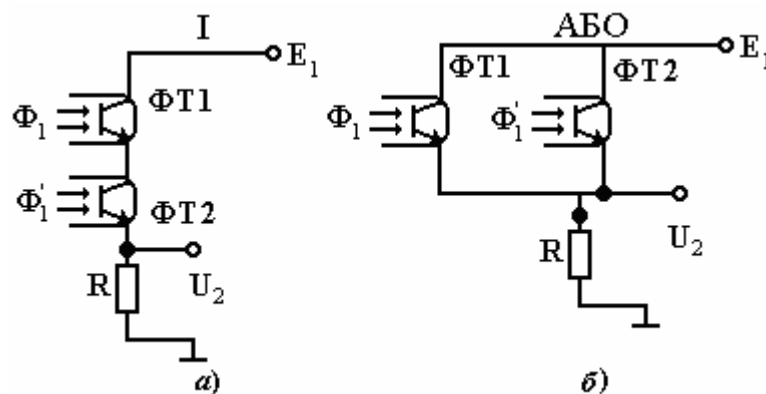


Рис. 3.8 Логічні оптоелектронні елементи.

Ще одним прикладом використання оптронів в цифрових пристроях може служити оптоелектронна мікросхема серії 249ЛП1 (рис. 3.7а). При протіканні по ланцюгу арсенід-галієвого світлодіода номінального вхідного струму в ланцюгу фотоприймача (кремнієвого фотодіода) виникає фотострум, який одночасно є базовим для транзистора Т1; цей струм є достатнім для відпирання транзистора. Емітерний струм транзистора Т1 поступає на базу транзистора Т3 і переводить його в режим насичення. При цьому напруга на виході мікросхеми виявляється рівною падінню напруги на насиченому транзисторі (приблизно 0,3В). якщо вхідний струм оптрону менше за номінальний, то через його фотоприймач тече лише малий темновий струм і транзистор Т1 залишається закритим. В цьому випадку через резистор R1 тече базовий струм транзистора Т2, при чому його значення таке, що Т2 знаходиться в режимі насичення. В результаті напруга на виході оптопар є різницею напруги E_1 , базової напруги транзистора Т2 і напруги на діоді Д1; для мікросхеми такого типу це 2,5-3,5 В.

Одним з важливих параметрів, за яким оптрони можуть поступатись однотипним пристроям (діодам, тріодам, мікросхемам) без оптичного зв'язку, є швидкодія, що визначається, головним чином, бар'єрними ємностями джерела випромінювання і фотоприймача. Поразка в швидкодії може бути ще вище, якщо не прийняти спеціальних засобів по узгодженню режимів роботи елементів оптопар. Так, для зниження впливу часу перезарядження бар'єрної ємності світлодіода (20-300 пФ) перезарядження необхідно форсувати, наприклад, подаючи на вхід світлодіода струм досить великої амплітуди. Зменшення часу перезарядки вихідної ємності фотоприймача (5-15пФ) можна отримати, ізолюючи чи компенсуючи ємнісне навантаження, а також зменшуючи амплітуду напруги вихідного сигналу. Оптимізуючи конструкцію і режими роботи оптопар, час переключення вдається помітно знизити, довівши його (для деяких типів оптопар) до декількох наносекунд.

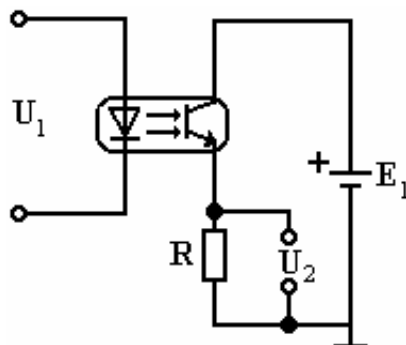


Рис. 3.9 Приклад застосування оптронів в аналоговому пристрої.

До областей застосування аналогових оптронів можна віднести використання їх в широкосмугових трансформаторних пристроях, в підсилювачах різних сигналів, в інших системах аналогового перетворення. Схема простого підсилювача на основі оптрона, який забезпечує електричну розв'язку від іншої частини схеми, зображена на рисунку 3.9. Вхідний сигнал, який подається на вхід оптрону, після перетворення в

випромінювання попадає на базу фототранзистора, виконуючи тим самим керування амплітудою струму на виході оптопарі і напругою на опорі навантаження R . Коефіцієнт підсилення всього пристрою визначається значенням k_i використаного транзисторного оптрону.

В аналогових пристроях використовують діодні і резисторні, а також (в деяких випадках) транзисторні оптопарі. Вимоги до аналогових оптронів визначаються конкретними умовами їх застосування і тому загального критерію якості, подібного тому, що має місце у випадку цифрових оптронів (добротності), для них немає. В той же час, для збереження форми передаваного сигналу бажана лінійність передаточної характеристики (постійність k_i в досить широкому діапазоні струмів). Цій вимозі в найбільшій мірі відповідають діодні оптрони, хоча у них інтервал значень I_1 , при яких k_i постійний, не дуже великий. Так наприклад, у оптопарі АОД 101 навіть при її термостатуванні передача аналогового сигналу з нелінійністю менш ніж 2% відбувається лише при двох – трьох кратній зміні I_1 .

Сказане означає, що при проектуванні аналогових пристроїв, які використовують оптрони, необхідно передбачати додаткові засоби з лінеаризації передаточної характеристики. В цьому змісті перспективним є використання диференційних оптронів (з одним випромінювачем і двома фотоприймачами), у котрих коефіцієнти передачі по струму між випромінювачем і другим фотоприймачем однакові, при чому в рівній мірі змінюються в залежності від умов роботи (T , I_1 , U_1). Фотоприймачі увімкнуті таким чином, щоб при подачі сигналу вхідний струм одного з них збільшувався, а у іншого в тій самій мірі зменшувався. Збільшення k_i першого каналу оптрону приблизно компенсується зменшенням k_i другого, а загальна передаточна характеристика оптопарі вирівнюється.

3.3.2 Керування процесами в високовольтних ланцюгах.

Для безконтактного керування процесами в високовольтних (до 1300 В) і сильноточових (до 320 А) ланцюгах використовують потужні ключові оптрони, типовими представниками яких є тиристорні і транзисторні оптопарі. За своїми технічними показниками оптоелектронні перемикачі успішно конкурують з електромагнітними реле і герконами (герметизованими перемикачами), перевершуючи їх за надійністю, довговічністю і завадостійкістю.

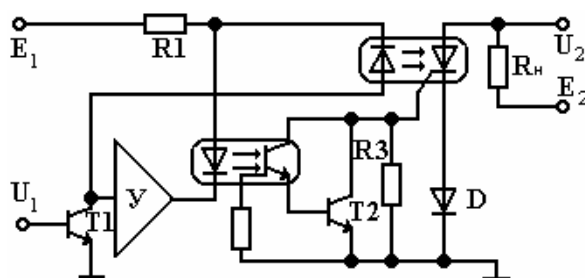


Рис. 3.10 Високовольтний оптоелектронний ключ.

Приклад схемного варіанту оптоелектронного ключа, в якому тиристорний оптрон, який переключає струм в ланцюгу з постійною напругою, керується одразу по двох каналах – оптичному і електричному, показаний на рисунку 3.10. Якщо вхідний транзистор Т1 відкритий і працює в режимі насичення, то на виході підсилювача У підтримується високий потенціал і струм тече лише через випромінювач тиристорної оптопари – фототиристор ввімкнений. Для його вимкнення транзистор Т1 запирається, завдяки чому, по перше, знижується напруга на світлодіоді тиристорної оптопари, і він перестає випромінювати світло, та, по друге, на шину нульового потенціалу закорочується управляючий електрод фототиристора. Закорочування обумовлене тим, що після зниження напруги на виході підсилювача – інвертора У світлодіод транзисторної оптопари відкривається і через фотоприймач починає текти струм, який переводить транзистор Т2 в режим насичення. Подібна схема може керувати струмом в ланцюгу постійної напруги 50-400 В, при чому тривалість переключення фототиристора складає 5-10 мкс.

Узагальненим параметром, який характеризує якість ключових оптронів, є відношення максимальної потужності коמוтованого ланцюга до вхідної потужності, необхідної для керування. Це відношення носить назву комутаційної добротності і для сучасних оптронів складає приблизно $10^2 - 10^6$.

Для керування ланцюгами високої напруги можуть застосовуватись і оптопари інших типів. Так, в схемах керування електролюмінісентними індикаторами, які збуджуються змінною напругою з амплітудою 115-300 В, використовують резисторні оптрони. В ланцюг живлення індикатора включають фоторезистор оптопари; зміна напруги на індикаторі (а відповідно, і яскравість його свічення) регулюють малим сигналом на вході оптрону.

В високовольтних ланцюгах знаходять широке застосування оптоізолятори – оптопари з високою дозволеною напругою ізоляції (а саме з волоконно-оптичними каналами). Використання оптронів цього типу в системах енергорозподілення, високовольтних НВЧ-пристроях, апаратурі приводу, в лініях електропередачі дозволяє не тільки з успіхом замінювати традиційні елементи, але і стимулює подальше вдосконалення розроблюваних для цих цілей приладів.

3.3.3 Використання оптронів для отримання інформації оптичним методом.

Спеціальні оптрони з відкритим оптичним каналом можуть застосовуватись в безконтактній дистанційній техніці в якості індикаторів положення об'єктів і стану їх поверхні, датчиків заповнення посудин рідиною, пристроїв які зчитують інформацію з перфоновічок на вході ЕОМ і т.п. Існують два типи подібних оптронів. Прилади першого типу (оптопереривачі) реагують на потрапляння в оптичний канал непрозорого предмету, який перериває (чи змінює) світловий потік, який падає на

фотоприймач. Область застосування оптопереривачів – індикація положення і рахунок об'єктів, сигналізація про зміну параметрів повітряного середовища між випромінювачем і фотоприймачем (наприклад, при появі диму), зчитування інформації з перфострічок і т.і. Прилади другого типу (відбиваючи оптрони) реєструють світловий потік, відбитий від поверхні, що досліджується. Ці прилади дозволяють, наприклад, робити автоматичний контроль шорсткості поверхні, її дефектності.

За рахунок наявності повітряної шпарини в оптичному каналі коефіцієнт передачі по струму таких оптронів малий, причому у відбиваючих оптронів він ще залежить від властивостей поверхні, що досліджується, а також від відстані до неї. Реально ця відстань не повинна перевищувати декількох міліметрів.

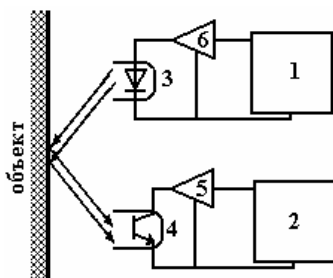


Рис. 3.11 Оптоелектронний датчик з відкритим оптичним каналом.

Приклад схеми, в якій використовується відбиваючий оптрон з відкритим оптичним каналом, надано на рисунку 3.11. На цій схемі 1-генератор імпульсного сигналу, який подається на світлодіод 3 оптопари, 6-пристрій який реєструє сигнал з фототранзистора, 4, 2, і 5-підсилювачі вхідного і вихідного сигналів. При зміні інтенсивності відбитого від поверхні, що досліджується світлового потоку змінюється струм фотоприймача, що фіксується реєструючим пристроєм.

Серед труднощів схемної реалізації подібних пристроїв потрібно назвати необхідність знищення впливу сторонньої зовнішньої засвітки та забезпечення точної просторової орієнтації випромінювача і фотоприймача. Ситуація набагато полегшується, якщо застосувати оптрони, у яких в якості оптичного каналу використовують волоконні світловоди. Одним кінцем світловоди пристиковані до випромінювача чи фотоприймача; зрізи їх інших кінців орієнтовані таким чином, щоб вони могли служити чутливим елементом схеми. Оптоелектронні зонди цього типу можуть використовуватись, наприклад, для дослідження профілю поверхні, причому застосування світловодів малого діаметру дозволяє реєструвати достатньо "тонкі" зміни її рельєфу.

3.3.4 Інші застосування оптронів.

Як вже відмічалось, діодні оптрони мають змогу працювати в режимі фотоелементів, виступаючи в якості ізольованих джерел е.р.с. і струму. Повна відсутність гальванічного зв'язку з зовнішнім джерелом живлення дає можливість створювати пристрої, які мають високу заводо захищеність.

Значення різниці потенціалів яке отримується на виході оптрону складає 0,3-0,4 В, однак батарейне з'єднання таких оптронів дозволяє створювати малопотужні джерела живлення до 5 В і струмом 0,5-50 мА. Однак к.к.д. оптрону, який працює в режимі фотоелементу не перевищує 1%, хоча в деяких випадках він може досягати 10-15%.

Ввід додатного зворотного зв'язку між елементами оптопари дозволяє отримати пристрої, які мають S-подібну вольт-амперну характеристику. Подібні пристрої називають регенеративними оптронами; варіант однієї такої схеми і її вольт – амперна характеристика наведені на рисунку 3.12. При малій напрузі на вході оптрону (рис. 3.12а) і транзистор Т1, його колекторний струм різко збільшується, збуджується випромінювач оптопари. Виникаючий при цьому фотострум приймача, в свою чергу, викликає ще більше відпирання транзистора Т1; цей процес приводить до виникнення на вольт-амперній характеристиці всього пристрою ділянки з від'ємною крутизною (рис. 3.12б). Таким чином, регенеративні оптрони є бістабільними елементами (даному U_1 відповідають два значення I_1) і тому підходять для використання в якості перемикачів, підсилювачів, генераторів оптичних і електричних коливань.

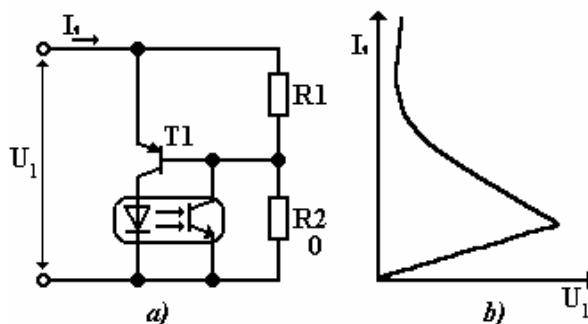


Рис. 3.12 Приклад оптронної схеми з S - подібною вольт-амперною характеристикою.

Слід згадати прилади, в яких перетворення енергії відбувається за схемою випромінювання–електричний сигнал–випромінювання. Прикладом такого пристрою може служити прилад, схема якого зображена на рисунку 3.13.

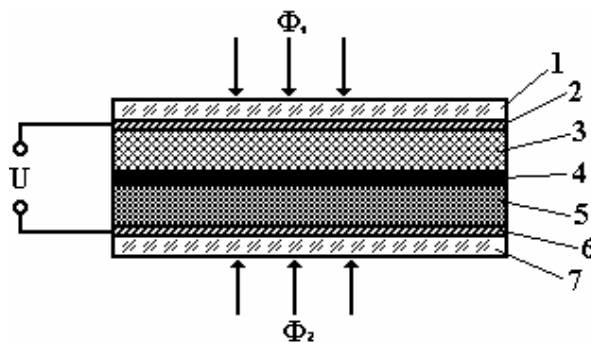


Рис. 3.13 Структура оптоелектронного перетворювача зображення.

Потік випромінювання Φ_1 , попадає через скляну підложку 1 і прозорий електрод 2 на шар фотопровідника 3 (наприклад, CdS), викликає зміну його

опору, завдяки чому відбувається перерозподіл напруги, яка подається на прозорі електроди 2 і 6, між освітленою ділянкою фотопровідника і прилеглою до нього областю шару ZnS - електролюмінофору 5. Підвищення напруги на люмінафорному шарі супроводжується підвищенням яскравості його свічення; виникаючий при цьому потік випромінювання Φ_2 виходить крізь скляну пластинку 7. Для запобігання оптичного зв'язку між шарами фотопровідника і електролюмінофору в пристрої передбачено ще один не прозорий шар 4. Амплітуда управляючої напруги, яскравість, контраст і колір отриманого випромінювання залежить від хімічного складу люмінофору і фотопровідника, від товщини їх шарів. Подібні структури можуть бути використанні в якості підсилювачів і перетворювачів зображення (з їх допомогою можна, наприклад, реалізувати пристрій, який перетворює негатив в позитив, і навпаки), перетворювачів інфрачервоного випромінювання в видиме, когерентного в некогерентне. Особливий інтерес викликає застосування для цих цілей тонкоплівочних пристроїв, які мають велику яскравість, підвищену крутизну вольт-яскравісної характеристики, доброю роздільною здатністю.

Наведені приклади далеко не вичерпують коло приладів, в яких використовують оптрони, оптоелектронні мікросхеми і пристрої. По мірі вдосконалення параметрів оптронів це коло все більш розширюється.

РОЗДІЛ 4. ОПТИЧНІ МОДУЛЯТОРИ, ОПТИЧНІ ДЕФЛЕКТОРИ ТА ОПТИЧНІ ТРАНСПАРАНТИ.

§1. Модулятори оптичного випромінювання.

Модуляція полягає в введенні інформації в світлову хвилю за рахунок зміни в часі однієї з її характеристик – амплітуди, фази, частоти, а також поляризації. Фотоприймачі, які використовуються в оптоелектроніці зазвичай чутливі лише тільки до інтенсивності світла, тому на практиці модуляцію фази, частоти або поляризації світла перетворюють в амплітудну.

Якщо оптичне випромінювання перетворюється необхідним чином в процесі його генерації в самому джерелі, модуляцію називають внутрішньою (прямою). У випадку світлодіодів або напівпровідникових лазерів модуляцію інтенсивності випромінювання можна здійснити за рахунок зміни збуджуючого струму. Однак часто виникає необхідність здійснювати модуляцію за межами джерела (зовнішня модуляція). Оптичні зовнішні модулятори можуть працювати на більш високих частотах в порівнянні з частотами, які можна досягти при внутрішній модуляції. Модулятори оптичного випромінювання в системах обробки і передачі інформації працюють на основі різних фізичних процесів, які протікають при проходженні світла в модулюючому середовищі під дією зовнішніх факторів.

§2. Характеристики і параметри оптичних модуляторів.

Незалежно від принципу дії оптичні модулятори характеризуються рядом параметрів: глибиною модуляції сигналу, оптичними втратами, смугою прозорості, смугою частот, що модулюються, питомою потужністю, значенням керуючої напруги.

Якщо Φ_{\min} позначити інтенсивність світла, яке пройшло через модулятору відсутності керуючого сигналу, а Φ_{\max} - при його подачі, то глибина (ступінь) модуляції визначається як:

$$M_0 = (\Phi_{\max} - \Phi_{\min}) / \Phi_{\max} \quad (1)$$

Під глибиною модуляції розуміють також відношення Φ_{\max} до Φ_{\min} , яке зазвичай надають в децибелах:

$$M_0 = 10 \lg(\Phi_{\max} / \Phi_{\min}) \quad (2)$$

Якщо $\Phi_{\min} \approx 0$, модулятор можна використовувати в якості оптичного затвору, тобто пристрою що вимикає і вмикає світло.

Оптичні втрати модулятора характеризують відношенням інтенсивності світла Φ_0 у відсутності пристрою до його значення Φ_{\max} при повному просвітленні модулятора і також надають в децибелах:

$$\xi = 10 \lg(\Phi_0 / \Phi_{\max}) \quad (3)$$

Смуга прозорості визначає спектральний діапазон випромінювання, яке проходить через модулятор без помітного послаблення.

Під смугою пропускання Δf модулятора розуміють діапазон частот, в якому він може працювати. Зазвичай Δf визначається як різниця верхньої f_e і нижньої f_n частот і, оскільки $f_e \gg f_n$, то $\Delta f \approx f_e$. Оптичний затвор

характеризують також часом спрацювання (швидкодією), який за порядком величини є близьким до f_e^{-1} .

Для модуляції витрачається енергія, при чому тим більша, чим більша Δf . Тому в якості характеристики модулятора вводиться параметр, який визначається спожитою потужністю на одиницю смуги частот модуляції (зазвичай надається в міліватах на мегагерц).

У випадку схрещених поляризаторів на вході і виході модулятора амплітуда світлових хвиль пропорційна $\sin \varphi$, де φ - кут повороту площини поляризації:

$$\Phi_{\text{вих}} = \Phi_{\text{max}} \sin^2 \left(\frac{\pi U}{2 U_{\lambda/2}} \right) \quad (4)$$

де $U_{\lambda/2}$ - напівхвильова напруга, рівна такій U , при якій досягається максимальна світлопровідність пристрою, т.ч. коли фаза світла, що вийшло змінюється на π .

§3 Електрооптичні дефлектори.

Дефлектори – це пристрої для зміни просторового положення світлового променя. Розрізняють дефлектори з дискретним набором положень відхиленого променя, а також призначений для його неперервної розгортки – сканери.

Звичайний і незвичайний промені, які вийшли з двоприменезаломлюючого кристалу, лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Якщо на плоско паралельну платівку, яка вирізана під кутом до оптичної вісі такого кристалу, напрямити світло, яке поляризоване, то в площині поляризації звичайного променя, на виході кристалу незвичайний промінь буде відсутній, а звичайний пройде крізь кристал не змінюючи свого просторового положення. Якщо площину поляризації падаючого променя повернути на 90° , крізь кристал пройде тільки незвичайний промінь, який вже не буде продовженням первинного, а паралельно зміститься відносно нього. В дефлекторах орієнтацію площини поляризації падаючого променя регулюють з допомогою електрооптичної комірки, при проходженні через яку у відсутності керуючої напруги U поляризація світла не змінюється, а при U рівній напівхвильовій $U_{\lambda/2}$,

площина поляризації повертається на 90° , що і треба для роботи дефлектора. Зміщення променя залежить від матеріалу з якого виготовлена пластинка і від її товщини, тобто воно не може керуватись електрично. Щоб промінь на виході дефлектору міг мати багато положень, світло пропускають через послідовність пар. Рис.4.1.

Одним з основних параметрів дефлектора є роздільна здатність, яка визначається матеріалом і товщиною двоприменезаломлюючих пластин, а також їх орієнтації відносно оптичної вісі кристалу. Відхилення

незвичайного променя h рівне $l \operatorname{tg} \psi$, де ψ - кут відхилення променя в пластинці.

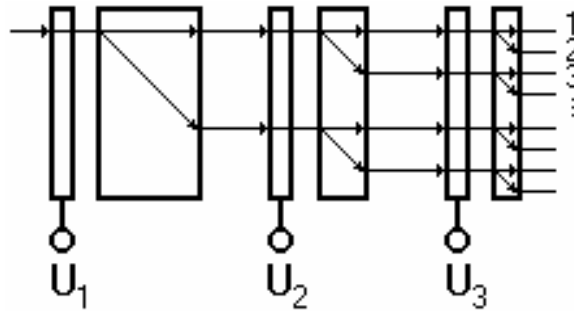


Рис.4.1 . Електрооптичний дефлектор.

Неперервне відхилення (сканування) променя можна отримати, використовуючи призму з електрооптичного матеріалу з нанесеними на її гранях електродами, до яких прикладається керуюча напруга U . Кут θ , під яким промінь виходить з призми, залежить від показника заломлення матеріалу призми, а відповідно і від U . Роздільна здатність сканера визначається як відношення максимальної зміни кута $\Delta\theta$ до розбіжності променя $\delta\theta$. Відповідно $\frac{\Delta\theta}{\delta\theta}$ для призмового електрооптичного сканера може досягати 10^2 .

§4. Оптичні транспаранти.

Оптичний транспарант являє собою плоский пристрій, оптичні параметри якого (прозорість, розсіяння, коефіцієнт заломлення, поляризація) під дією керуючого сигналу змінюється від точки по його площині, тобто світловий пучок, який пройшов через такий пристрій або відбитий від нього, виявляється просторово промодульованим.

Просторова модуляція світла оптичними транспарантами не виключає, крім того, і часової модуляції сигналу. Транспарант, який припускає і ту і іншу можливість називають динамічними або просторово часовими (ПЧМС) модуляторами світла. З допомогою таких приладів можна здійснювати паралельну обробку великих масивів інформації в реальному масштабі часу, що складно здійснювати в електронних пристроях і системах. Таки пристрої можуть застосовуватись для паралельного відображення інформації. Якщо властивості матеріалів і принцип дії транспаранта зберігати „оптичний рельєф” на протязі деякого часу, їх можна використовувати в якості пристрою запам’ятовування великої ємності.

Для модуляції сигналу в ОТ використовують різні фізичні ефекти. Модуляцію можна здійснити або подаючи до різних ділянок транспаранту електричну напругу (електрично-керовані транспаранти) або проектуючи на нього дослідне зображення (оптично керовані транспаранти).

Більшість параметрів введених для оптичних модуляторів, застосовні і до транспарантів. Важливим параметром є роздільна здатність, яка визначається кількістю ліній, що можна розрізнити, на одиницю довжини. Ще один важливий параметр – це енергетична чутливість до керуючого

сигналу. Відношення $\Phi_{\max} / \Phi_{\min}$ потоків, що пройшли через транспарант при максимальному просвітленні і при затемненні, називають оптичним контрастом.

§5. Електрично керовані транспаранти.

При утворенні транспаранта природним є прагнення отримати якомога більшу просторову роздільну здатність, і якщо вона перевищує 10 лін/мм , що реально, то при площі транспаранту в декілька квадратних сантиметрів індивідуальне електричне підключення кожного елемента за допомогою окремого провідника стає неможливим. Тому в ЕКТ використовують так звану $X-Y$ адресацію. В цьому випадку на тонкий шар модулюючого середовища з обох сторін наносять паралельні провідні прозорі смуги, при чому так, щоб на протилежних поверхнях вони були орієнтовані взаємно перпендикулярно. Електричне поле в потрібному місті транспаранту утворюють, подаючи на відповідні $X-Y$ шини керуючу напругу, що викликає в точці їх перетину локальну зміну оптичних властивостей модулюючого середовища.

Найбільш чутливі до керуючих сигналів і економічні ЕКТ на основі рідких кристалів (РК) – складних органічних речовин, які мають властивості рідини (текучість) і одночасно кристалу (анізотропія властивостей в тому числі і оптичних). Рідкокристалічний стан існує тільки в визначеному температурному інтервалі. За його межами РК перетворюється при високих температурах в ізотропну рідину, при низьких в тверду фазу.

Молекули рідкого кристалу мають подовжену, сигароподібну, форму і тому прямують до взаємно паралельної упаковки, а в кінцевому рахунку к анізотропії шару РК. Рідкий кристал розміщують між скляними підложками, які орієнтують в протилежному напрямку. Для світла напрямленого перпендикулярно підложкам, такий шар має максимальне двопронезаломлення. Якщо до комірки прикласти напругу молекули рідкого кристалу повертаються паралельно діючому електричному полю і у шарі РК двопронезаломлення вже не викликає.

Для отримання амплітудної модуляції в РК з використанням подвійного променезаломлення необхідно застосувати два поляризатора. Можлива також безпосередня амплітудна модуляція світла з допомогою додавання в РК барвника, орієнтація молекул якого залежить від орієнтації молекул РК.

Частота перемикання таких приладів складає $\sim 10^3$ Гц, але цього не завжди вистачає. Суттєвим недоліком РК пристроїв є обмежений температурний інтервал існування мезофази, який складає декілька градусів ($-(10 \div 20)$ до $+(40 \div 50)^\circ \text{C}$).

§5. Принципи роботи оптично-керованих транспарантів.

В найбільш поширених випадках ОКТ являють собою тонку пластинку електрооптичного матеріалу з нанесеним на неї шаром фотопровідника і двох

прозорих електродів, до яких приєднують напругу U . Це показано на рисунку 4.2.

Таку багатошарову структуру розміщують між поляризатором Π і аналізатором A і на неї напрямляють пучок світла Φ_0 , для якого фотопровідний шар є нечутливим і прозорим. За допомогою напівпрозорого дзеркала, на фотопровідний шар проектується світлова керуюча хвиля $\Phi_{кер}$, яка утворює потрібну картину і яка має спектральний склад, що відповідає чутливості фотопровідного шару. У відсутності керуючого світла опір фотошару великий і практична вся напруга падає на ньому. Під дією $\Phi_{кер}$ опір фото шару зменшується і напруга розподіляється між фотошаром і електрооптичним шаром, локально змінюючи його оптичний параметр, наприклад викликає подвійне променезаломлення. Якщо в первинному стані поляризатор Π і аналізатор A схрещені, то у відсутності $\Phi_{кер}$ світло Φ_0 на вихід пристрою не потрапляє. В місцях де відбувається освітлення керуючою хвилею, світло Φ_0 виявляється промодульованим по фазі або поляризації і пристрій в більший або меншій мірі стане прозорим для світлової хвилі Φ_0 .

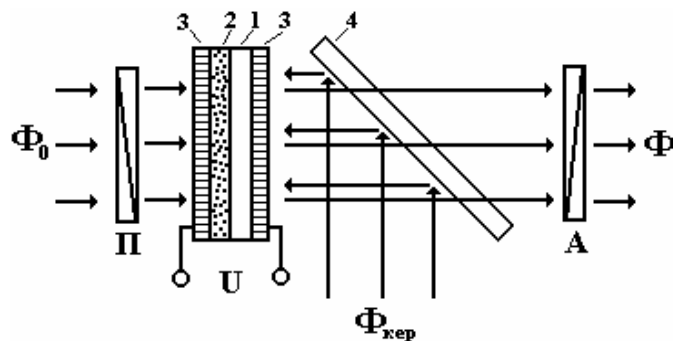


Рис. 4.2. Оптично-керований транспарант.

1- шар модулюючого матеріалу; 2- фотопровідний шар; 3- прозорі електроди; 4 напівпрозоре дзеркало; Π - поляризатор; A - аналізатор.

Зазвичай фотопровідник – це слабо провідний матеріал і зарядовий рельєф утворений в результаті проектування на нього зображення, зберігається на проміжку деякого часу. При необхідності запису, інформацію можна стерти коротким засвіченням відповідного спектрального складу. ОКТ з фотопровідним шаром, який має великий час релаксації, можна використовувати в якості двомірного оперативного запам'ятовуючого пристрою, і для обробки інформації яка швидко змінюється.

Можлива робота ОКТ не тільки на просвіт але і на відбивання.

РОЗДІЛ 5. ІНДИКАТОРНІ ПРИЛАДИ.

§1 Деякі характеристики зору.

При розгляді пристроїв відображення інформації необхідно пам'ятати, що вони повинні бути узгоджені з людським оком, як фотоприймачем, що має ряд особливостей.

Для ока характерний досить вузький діапазон сприймаємих довжин хвиль, при чому чутливість ока до різних довжин хвиль неоднакова. Для опису цієї властивості ока вводиться функція відносної спектральної світлової ефективності $f(\lambda)$ монохроматичного випромінювання, яка визначається, як відношення потоків світла з довжинами хвиль λ і λ_m , які викликають зорові відчуття однакової сили (λ_m вибирається таким чином, щоб максимальне значення цього відношення було рівне одиниці).

На рисунку 5.1 приведені графіки $f(\lambda)$ і $f'(\lambda)$ для денного і нічного зору відповідно.

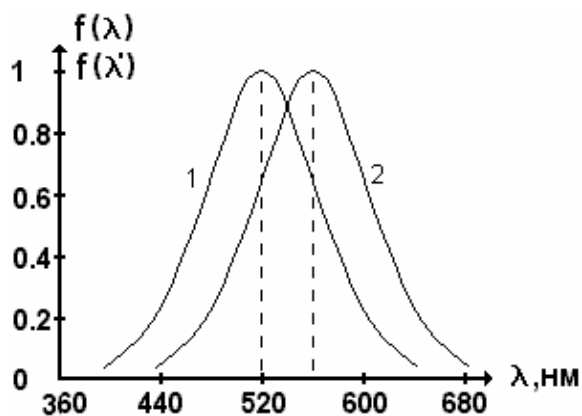


Рис. 5.1.

Де 2 – для денного, 1 для нічного.

Подібна властивість ока пов'язана з наявністю в ньому рецепторів двох типів (паличок і колбочок), які містять світлочутливі пігменти двох типів. Більш чутливі (палички) працюють при низьких рівнях освітленості і реагують на світло в інтервалі довжин хвиль 380-640 нм. Колбочки реагують на світло з довжиною хвилі від 410 до 720 нм і вони менш чутливі.

Око є унікальним фотоприймачем, який сприймає світло в дуже широкому діапазоні значень яскравості. Нижній поріг чутливості ока (мінімальна яскравість світлової плями, яку можна відрізнити на темному фоні) складає біля $1 \cdot 10^{-7}$ кд/м², верхній поріг (при якому виникають больові відчуття) дорівнює приблизно $10^5 - 10^6$ кд/м².

Важливою характеристикою приймача є його роздільна здатність. Вона оцінюється за мінімальним кутом α_m , при якому вдається розрізнити дві сусідні точки об'єкту. Так, якщо l_0 - відстань до об'єкту а h його висота, то для впевненого зчитування повинна виконуватися умова:

$$h_0 \geq \alpha_m l_0 \quad (1)$$

Огляд зони максимального розділення ока характеризується кутами $16 - 20^\circ$ по горизонталі і $12 - 15^\circ$ по вертикалі. У відповідності з цим формат екрану для засобів відображення інформації вибирають таким чином, щоб відношення його ширини до висоти складало від $\frac{4}{3}$ до $\frac{5}{3}$.

Для впевненого зчитування необхідно, щоб яскравість джерела на деяке значення ΔL_a всього оточуючого інформаційного поля, яке вміщує і інші випромінювачі, які попадають в поле зору (фактично L_a - це яскравість, до якої адаптується око). Мінімальне значення відношення

$$k_n = \frac{\Delta L_a}{L_a} \quad (2)$$

при якому ΔL_a ще можна розрізнити оком при даному рівні L_a , називають пороговим контрастом. (відношення яскравостей повинно перевищувати k_n не менш ніж в 10 раз).

При побудові систем відображення інформації, в яких зображення виникає під дією періодичних сигналів треба враховувати той факт, що зір має деяку інерційність. Існує гранична частота, при перевищенні якої зникає ефект мерехтіння індикатора.

Важливе значення при створенні систем відображення інформації є забезпечення правильної передачі кольору. Можливість ока сприймати колір заснована тому, що один з типів рецепторів сітківки ока, колбочки, мають три різновиди, які відрізняються складом світлочутливої речовини і які реагують головним чином на світло відповідних областей спектру – червоний, зелений і синій. Сприйнята оком багатокольорова картина оточуючого середовища в результаті виявляється комбінацією відгуків цих рецепторів на вплив довжин хвиль трьох основних кольорів.

§2. Вакуумні люмінесцентні прилади.

В основі роботи таких приладів лежить явище катодолюмінісценції, яке виникає при збудженні люмінофору прискореними електронами. Якщо енергія електронів порівняно невелика (до декількох десятків електрон вольт), то це катодолюмінісценція яку використовують в вакуумних люмінесцентних індикаторах. Катодолюмінісценція, яка виникає в електронно-променевих трубках, характеризується значно більшою енергією електронних пучків (десятки електрон вольт).

Залежність яскравості катодолюмінісцентних пристроїв від умов збудження (густини струму j електронного пучка і прискорюючої напруги) описується співвідношенням:

$$L \sim j(U - U_n)^\delta \quad (3)$$

де U_n - порогова напруга, при якій починається свічення люмінофору, δ - деякий коефіцієнт.

Характеризувати її можна так званим енергетичним виходом і він перевищує $\eta_e = 0.35$, а реально $0.2 - 0.25$.

Типова залежність енергетичного виходу від прискорюючої напруги показана на рисунку 5.2

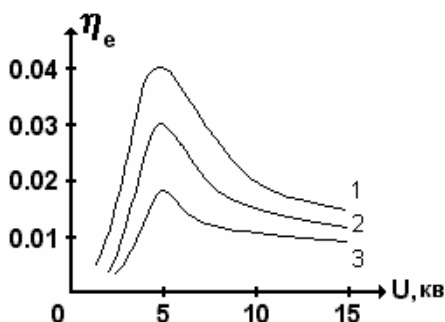


Рис. 5.2 Залежність енергетичного виходу від прискорюючої напруги.

де 1,2,3 різні густини струму.

Від складу люмінофору залежить час післясвічення пристрою, він може складати від $1 \cdot 10^{-5}$ до декількох хвилин.

Існують різні типи вакуумних люмінесцентних індикаторів: одно і багаторозрядні, сегментні, матричні.

Основним недоліком цих пристроїв є необхідність включення схем керування джерелом високої напруги, а також значні габарити.

§3. Газорозрядні індикатори.

Дія цих приладів обумовлена виникненням свічення при електричному розряді в газовому середовищі. Зазвичай використовують режим тліючого розряду.

Газорозрядні прилади мають значну інерційність.

Для підвищення світловіддачі і забезпечення багатокольоровості в газорозрядних індикаторах використовують фотолюмінофори, які перетворюють ультрафіолетове випромінювання газового розряду в видиме. Енергетичний вихід не перевищує 1%.

Існує три типи індикаторів: знакові індикатори, індикаторні тиратрони і газорозрядні індикаторні панелі рисунок 5.3

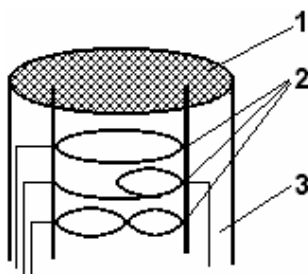


Рис. 5.3. Газорозрядний індикатор.

1 - прозорий анод, 2 – катоди, 3 – продовження аноду.

§4. Рідкокристалічні прилади.

Рідкий кристал – це агрегатний стан речовини в якому вона має як властивості рідини (текучість, в'язкість, поверхневий натяг) так і твердого

тіла (анізотропія оптичних і електричних параметрів). Подібні властивості обумовлені, з одного боку, тим, що вісі або площини сусідніх молекул РК стають практично паралельними, з іншого боку, центри мас цих молекул не утворюють періодичної решітки, а розташовуються хаотичним чином в просторі і при цьому можуть вільно переміщуватися.

Впорядкованість розташування сусідніх молекул обумовлено існуванням слабких сил електричної (дипольної) взаємодії, вплив яких стає помітним, якщо молекули рідини мають не строго сферичну форму, а наприклад, витягнуту в одному напрямку або, навпаки приплюснуту. В більшості випадків молекули рідкого кристалу мають сигароподібну форму. Підвищення температури сприяє підсиленню хаотичного руху молекул, в результаті чого їх взаємна орієнтація порушується і РК перетворюється в звичайну рідину.

Розрізняють три основні фази РК: смектичну, нематичну і холестеричну. Смектична характеризується найбільшою впорядкованістю розташування молекул – їх вісі не тільки паралельні, але, і їх центри мас лежать в одній площині. В результаті в речовині виникають шари однаково орієнтованих молекул, які розташовані на одній відстані один від одного. В нематичних рідких кристалах загальна орієнтація осей молекул зберігається, але центри їх мас вже не лежать в одній площині, а розташовані в просторі хаотично. У холестеричних РК вісі молекул, які лежать в одній площині, напрямлені в один бік, однак вісі молекул в сусідній, паралельній площині повернуті відносно них на деякий кут. Таким чином, холестеричний рідкий кристал складається з окремих шарів, взаємна орієнтація молекул в яких монотонно змінюється при переході від шару до шару.

Рідкі кристали є діелектриками і їх питома провідність залежить від наявності домішок і зазвичай дорівнює $10^{-6} - 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, які мають анізотропію діелектричної проникливості і показника заломлення.

Використання електрооптичних ефектів лежить в основі роботи рідкокристалічних індикаторів і екранів. Відмітимо, що такі індикатори є пасивними, так як вони впливають на зовнішній світловий потік. Зв'язку з цим їх перевагою є дуже малі спожиті потужності. Одним з головних недоліків. Що при малій освітленості і в темряві вони стають непрацездатними.

Типовий рідкокристалічний індикатор (рис.5.4) містить два електроди, обидва прозорі, якщо індикатор працює на просвітлення рис. 5.4а, або один прозорий, а другий дзеркальний, якщо індикатор працює на відбивання рис. 5.4б.

Електроди між якими розташований рідкий кристал нанесені на скляні підложки 1; міжелектродну шпарину утворюють герметизуючими прокладками 4.

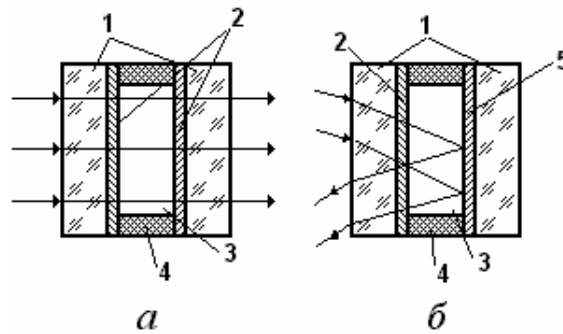


Рис. 5.4 Індикатори на ефекті динамічного розсіяння.

1- скляні підложки; 2- прозорі електроди; 3- рідкий кристал; 4- герметизуючі прокладки; 5- відбиваючий електрод.

Робота рідкокристалічних індикаторів заснована на наступних ефектах.

При подаванні на електроди напруги, достатньої для подолання дипольної взаємодії між молекулами нематика, їх орієнтація порушується, набуваючи хаотичності. Завдяки чому різко зростає розсіяння світла рідким кристалом – цей ефект називають ефектом динамічного розсіяння.

Переважну орієнтацію молекул нематика можна задати використовуючи підложки з виділеним напрямком полірування поверхні. Якщо в готовій комірці підложки розвернути таким чином, що ці напрямки утворюють кут 90° , то кінці векторів \vec{D} , які описують напрямок осей молекул РК, в просторі між електродами розташовуються по спіралі, а орієнтація молекул нематика від шару до шару змінюється так, як показано на рис. 5.5. Подаючи напругу на електроди можна розкрутити спіраль, змусивши молекули зорієнтуватись вздовж силових ліній електричного поля рис.5.5б. Це твіст-ефект. Практичне використання цього ефекту засновано на тому, що нематик спроможний обертати площину поляризації світла, що крізь нього проходить на кут, рівний куту розвороту молекул між електродами. В комірці обидві підложки є одночасно і поляризаторами, вісі яких взаємно перпендикулярні і співпадають з напрямками полірування, а відповідно і з осями молекул прилеглих шарів нематика. У відсутності електричного поля, світло проходить через комірку, оскільки на шляху від поляризатора до аналізатора зазнає обертання площини поляризації. Якщо на таку комірку подати напругу достатню для проявлення твіст-ефекту, то молекули РК розгорнуться вздовж поля, і тому площина поляризації не буде обертатись, і світло крізь таку комірку пройти не зможе.

В індикаторах на твіст-ефекті завдяки використанню двох поляризаторів втрачається більше ніж 50% падаючого світла. Крім того, меншим (ніж у комірок на динамічному розсіянні) у них виявляється і кут огляду. Мають суттєву перевагу – вони характеризуються меншою густиною струму через комірку.

Цікавими також є індикатори на ефекті гість-хазяїн. В таких індикаторах в склад рідкого кристалу (хазяїн) введені молекули барвника (гість). Молекули РК і барвника орієнтуються в одному напрямку. Світло

поляризоване вздовж цього напрямку поглинається барвником і не виходить з комірки. Рис. 5.6а

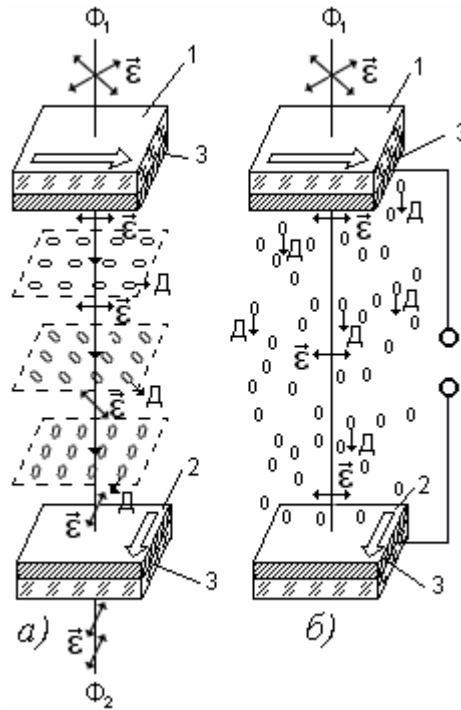


Рис.5.5. Індикатори на твіст-ефекті.

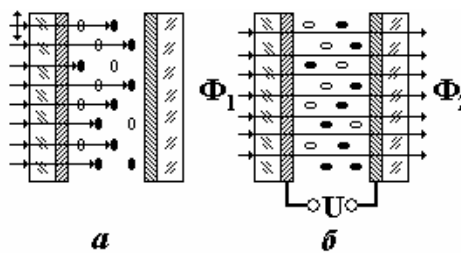


Рис. 5.6. Індикатори на ефекті гість-хазяїн.

Зовнішнє електричне поле, повертає молекули РК, а за ними і барвник, в результаті чого світло починає проходити крізь комірку рис. 5.6б.

Одним з основних параметрів рідкокристалічних індикаторів є яскравісний контраст k_y , який зазвичай досить великий 0.85–0.9 і вище. Контраст, залежить від кута спостереження і від прикладеної напруги.

Можливість сприймання кольорового зображення в рідкокристалічних індикаторах пов'язана з рядом ефектів: ефект гість-хазяїн, та ефект вибіркового відбивання світла холестеричними кристалами. Так, якщо в комірниці, яка працює на ефекті гість хазяїн, розчинити складний барвник, або декілька різних, то можна досягти того, щоб при ввімкненні напруги змінювалась як інтенсивність світла, так і його колір. Що стосується холестеричного кристалу, то при відбиванні світла від тих площин, молекули в яких орієнтовані однаково, виникає інтерференція завдяки якій підсилюється відбите світло з довжиною хвилі, яка рівна кроку спіралі холестерика. При цьому такий кристал здається фарбованим; керуючи

електричним полем, кроком спіралі холестерика можна змінювати колір індикатора.

До недоліків рідкокристалічних індикаторів слід віднести те, що вони погано працюють при понижених температурах. Зменшення температури супроводжується різким зниженням швидкодії приладів (яка і так невелика, біля 0,1с.), оскільки воно визначається в'язкістю РК. Строк дії рідкокристалічних індикаторів біля $1 \cdot 10^4$ год., для його підвищення комірки рекомендується збурювати змінною напругою (при цьому попереджується можливі електрохімічні процеси).

РОЗДІЛ 5. КЛІСТРОНИ.

Клістро́ни – надвисокочастотні електронні прилади, які використовують функцію модуляції електронного потоку за густиною за рахунок швидкісної модуляції і містять один і більше об'ємних резонаторів. До цього типу приладів належать пролітні та відбиваючі клістро́ни.

1. Дворезонаторний пролітний клістрон

Дворезонаторний пролітний клістрон – вакуумний НВЧ пристрій, в якому електрони переміщуються в одному напрямку, послідовно пронизуючи проміжки двох резонаторів. Будова дворезонаторного пролітного підсилювального клістро́на схематично подано на рис. 1.

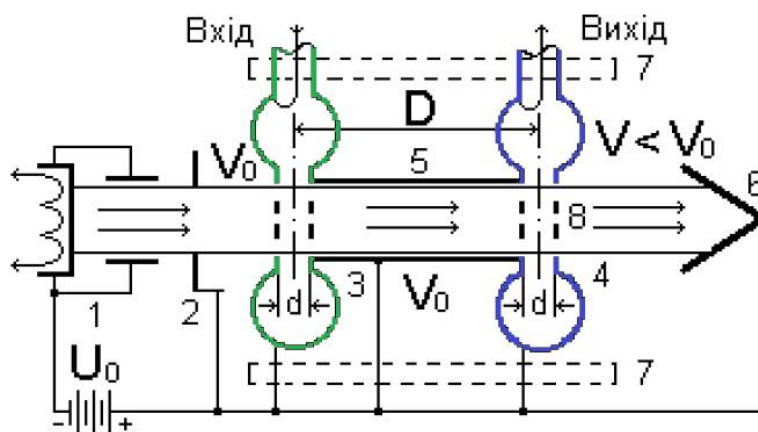


Рис. 1. Схема дворезонаторного пролітного клістро́на

Електронний потік формується системою катод із фокусуючим електродом 1 - анод 2. Перший резонатор клістро́на 3 виконує роль модулятора електронів за швидкістю. Другий резонатор 4 відбирає високочастотну енергію від електронного пучка промодульованого за густиною. Перехід від модуляції по швидкості до модуляції по густині відбувається в металевій трубці дрейфу 5, яка екранує простір групування від дії зовнішніх електричних полів. Відпрацьовані 1 електрони збираються колектором 6. Для підтримання циліндричної форми пучка в пролітних клістро́нах використовується повздовжнє магнітне поле, створене магнітом 7 (постійним або електро).

Вхідний сигнал, який треба підсилити, подається на резонатор 3 і створює між його сітками повздовжнє електричне поле надвисокої частоти. В перший резонатор також надходить однорідний немодульований електронний потік. Поле резонатора модулює електрони за швидкістю. Рухаючись у просторі дрейфу, електрони поступово згруппуються в згустки.

Згустки потрапляють до другого резонатора (відбирача енергії) з частотою вхідного сигналу і наводять струм, який протікає по внутрішніх стінках резонатора. В проміжку між сітками другого резонатора виникає повздовжнє гальмуюче поле, яке відбирає енергію від електронних згустків. Кінетична енергія електронів, одержана від джерела напруги що,

перетворюється на енергію надвисоких частот і відводиться до навантаження. Створивши коло зворотного зв'язку між другим та першим резонаторами, підсилювальний клістрон можна перетворити у генератор.

Для розгляду принципів роботи пролітного клістрона скористаємося просторово-часовою діаграмою (рис. 2).

Верхня частина діаграми ілюструє рух електронів на шляху від модулятора до вихідного резонатора. Оскільки резонатори перебувають під одним потенціалом, то поле між ними відсутнє. Тому цей простір називається *простором дрейфу*. Вісь часу, проведена через точку x_1 осі ординат, відповідає середині проміжку модулятора. Рух електронів у просторі дрейфу зображено прямими лініями, тангенс кута нахилу яких до осі абсцис визначає швидкість руху електронів; x – відстань від модулятора у напрямку до вихідного резонатора.

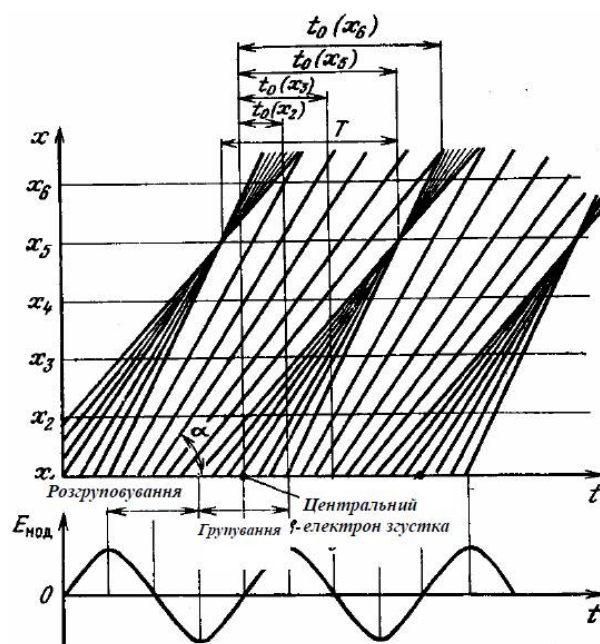


Рис. 2. Просторово-часова діаграма групування електронів у дворезонаторному клістріні

Нижній графік ілюструє закон зміни напруженості поля між сітками модулятора. Додатна хвиля відповідає прискорювальному полю між сітками, тобто випадку, коли вектор напруженості електричного поля спрямовано назустріч руху електронів. Упродовж другої половини періоду вектор напруженості електричного поля спрямовано від першої сітки до другої (за напрямком руху електронів) і електрони, пролітаючи зазор між сітками, загальмовуються.

Електрони, що пролетіли середину проміжку модулятора в той час, коли різниця потенціалів між сітками дорівнювала нулю, не змінюють своєї швидкості. Ці електрони називають *незбуреними*. Їхній рух (див. рис.2) ілюструється прямими, нахиленими до осі абсцис під кутом α , тангенс якого визначає швидкість руху незбуреного електрона:

$$\operatorname{tg} \alpha = dx/dt = v_0.$$

У ті моменти часу, коли напруга на другій сітці є від'ємна відносно першої, електрони, які пролетіли сітки модулятора, прискорюються. Лінії, що відображають рух прискорених електронів, нахилено до осі абсцис під великим кутом. Електрони ж, які пройшли проміжок модулятора у момент існування гальмівного поля, летять з меншою швидкістю, що спричинює до зменшення кута нахилу ліній на діаграмі.

На рис.2 лінії руху електронів, що пройшли модулятор в інтервалі часу, коли поле змінюється від максимального гальмівного до мінімального прискорювального, перетинаються в одній точці (площина x_5).

З фізичної точки зору формування згустків пояснюється тим, що електрони, які вилетіли пізніше за центральний електрон і є прискорені, наздоганяють останній. Загальмовані електрони, що вилетіли раніше за центральний, наздоганяються останнім. Отже, згустки утворюються навколо електронів, які рухаються з середньою швидкістю і пролітають середину проміжку модулятора у час, коли поле в резонаторі проходить через нуль, змінюючись від гальмівного до прискорювального.

Напруга U_0 на прискорювальному електроді, амплітуда підсилюваної змінної напруги U_{1m} з урахуванням відстані між резонаторами добираються в такий спосіб, щоб згусток опинився між сітками вихідного резонатора. При цьому в резонаторі наводяться НВЧ коливання з частотою підсилюваного сигналу. Згідно із законом Джоуля–Ленца, індукована у провіднику електрорушійна сила (е.р.с.) завжди має таку полярність, щоб перешкоджати причині її виникнення. Отже, у момент перебування згустку у проміжку електричне поле між сітками резонатора має бути гальмівним. Оскільки згустки розділено однаковими проміжками часу, що рівні періоду підсилюваних коливань, то згустки потрапляють до проміжку вихідного резонатора рівно через період.

Отже, кожен наступний згусток потраплятиме до гальмівного поля вихідного резонатора, віддаючи йому енергію рухомих електронів, тобто у другому резонаторі встановляться НВЧ коливання з частотою підсилюваних. Потужність коливань, які встановилися у вихідному резонаторі, перевищує потужність сигналу, який підводиться до модулятора, тобто відбувається підсилення НВЧ коливань за потужністю. Причину підсилення легко з'ясувати з енергетичного розгляду описаних процесів. Енергія для розгону електронів, які рухаються від катода через сітки резонаторів і далі до колектора, надходить від джерела незмінної напруги U_0 . Витрата енергії джерела підсилюваних коливань на групування електронів є близька до нуля, оскільки упродовж однієї половини періоду при прискорюванні електрони споживають енергію НВЧ поля, а упродовж іншої – гальмуються і віддають власну енергію. Відносно обміну енергією між електронним потоком і НВЧ полем у другому резонаторі, то тут він відбувається переважно в одному напрямку: від електронів до поля, оскільки в період існування прискорювального поля через резонатор проходить розріджений потік електронів. У моменти ж приходу згустків поле у проміжку другого резонатора завжди є гальмівне. Отже, потужність коливань збільшується через відбирання енергії від джерела

незмінної напруги. Електронний потік слугує лише задля передавання цієї енергії НВЧ полю другого резонатора, а процеси модулювання електронів за швидкістю і групування їх у згустки потрібні для умов раціонального передавання цієї енергії.

Спрощено принцип дії приладу можна наочно продемонструвати на прикладі досить довгої завантаженої ділянки дороги, оснащеної світлофорами. Незважаючи на те, що автомобілі мають різні швидкості руху та прискорення при розгоні та гальмуванні (аналог розподілу швидкостей електронів) у зонах, що йдуть за світлофорами, потік машин буде досить чітко модульований з частотою, що дорівнює частоті перемикання сигналів світлофора (аналог резонатора), причому ця модуляція зберігатиметься і на деякій відстані від світлофорів. Якщо всі світлофори працюють узгоджено (система «Зелена хвиля»), то на деякій ділянці дороги середні швидкості автомобілів вирівнюються і модуляція потоку зберігатиметься на всій його протяжності. Навіть якщо на початковій ділянці дороги світлофорне регулювання діє не на всі автомобілі (частина з них в'їжджає на перехрестях, що не регулюються), що є аналогом слабого сигналу на вході першого резонатора клістрона, на порівняно невеликій ділянці відбудеться синхронізація швидкостей.

2. Параметри дворезонаторного підсилювального клістрона

Найважливішими параметрами підсилювального клістрона є потужність коливань у навантаженні другого резонатора, електронний коефіцієнт корисної дії та крутість.

Амплітудне значення першої гармоніки електронного струму

$$I_n = 2I_0 J_n(nX) \quad (1)$$

Потужність коливань, що виокремлювана у навантаженні, є

$$P_{вих} = P_e - P_n, \quad (2)$$

де

$$P_e = U_{2m} I_{2m} / 2 \quad (3)$$

– потужність коливань, яка розвивається у вихідному резонаторі; I_{2m} – амплітуда змінної напруги на сітках вихідного резонатора за сталого режиму коливань; $I_{2m} = \beta_2 I_{1m}$ – амплітуда наведеного струму у вихідному резонаторі; $\beta_2 = 2 \sin(\theta_2/2) / \theta_2$ – коефіцієнт взаємодії електронного потоку зі змінним полем другого резонатора (зазвичай $\beta_2 = 0,6 \dots 0,9$); θ_2 – кут прольоту електронів між сітками вихідного резонатора; $P_n = (U_{2m}^2/2) G_n$ – потужність, що витрачається на втрати в резонаторі; G_n – провідність втрат вихідного резонатора.

На підставі (1) та (3) отримаємо:

$$P_e = \beta_2 I_0 U_{2m} J_1(X). \quad (4)$$

За оптимального параметра групування $X = 1,84$ функція Бесселя досягає максимуму $J_1(X) = 0,58$. В такому разі потужність коливань, що розвивається у вихідному резонаторі, буде найбільшою:

$$P_{емакс} = 0,58 \beta_2 I_0 U_{2m} U_0. \quad (5)$$

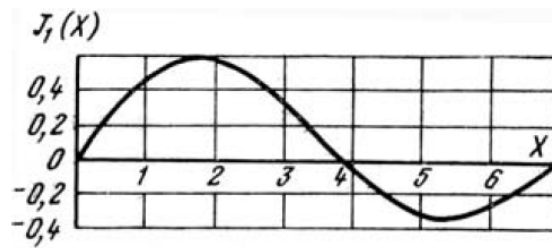


Рис.3. Функція Бесселя першого роду, першого порядку

Електронний коефіцієнт корисної дії підсилювального клістрона визначається як відношення потужності, що розвивається у вихідному резонаторі, до потужності, споживаної від джерела сталої напруги:

$$\eta = P_{\text{емакс}}/I_0U_0 = 0,58\beta_2U_{2m}/U_0. \quad (6)$$

Обчислимо максимальний η . Для цього вважатимемо кут прольоту $\theta_2 = 0$, тоді $\beta_2 = 1$. Амплітуда змінної напруги U_{2m} зазвичай менша за сталу напругу U_0 або дорівнює останній: $U_{2m} \leq U_0$. Припустимо, що це співвідношення є рівність, тоді з (6) віднайдемо максимальне значення η : $\eta_{\text{макс}} = 0,58$.

Це є граничне значення. У реальних клістронах η є нижчий і зазвичай не перевищує 10 %.

Коефіцієнт підсилення визначається як відношення вихідної потужності в навантаженні до вхідної потужності, яка підводиться до модулятора:

$$K_P = P_{\text{вих}}/P_{\text{вх}}, \quad (7)$$

де $P_{\text{вх}} = (U_{1m}^2/2)G_{\text{екв}}$ – потужність коливань, яка підводиться до модулятора; $G_{\text{екв}}$ – еквівалентна резонансна провідність вхідного резонатора (модулятора).

Крутість оцінюється відношенням наведеного струму в другому резонаторі до змінної напруги, яка підводиться до модулятора:

$$|S_K| = I_{2m}/U_{1m} = 2\beta_2I_0J(X)/U_{1m}. \quad (8)$$

Якщо врахувати, що параметр групування

$$X = \beta_1U_{1m}\omega t_0/2U_0, \quad (9)$$

то за $\beta_1 = \beta_2$ можна переписати в такому вигляді:

$$|S_K| = \beta_2G_0\omega t_0J_1(X)/X, \quad (10)$$

де $G_0 = I_0/U_0$ – провідність немодульованого потоку електронів.

Крутість S_K є комплексною величиною, оскільки струм I_{2m} відстає за фазою від напруги U_{1m} .

3. Багаторезонаторний пролітний підсилювальний клістрон

Одним зі шляхів підвищення коефіцієнта підсилювання є каскадне вмикання кількох підсилювачів, зокрема звичайних дворезонаторних клістронів. Такий спосіб каскадного сполучення підсилювачів широко застосовується в діапазоні нижніх частот. Її може бути використано також у діапазоні НВЧ. Проте будова, налаштування і живлення підсилювального тракту при цьому ускладнюються.

При каскадному вмиканні двох клістронів є вочевидь, що вихідний резонатор першого клістрона має бути ввімкнено до вхідного резонатора другого, тобто він має бути навантажений, а це спричинює зниження добротності та зменшення коефіцієнта підсилювання. Природно виникає

рекомендація сполучити другий резонатор першого каскаду з першим резонатором другого каскаду і використовувати спільний електронний потік, як показано на рис. 4.

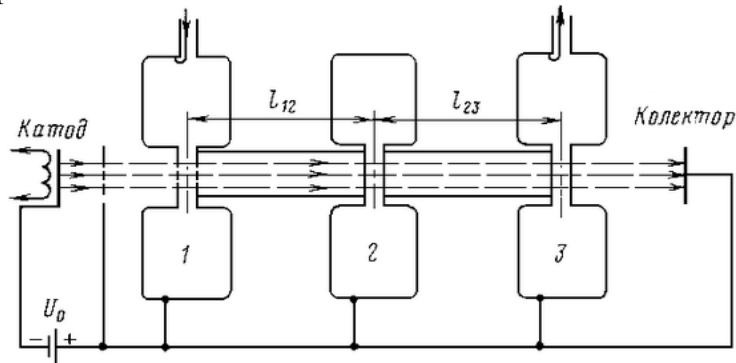


Рис. 4. Схема трирезонаторного клістрона

Можливе є сполучення в одну конструкцію понад двох резонаторів, які пронизуються єдиним електронним потоком. Клістрон (див. рис. 4) є трирезонаторним (містить три резонатори, розділені простором дрейфу) і застосовується для підсилення слабких сигналів, коли змінна напруга між сітками модулятора стає недостатньою для ефективного групування електронного потоку. Спосіб функціонування клістрона легко з'ясувати, якщо врахувати, що резонатор 2 є вихідним по відношенню до резонатора 1 і модулятором – по відношенню до резонатора 3.

Проміжний резонатор 2 додатково групує електронний потік, оскільки останній приходить до його сіток недогрупованим. Резонатор 2, що налаштовується на ту саму частоту, що й модулятор, є ненавантажений і тому має великий резонансний опір. Найпотужніші струми, що наводяться в ньому електронним потоком, розвивають між сітками значну змінну напругу. Під впливом цієї напруги електронний потік додатково групується в густіші згустки.

Залежно від потреби здобуття максимального підсилення або максимального η налаштування клістрона має певні особливості.

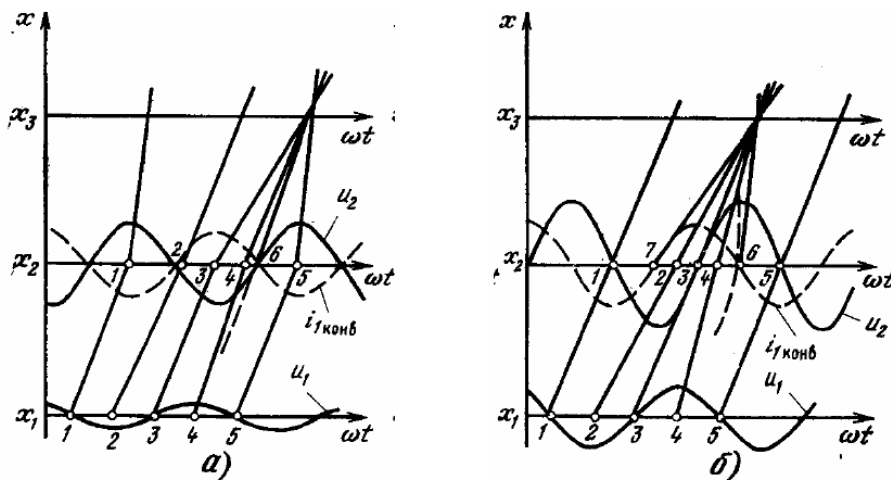


Рис.5. Просторово-часова діаграма групування електронів у трирезонаторному клістріні

Розглянемо ці два випадки. На рис. 5а показано просторово-часову діаграму роботи клістрона за малого сигналу на вході u_1 і налаштування другого резонатора саме на частоту підсилюваного сигналу (синхронне настроювання). За точного налаштування струм і напруга резонансного контура збігаються за фазою, тобто напруга на сітках резонатора перебуває у протифазі з першою гармонікою конвекційного струму. Цю ситуацію відображено на рис. 5а у площині другого резонатора x_2 .

Розглянемо процес формування згустків на прикладі поведінки кількох електронів. Для згустку, який формується модулятором, електрон 3 є центральним. Електрони 2 та 4 зближуються з ним у площині x_2 . Групування є надто слабе. Мінімум амплітуди конвекційного струму $i_{конв}$ збігається з моментом проходження електрона 3. Цей самий момент відповідає максимуму гальмівного поля (u_2) НВЧ коливача, наведених згустком у другому резонаторі.

Між точками 3...5 в зазорі x_1 розпочинається формування нового згустка. Тепер центром згустка буде електрон 6, тобто на чверть періоду пізніше, тобто, основне групування відбувається у другому просторі дрейфу. За малих вхідних сигналів ($X \ll 1$) густина згустків у просторі $x_1...x_2$ є незначна, в цьому разі є важливий ефект високого рівня u_2 . Аналіз засвідчує, що за синхронного настроювання підсилення трирезонаторного клістрона є набагато більше, аніж у дворезонаторного, але к.к.д. приблизно однаковий (не більше за 58 %).

Якщо напругу u_2 змістити на 90° відносно струму, як це показано на рис. 5б, заздалегідь згрупований згусток буде використано задля подальшого формування густого згустка у другому просторі дрейфу. Це є можливе, якщо розладнати другий резонатор відносно частоти підсилюваного сигналу (у бік високих частот). У цьому разі весь заздалегідь сформований згусток в інтервалі 7...6 буде піддано подальшому групуванню. Електрон 3 залишається центральним електроном згустка. При цьому к.к.д. підвищується до 73 %. Проте зменшується коефіцієнт підсилювання, оскільки через розлад другого резонатора зменшується рівень напруги u_2 .

Слід мати на увазі, що зміщення фази u_2 на 90° призводить до надто великого розладу, а отже до значного зменшення u_2 . Нагадаємо, що зміщення фаз на 45° призводить до втрати 30 % рівня u_2 . Тому доводиться шукати оптимум між зміщенням фаз та рівнем. Зазвичай припустиме зміщення фаз є менше за 90° й відповідно дещо нижчим виходить к.к.д.

Окрім зазначених переваг, при використуванні трирезонаторних клістронів значно спрощується настроювання, оскільки зменшується кількість контурів, що настроюються, порівняно з каскадним сполучанням дворезонаторних клістронів.

На рис. 6 подано залежність вихідної потужності від вхідної. Зменшення вихідної потужності, а отже, і зменшення к.к.д. за подальшого збільшення вхідної відбувається внаслідок перевищення параметра групування оптимального значення $X = 1,84$, коли через розширення згустку зменшується частка першої гармоніки.

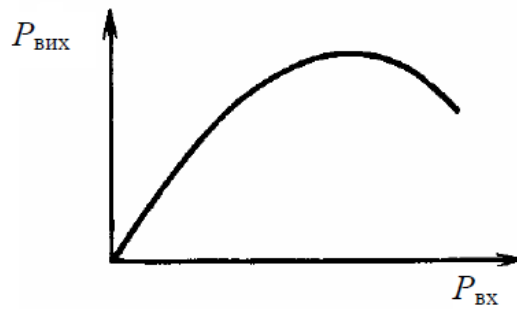


Рис. 6. Залежність вихідної потужності пролітного клістрона від потужності вхідного сигналу

У цифрових РЛС важливе значення має рівень фазових спотворювань у клістріні. Однією з основних причин фазових спотворювань є наявність флуктуацій прискорювальної напруги.

4. Інші види клістронів

4.1. Підсилювальні клістрини.

Розроблено конструкції підсилювачів на середні, великі та надвеликі потужності. Оскільки проміжні резонатори мають високу добротність (порядку 1000), то виникає необхідність стабілізації температури резонаторного блока в досить вузьких межах, щоб теплове розширення резонаторів не привело до їх розстройки і зменшення K_n та вихідної потужності. Використовуються для підсилення коливань у дуже широкому діапазоні частот та потужностей: від 0,2 до 42 ГГц; від 2 до 500 кВт у тривалому режимі та до 40 МВт в імпульсному режимі роботи. Основними областями використання клістронів підсилювальної дії є радіолокація, космічний зв'язок, телебачення, радіокерування.

Маса сучасних приладів без фокусуєчих систем становить від 2 кг до 300 кг. Довговічність клістронів тривалої дії 4000-8000 год.

4.2. Генераторні клістрини.

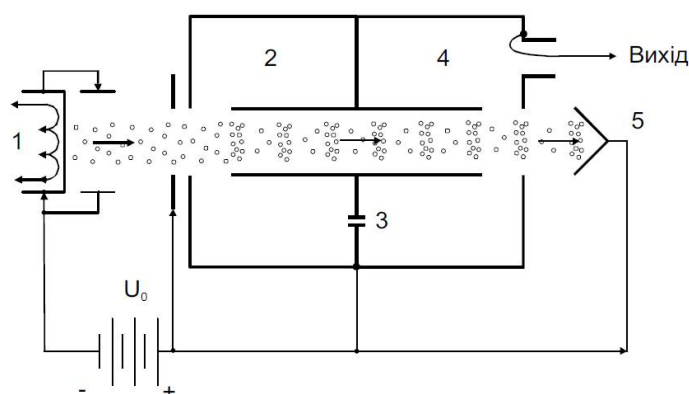


Рис.7. Схема дворезонаторного клістронного генератора

Він складається з двох об'ємних резонаторів із загальною стінкою, в якій є отвір зв'язку 3. НВЧ-коливання вихідного резонатора 4 частково через отвір зв'язку подаються у вхідний резонатор 3. Швидкість електронів, довжина простору дрейфу частота НВЧ-коливань повинні бути взаємозв'язані так, щоб

коливання у вихідному резонаторі підсилювали коливання у вхідному резонаторі. Цим забезпечується додатний зворотний зв'язок, що призводить до самозбудження і клістрон стає генератором. При зміні прискорюючої напруги, умови самозбудження виконуються тільки в окремих вузьких областях напруги, яких називаються зонами. Залежність вихідної потужності від U_0 має також вигляд окремих зон. Електронний к.к.д. не перевищує кількох відсотків, тому його вихідна потужність 1-2 Вт.

Генераторні пролітні клістроны мають добру частотну стабільність, низький рівень власних шумів, малу вартість. Використовуються як задаючі генератори в потужних радіолокаційних станціях, в радіорелейних системах та в радіомаяках. Найбільш вживані робочі частоти 8,5-32 ГГц.

4.3. Помножувальні клістроны.

Дворезонаторний клістрон можна використовувати як помножувач 1 частоти. Різко несинусоїдальна форма струму i_2 в площині вихідного резонатора дозволяє виділити з нього не тільки синусоїдальну складову з основною частотою, але й складові більш високих частот. Отже, якщо як вихідний резонатор використати резонатор, настроєний на частоту $2f_{ex}$, $3f_{ex}$ і т.д., то дворезонаторний клістрон перетвориться в помножувач частоти.

Амплітуди вищих гармонік струму із зменшуються з ростом номера гармоніки, але при $n=10$ і навіть $n=20$ значення вихідної потужності на помноженій частоті можна використовувати на практиці. Використовують помножувальні клістроны в короткохвильових схемах з високою стабільністю частоти: створення високостабільних генераторів, одразу розрахованих на роботу в цьому діапазоні, зустрічає ряд труднощів.

4.4. Перетворювальні клістроны.

Іноді для роботи деяких радіолокаційних систем потрібно мати сигнал двох близьких частот. У таких системах можуть використовуватись клістроны – перетворювачі частоти. Сигнал з частотою f_1 ; (діапазон НВЧ) подається у вхідний резонатор клістрона, а сигнал з частотою F (декілька десятків мегагерц) подається на додаткову сітку того ж клістрона. В результаті такої складної модуляції електронного пучка вдається виділити згустки, які слідуєть один за одним з частотою $f_1 + nF$ де n -ціле число. Настроюючи вихідний резонатор на одну із зсунутих частот, отримують сигнал, наприклад, з частотою $f_1 + F$.

Вихідна потужність клістрона-перетворювача частоти не перевищує однієї-двох сотень ват.

Таблиця 1

Параметри типових підсилювальних пролітних клістронів

Тип	Діапазон частот, МГц	Потужність вихідна, кВт	U_0 , кВ	I_0 , А	Коефіцієнт підсилювання	к.к.д., %	Смуга частот, МГц
Дворезонаторний, неперервного режиму з внутрішніми резонаторами	5965...6385	0,005	0,55	0,11	7...10	6,5	12
Трирезонаторний, імпульсного режиму з внутрішніми резонаторами	3000	20000	300	180	30	40	-
Чотирирезонаторний, неперервного режиму із зовнішніми резонаторами	680...985	11	11,5	2,3	35	-	8
Чотирирезонаторний, імпульсного режиму з внутрішніми резонаторами	3000	30000	330	300	57	40	15
Шестирезонаторний, імпульсного режиму з внутрішніми резонаторами	3000	4000	120	100	86	35	150

Пролітні клістри застосовуються як підсилювачі НВЧ коливань і дозволяють одержувати потужності сотні кіловат – в неперервному і сотні мегават – в імпульсному режимах.

Сьогодні набули застосування багаторезонаторні клістри, кількість резонаторів в яких сягає шести. Багаторезонаторні клістри (два і більше резонаторів) використовуються в радіонавігації, у системах радіорелейного та космічного зв'язку, тобто там, де потрібні великі потужності НВЧ коливань у сантиметровому та дециметровому діапазонах хвиль (табл.1).

Пролітні клістри є основою всіх потужних НВЧ-передавачів когерентних радіосистем, де реалізується стабільність частоти та спектральна чистота високостабільних водневих стандартів частоти. Зокрема, у вихідних каскадах найпотужніших у світі радіолокаторів для дослідження астероїдів та комет (радіолокаційні телескопи, планетні та астероїдні радари), які розташовані в обсерваторіях Аресібо (Пуерто-Ріко), Голдстоуні (Каліфорнія) та Євпаторії (Крим), клістри з водяним охолодженням.

5. Відбиваючий клістрон

Важливим різновидом клістронів є відбиваючий клістрон. Відбивний клістрон – це генератор НВЧ-коливань з динамічним керуванням електронним потоком. На відміну від пролітного клістрона, відбиваючий клістрон має один резонатор, який водночас модулює потік електронів, що летять від катода до відбивача, і відбирає енергію від відбитих електронів.

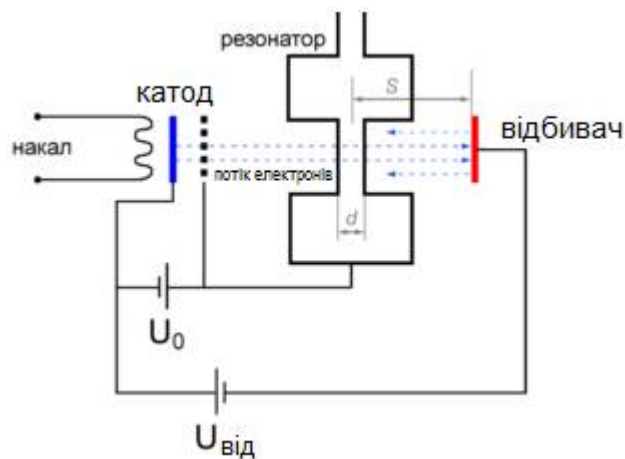


Рис. 8. Схема відбиваючого клістрона

Найважливішими перевагами відбиваючого клістрона (рис. 8) є простота схеми живлення й самого приладу, наявність електронної перебудови і широкий діапазон механічної перебудови генерованої частоти.

У відбиваючого клістрона відсутня фокусуєча магнітна система, оскільки простір дрейфу в нього дуже короткий і електронні згустки не встигають помітно розійтись у поперечному напрямку. У відбивному клістріні, як і в пролітному, електронні згустки взаємодіють з НВЧ-полем об'ємного тороїдного резонатора. Але у відбивному клістріні є лише один резонатор, який суміщає дві функції – модуляцію електронного пучка та перетворення його кінетичної енергії у електромагнітну. Формування згустків електронів відбувається у просторі між резонатором та спеціальним електродом-відбивачем, який має від'ємний відносно резонатора потенціал.

У вакуумному балоні відбивного клістрона розташовуються катод, прискорювальний електрод, об'ємний перебудовуваний резонатор, сітки якого пронизує електронний потік. На певній відстані за сітками резонатора розташовано відбивач, на який падає від'ємна напруга порядку $U_{від} = - (100...300) \text{ В}$.

Простором дрейфу тут є об'єм між резонатором та відбивачем.

Принцип функціонування відбиваючого клістрона наступний. Потік електронів, що емітуються катодом та розганяються полем прискорювального електрода, проходить через сітки резонатора. У резонаторі наводяться слабкі коливання внаслідок флуктуацій електронного потоку. Під впливом цих коливань електронний потік модулюється за швидкістю. Пролетівши сітки резонатора в одному напрямку, електрони гальмуються – і повертаються у зворотному напрямку полем відбивача. При цьому час прольоту електронів має бути таким, щоб у момент повернення до проміжку резонатора там існувало для них гальмівне поле.

В цьому разі електрони віддають енергію НВЧ полю резонатора, тобто полю того ж самого контуру, при проходженні якого вони модулювалися за швидкістю. Зворотний зв'язок здійснюється електронним пучком. Задля докладного розгляду засади функціонування скористаємося просторово-часовою діаграмою (рис. 9). При побудові подібних діаграм слід враховувати

змінювання напрямку руху електронів, внаслідок чого змінюються за ролями прискорювальні та гальмівні півперіоди поля у проміжку.

На рис. 9 зображено графік НВЧ поля, яке функціонує між сітками резонатора. Додатна півхвиля відповідає прискорювальному полю проміжку, а від'ємна – гальмівному.

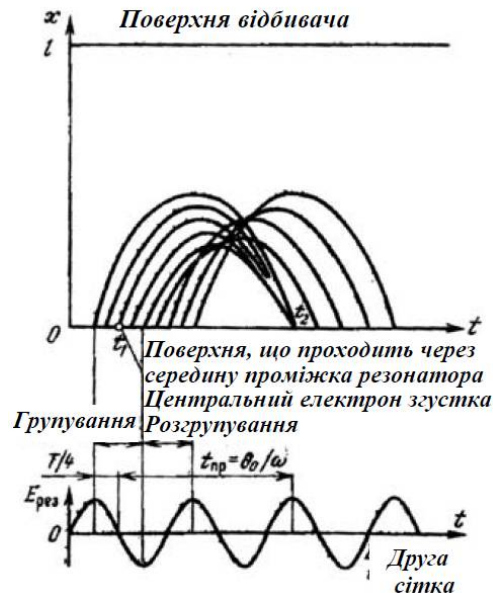


Рис. 9. Просторово-часова діаграма групування електронів у відбивному клістріні

Центральний електрон, пролетівши резонатор, не змінить власної швидкості, оскільки цього моменту у проміжку є відсутнє. Електрони, що пролетіли резонатор у ті проміжки часу, коли поле між його сітками було прискорювальне, проникають у напрямку до відбивача далі, аніж центральний електрон.

Електрони, що пролетіли резонатор у від'ємні півперіоди (поле між сітками біло гальмівне), втрачають швидкість і проникають у полі відбивача на меншу глибину. Потік електронів, що повертаються до резонатора, за часом нерівномірний за густиною. Модуляція електронів за швидкістю призводить до модуляції за густиною. Згустки утворюються відносно електронів, що пройшли центр проміжку у момент нульового високочастотного поля, під час переходу його від прискорювального до гальмівного.

Підібравши значення U_0 та $U_{від}$, можна домогтися, щоби згусток електронів приходив до сіток резонатора того моменту, коли поле у проміжку гальмівне.

Внаслідок того що вектор швидкості електронів, які повертаються, є протилежний до вектору швидкості електронів, що рухаються від катода, поле у проміжку гальмуватиме згусток, коли НВЧ потенціал другої сітки по відношенню до першої буде позитивним. Пролітаючи між сітками резонатора в гальмівному полі, згусток електронів віддає енергію НВЧ і тим самим підтримує в резонаторі виниклі коливання.

Знайдемо для відбиваючого клістріона закон зміни електронного потоку за часом. Електрони, пролетівши сітки резонатора, рухаються статичному полі

від резонатора до точки зупинки рівноуповільнено, а потім назад до резонатора – рівноприскорено.

Отже, згідно з елементарними фізичними законами, час руху електрона від зазору до точки зупинки t' дорівнює часу його повертання до проміжку, а також швидкість вильоту електрона із проміжку v та швидкість повертання його до зазору є однакові, і

$$t' = v / a, \quad (11)$$

де $a = qE/m$ – прискорення (уповільнення) руху електрона під впливом поля між резонатором і відбивачем. Отже, час прольоту електрона дорівнює подвоєному часові t' :

$$t_{np} = 2 v / a. \quad (12)$$

Зауважимо, що час пролітання незбуреного електрона

$$t_{нзб} = 2 v_{нзб} / a. \quad (13)$$

Підставивши до (11) вираз для швидкості електрона, що вилітає з резонатора, дістанемо

$$t_{np} = 2 v_{зб}(1 + M \sin \omega t) / a. \quad (14)$$

І тоді момент $t_2 = t + t_{np}$, тоді з урахуванням (13), можна записати у вигляді

$$t_2 = t + t_0 + t_0 M \sin \omega t. \quad (15)$$

Нагадаємо, що моментів утворення максимальної густини згустку відповідає умова

$$dt_2/dt = 1 + \omega t_0 M \cos \omega t = 0 \quad (16)$$

або

$$dt_2/dt = 1 + X \cos \omega t, \quad (17)$$

де, аналогічно до пролітного клістрона, $X = \omega t_0 M$.

Для подальшого аналізу скористаємося законом зберігання заряду

$$|i_{e2} dt_2| = |I_0 dt|, \quad (18)$$

де i_{e2} – струм потоку електронів, що повернулися до резонатора у момент часу t_2 ; I_0 – немодульований електронний потік у момент часу t .

Підставивши (18) до (19), віднайдемо закон зміни потоку електронів, що повернулися до резонатора:

$$i_{e2} = I_0 / |1 + X \cos \omega t|. \quad (19)$$

Вираз (19) відрізняється від виразу для підсилювального клістрона лише знаком перед косинусоїдним членом у знаменнику, що відповідає зміщенню центра групування у відбивному клістріні порівняно з підсилювальним на π .

Фізичний сенс зміни знаку наступний. У пролітному клістріні електрон, що вилетів з резонатора з великою швидкістю, швидше прилетить до заданої площини.

Гармонічний аналіз (19) проводиться за тією самою методикою, що й для підсилювального клістрона, і призводить до відомої формули для амплітуди першої гармоніки електронного струму (1). Як і у підсилювальному клістріні, амплітуда першої гармоніки електронного струму сягає максимуму, якщо параметр групування X є оптимальним, тобто $X = 2,41$.

Відбиваючі клістриони використовуються як генератори малопотужних НВЧ коливань у вимірювальній апаратурі та інших приймальних приладах,

радіолокації. Внаслідок низького ККД їх не використовують для отримання великих потужностей і застосовують зазвичай як гетеродини НВЧ-приймачів, у вимірювальній апаратурі та малопотужних передавачах. Їхні основні переваги полягають у конструктивній простоті та можливості електронної перебудови частоти. Відбиваючі клістриони мають високу надійність і не вимагають застосування фокусуючої системи електронного пучка.

На даний час у тих застосуваннях, де не потрібна висока стійкість до іонізуючих випромінювань, генератори на відбиваючих клістрионах витісняються напівпровідниковими генераторами НВЧ – діодами Ганна та лавинними діодами.

РОЗДІЛ 6. ВСТУП В КВАНТОВУ ЕЛЕКТРОНІКУ

§1 Спонтанне і вимушене випромінювання.

В лазері використовується три фундаментальні явища, що відбуваються при взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною, а саме процеси спонтанного і вимушеного випромінювання і процеси поглинання.

6.1.1. Спонтанне випромінювання.

Розглянемо в деякому середовищі два енергетичні рівні 1 і 2 з енергіями E_1 і E_2 ($E_1 < E_2$) рис. 6.1.

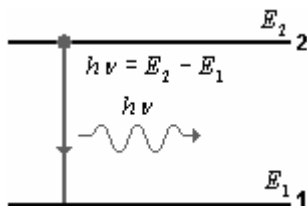


Рис. 6.1 Спонтанне випромінювання

В подальшому розгляді – це можуть бути будь-які два рівні з необмеженого набору рівнів, властивих даному середовищу. Проте зручно прийняти рівень 1 за основний. Припустимо, що атом (або молекула) речовини знаходиться спочатку в стані, що відповідає рівню 2. Оскільки $E_1 > E_2$, атом буде прагнути перейти на рівень 1. Отже, з атома повинна виділитися відповідна різниця енергії $E_2 - E_1$. Коли ця енергія виділяється у вигляді електромагнітної хвилі, процес називають спонтанним випромінюванням. При цьому частота випроміненої хвилі ν визначається за формулою Планка.

$$\nu = (E_2 - E_1) / h \quad (1)$$

де h - стала Планка. Таким чином, спонтанне випромінювання характеризується випусканням фотону з енергією $h\nu = E_2 - E_1$ під час переходу атома з рівня 2 на рівень 1. Зазначимо, що спонтанне випромінювання тільки один з двох можливих шляхів переходу атома з одного стану в інший. Перехід може відбуватися також і безвипромінювальним шляхом. В цьому випадку решта енергія $E_2 - E_1$ виділяється в будь-якій іншій формі (наприклад, різниця енергій може перейти в кінетичну енергію оточуючих молекул).

Імовірність спонтанного випромінювання можна визначити наступним чином. Припустимо, що в момент часу t на рівні 2 знаходяться N_2 атомів (в одиниці об'єму). Швидкість переходу $(dN_2/dt)_{\text{спонт}}$ цих атомів унаслідок спонтанного випромінювання на нижній рівень буде пропорційна N_2 . Отже, можна записати

$$(dN_2/dt)_{\text{спонт}} = -AN_2 \quad (2)$$

Множник A є ймовірністю спонтанного випромінювання і називається коефіцієнтом Ейнштейна A (вираз для A вперше було отримано Ейнштейном з термодинамічних міркувань). Величину $\tau_{\text{спонт}} = 1/A$ називають

спонтанним часом життя. Чисельне значення величини A залежить від конкретного переходу, що бере участь у випромінюванні.

6.1.2 Вимушене випромінювання.

Припустимо, що атом спочатку знаходиться на верхньому рівні 2, а на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою ν , що визначається виразом (1) (тобто з частотою, рівною частоті спонтанно випроміненої хвилі) рис. 6.2.

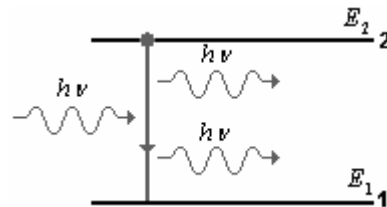


Рис. 6.2 Вимушене випромінювання

Оскільки частоти падаючої хвилі і випроміненої, пов'язаної з атомним переходом, рівні між собою, є велика імовірність того, що падаюча хвиля викличе перехід ($2 \rightarrow 1$) атома з рівня 2 на рівень 1. При цьому різниця енергій $E_2 - E_1$ виділиться у вигляді електромагнітної хвилі, яка додається до падаючої. Це і є явище вимушеного випромінювання. Між процесами спонтанного і вимушеного випромінювання є істотна різниця. У випадку спонтанного випромінювання атом випускає електромагнітну хвилю, фаза якої не має певного зв'язку з фазою хвилі, що випромінює інший атом. Тим більше, випромінена хвиля може мати будь-який напрямок розповсюдження. У випадку вимушеного випромінювання, оскільки процес ініціюється падаючою хвилею, випромінювання будь-якого атома додається до цієї хвилі в тій же фазі. Падаюча хвиля також визначає напрямок розповсюдження випроміненої хвилі.

Процес вимушеного випромінювання можна описати з допомогою рівняння

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{вимуш}} = -W_{21}N_2 \quad (3)$$

де $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{вимуш}}$ - швидкість переходу $2 \rightarrow 1$ за рахунок вимушеного випромінювання, W_{21} - імовірність вимушеного переходу. Величина W_{21} має розмірність $(\text{час})^{-1}$. Проте на відміну від A імовірність W_{21} залежить не тільки від конкретного переходу, але і від інтенсивності падаючої електромагнітної хвилі. Для плоскої хвилі можна записати

$$W_{21} = \sigma_{21}F \quad (4)$$

де F - густина потоку фотонів в падаючій хвилі, а σ_{21} - величина, що має розмірність площі (вона називається перетином вимушеного випромінювання) і залежить від характеристик конкретного переходу.

6.1.3 Поглинання.

Припустимо, що атом спочатку знаходиться на рівні 1. Якщо це основний рівень, то атом залишиться на ньому до тих пір, поки на нього не подіє будь-яке зовнішнє поле рис. 6.3. Нехай на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою ν , визначеною виразом (1). У такому випадку існує остаточна ймовірність того, що атом перейде на верхній рівень 2.

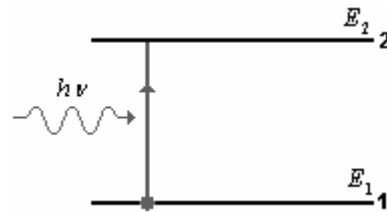


Рис. 6.3. Поглинання

Різниця енергій $E_2 - E_1$, необхідна для того, щоб атом здійснив перехід, береться з енергій падаючої електромагнітної хвилі. В цьому полягає процес поглинання.

Аналогічно до (3) імовірність поглинання W_{12} визначається рівнянням

$$dN_1/dt = -W_{12}N_1 \quad (5)$$

де N_1 - кількість атомів в одиниці об'єму, які в даний момент часу знаходяться на рівні 1. Крім того, так само, як і у виразі (4), можна записати

$$W_{12} = \sigma_{12}F \quad (6)$$

де σ_{12} - деяка характерна площа (перетин поглинання), яка залежить тільки від конкретного переходу.

На мові фотонів ці процеси можна описати таким чином. 1) в процесі спонтанного випромінювання атом, випустивши фотон, переходить з рівня 2 на рівень 1; 2) в процесі вимушеного випромінювання падаючий фотон викликає перехід $2 \rightarrow 1$, внаслідок чого ми отримуємо два фотони (падаючий плюс вимушений); 3) в процесі поглинання падаючий фотон поглинається, викликаючи перехід $1 \rightarrow 2$. слід зазначити, що $\sigma_{12} = \sigma_{21}$, як показав Ейнштейн. Це означає, що ймовірність вимушеного випромінювання і поглинання однакові. Тому надалі ми будемо писати $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma$, розуміючи під σ перетин даного переходу. Кількість атомів в одиниці об'єму, що знаходяться на даному енергетичному рівні, будемо називати заселеністю цього рівня.

§2 Принцип роботи лазера.

Розглянемо в будь-якому середовищі два довільні енергетичні рівні 1 і 2 з відповідними заселеностями N_2 і N_1 . Нехай у цьому середовищі у напрямку осі z розповсюджується плоска хвиля з інтенсивністю, що відповідає густині потоку фотонів F . Тоді відповідно до виразів (3)-(6) зміна густини потоку dF , обумовлена як процесами вимушеного випромінювання,

так і процесами поглинання, в прошарку dz (заштрихована область на рисунку 6.4) визначається рівнянням

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz \quad (7)$$

З рівняння (7) випливає, що у випадку $N_2 \gg N_1$ середовище поводить себе як підсилююче (тобто $dF/dz > 0$), а у разі $N_2 < N_1$ - як поглинаюче. Відомо, що при термодинамічній рівновазі заселеності енергетичних рівнів описуються статистикою Больцмана. Так, якщо N_1^* , N_2^* - заселеності двох рівнів при термодинамічній рівновазі, то ми маємо

$$N_2^*/N_1^* = \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \quad (8)$$

де k - постійна Больцмана, а T - абсолютна температура середовища. Таким чином, бачимо, що у випадку термодинамічної рівноваги $N_2 < N_1$, у відповідності з (7), середовище поглинає випромінювання на частоті ν , що звичайно і відбувається. Проте, якщо вдасться досягти нерівноважного стану, для якого $N_2 \gg N_1$, то середовище буде діяти як підсилювач. В цьому випадку будемо говорити, що в середовищі існує інверсія заселеностей, маючи на увазі, що різниця заселеностей $N_2 - N_1 > 0$. Середовище, в якому здійснена інверсія заселеностей будемо називати активним середовищем.

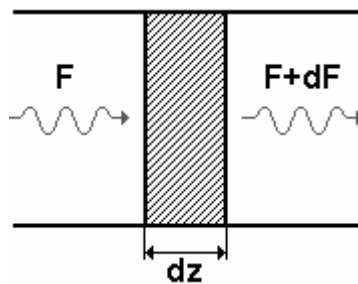


Рис.6.4. Зміна густини потоку фотонів dF при проходженні плоскої електромагнітної хвилі через прошарок речовини.

Якщо частота переходу $\nu = (E_2 - E_1)/h$ потрапляє в НВЧ – діапазон то відповідний підсилювач називають мазером. Слово мазер (англ., maser) утворене від початкових букв наступної фрази: microwave amplification stimulated emission of radiation – підсилення мікрохвиль вимушеним випромінюванням. Якщо ж частота переходу ν відповідає оптичному діапазону, то підсилювач називають лазером. Слово лазер (англ., laser) створено від початкових букв фрази light amplification stimulated emission of radiation.

Для того щоб підсилювач перетворився в генератор, необхідно ввести відповідний додатній зворотній зв'язок. В НВЧ – діапазоні це досягається тим, що активне середовище розміщують в об'ємному резонаторі, що має резонанс при частоті ν . В лазері зворотній додатній зв'язок забезпечують розміщенням активного середовища між двома дзеркалами з високим коефіцієнтом відбивання рис 6.5.



Рис. 6.5. Схема будови лазера.

В цьому випадку плоска електромагнітна хвиля, що розповсюджується перпендикулярно до дзеркал, буде по черзі відбиватися від них, підсилюючись при проходженні через активне середовище. Якщо одне з двох дзеркал зробити напівпрозорим, то на виході системи можна отримати пучок корисного випромінювання. Однак як в мазерах, так і в лазерах, генерація можлива лише при виконанні деяких порогових умов. Наприклад, в лазері генерація починається тоді, коли підсилення активного середовища компенсує втрати в ньому (наприклад, втрати, обумовлені частковим виходом випромінювання з резонатора через дзеркало). Відповідно до виразу (7) підсилення випромінювання за один прохід в активному середовищі (тобто відношення вихідної і вхідної густини потоку фотонів) буде рівне

$$F_2/F_1 = \exp[\sigma(N_2 - N_1)L] \quad (9)$$

де L довжина активного середовища. Якщо втрати в резонаторі визначаються лише пропусканням дзеркал, то поріг генерації буде досягнутий при виконанні наступної умови

$$R_1 R_2 \exp[2\sigma(N_2 - N_1)L] = 1 \quad (10)$$

де R_1 і R_2 - коефіцієнти відбивання дзеркал по інтенсивності. Ця умова показує, що поріг досягається тоді, коли інверсія заселеностей наближається до деякого критичного значення $(N_2 - N_1)_{кр}$, яке називають критичною інверсією і яка визначається співвідношенням

$$(N_2 - N_1)_{кр} = -\ln(R_1 R_2) / 2\sigma l \quad (11)$$

Як тільки досягнута критична інверсія, генерація розвинеться із спонтанного випромінювання. Фотони, які спонтанно випускаються вздовж вісі резонатору, будуть підсилюватись. Цей механізм і лежить в основі роботи лазерного генератора, який зазвичай називають лазером. Тепер слово лазер широко застосовують до будь-якого пристрою, що генерує вимушене випромінювання. В залежності від діапазону ми будемо говорити відповідно про інфрачервоні, ультрафіолетові та рентгенівські лазери. Додамо, що назви твердотільний, рідинний і газовий лазер визначаються агрегатним станом активного середовища.

§3. Схеми накачки.

Розглянемо задачу про те, яким чином в даному середовищі можна отримати інверсію заселеностей. На переший погляд, здається, що інверсію можна отримати при взаємодії середовища з достатньо сильною електромагнітною хвилею з частотою ν . Оскільки при термодинамічній

рівновазі рівень 1 заселений більше, ніж рівень 2, поглинання перебільшує вимушене випромінювання, тобто під дією падаючої хвилі відбувається більше переходів $1 \rightarrow 2$ ніж переходів $2 \rightarrow 1$, і можна сподіватися здійснити таким шляхом інверсію заселеностей.

Однак не важко помітити, що такий механізм працювати не буде. Коли наступлять умови при, яких заселеності рівнів виявляться однаковими ($N_2 = N_1$), процеси вимушеного випромінювання і поглинання почнуть компенсувати один одного і у відповідності з (7) середовище стане прозорим. В такому випадку як правило говорять про дворівневе насичення. Таким чином, використовуючи дворівневу систему неможливо отримати інверсію заселеностей. Можливі трирівневі та чотирирівневі схеми лазерів в залежності від кількості робочих рівнів рис.6.6. В трирівневому лазері рис.6.6а атоми будь-яким чином переводяться з основного рівня 1 на рівень 3. Якщо обране середовище, в якому атом, з'явившись в збудженому стані на рівні 3, швидко переходить на рівень 2 то в такому середовищі можливо отримати інверсію заселеностей між рівнями 1 і 2. В чотирирівневому лазері (рис. 6.6б) атоми теж переводяться з основного рівня (будемо називати його нульовим) на рівень 3. Якщо після цього атоми швидко переходять на рівень 2, то між рівнями 1 і 2 може виникнути інверсія заселеностей. Коли в такому лазері починається генерація, атоми в процесі вимушеного випромінювання переходять з рівня 2 на рівень 1. Тому для неперервної роботи чотирирівневого лазера, необхідно, щоб частинки, які з'явилися на рівні 1, швидко переходили на нульовий рівень.

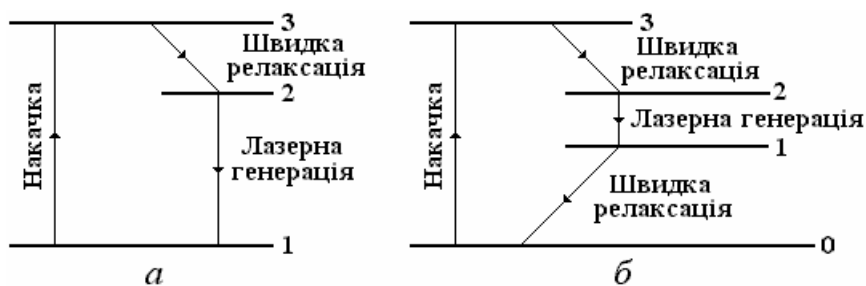


Рис. 6.6 Трирівнева (а) і чотирирівнева (б) схеми лазера.

Може виникнути питання, навіщо використовувати чотирирівневу схему, якщо вже трирівнева виявляється достатньо ефективною для отримання інверсії заселеності? Справа в тому, що в чотирирівневій схемі інверсію отримати значно простіше. Відмітимо, що різниці енергії між робочими рівнями лазера (рис 6.7) зазвичай значна більша ніж kT і, у відповідності зі статистикою Больцмана, практично всі атоми при термодинамічній рівновазі будуть знаходитись в основному стані. Якщо позначити кількість атомів в одиниці об'єму середовища як N_i , то у випадку трирівневої системи ці атоми спочатку будуть знаходитись на рівні 1. Переведемо тепер ці атоми з рівня 1 на рівень 3. Тоді з цього рівня атоми будуть релаксувати з переходом на більш низький рівень 2. Якщо така релаксація відбувається достатньо швидко, то рівень 3 залишається

практично незаселеним. В цьому випадку для того щоб заселеності рівнів 1 і 2 зробити однаковими на рівень 2 потрібно перевести половину атомів N_1 . Інверсію заселеності буде утворювати будь-який атом, який переведений на верхній рівень понад цю половину від загальної кількості атомів. Однак в чотирирівневому лазері, оскільки рівень 1 спочатку був теж не заселеним, будь-який атом, який опиниться в збудженому стані, буде давати вклад в інверсію заселеностей. Вище описане показує, що по можливості потрібно шукати активні середовища, які працюють по чотирирівневій схемі. Процес, під дією якого атоми переводяться з рівня 1 на рівень 3 (трирівнева схема) або з рівня 0 на рівень 3 (чотирирівнева схема), називають накачкою. Існують декілька способів реалізувати цей процес на практиці, наприклад, за допомогою деяких видів ламп, які дають достатньо інтенсивною світлову хвилю або з допомогою електричного розряду в активному середовищі.

§4. Властивості лазерних пучків.

Лазерне випромінювання характеризується надзвичайно високим ступенем монохроматичності, когерентності, спрямованості і яскравості. До цих властивостей можна додати генерацію світлових імпульсів малої тривалості.

6.4.1 Монохроматичність.

Ця властивість визначається наступними двома обставинами: 1) підсилюватись може електромагнітна хвиля лише з частотою ν ; 2) оскільки пристрій з двох дзеркал утворює резонатор, генерація може виникнути лише на резонансних частотах цього резонатору. Остання обставина приводить до того, що ширина лінії лазерного випромінювання часто буває набагато більшою, ніж звичайна лінія переходу $2 \rightarrow 1$, яка спостерігається при спонтанному випромінюванні.

6.4.2 Когерентність.

Для будь-якої електромагнітної хвилі можна визначити два незалежних поняття когерентності, а саме просторову і часову когерентність.

Для того, щоб визначити просторову когерентність, розглянемо дві точки P_1 і P_2 , вибрані таким чином, що у момент часу $t = 0$ через них проходить хвилевий фронт деякої електромагнітної хвилі, і нехай $E_1(t)$ і $E_2(t)$ - відповідні електричні поля в цих точках. Згідно нашої умови, у момент часу $t = 0$ різниця фаз електричних полів у даних точках рівна нулю. Якщо ця різниця фаз залишається рівною нулю в будь-який момент часу $t > 0$, то кажуть, що між двома точками є повна когерентність. Якщо така умова виконується для будь-яких пар точок хвилевого фронту, то дана хвиля характеризується повною просторовою когерентністю. Практично для будь-якої точки P_1 , якщо маємо достатню кореляцію фаз, точка P_2 повинна розташовуватись всередині деякої кінцевої області, що включає точку P_1 . В

цьому випадку говорять, що хвиля характеризується частковою просторовою когерентністю, при чому для будь-якої точки P можна відповідно визначити область когерентності $S_r(P)$.

Для того щоб визначити часову когерентність розглянемо електричне поле хвилі в даній точці P в момент часу t і $t + \tau$. Якщо для даного інтервалу часу t різниця фаз коливань поля залишається однією і тією ж у будь-який момент часу t , то говорять, що існує часова когерентність для інтервалу часу t . Якщо така умова виконується для будь-якого значення t , то хвиля характеризується повною часовою когерентністю. Якщо ж це має місце лише для певного інтервалу часу τ , такого, що $0 < \tau < \tau_0$ то хвиля характеризується частковою часовою когерентністю з часом когерентності τ_0 . На рисунку 6.7 для прикладу наведена електромагнітна хвиля з часом когерентності τ_0 , яка має вигляд синусоїдального електричного поля із стрибкоподібною зміною фази через інтервал часу τ_0 . Можна побачити, що поняття часової когерентності безпосередньо пов'язано з поняттям монохроматичності. Можна показати, що електромагнітна хвиля з часом когерентності, рівним τ_0 , має спектральну ширину $\Delta \nu \approx 1/\tau_0$.

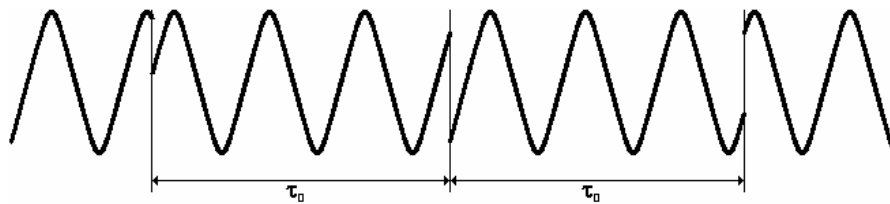


Рис. 6.7 Приклад електромагнітної хвилі з часом когерентності τ_0

Слід зауважити, що поняття часової і просторової когерентності не залежать один від одного.

6.4.3 Направленість.

Ця властивість є простим наслідком того, що активне середовище розміщено в резонаторі, наприклад в плоско паралельному рис. 6.5. В такому резонаторі можуть підтримуватись тільки такі електромагнітні хвилі, які розповсюджуються вздовж вісі резонатора або в дуже близькому до вісі напрямку. Для більш глибокого розуміння властивості спрямованості лазерних пучків (або в загальному випадку будь-якої електромагнітної хвилі) зручно розглянути окремо випадки, коли пучок має повну і часткову просторову когерентність.

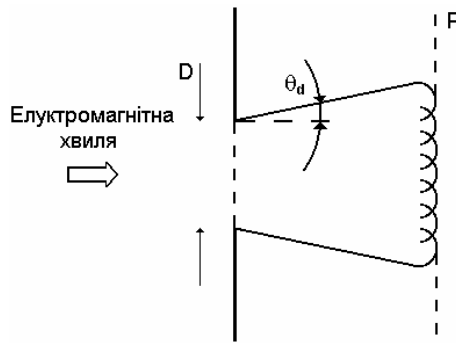


Рис. 6.8. Розходження плоскої електромагнітної хвилі в результаті дифракції.

Розглянемо спочатку пучок з повною просторовою когерентністю. Навіть в цьому випадку пучок з кінцевою апертурою неминує розходитися в наслідок дифракції. Це неважко зрозуміти з допомогою рис. 6.8. На цьому рисунку пучок з постійною інтенсивністю і плоским хвильовим фронтом падає на екран S , в якому є отвір діаметром D . Згідно з принципом Гюйгенса хвильовий фронт в деякій площині P за екраном може бути отриманий шляхом суперпозиції елементарних хвиль, що випромінюються кожною точкою отвору. Очевидно, що через кінцевий розмір отвору D пучок має кінцеву розбіжність θ_d . Її значення можна визначити за допомогою теорії дифракції. Для довільного розподілу амплітуди маємо

$$\theta_d = \beta \lambda / D \quad (12)$$

де λ - довжина хвилі, D - діаметр пучка

В співвідношенні (12) β - числовий коефіцієнт порядку одиниці, значення якого залежить від форми розподілу амплітуд і способу, яким визначаються розбіжність і діаметр пучка. Пучок, розбіжність якого описується виразом (12) називають дифракційно-обмеженим.

Якщо хвиля має часткову просторову когерентність, то її розбіжність буде більшою, ніж мінімальне значення розбіжності, обумовленої дифракцією. Дійсно, для будь-якої точки P' хвильового фронту принцип Гюйгенса може бути застосований тільки до точок, розташованих в межах області когерентності S_c біля P' . Таким чином, область когерентності діє як обмежуюча апертура для когерентної суперпозиції елементарних хвиль. Розбіжність пучка тепер запишеться у вигляді

$$\theta_c = \beta \lambda / [S_c]^{1/2} \quad (13)$$

де β - числовий коефіцієнт порядку одиниці

Слід зауважити, що за відповідних умов роботи вихідний пучок лазера можна зробити дифракційно-обмеженим.

6.4.4 Яскравість.

Визначимо яскравість будь-якого джерела електромагнітних хвиль як потужність випромінювання, що випускається з одиничної поверхні джерела в одиничний тілесний кут. Точніше кажучи, розглянемо елемент площі dS поверхні джерела в точці O (рис.1.9). Тоді потужність dP , випромінена

елементом поверхні dS в тілесний кут $d\Omega$ у напрямку OO' , може бути записана таким чином

$$P = B \cos \theta dS d\Omega \quad (14)$$

де θ - кут між напрямком OO' і нормаллю до поверхні n . Величина B залежить, як правило, від полярних координат θ і ϕ , тобто від напрямку OO' і від точки O . Ця величина B називається яскравістю джерела в точці O у напрямку OO' .

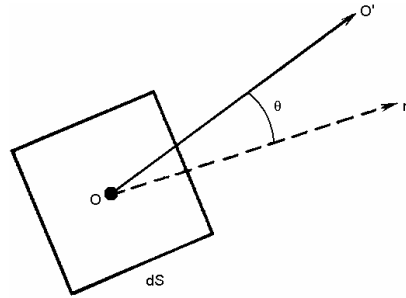


Рис. 6.9. Поверхнева яскравість джерела електромагнітного випромінювання в точці.

У виразі (14) множник $\cos \theta$ обумовлений тим, що фізично важливою величиною є проекція dS на площину, перпендикулярну напрямку OO' . Якщо B не залежить від θ і ϕ , то говорять, що джерело є ізотропним (джерелом Ламберта). Яскравість лазера навіть невеликої потужності (наприклад, декілька міліват) на декілька порядків перевищує яскравість звичайних джерел. Ця властивість, переважно є наслідком високої спрямованості лазерного пучка.

РОЗДІЛ 7. ПАСИВНІ ЕЛЕМЕНТИ ЛАЗЕРІВ ТА РЕЖИМИ РОБОТИ ЛАЗЕРІВ

§1 Загальні відомості про резонатори.

Під пасивним оптичним резонатором будемо розуміти замкнену порожнину, яка складається з відбиваючих поверхонь, і, яка містить однорідне ізотропне середовище. Мода резонатора – це стаціонарна конфігурація електромагнітного поля, яка задовольняє, як рівнянням Максвелла, так і граничним умовам. При цьому електричне поле такої конфігурації можна записати у вигляді

$$E(r, t) = E_0 U(r) \exp[i\omega t] \quad (1)$$

де $\omega/2\pi$ - частота моди

Окрема мода позначається таким чином: TEM_{mnq} , де m і n поперечні індекси моди, а q - повздовжній індекс. Кожна мода характеризується просторовою структурою поля (певним розподілом амплітуди і фази) в поперечному до вісі резонатора напрямку, а саме на поверхні дзеркал резонатора. Специфіку цієї структури фіксують поперечні індекси моди m і n . Крім того, кожна мода характеризується певним зсувом фази за подвійний прохід резонатора, який розглядають на вісі резонатора. Цей фазовий зсув дорівнює $2\pi q$, де q - повздовжній індекс моди. Конкретній сукупності індексів m і n , які відображують конкретну поперечну структуру поля в резонаторі, відповідає ряд мод з різними значеннями індексу q , це повздовжні моди (іноді називають аксіальними модами). В спектрі генерації кожній з них відповідає вузька лінія. Сукупність повздовжніх мод з даною сукупністю індексів m і n поєднують під назвою поперечної моди. Поперечна мода характеризується тільки поперечними індексами (вона позначається TEM_{mn}).

Кожен тип поперечної моди має певну структуру світлової плями на дзеркалі резонатора. На рисунку 7.1а показана структура світлової плями, яка може спостерігатись на круглому дзеркалі для декількох найбільш простих мод. Відповідний цим модам характер зміни знаку амплітуди поля на поверхні дзеркала показаний на рисунку 7.1б. З рисунка видно, що індекс m показує скільки раз амплітуда поля змінює знак в радіальному напрямку, а індекс n скільки раз вона змінює знак при повороті навколо центра дзеркала на 180° .

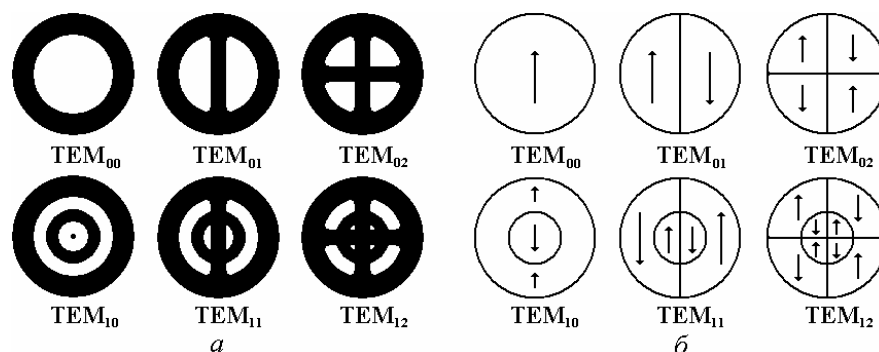


Рис. 7.1. Моди резонатора.

Поперечну моду TEM_{00} називають основною модою. Для неї характерна найбільш проста структура світлової плями. З рисунку 7.1a видно, що чим менше значення поперечних індексів, тим сильніше сконцентровано поле моди поблизу центра дзеркала.

В реальних умовах структура світлої плями, що спостерігається, являє собою суперпозицію декількох поперечних мод (багатоходовий режим генерації). Спектр випромінювання, що генерується, містить зазвичай декілька вузьких ліній (багато частотний режим генерації).

Лазерні резонатори характеризуються наступними особливостями: 1) вони, як правило є відкритими; 2) їх розміри набагато перевищують довжину хвилі лазерної генерації. Наслідком цих особливостей є втрати, для будь-якої, моди резонатора. Ці втрати обумовлені дифракцією. Таким чином, визначення моди не можна застосовувати до відкритих резонаторів, і в такому резонаторі не існує справжніх мод (тобто стаціонарних конфігурацій). Однак в резонаторах існують конфігурації типу стоячих електромагнітних хвиль, які мають невеликі втрати. Тому ми будемо визначати моду як таку конфігурацію електромагнітного поля, для якої напруженість електричного поля можна записати в наступному вигляді

$$E(r, t) = E_0 u(r) \exp\left[-t / 2\tau_c\right] + i\omega t \quad (2)$$

де τ_c час життя фотона в резонаторі

З другої особливості витікає, що в оптичному резонаторі резонансні частоти розташовані дуже близько одна до одної. Кількість мод резонатора N , які розташовані в межах смуги лазерної лінії шириною $\Delta\nu_0$ буде

$$N = 8\pi(V / \lambda^3) (\Delta\lambda_0 / \lambda) \quad (3)$$

де $\Delta\lambda_0 = \lambda^2 \Delta\nu_0 / c$ - ширина лазерної лінії

Так, наприклад, якщо $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Гц (середина видимого діапазону), $V = 1 \text{ cm}^3$ і $\Delta\nu_0 = 1,7 \cdot 10^9$ Гц, то кількість мод $N \approx 4 \cdot 10^8$. Якщо б резонатор був закритий, то всі моди мали б однакові втрати і цей факт призводив би до генерації дуже великої кількості мод. При цьому резонатор випромінював би в широкому спектральному діапазоні і у всіх напрямках, що є небажаним. У відкритому резонаторі дуже невелика кількість мод відповідає суперпозиції хвиль, що розповсюджуються практично паралельно до вісі резонатора, і ці моди мають низькі втрати для того, щоб відбувалась генерація. Всі інші моди резонатора відповідають хвилям, які практично повністю затухають при одному проходженні через резонатор. Це головна причина, чому в лазерах застосовують відкритий оптичний резонатор. І все ж таки, навіть в відкритому резонаторі генерується значно більше мод ніж одна.

§2. Резонатори з плоскими і сферичними дзеркалами.

Найбільш широко в лазерних резонаторах використовують плоскі або сферичні дзеркала прямокутної (частіше круглої) форми, які розташовані на деякій відстані L один від одного. Величина L зазвичай складає від

сантиметрів до декількох метрів, а розміри дзеркал лежать межах від міліметрів до декількох сантиметрів.

7.2.1 Плоскопаралельний резонатор (або резонатор Фабрі-Перо).

Плоскопаралельний резонатор зображений на рисунку 7.2.

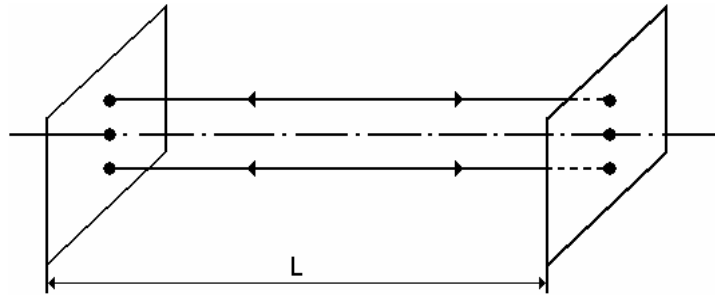


Рис. 7.2. Плоскопаралельний резонатор

Такий резонатор складається з двох плоских дзеркал, які розташовані паралельно одне до одного.

Моди такого резонатора можна уявити, як суперпозицію двох плоских електромагнітних хвиль, які розповсюджуються в протилежних напрямках вздовж вісі резонатора. Якщо накласти умову, що $L = n(\lambda/2)$, де n додатне ціле число. Ця умова необхідна для того, щоб на обох дзеркала електричне поле електромагнітної стоячої хвилі було рівно нулю. Звідси випливає, що резонансні частоти будуть визначатися наступним співвідношенням

$$\nu = n(c/2L) \quad (4)$$

Такий самий вираз можна отримати, якщо накласти умову, що набіг фази плоскої хвилі після повного проходу (в прямому і зворотному напрямках) дорівнював би цілому числу, помноженому на 2π , тобто $2kL = 2n\pi$. Якщо частота плоскої хвилі рівна частоті моди резонатора, то набіг фази хвилі при повному проході резонатора повинен дорівнювати нулю (без врахування цілого, кратного 2π), оскільки тільки в цьому випадку завдяки послідовним відбиванням амплітуди хвиль у будь-якій довільній точці будуть додаватися у фазі і давати значне сумарне поле.

7.2.2 Концентричний (або сферичний) резонатор.

Такий резонатор показаний на рисунку 7.3.

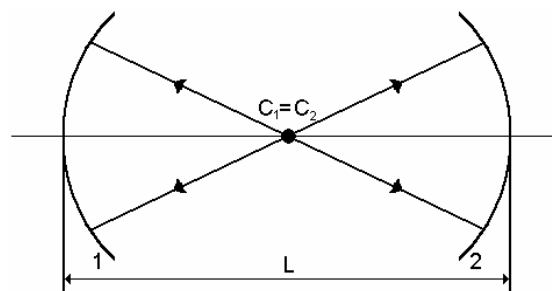


Рис.7.3. Концентричний резонатор.

Концентричний резонатор утворюється з двох сферичних дзеркал, які мають однакові радіуси R і розташовані на відстані L один від одного таким чином, щоб центри кривизни дзеркал C_1 і C_2 співпадають, тобто $L = 2R$. В цьому випадку моди резонатора являють собою суперпозицію двох сферичних хвиль, які виходять з точки C і розповсюджуються в протилежних напрямках. Для резонансних частот справедливе рівняння (4).

7.2.3 Конфокальний резонатор.

Конфокальний резонатор показаний на рисунку 7.4.

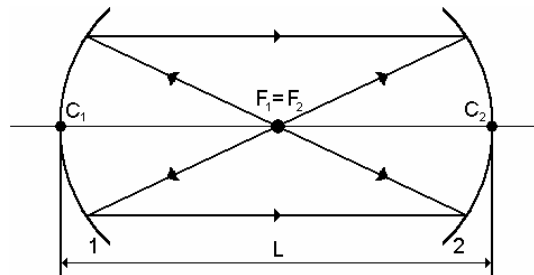


Рис. 7.4. Конфокальний резонатор.

Такий резонатор складається з двох сферичних дзеркал, які мають однакові радіуси R і розташовані на відстані L один від одного таким чином, щоб фокуси дзеркал F_1 і F_2 співпадали. Звідси витікає, що центр кривизни C одного дзеркала лежить на поверхні іншого, тобто $L = R$. Необхідна конфігурація не може бути отримана з допомогою плоских і сферичних хвиль.

7.2.4 Резонатор, що утворені з допомогою плоского і сферичного дзеркала.

Приклади таких пристроїв показані на рисунку 7.5.

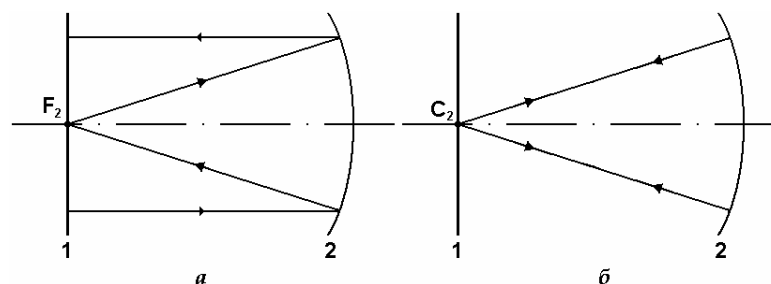


Рис.7.5. *a* – напівконфокальний резонатор, *б* – напівсферичний резонатор.

7.2.5 Стійки і не стійки резонатори.

Резонатори можна поділити на стійки і не стійки. Резонатор називають нестійким, якщо довільний промінь, послідовно відбиваючись від кожного з двох дзеркал, віддаляється на необмежено велику відстань від осі резонатора. І навпаки, резонатор, в якому промінь залишається в межах обмеженої області, називають стійким. Умову стійкості довільного сферичного резонатора можна записати таким чином

$$0 \langle g_1 g_2 \rangle < 1 \quad (5)$$

де

$$g_1 g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)$$

§3. Режими роботи лазерів.

Лазерна генерація практично завжди є нестационарною. Причиною нестационарної генерації є часто застосована на практиці нестационарна накачка, наприклад, накачка випромінюванням імпульсних ламп або імпульсним електричним розрядом. Також причиною нестационарності генерації може бути внесення в резонатор нелінійних елементів, наприклад, просвітлюючих фільтрів. Також існують фактори, які діють без втручання в резонатор. Ці фактори можуть мати як технічну, так і фізичну природу. До технічних факторів відносять нестабільність параметрів резонатора, активного середовища, системи накачки. Звертаючись до факторів фізичної природи, відмітимо багатомодовість випромінювання лазера, яка має місце в більшості практичних випадків. Різним модам відповідає різна структура поля в резонаторі, різна величина коефіцієнтів підсилення і втрат. Характер режиму генерації залежить від кількості мод, що одночасно збуджуються, вхід в генерацію кожної нової моди супроводжується порушенням стабільності генерації. В різні моменти часу енергія випромінювання може по різному розподілятися між модами. Відмітимо також, що процеси заселення і релаксації робочих рівнів характеризується деякою інерційністю. Це призводить до того, що відбувається періодична зміна в часі величини інверсної заселеності біля її порогового значення, що приводить до пульсації потужності випромінювання. Також треба зауважити, що лазерне випромінювання починається в результаті спонтанного випромінювання. Обумовлена цими процесами нерегулярна в часі і просторі картина впорядковується при переході лазера в режим генерації, однак це впорядкування не є повним.

7.3.1 Режим вільної генерації.

Припустимо, що в резонаторі лазера знаходиться тільки активний елемент і нема будь-яких інших нелінійних елементів. В такому випадку говорять про режим вільної генерації. Фактично, цей термін об'єднує декілька різних режимів; їх загальна риса полягає у відсутності будь-якого спеціального керування генерацією, будь-якої дії з зовні на неї. Відсутня будь-яка модуляція (як активна, так і пасивна) добротності резонатора. Вільна генерація може мати місце, як у випадку імпульсної, так і неперервної накачки.

Найбільш цікава картина вільної генерації в твердотільних лазерах. Вільне випромінювання твердотільного лазера, являє собою, як правило, послідовність відносно коротких імпульсів, або як прийнято говорити пічків. Тривалість окремого пічка $10^{-7} \div 10^{-6}$ с, а потужність досягає значення

$10^4 \div 10^5$ Вт. Часовий інтервал між сусідніми пічками складає приблизно $1 \div 10$ мкс.

На рисунку 7.6. наведені три осцилограми випромінювання твердотільного лазера, які відповідають трьом характерним видам пульсацій: а) режим регулярних затухаючих пульсацій з виходом на генерацію з постійним рівнем потужності; б) режим регулярних незатухаючих пульсацій; в) режим нерегулярних незатухаючих пульсацій. На основі одномодової моделі лазера можна показати, що регулярні затухаючі пульсації пов'язані з перехідними процесами, які супроводжують початок генерації при появі чергового імпульсу

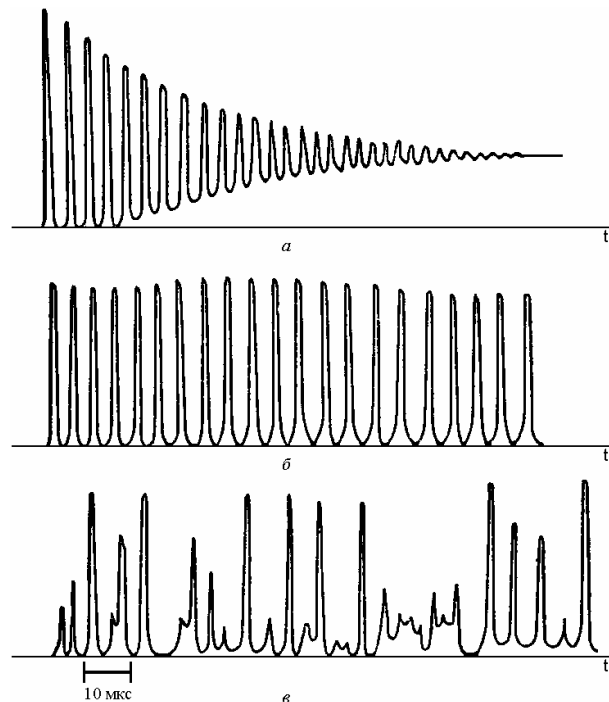


Рис. 7.6. Осцилограми випромінювання твердотільного лазера.

накачки. Інакше кажучи, ці пульсації пов'язані з інерційністю процесів заселення і релаксації рівнів. Істотний вплив на характер пічкового режиму здійснює багатомодовість генерації, така багатомодовість може вносити в картину пульсацій невпорядкованість.

7.3.2 Режим генерації гігантських імпульсів при активній модуляції добротності.

Керуючи добротністю резонатора, спочатку забезпечують високий рівень шкідливих втрат, тобто спеціально підіймають поріг генерації. Це дозволяє створити значну інверсію заселеностей в активному середовищі. Потім за сигналом рівень втрат, а відповідно і поріг генерації, різко знижують до мінімально можливого значення; в результаті початкова величина інверсії заселеностей виявляється значно вищою нового порогу, який відповідає малим втратам. В цих умовах замість послідовності пічків, випромінюється одиничний короткий світловий імпульс великої потужності (так званий гігантський імпульс). Потужність гігантського імпульсу тим більша, чим значніше перевищення початкової інверсії заселеностей над

пороговим значенням інверсної заселеності. Потужність отриманих на практиці гігантських імпульсів досягає 10^9 Вт. Тривалість такого імпульсу може складати 10–100 нс. Мінімальна тривалість імпульсу може досягати 1–3 нс.

Для реалізації такого режиму генерації в резонатор лазера поміщують модулятор (перемикач втрат), який керується зовнішніми сигналами. Під дією зовнішнього сигналу модулятор швидко змінює рівень шкідливих втрат в резонаторі (переходить з стану, який відповідає високим втратам в стан, який відповідає низьким втратам і назад). Оскільки такі перемикання відповідають дії ззовні, такий режим модуляції добротності резонатора називають активною модуляцією. Застосовують різні типи модуляторів, а саме оптико-механічні, електрооптичні та акустооптичні модулятори. На рисунку 7.7 показано процес розвинення гігантського імпульсу при активній модуляції добротності резонатора. Крива $P(t)$ описує зміни в часі потужності випромінювання, що генерується.

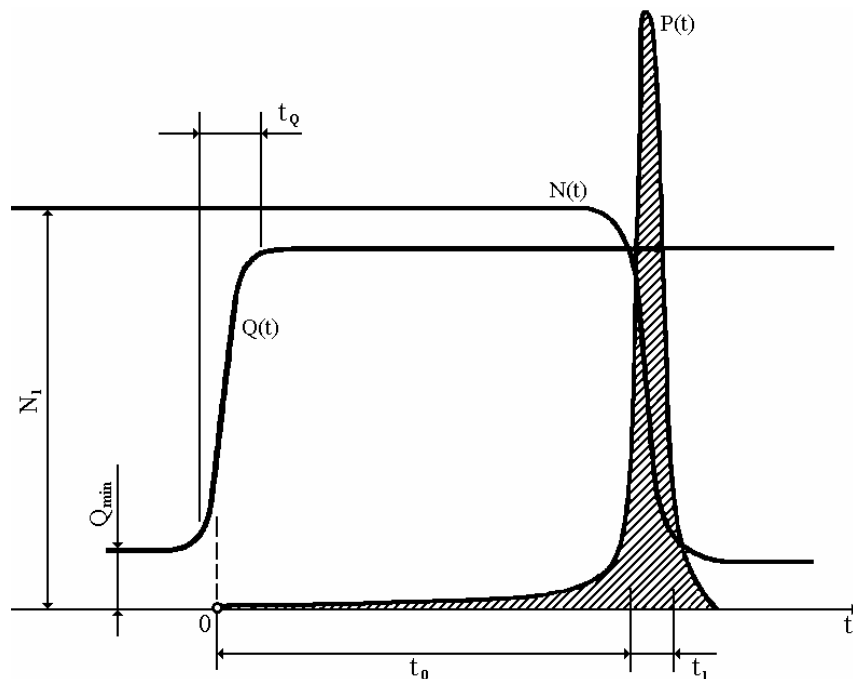


Рис.7.7. Процес розвитку гігантського імпульсу при активній модуляції добротності резонатора.

Крива $Q(t)$ відповідає зміні в часі добротності резонатора, зміна в часі густини інверсної заселеності ілюструється з допомогою кривої $N(t)$. В первинному стані маємо низьку добротність ($Q = Q_{\min}$) і високу початкову густину інверсної заселеності ($N = N_1$). Під дією керуючого сигналу добротність Q починає зростати і відповідно починає зменшуватись порогове значення густини інверсної заселеності. Як тільки поріг зменшуючись, зрівняється з величиною N_1 , починається процес генерації. З рисунка видно, що процес генерації гігантського імпульсу складається з двох етапів: відносно довгого етапу повільного (лінійного) розвитку імпульсу

(тривалість цього етапу $t_0 \approx 100$ нс) і короткого етапу швидкого (нелінійного) розвитку (тривалість цього етапу $t_1 \approx 10$ нс). Практично вся енергія випромінюється під час другого етапу і тому прийнято вимірювати тривалість гігантського імпульсу по тривалості цього етапу t_1 .

7.3.3 Режим генерації гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора.

Пасивна модуляція добротності заснована на застосуванні нелінійних елементів, характеристики яких змінюються в залежності від потужності випромінювання, яке генерується в активному елементі. Широко застосовують фільтри, що просвітлюються – оптичні затвори, які працюють на основі нелінійно-оптичного явища просвітлення середовища. Також використовують різні нелінійні комірки.

На рисунку 7.8. показано процес розвитку генерації гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора лазера з імпульсною накачкою.

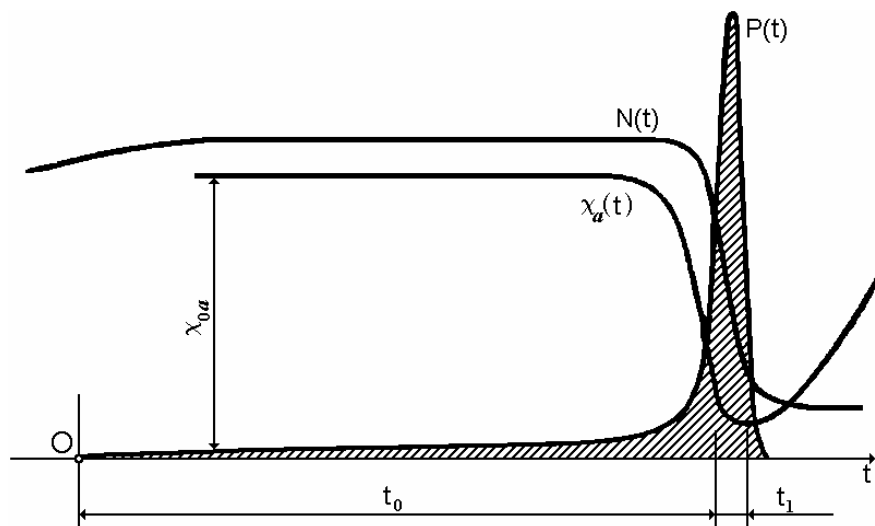


Рис. 7.8. Процес розвитку гігантського імпульсу при пасивній модуляції добротності резонатора.

Модуляція добротності відбувається з допомогою фільтра, що просвітлює. Крива $P(t)$ описує зміни в часі потужності випромінювання, що генерується, крива $\chi_a(t)$ показує зміну в часі коефіцієнта резонансного поглинання фільтра на частоті генерації, крива $N(t)$ показує зміну в часі густини інверсної заселеності рівнів активного середовища. Первинний стан відповідає стану, коли фільтр непросвітлений $\chi_a = \chi_{0a}$; у цьому стані порогове значення густини інверсної заселеності достатньо велике, позначимо його як $N_{por\ max}$. У міру потрапляння в активний елемент випромінювання накачки величина N буде зростати. Як тільки вона досягне значення $N_{por\ max}$, почнеться процес генерації. Процес формування гігантського імпульсу складається з двох етапів: довгого етапу повільного

(лінійного) розвитку (тривалість етапу t_0) і короткого етапу швидкого (нелінійного) розвитку (тривалість етапу t_1). При пасивній модуляції добротності етап лінійного розвитку приблизно на порядок довший, ніж при активній модуляції і складає приблизно 1 мкс, це пояснюється тим, що розвиток імпульсу проходить при умові високих втрат, з рисунка видно, що фільтр просвітлюється лише на другому, нелінійному етапі розвитку імпульсу. Тривалість другого етапу складає приблизно 10нс. Після випромінювання гігантського імпульсу коефіцієнт резонансного поглинання фільтра знову зростає за рахунок спонтанних переходів в фільтрі. Час T_a , на протязі якого фільтр повертається в первинний (непросвітлений) стан, називають часом релаксації фільтра.

7.3.4 Режим синхронізації повздовжніх мод (режим генерації над коротких світлових імпульсів).

Припустимо, що лазерне випромінювання містить m повздовжніх мод, частоти яких розташовуються еквідистантно на відстані Ω одна від одної $\Omega = \pi\nu / L$, де L - довжина резонатора. Ширина лінії підсилення пов'язана з $\Delta\omega$ пов'язана з Ω і m співвідношенням $\Delta\omega = \Omega m$. Припустимо, що моди синхронізовані по фазі, тобто різниця фаз двох будь-яких сусідніх мод має визначене фіксоване значення. В цьому випадку буде мати місце взаємна інтерференція повздовжніх мод, в результаті чого виникає послідовність надкоротких світлових імпульсів. Тривалість окремого імпульсу τ визначається шириною лінії підсилення або інакше кажучи кількістю синхронізованих мод

$$\tau \approx 1 / \Delta\omega = 1 / \Omega m \quad (6)$$

Потужність надкороткого імпульсу виявляється приблизно в m разів більшою середньої потужності випромінювання у відсутності синхронізації мод. Період прямування імпульсів T визначається наступним чином

$$T \approx 1 / \Omega \quad (7)$$

Для реалізації режиму генерації надкоротких світлових імпульсів необхідне виконання двох основних умов. По-перше, лазер повин генерувати достатньо велику кількість повздовжніх мод. По-друге, ці моди повинні бути еквідистантними по частоті і синхронізовані по фазі.

Існує також багато інших режимів роботи лазера, наприклад, режим синхронізації поперечних мод, режим розвантаження резонатора, також можлива генерація послідовності коротких імпульсів в лазерах з неперервною накачкою.

РОЗДІЛ 8. ТВЕРДОТІЛЬНІ ТА ГАЗОВІ ЛАЗЕРИ

§1 Твердотільні лазери.

Твердотільними називають, як правило, лазери активним середовищем, яких є або діелектричний кристал, або скло. Як правило в твердотільних лазерах використовують оптичну накачку. Оптична накачка припускає збудження активних центрів при поглинанні активним середовищем випромінювання від деякого спеціального джерела світла. Розрізняють некогерентну і когерентну оптичні накачки. При некогерентній накачці використовують некогерентне накачуюче випромінювання. При когерентній накачці використовують допоміжний лазер.

Для оптичної накачки характерна можливість здійснення виключно високої селективності збудження. Випромінювання накачки з спеціально підібраним спектром частот дозволяє збуджувати певну групу рівнів або навіть окремий рівень. При когерентній накачці можна „накачувати енергію” в окремий рівень в конкретну лінію в спектрі поглинання активного центру.

На рисунку 8.1. показано, як можна реалізувати оптичну накачку твердотільного лазера. Скляний або кристалічний стержень разом з джерелом накачки оточений відбивачем і розміщений всередині резонатора — між парою дзеркал. На рисунку 8.1. 1 – активне середовище (скляний або кристалічний стержень), 2 – джерело випромінювання накачки, 3 – відбивач для фокусування випромінювання накачки на активне середовище, 4 – дзеркало оптичного резонатора, 5 – лазерне випромінювання. На рисунку 8.1б показаний поперечний перетин лазера; поверхня відбивача є в перетині еліпсом, в фокусах якого знаходиться активне середовище і джерело накачки.

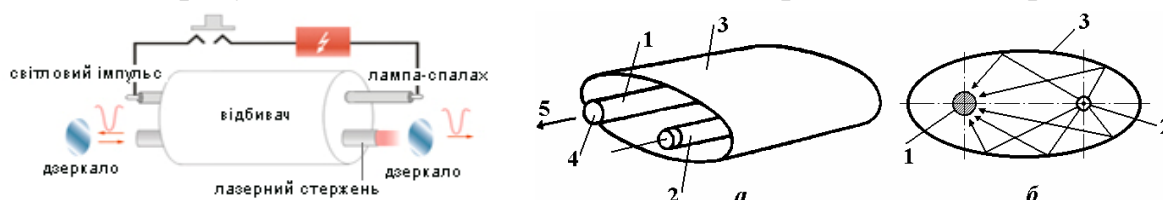


Рис.8.1. Реалізація оптичної накачки в твердотільному лазері.

В твердотільному активному середовищі розрізняють матрицю (основу) і введений в матрицю у вигляді домішки активатор (активний центр).

Ефективність оптичної накачки визначається двома основними факторами. По-перше, випромінювання накачки повинно ефективно поглинатися активними центрами і в той же час практично не поглинатися в матриці. По-друге, повинна бути високою квантова ефективність оптичної накачки: практично всі активні центри, які переведені накачкою в стан збудження, повинні перейти потім на верхній робочий рівень. Крім того, бажано, щоб були мінімальні втрати енергії на допоміжних переходах, наприклад, при переході з рівня збудження на верхній робочий рівень. Для підвищення ефективності оптичної накачки намагаються використовувати в якості рівня збудження достатньо широку енергетичну смугу або групу рівнів і забезпечити при цьому відповідність частоти переходу в каналі

збудження максимуму в спектрі випромінювання лампи накачки. На рисунку 8.2. показано дві з можливих схем реалізації твердотільного лазера.

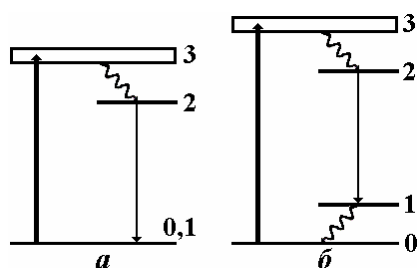


Рис. 8.2. Схеми реалізації твердотільного лазера. а) трирівнева схема; б) чотирирівнева схема.

Цифри 0,1,2,3 позначені рівні: основний, нижній робочий, верхній робочий, збудження. Дві цифри вказує на те, що рівень виконує дві функції, наприклад, рівень 0 і 1 є одночасно і основним і нижнім робочим рівнем. Переходи в каналі збудження показані товстими стрілками, переходи в каналі генерації тонкими стрілками, безвипромінюючі переходи показані хвилястими стрілками. На рисунку а показана трирівнева схема, а на рисунку б чотирирівнева схема.

Перший лазер на кристалі рубіна довжиною 1 сантиметр був побудований у 1960 р. Т. Мейманом (США).

Існує велика кількість твердотільних лазерів, як імпульсних, так і неперервної дії. Найбільш розповсюдженими серед імпульсних є лазер на рубіні та неодимовому склі (Nd). Неодимовий лазер працює на довжині хвилі $\lambda = 1,06$ мкм. Один стержень довжиною 100см і діаметром 4—5 см може дати імпульс генерації з енергією 1000 дж за час $\sim 10^{-3}$ сек. Лазер на рубіні є найбільш потужним імпульсним лазером. Повна енергія імпульсу генерації досягає сотень дж при тривалості імпульсу 10^{-3} сек. Існує можливість створення режиму генерації імпульсів з великою частотою повторення (до декількох кГц).

Прикладом твердотільних лазерів неперервної дії є лазери на флюориті кальцію CaF_2 з домішками диспрозійу Dy та лазери на ітріє-алюмінієвому гранаті (YAG) $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ з домішками різних рідкоземельних атомів. Більшість таких лазерів працює в області довжин хвиль $\lambda =$ від 1 до 3 мкм. Типове значення потужності генерації твердотільних лазерів в неперервному режимі ~ 1 вт або долі вт, для YAG –лазерів \sim десятків вт. Якщо не застосовувати спеціальних заходів, то спектр генерації твердотільних лазерів порівняно широкий, за рахунок реалізації багатого режиму генерації. Однак введенням в оптичний резонатор селектуючих елементів вдається отримати одномодову генерацію, при цьому відбувається значне зменшення потужності генерації.

Розглянемо будову і роботу твердотільних лазерів на прикладі рубінового. Рубін - кристал, що складається з оксиду алюмінію Al_2O_3 (матриця) з домішками іонів хрому Cr^{3+} . Головні енергетичні переходи реалізуються в хромі.

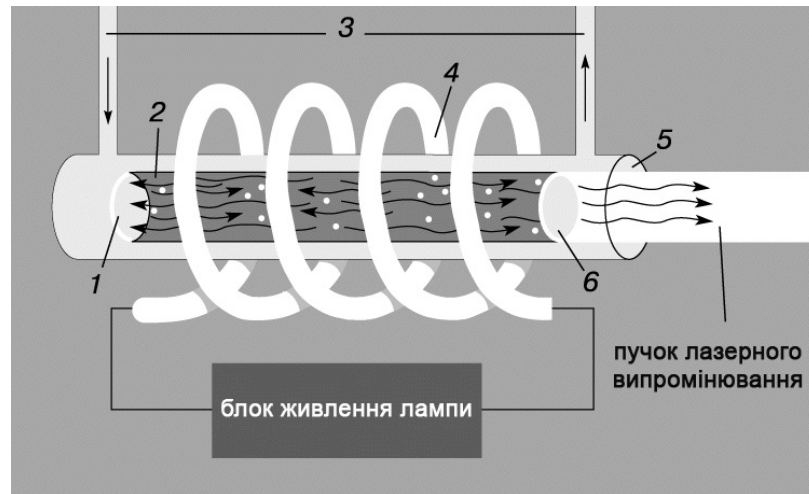


Рис. 8.3. Рубіновий лазер – удосконалена схема конструкції Теодора Меймана. Основні елементи – циліндричний рубіновий стержень з плоскими посрібленими торцями, кожух охолодження (його не було в пристрій Меймана) і газоразрядна лампа накачки. 1 – посріблений торець стержня (глухе дзеркало); 2 – рубіновий стержень; 3 – охолоджуюча рідина; 4 – газоразрядна лампа накачки; 5 – кожух (трубка) охолодження; 6 – слабо посріблений торець стержня (напівпрозоре дзеркало).

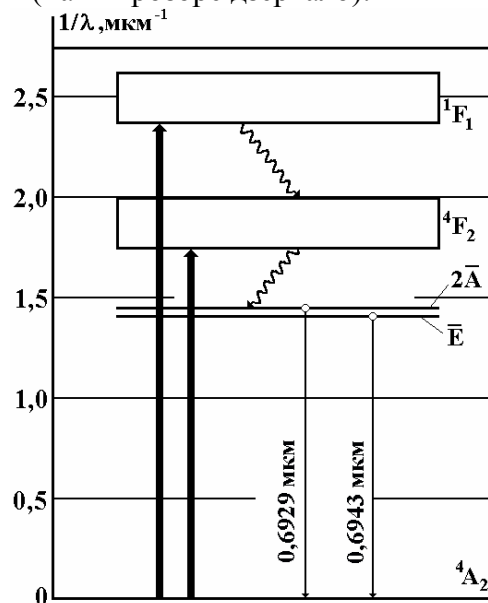


Рис. 8.4. Схема рівнів іону хрому в рубіні.

На рисунку 8.4 показана схема рівнів іонів хрому в рубіні. При збудженні атоми хрому переходять з основного стану на один з двох рівнів збудження, позначених 4F_1 і 4F_2 . Вони достатньо широкі і атоми хрому, які є активними центрами, збуджуються багатьма довжинами хвиль світла накачки. Однак, внаслідок нестабільності, вони одразу залишають рівні і переходять на більш низькі рівні ${}^2\bar{A}$ і \bar{E} ; при цих переходах випромінювання не відбувається, а випромінена енергія передається кристалічній ґратці оксиду алюмінію, де і розсіюється в формі теплових втрат. Ці рівні грають роль верхніх робочих рівнів. Однак з рівнів ${}^2\bar{A}$ і \bar{E} атом хрому випромінює вимушено і переходить внаслідок цього на основний рівень 4A_2 (нижній робочий рівень). Кванти, випромінені атомами хрому,

знають багатократного відбивання від посріблених дзеркал рубінового стержня і вимушують збуджені атоми випромінювати такі ж кванти; процес наростає лавиноподібно і завершується імпульсом лазерного світла. Напівпрозоре дзеркало повинно забезпечувати відбивання випромінювання, а також його пропускання результуючого лазерного пучка. Зазвичай, його коефіцієнт відбивання – близько 80%.

§2. Газові лазери.

Одна з чудових особливостей газових середовищ полягає в тому, що вони є прозорими в широкому спектральному інтервалі від УФ області спектра до хвиль далекого ІК, по суті справи НВЧ діапазону. В результаті чого газові лазери працюють в дуже великому діапазоні довжин хвиль.

На відміну від інших активних середовищ газове середовище має суттєво меншу густину і більш високу однорідність. Тому світловий промінь в газі в меншому ступені спотворюється і розсіюється. Це дозволяє легше досягати дифракційної межі розбіжності лазерного випромінювання.

Для виконання умови самозбудження, підсилення в активному середовищі за один прохід резонатора лазера повинно перевищувати втрати. В газах відсутність нерезонансних втрат істотно полегшує це завдання. Технічно складно виконати дзеркала з втратами менше 1%. Таким чином, підсилення за один прохід повинно перевищувати 1%. Підвищення підсилення можна досягнути шляхом збільшення довжини активного тіла. З іншого боку, мала густина газу, не дозволяє отримувати такої високої густини збуджених частинок, як у твердотільних лазерів. Тому, питома потужність газових лазерів значна менше ніж у багатьох інших.

В більшості газових лазерів інверсія заселеностей утворюється за рахунок електричного розряду. Такі газові лазери називають газорозрядними.

Досягнення інверсії в газовому середовищі сильно полегшується відносною повільністю релаксаційних процесів в газах. Для газів характерне передавання енергії збудження від частинок одного сорту до частинок іншого сорту при непружних зіткненнях між ними. Таке передавання тим більш ефективне, чим більш точно співпадають рівні енергії частинок, які зіткнулися. Це виявляється ефективним при створенні активного середовища лазера на основі частинок типу n шляхом збудження частинок типу N .

Ці особливості дозволяють розділити в активному середовищі функції накопичення енергії збудження і наступного випромінювання на потрібній довжині хвилі. Процес відбувається в два етапи. Спочатку, тим чи іншим способом, збуджуються частинки допоміжного газу – носія надлишкової енергії і який виступає донором енергії збудження. Після цього при процесах не пружних зіткнень енергія передається від газу носія частинкам робочого газу – акцептора енергії збудження, заселяючи таким чином їх верхній лазерний рівень. Верхній рівень енергії допоміжного газу повин мати великий власний час життя, щоб добре накопичувати енергію. Схематично цей процес показаний на рисунку 8.5.

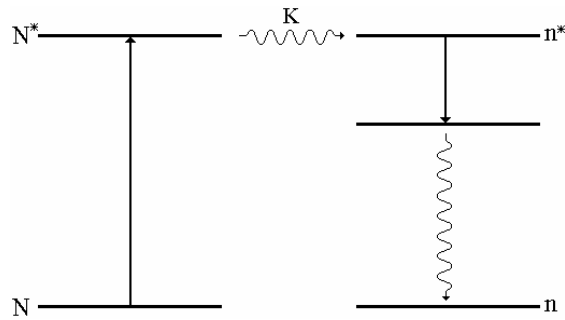


Рис. 8.5. Передача енергії збудження в газових лазерах.

Розглянемо дію гелій-неонового лазера. Генерація відбувається на переходах між рівнями нейтральних атомів неону. Разом з неоном в суміш входить буферний газ – гелій. Тиск газової суміші має порядок 1мм.рт.ст., при чому парціальний тиск гелію в 5-10 раз вище тиску неону. В якості накачки використовується стаціонарний тліючий розряд, збуджений постійним струмом. На рисунку 8.6 показані основні переходи в активному середовищі гелій-неонового лазера. Штрихові стрілки – переходи, пов’язані з електронним збудженням або дезбудження, неперервні стрілки – оптичні переходи, пунктирна стрілка – перехід пов’язаний з пристіночним дезбудженням, напівкруглі стрілки – резонансна передача енергії збудження від атомів гелію до атомів неону. Зображена на рисунку енергетичні смуги для атомів неону, відповідають певним електронним конфігураціям, і відповідно складаються з декількох рівнів (декількох спектральних термів). $1s$ - смуга відповідає конфігурації $2p^5 3s$, $2s$ - смуга конфігурації $2p^5 4s$, $3s$ - смуга конфігурації $2p^5 5s$, $2p$ - смуга конфігурації $2p^5 3p$, $3p$ - смуга конфігурації $2p^5 4p$, всі s смуги складаються з чотирьох рівнів, всі p смуги з десяти.

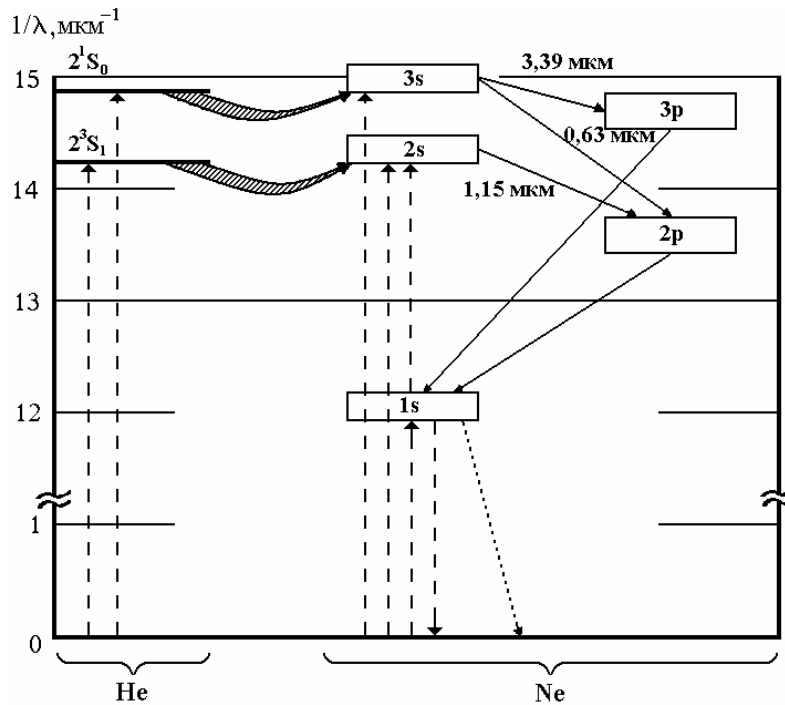


Рис. 8.6. Основні переходи в активному середовищі гелій-неонового лазера.

Роль верхніх робочих рівнів грають смуги $3s$ і $2s$, а роль нижніх робочих рівнів смуги $3p$ і $2p$. Основні робочі переходи $3s \rightarrow 3p$ (3,39 мкм), $2s \rightarrow 2p$ (1,15 мкм), $3s \rightarrow 2p$ (0,6328 мкм – червона лінія).

Інверсія в гелій-неоновому лазері виникає за рахунок того, що швидкість заселення верхніх робочих рівнів значно вища швидкості заселення нижніх. Важливим фактором при цьому є резонансна передача енергії від гелію до неону. Зіткнення атома неону з атомом гелію, який знаходиться на рівні 2^1S_0 , може привести до збудження одного з рівнів атома неону в $3s$ смугі; зіткнення з атомом гелію в стані 2^3S_1 може привести до збудження рівня атома неону в $2s$ смугі. Процесу резонансного передавання енергії від гелію до неону сприяють три обставини: близькість відповідних енергетичних рівнів атомів гелію і неону, метастабільність рівнів 2^1S_0 і 2^3S_1 гелію (відповідно неможлива релаксація через спонтанне випромінювання), більш високий тиск гелію в газовій суміші (це зменшує імовірність зворотного передавання енергії від неону до гелію).

Потрібно зауважити, що потужність випромінювання гелій-неонового лазера зворотно-пропорційна до діаметру газорозрядної трубки.

Існують багато інших газових лазерів, наприклад, лазер на парах міді, CO_2 лазер та ін.

РОЗДІЛ 9. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ.

§1. Принцип дії напівпровідникового лазера.

На рисунку 9.1 показані валентна зона напівпровідника V , зона провідності C і ширина забороненої зони E_g . Якщо припустити, що напівпровідник знаходиться при температурі $T = 0K$, то валентна зона буде повністю заповнена електронами в той самий час, коли зона провідності буде порожньою (на рисунку 9.1 заштриховані області є областю заповнених станів).

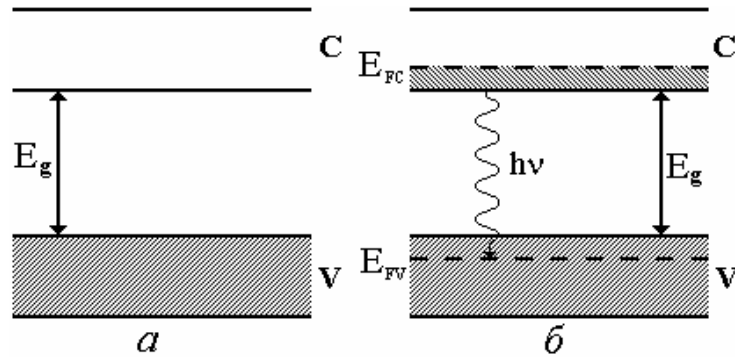


Рис. 9.1 Принцип дії напівпровідникового лазера

Припустимо, що електрони будь-яким чином переведені з валентної зони в зону провідності. В середині цієї зони електрони за дуже короткий час ($\sim 10^{-13}$ с) перейдуть на її найнижчий рівень, а всі електрони поблизу максимуму валентної зони також перейдуть на найнижчі з незайнятих рівнів, так що верхівка валентної зони буде заповнена дірками. Звідси витікає, що між валентною зоною і зоною провідності існує інверсія заселеностей. Електрони з зони провідності переходять назад в валентну зону (тобто рекомбінують з дірками), випромінюючи при цьому фотон. Якщо між зоною провідності і валентною зоною існує інверсія заселеностей, то процес вимушеного рекомбінаційного випромінювання приведе до генерації при наявності необхідного резонатора і виконанні відповідних порогових умов.

§2. Лазер на гомопереході.

В лазерах на гомопереході накачка здійснюється в $p-n$ переході, в якому як p , так і n області виконані з одного і того ж напівпровідникового матеріалу. Як p , так і n області є виродженими напівпровідниками, тобто концентрація акцепторів і донорів в них настільки велика ($\sim 10^{18}$ атомів/см³), що рівні Фермі E_{fp} для p області потрапляють в валентну, а E_{fn} для n області в зону провідності. Коли перехід сформовано, а напруга не прикладається, обидва рівні Фермі мають однакову енергію рис. 9.2а. Коли прикладається напруга U , обидва рівні Фермі стають розділені проміжком

$$\Delta E = eU \quad (1)$$

Таким чином, якщо діод зміщений в прямому напрямку зонна структура виглядає, як на рисунку 9.2б.

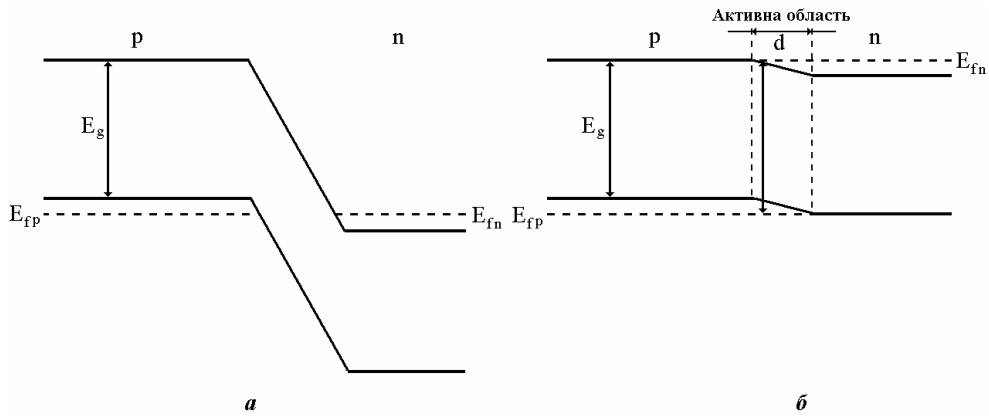


Рис. 9.2 *а* – перехід у відсутності зміщення, *б* – перехід при прямому зміщенні.

По суті, при зміщенні в прямому напрямку, відбувається інжекція в активний шар електронів із зони провідності матеріалу *n*-типу, і дірок з валентної зони матеріалу *p*-типу. Як тільки електрон досягає матеріалу *p*-типу, він стає неосновним носієм і дифундує до тих пір, поки не рекомбінує з діркою в валентній зоні. Тому товщина активної області *d* приблизно дорівнює середній відстані, яку проходить електрон до рекомбінації з діркою. Згідно теорії дифузії ця відстань визначається наступним чином

$$d = \sqrt{D\tau} \quad (2)$$

де *D* - коефіцієнт дифузії, τ - середній час існування неосновного носія до рекомбінації. Наприклад, для *GaAs* - $d \approx 1$ мкм. Оскільки $\Delta E \approx E_g$, де E_g - ширина забороненої зони, то у випадку *GaAs* ми маємо $U \approx 1,5$.

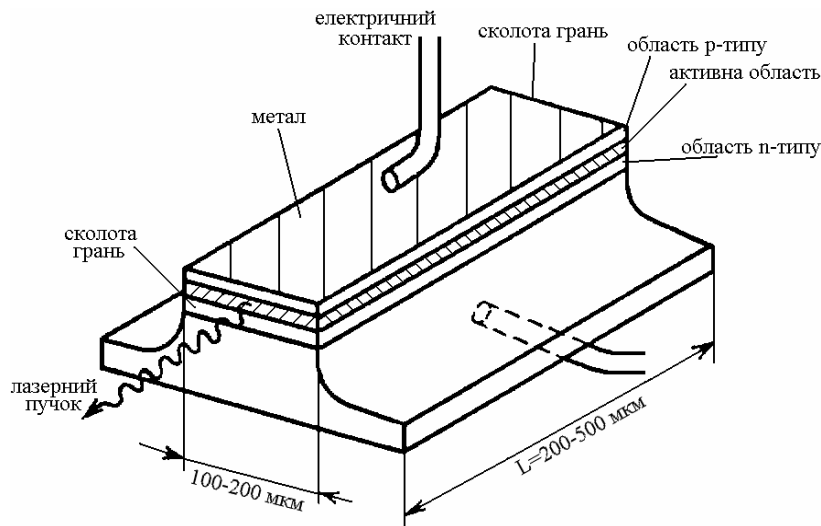


Рис. 9.3. Конструкція типового напівпровідникового лазера.

На рисунку 9.3 показано типову конструкцію лазера на *p-n* переході. Заштрихована область являє собою активний шар. Щоб забезпечити необхідний для генерації додатній зворотній зв'язок, дві вихідні площини роблять паралельними одна одній, зазвичай з допомогою сколювання вздовж кристалографічних площин.

Зауважимо, що оскільки товщина активного шару складає приблизно 1 мкм, то завдяки дифракції, поперечний розмір лазерного пучка в цьому напрямку

значно більший товщини активної області. Відповідно, лазерний пучок достатньо далеко проникає в p і n області, де сильно поглинається. Це є головною причиною того, що порогова густина струму при кімнатній температурі в лазері на гомопереході виявляється досить великою (10^5 А/см² для $GaAs$). Відповідно, лазер не може працювати в неперервному режимі при кімнатній температурі, або дуже швидко вийде з ладу. Однак порогова густина струму дуже швидко зменшується зі зниженням температури. Завдяки цьому лазери на гомопереходах можуть працювати в неперервному режимі тільки при низьких температурах.

§3. Лазер на подвійному гетеропереході.

На рисунку 9.4 показано приклад лазера на подвійному гетеропереході. В цьому діоді реалізовано два переходи між різними матеріалами $Al_{0,3}Ga_{0,7}As(p) - GaAs$ і $GaAs - Al_{0,3}Ga_{0,7}As(n)$. Активна область являє собою тонкий шар $GaAs$ (0,1-0,3 мкм).

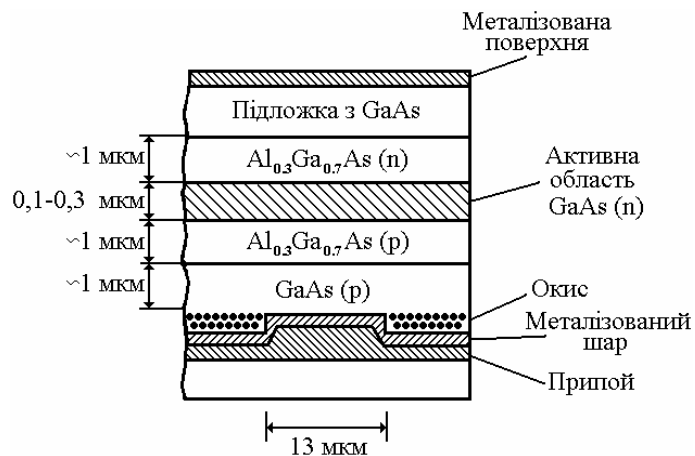


Рис. 9.4 Лазер на подвійному гетеро переході.

В такій структурі порогову гуστину струму можна зменшити приблизно на два порядки (тобто $\sim 10^3$ А/см²) по відношенню до пристрою на гомопереході. Таким чином, стає можлива робота лазера в неперервному режимі при кімнатній температурі. Зменшення порогового струму відбувається завдяки сумісній дії трьох наступних факторів: 1) показник заломлення $GaAs$ ($n_1 \approx 3,6$) значно більше показника заломлення $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ ($n_2 \approx 3,4$), що приводить до утворення оптичної хвилеводної структури. Звідси випливає, що тепер лазерний пучок буде, головним чином, зосереджений в шарі $GaAs$, тобто в області, в якій є підсилення. 2) ширина забороненої зони E_{g1} в $GaAs$ $\sim 1,5eV$ значно менша, ніж ширина забороненої зони E_{g2} в $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ $\sim 1,8eV$. Тому в обох переходах виникають енергетичні бар'єри, які ефективно утримують інжектвані електрони і дірки в активному шарі. Таким чином, для даної густини струму концентрація електронів і дірок в активному шарі збільшується, а відповідно збільшується підсилення. 3) оскільки E_{g2} значно більше ніж E_{g1}

лазерний пучок з частотою $\nu \approx E_{g1} / h$ практично не поглинається в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

4. Характеристика випромінювання напівпровідникового лазера.

При досягненні порогу лазера на $p-n$ переході спостерігається випромінювання на декількох модах, кожна з яких характеризується спектральною шириною порядку 25 мГц. У міру зростання потужності випромінювання ширина спектру зменшується до 150 кГц. Модова структура випромінювання залежить від типу оптичного резонатора. Розбіжність світлового пучка $\delta\theta$ завдяки невеликим розмірам резонатора визначається в загальному випадку дифракцією

$$\delta\theta = \frac{1.22\lambda}{D} \quad (1)$$

де D - апертура резонатора.

Для $\lambda = 0.84 \mu\text{м}$ і апертури $11 \times 23 \mu\text{м}$ отримуємо розбіжності 5° і 2.5° в двох взаємоперпендикулярних напрямках. Різниця частот між повздовжніми модами, значно менша, ніж впливає з основного виразу, який визначає резонансні частоти.

$$m \frac{\lambda}{n} = 2L \quad (2)$$

де m - ціле число, n - показник заломлення. Це обумовлено сильною залежністю показника заломлення від частоти.

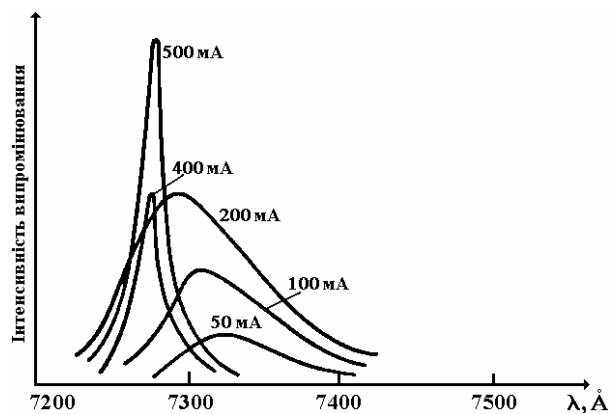


Рис. 9.5 Спектр випромінювання напівпровідникового лазера в залежності від сили струму.

На рисунку 9.5 приведені емісійні характеристики напівпровідникового лазера в залежності від сили струму. К.к.д. напівпровідникового лазера виявляється значно вищим, ніж у типових рубінових і гелій-неонових лазерів. Особливо високий к.к.д. мають напівпровідникові лазери, які працюють при низьких температурах.