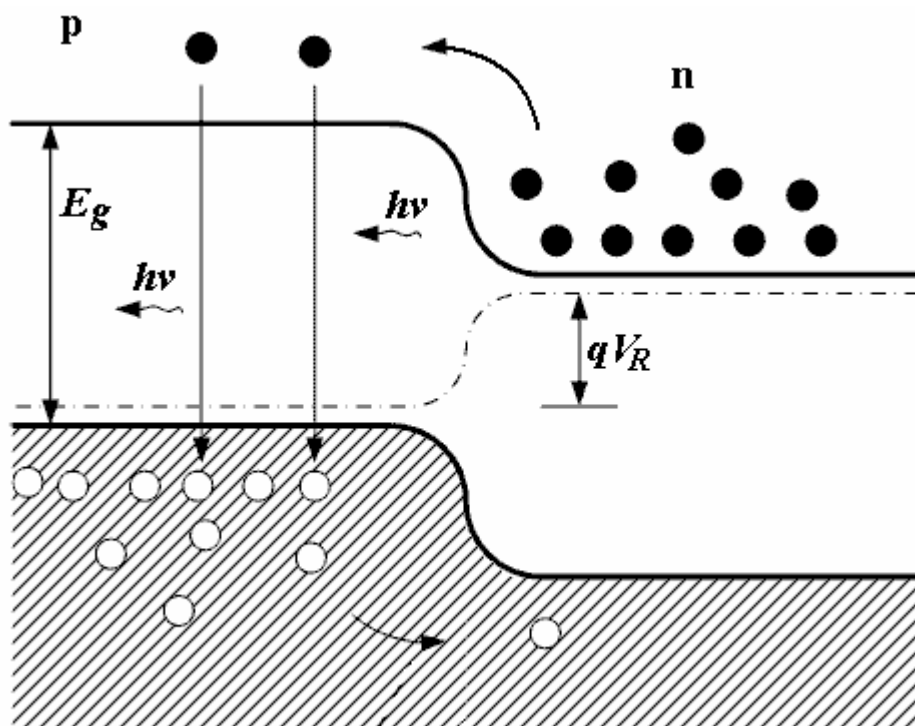


В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як навчальний посібник для студентів спеціальностей “Радіотехніка”, “Апаратура радіозв’язку, радіомовлення і телебачення”, “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, “Електронні пристрої та прилади”. Протокол № 7 від 24 лютого 2005 р.

Вінниця ВНТУ 2005

УДК 621.383
О 72

Р е ц е н з е н т и:

В.П. Кожем'яко, доктор технічних наук, професор

В.Г. Петрук, доктор технічних наук, професор

В.М. Лисогор, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України

Осадчук В.С., Осадчук О.В.

О 72 Волоконно-оптичні системи передачі. Навчальний посібник — Вінниця: ВНТУ, 2005. — 225 с.

У навчальному посібнику подані теоретичні і фізичні принципи роботи волоконно-оптичних систем передачі інформації на основі оптоелектронних приладів. Посібник підготовлено у відповідності з планом кафедри та програмою дисципліни “Волоконно-оптичні системи передачі інформації”

Навчальний посібник розрахований на студентів радіоелектронних спеціальностей всіх форм навчання.

УДК 621.383

ЗМІСТ

Вступ	6
1 ОСОБЛИВОСТІ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ЗВ'ЯЗКУ	8
1.1. Історія розвитку волоконно-оптичних ліній зв'язку	8
1.2. Фізичні особливості.....	8
1.3. Технічні особливості.....	9
1.4. Оптичне волокно.....	10
1.5. Оптичні міфи.....	12
1.6. Реалії сьогодення.....	13
Контрольні питання	15
2 ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В РЕЧОВИНІ	16
2.1. Рівняння Максвелла і хвильове рівняння.....	16
2.2. Відбиття і заломлення світла на границі діелектриків	21
2.3. Поширення випромінювання в анізотропних середовищах.....	22
2.3. Мікрохвильовід. Перенесення випромінювання по мікрохвильоводу	24
2.5. Східчасте волокно. Числова апертура і міжмодова дисперсія	32
2.6. Поширення світла і міжмодова дисперсія в градієнтних волокнах	40
2.7. Матеріальна дисперсія. Показник заломлення об'ємного середовища..	43
2.8. Часова дисперсія в об'ємному середовищі	51
Контрольні питання	58
3 МЕРЕЖІ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧІ ІНФОРМАЦІЇ	59
3.1. Класифікація оптичних систем	59
3.2. Принципи побудови й основні властивості мереж волоконно-оптичних систем передачі інформації (ВОСПІ)	60
3.3. Конфігурація мереж ВОСПІ	69
3.4. Компоненти мереж ВОСПІ	81
Контрольні питання	85
4 ОПТИЧНІ ВОЛОКНА ТА КАБЕЛІ	86
4.1. Типи оптичних волокон.....	86
4.2. Конструкції оптичних кабелів та їх особливості	89
4.3. Параметри сучасних промислових одномодових волокон	100
4.4. З'єднання оптичних волокон	103

4.5. Монтаж оптичних кабелів	107
Контрольні питання	110

5 ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ

МАТЕРІАЛІВ	111
5.5. Основи зонної теорії напівпровідників	111
5.2. Елементи теорії електропровідності напівпровідників	119
5.3. Концентрації носіїв струму	122
5.4. Вироджені напівпровідники	130
5.5. Теплові й оптичні властивості напівпровідників	132
5.6. Генерація і рекомбінація носіїв	136
Контрольні питання	137

6 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ

6.1. Гомоструктурний перехід і напівпровідникові лазери	138
6.2. Лазери на подвійній гетероструктурі	139
6.3. Поріг генерації і ККД напівпровідникового лазера	142
6.4. Шуми в напівпровідникових лазерах	146
6.5. Конструкції напівпровідникових лазерів	148
6.6. Смугові лазери	150
6.7. Смужки з оксидною ізоляцією	155
6.8. Лазер із протонною ізоляцією	156
6.9. Смуговий лазер з поперечним переходом	156
6.10. Лазер з каналом у підкладці і придушенням мод вищого порядку...	158
6.11. Лазер зі схованої гетероструктурою	160
6.12. Селекція подовжніх мод	161
6.13. Селекція подовжніх мод у лазерах зі сколеними гранями	165
6.14. Модуляція у лазерах	165
6.15. Схеми збудження лазерів	168
6.16. Монтаж лазерів і тепловідведення	170
6.17. Об'ємні мікролазери	172
Контрольні питання	175

7 СВІТЛОВИПРОМІНЮВАЛЬНІ ДІОДИ

7.1. Світловипромінювальні діоди для оптичної передачі інформації. Конструкція	176
7.2. Характеристика потужності оптичного випромінювання	177

7.3. Ефективність зв'язку з волоконним світловодом	179
7.4. Ширина спектральної смуги світловипромінювального діода (СВД)	181
7.5. Модуляційна характеристика СВД	182
Контрольні питання	186
8 СТРУКТУРА Й ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ФОТОПРИЙМАЛЬНИХ ПРИСТРОЇВ	187
8.1. Структурні схеми фотоприймальних пристроїв (ФПП)	187
8.2. Структурні схеми ФПП	191
8.3. Модуляція і демодуляція	193
8.4. Взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниками	200
8.5. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках	203
8.6. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках	209
8.7. Лавинні і р-і-n фотодіоди	211
8.8. Характеристика спектральної чутливості фотодіодів	216
8.9. Швидкодія фотодіодів	217
8.10. Темновий струм і шум лавинного множення	218
8.11. Відношення сигнал/шум фотодіодів	221
Контрольні питання	223
Список літератури	224

ВСТУП

Одна з характерних рис науково-технічного прогресу початку ХХІ століття – зростання потреби в обробці, передачі і збереженні відеоінформації. Широка смуга і двовимірність електромагнітних коливань оптичного діапазону, доступність візуального сприйняття, електрична нейтральність фотонів щонайкраще відповідають обробці і передачі великих масивів інформації, у тому числі представлених у зображеннях і відео.

Приклади таких систем – волоконно-оптичні лінії (ВОЛЗ) і системи (ВОСЗ) зв'язку. Відмінна риса їх – гранично великі щільності інформації в каналі і гранично високі швидкості її передачі. Для введення, обробки, ретрансляції інформації у ВОСЗ потрібні пристрої – аналоги функціональних пристроїв надвисокої частоти (НВЧ), але працюючі в оптичному діапазоні з обсягами інформації і швидкостями її обробки, типовими для ВОЛЗ. Такий же рівень техніки потрібно для обробки сигналів радіопроменевих систем, систем розпізнавання і відновлення образів і читаючих автоматів. В усіх цих випадках характерна робота пристроїв і систем у реальному часі в оптичному діапазоні, частота електромагнітних коливань яких у 1000 – 10 000 разів перевищує частоту коливань надвисокочастотного випромінювання. Це відповідає довжинам хвиль від одиниць до десятих часток мікрометра. Такі ж і розміри поперечних перерізів оптичних хвилеводів – каналів передачі інформації. Оскільки хвилевід до того ж повинний бути прозорим, то він виявиться просто невидимим.

Інтегральна оптика й означає розробку методів і засобів створення таких функціональних пристроїв, в основі яких лежить діелектричний мікрохвильовід, інтегрований з підкладкою. Інтегральна оптика повинна надавати можливість сполучення її схем з мікроелектронікою – основною елементною базою обчислювальної і вимірювальної техніки, аналітичного приладобудування, автоматизації, системою збору і передачі даних.

Для перетворення електричних сигналів в оптичні й оптичних в електричні у волоконно-оптичних системах зв'язку служать джерела випромінювання і фотоприймачі, що утворюють разом з мікрохвильоводом її елементну базу. Їхні комбінації і дають можливість одержувати інтегрально-оптичні схеми різної функціональної складності і призначення.

Людство давно володіє технікою лінзової оптики. Оптичні й оптоелектронні прилади, пристрої і системи поширені настільки ж широко, як і електронні. Але лінзова оптика громіздка, має велику масу, вимагає прецизійного юстування, погано захищена від зовнішніх впливів. З появою інтегральної оптики стало можливим створення планарних (плоских) хвильовідних лінз, що у сполученні з мікрохвильоводами вирішують проблему мікромініатюризації ряду оптичних і оптико-електронних пристроїв. Інтегральна оптика має у своєму розпорядженні різні елементи введення і виведення оптичної інформації в інтегрально-оптичні схеми, що на кілька порядків компактніше об'ємних систем.

У таких інтегрально-оптичних схемах обробка інформації відбувається

цілком на оптичному рівні. Це не виключає використання електроніки для керування процесом обробки інформації, що обумовлює використання в інтегральній оптиці широкого класу електрооптичних матеріалів. Електрооптика вводить в інтегральну оптику нелінійні ефекти, на яких реалізують хвильовідні модулятори, перемикачі, інтерферометри, фільтри й ін.

Найбільше повно виняткові властивості інтегральної оптики виявляються на когерентному випромінюванні. З появою напівпровідникових інжекційних лазерів, що вбудовуються в мікрохвильовід, задача генерації когерентного випромінювання в інтегральній оптиці була вирішена.

Очікується, що в найближчі десятиліття інтегрально-оптичні схеми стануть настільки ж повсякденними і технологічними, якими сьогодні є інтегральні мікросхеми. Це і буде означати освоєння цивілізацією оптичного діапазону як великого якісно нового етапу науково-технічного прогресу, зв'язаного із створенням і удосконалюванням методів і засобів обробки знань. Цей процес практично вже почався – з інтенсивного розвитку і широкомасштабного упровадження волоконно-оптичних систем зв'язку.

Автори вдячні рецензентам доктору технічних наук, професору Кожем'яку В.П., доктору технічних наук, професору Петруку В.Г. і доктору технічних наук, професору Лисогору В.М., корисні зауваження яких сприяли поліпшенню змісту навчального посібника.

Відгуки про книгу, зауваження і побажання просимо надсилати за адресою видавництва: 21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, "УНІВЕРСУМ-ВІННИЦЯ".

1. ОСОБЛИВОСТІ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ЗВ'ЯЗКУ

Волоконно-оптичні лінії зв'язку – це вид зв'язку, при якому інформація передається по оптичних діелектричних хвилеводах, відомих за назвою "оптичне волокно".

Оптичне волокно в даний час вважається найдосконалішим фізичним середовищем для передачі інформації, а також найперспективнішим середовищем для передачі великих потоків інформації на значні відстані. Підстави так вважати випливають з ряду особливостей, властивим оптичним хвилеводам.

1.1. Історія розвитку волоконно-оптичних ліній зв'язку

З розвитком техніки з початку ХХ століття постійно просліджується тенденція використання електромагнітних хвиль усе більш високої частоти. Припущення, що електроніка і радіотехніка досягнуть оптичного діапазону хвиль, стає усе більш достовірним. З'явилася оптоелектроніка – область науки і техніки на стику оптики й електроніки.

Роком виникнення оптоелектроніки можна вважати 1955-й рік, коли Е. Лоэбнер описав потенційні параметри різних оптоелектронних пристроїв зв'язку, названих оптронами, тобто коли були обґрунтовані основні характеристики з'єднання оптичного й електронного пристрою. Сучасна ера оптичного зв'язку почалася з винаходу Басовим і Прохоровим у 1958 році лазера. Поява на початку 1960-х років лазерів сприяла прискоренню розвитку оптоелектроніки. Напівпровідникові лазери стали випускатися серійно в 1970 р. Видатний вклад в розробку гетеролазерних структур вніс російський академік Ж.І.Алфьоров.

У 1970 році американська фірма «Корнинг» розробила технологію виготовлення кварцового волокна із загасанням 20 дБ/км. Ця подія стала епохальною і послужила стимулом для подальших наукових досліджень і практичних розробок. На сьогоднішній день загасання кварцових оптичних волокон складає менш 0,2 дБ/км.

Головною метою розробки оптичних волокон було забезпечення оптичних засобів зв'язку. Для далекого зв'язку найбільш важливі такі властивості волокна, як широкосмужність (теоретично широкосмужність оптичного волокна може складати до декількох десятків терагерц) і малі втрати. Для внутрішньо-міських мереж особливе значення мають малий діаметр, відсутність взаємного впливу і безіндукційність.

1.2. Фізичні особливості

1. Широкосмужність оптичних сигналів, обумовлена надзвичайно високою частотою несучої ($F_0=10^{14}$ Гц). Це означає, що по оптичній лінії зв'язку можна передавати інформацію зі швидкістю порядку 10^{12} біт/с чи Тбіт/с. Говорячи іншими словами, по одному волокну можна передати одночасно 10 міль-

йонів телефонних розмов і мільйон відеосигналів. Швидкість передачі даних може бути збільшена за рахунок передачі інформації відразу в двох напрямках, тому що світлові хвилі можуть поширюватися в одному волокні незалежно одна від одної. Крім того, в оптичному волокні можуть поширюватися світлові сигнали двох різних поляризацій, що дозволяє подвоїти пропускну здатність оптичного каналу зв'язку. На сьогоднішній день межі щодо щільності переданої інформації з оптичного волокна не досягнуто [1, 2, 3].

2. Дуже мале (у порівнянні з іншими середовищами) загасання світлового сигналу у волокні. Кращі зразки російського волокна мають загасання 0.22 дБ/км на довжині хвилі 1.55 мкм, що дозволяє будувати лінії зв'язку довжиною до 100 км без регенерації сигналів. Для порівняння, краще волокно Sumitomo на довжині хвилі 1.55 мкм має загасання 0.154 дБ/км. В оптичних лабораторіях США розробляються ще більш "прозорі", так звані фторцирконатні волокна з теоретичною межею порядку 0,02 дБ/км на довжині хвилі 2.5 мкм. Лабораторні дослідження показали, що на основі таких волокон можуть бути створені лінії зв'язку з регенераційними ділянками через 4600 км при швидкості передачі порядку 1 Гбіт/с [1, 2, 3].

1.3. Технічні особливості

1. Волокно виготовлене з кварцу, основу якого складає двоокис кремнію, широко розповсюджений, а тому недорогий матеріал, на відміну від міді.

2. Оптичні волокна мають діаметр близько 100 мкм, тобто дуже компактні і легкі, що робить їх перспективними для використання в авіації, приладобудуванні, у кабельній техніці.

3. Скляні волокна - не метал, при будівництві систем зв'язку автоматично досягається гальванічна розв'язка сегментів. Застосовуючи особливо міцний пластик, на кабельних заводах виготовляють підвісні самонесучі кабелі, які не мають утримуючого металу і тим самим безпечні в електричному відношенні. Такі кабелі можна монтувати на щоглах існуючих ліній електропередач як окремо, так і вбудовані у фазовий провід, заощаджуючи значні засоби на прокладку кабелю через ріки й інші перешкоди.

4. Системи зв'язку на основі оптичних волокон стійкі до електромагнітних перешкод, а передана по світловодах інформація захищена від несанкціонованого доступу. Волоконно-оптичні лінії зв'язку не можна підслухати не руйнуючим способом. Усякі впливи на волокно можуть бути зареєстровані методом моніторингу (безупинного контролю) цілісності лінії. Теоретично існують способи обійти захист шляхом моніторингу, але витрати на реалізацію цих способів будуть настільки великі, що перевершать вартість перехопленої інформації.

Існує спосіб схованої передачі інформації з оптичних ліній зв'язку. При схованій передачі сигнал від джерела випромінювання модулюється не за амплітудою, як у звичайних системах, а за фазою. Потім сигнал змішується із самим собою, затриманим на якийсь час, більший, ніж час когерентності джерела випромінювання [4].

При такому способі передачі інформація не може бути перехоплена амплітудним приймачем випромінювання, тому що він зареєструє лише сигнал постійної інтенсивності.

Для виявлення перехоплюючого сигналу, знадобиться перебудовуючий інтерферометр Майкельсона спеціальної конструкції. Причому, видимість інтерференційної картини може бути ослаблена як $1:2N$, де N - кількість сигналів, одночасно переданих по оптичній системі зв'язку. Можна розподілити передану інформацію з безлічі сигналів чи передавати кілька шумових сигналів, погіршуючи цим умови перехоплення інформації. Буде потрібно значний добір потужності з волокна, щоб несанкціоновано прийняти оптичний сигнал, а це втручання легко зареєструвати системами моніторингу.

Важлива властивість оптичного волокна - довговічність. Час життя волокна, тобто збереження ним своїх властивостей у певних межах, перевищує 25 років, що дозволяє прокласти оптико-волоконний кабель один раз і, при необхідності, нарощувати пропускну здатність каналу шляхом заміни приймачів і передавачів на більш швидкодіючі.

Недоліки волоконної технології [5, 6]:

1. При створенні лінії зв'язку вимагаються високонадійні активні елементи, що перетворюють електричні сигнали у світло і світло в електричні сигнали. Необхідні також оптичні конектори (з'єднувачі) з малими оптичними втратами і великим ресурсом на підключення-відключення. Точність виготовлення таких елементів лінії зв'язку повинна відповідати довжині хвилі випромінювання, тобто похибки повинні бути порядку частки мікрона. Тому виробництво таких компонентів оптичних ліній зв'язку дуже дороге.
2. Інший недолік полягає в тому, що для монтажу оптичних волокон потрібно прецизійне, а тому дороге, технологічне устаткування.
3. Як наслідок, при аварії (обриві) оптичного кабелю витрати на відновлення вищі ніж при роботі з мідними кабелями.

Переваги застосування волоконно-оптичних ліній зв'язку (ВОЛЗ) настільки значні, що незважаючи на перераховані недоліки оптичного волокна, ці лінії зв'язку усе ширше використовуються для передачі інформації.

1.4. Оптичне волокно

Промисловість багатьох країн освоїла випуск широкої номенклатури виробів і компонентів ВОЛЗ. Варто відзначити, що виробництво компонентів ВОЛЗ, у першу чергу оптичного волокна, відрізняє високий ступінь концентрації. Більшість підприємств зосереджена в США. Володіючи головними патентами, американські фірми (у першу чергу це відноситься до фірми "CORNING") впливають на виробництво і ринок компонентів ВОЛЗ в усьому світі, завдяки встановленню ліцензійних угод з іншими фірмами і створенню спільних підприємств.

Найважливіший з компонентів ВОЛЗ - оптичне волокно. Для передачі сигналів застосовуються два види волокна: одномодове і багатомодове.

Свою назву волокна одержали від способу поширення випромінювання в них. Волокно складається із серцевини й оболонки з різними показниками заломлення n_1 і n_2 .

В одномодовому волокні діаметр світлоїдиної жили порядку 8-10 мкм, тобто порівняний з довжиною світлої хвилі. При такій геометрії у волокні може поширюватися тільки один промінь (одна мода).

У багатомодовому волокні розмір світлоїдиної жили порядку 50-60 мкм, що уможливорює поширення великого числа променів (багато мод).

Обидва типи волокна характеризуються двома найважливішими параметрами: загасанням і дисперсією.

Звичайне загасання вимірюється в дБ/км і визначається втратами на поглинання і на розсіювання випромінювання в оптичному волокні.

Утрати на поглинання залежать від чистоти матеріалу, утрати на розсіювання залежать від неоднорідностей показника заломлення матеріалу.

Загасання залежить від довжини хвилі випромінювання, що вводиться у волокно. В даний час передачу сигналів по волокні здійснюють у трьох діапазонах: 0.85 мкм, 1.3 мкм, 1.55 мкм, тому що саме в цих діапазонах кварц має підвищену прозорість.

Інший найважливіший параметр оптичного волокна - дисперсія. Дисперсія - це розсіювання в часі спектральних і модових складових оптичного сигналу. Існують три типи дисперсії: модова, матеріальна і хвилевідна.

Модова дисперсія притаманна багатомодовому волокні й обумовлена наявністю великого числа мод, час поширення яких різний.

Матеріальна дисперсія обумовлена залежністю показника заломлення від довжини хвилі.

Хвилевідна дисперсія обумовлена процесами усередині моди і характеризується залежністю швидкості поширення моди від довжини хвилі.

Оскільки світлодіод чи лазер випромінює деякий спектр довжин хвиль, дисперсія приводить до розширення імпульсів при поширенні по волокні і тим самим породжує перекручування сигналів. При оцінюванні користуються терміном "смуга пропускання" - це величина, зворотна до величини розширення імпульсу при проходженні ним по оптичному волокні відстані в 1 км. Вимірюється смуга пропускання в МГц·км. З визначення смуги пропускання видно, що дисперсія накладає обмеження на дальність передачі і на верхню частоту переданих сигналів.

Якщо при поширенні світла по багатомодовому волокні як правило переважає модова дисперсія, то одномодовому волокні притаманні тільки два останні типи дисперсії. На довжині хвилі 1.3 мкм матеріальна і хвилевідна дисперсії в одномодовому волокні компенсують одна одну, що забезпечує найвищу пропускну здатність.

Загасання і дисперсія в різних типів оптичних волокон різні. Одномодові волокна мають кращі характеристики щодо загасання і смуги пропускання, тому що в них поширюється тільки один промінь. Однак, одномодові джерела випромінювання в кілька разів дорожчі багатомодових. В одномодове волокно важче ввести випромінювання через малі розміри світлоїдиної

жили, з цієї ж причини одномодові волокна складно зрощувати з малими втратами. Окінцевування одномодових кабелів оптичними роз'ємами також обходиться дорожче.

Багатомодові волокна більш зручні при монтажі, тому що в них розмір світловідної жили в кілька разів більший ніж в одномодових волокнах. Багатомодовий кабель простіше окінцевувати оптичними роз'ємами з малими втратами (до 0.3 дБ) у стику. На багатомодове волокно розраховані випромінювачі на довжину хвилі 0.85 мкм – найдоступніші і дешеві випромінювачі, що випускаються в дуже різноманітному асортименті. Але загасання на цій довжині хвилі в багатомодових волокон знаходиться в межах 3-4 дБ/км і не може бути істотно поліпшено. Смуга пропускання багатомодових волокон досягає 800 МГц·км, що прийнятно для локальних мереж зв'язку, але не достатньо для магістральних ліній.

1.5. Оптичні міфи

Багато хто інтуїтивно вважає, що, оскільки основу оптоволоконна складає кварцове скло, то воно має такі ж «скляні» характеристики: також легко ламається і для його прокладання потрібна надобережність і ледве не ювелірна техніка. Це не так!

Технологія виготовлення оптичних кабелів така, що їх механічні характеристики значно перевищують аналогічні характеристики мідних кабелів на крученій парі 5-ї категорії (UTP). Для порівняння можна привести припустимі зусилля при прокладанні кабелю, що для оптоволоконна складають 100 кг, а для крученої пари – 15 кг. Оптичні кабелі в 6...7 разів міцніші.

Притчею во язиці стала складність з'єднання оптичних волокон і установаження оптичних з'єднувачів. Сучасні технології і тут не стоять на місці. На зміну клейовій і звареній технологіям прийшли безклеєва обтискна технологія окінцівки волокна і сплайсові з'єднувачі, що дозволяють зрощувати волокна без їхнього зварювання. Сьогодні установка оптичного наконечника займає 3...4 хвилини, а з'єднання двох волокон – біля однієї.

Донедавна основним аргументом проти побудови кабельної системи локальної мережі на оптичному кабелі була його дорожнеча. Зниження цін на оптичний кабель і оптичні компоненти і зближення з цінами на компоненти провідних ліній сприяє широкому впровадженню оптоволоконна. Не дивлячись на це первісна вартість оптичної кабельної системи виявляється трохи вищою, ніж провідної. Однак, у процесі експлуатації, різниця у вартості вирівнюється тому, що витрати на супровід і обслуговування кабельних систем вищі ніж оптичних. Слід зазначити, що активне устаткування для оптики, у даний час, у 1,5...2 рази дорожче, але в мережах з великою довжиною, його потрібно менше ніж активного устаткування для мереж на крученій парі через обмеження на довжину UTP лінії 100 м.

Існує думка, що широка, до 2,5 Гбит/с, смуга пропускання оптоволоконних ліній виявляється незапитаною кінцевим користувачем. Тому вважають, що оптиці нема що робити на робочому столі. Не треба забувати про

те, що термін служби кабельної системи складає 15...20 років. Уже сьогодні мультимедіа додатки з графікою і звуком, а також відеоконференції майже повністю займають смугу пропускання мереж Fast Ethernet і ATM і починається активне впровадження гігабітних технологій. Що буде через 10...15 років навіть важко собі уявити. Оптоволоконна кабельна система протягом усього свого терміну служби буде готова до будь-яких технологічних проривів і відробить вкладені в неї гроші до останньої копійки. Вона потрібна вже сьогодні і ще більше буде потрібна завтра, у 21 столітті!

1.6. Реалії сьогодення

Залишимо міфи і подивимося, що пропонують нам виробники структурованих кабельних систем для побудови локальних мереж на оптоволоконні. На Україні є такі постачальники структурованих кабельних систем: Alcatel (ACS), AMP (NETCONNECT), Lucent Technologies (SYSTIMAX SCS), MOD-TAP (MOD-TAP SCS), Panduit (PAN-NET SWS), RIT (RIT SMART CABLING SYSTEM). Вони пропонують кабельні системи як на мідному, так і на оптичному кабелі. На думку фахівців фірми ЕПОС, що займається установленням і модернізацією кабельних систем, найбільш цікаві рішення на оптоволоконному кабелі пропонує корпорація AMP, їх ми і розглянемо докладніше.

Корпорації AMP, що більше 20 років працює в області розробки і застосування оптоволоконна, домоглася значних успіхів. AMP висунула концепцію «fiber-to-desk» (оптику – на робоче місце) і спеціально для цієї технології були розроблені оптичні розетки, патч-панелі і сплайсові центри. Добре зарекомендувала себе безклеєва обтискна технологія фірми AMP окінцівки волокна LightCrimp і сплайсові з'єднувачі CORELINK.

При використанні крученої пари категорії 5 довжина зв'язків, як відомо, не може перевищувати 100 м і найчастіше навіть у невеликій системі приходиться встановлювати, крім центральної, кілька телекомунікаційних шаф, наближених до робочих станцій. Шафи, їх пасивна й активна начинка, а також їхнє обслуговування коштують грошей.

Життя набагато б спростилося, якби природа дозволила збільшити довжину зв'язків до 300м. Зона з радіусом у 300м закриває потреби багатьох організацій, включаючи організації, що займають цілі будинки. Тоді всю апаратуру можна було б сконцентрувати в одному комунікаційному центрі. Ясно, що обслуговувати таку систему значно простіше і дешевше. Легше вносити зміни при переміщеннях користувачів із приміщення в приміщення, легше додавати користувачів до системи.

Але при використанні оптичного волокна ми маємо ті самі 300 м. На довжині в 300 м волокно 65,5/125 мкм дозволяє досягти швидкостей у 2,5 Гбіт/с.

Така кабельна система з єдиним комунікаційним центром, основана на оптоволоконних кабелях, з радіусом дії 300 м дуже добре погоджується з ідеями AMP fiber-to-desk. AMP назвав цю систему Central Network Administration – CNA (Центральна Мережна Адміністрація).

Подивимося, що і скільки коштує. Відповідно до інформації з різних джерел вартості локальної мережі первісні витрати на кабельну систему й електронну апаратуру складають відповідно 5% і 12%. Дослідження Forrester Research на основі аналізу роботи локальних мереж Ethernet у компаніях США показало, що в рік вартість роботи мережі складає \$550 на одного користувача (\$280 на локальне функціонування, \$110 на глобальне функціонування, \$160 на усунення збоїв мережі). З часом початкові витрати значно перебиваються витратами на супровід і обслуговування. При концентрації устаткування в одному місці виявилось, що вартість обслуговування падає на 25%! Якщо взяти за основу \$550 у рік на одного користувача, то ми заощадимо \$137.50. Крім цього, 70% несправностей у локальних мережах пов'язані з кабельними проблемами і використанням оптоволокна замість міді зменшує ці проблеми, як показує практика, на 33% – це \$37.50. Таким чином, система CNA дає в рік економію в \$175 на користувача в рік! У нас початкова вартість мережі, як правило, є основним критерієм вибору технічних рішень щодо кабельної системи й активного устаткування. Фактор витрат на обслуговування цієї системи не враховується, а він і в наших умовах може бути значним.

Ще одна позитивна властивість запропонованої AMP системи CNA – більш ефективне використання активного устаткування. Звичайно, цей фактор залежить від кількості шаф, числа користувачів на одну шафу, ємності портів електронного устаткування. Розрахунки показують, що при розподіленій електроніці середня утилізація портів – 70%, а при централізованій мережній електроніці середня утилізація портів може досягати 90%. Різниця в 20% при, допустимо, ціні системи \$150 на користувача складе економію \$30 на користувача. Треба відзначити, що приведені числа характерні для великих мереж з числом користувачів від 400 і числом комунікаційних шаф більше 4. При менших характеристиках мереж оцінити утилізацію устаткування дуже важко. Тут частіше спрацьовують відомі закони, коли буває необхідно підключити до хабу у вилученій комунікаційній шафі 2-х чи 3-х користувачів, а вільних портів у хабі вже немає. Особливо драматичні бувають сюжети з Fast Ethernet.

У мережах з комбінованими мережними технологіями, такими як Ethernet, Fast Ethernet, FDDI, ATM при централізації апаратури можна одержати ще більш високу ефективність використання устаткування. Це справедливо навіть у випадку високої концентрації користувачів у безпосередній близькості від комунікаційних шаф у розподіленій системі.

Існують ще фактори, які говорять за централізацію. Так, створення віртуальних груп користувачів у розподіленій системі досить складне, вимагає дорогого устаткування, а найчастіше і неможливе. У випадку CNA усі горизонтальні кабелі надходять на центральний розподільник і віртуальну групу можна легко створити фізично, підключивши користувачів до портів відповідної апаратури. Питання електроживлення пристроїв при централізації устаткування зважується набагато простіше і дешевше, ніж у розподіленій системі. Організаційно легше виділити всього одну кімнату під комунікацій-

ний центр, ніж додатково до неї виділити місця чи приміщення під комунікаційні шафи розподіленої системи з полегшеним доступом до них обслуговуючого персоналу й обмеженням доступу для інших співробітників.

Кабельна система для СНА необов'язково повинна бути чисто оптичною. У радіусі 90 м від комунікаційного центра можна використовувати кручену пару категорії 5. Для великих відстаней до 300 м застосовується оптичне волокно. Оптична кабельна система може складатися з індивідуальних кабелів з 2/4 волокнами від центрального розподільника до робочого місця користувача, але більш зручно використовувати зонну технологію. Остання полягає в тому, що від центрального розподільника до центра деякої зони (локального розподільника) прокладається кабель з великою кількістю оптичних волокон (12, 24 і більш). Від локального розподільника до робочих місць прокладаються короткі індивідуальні кабелі. Локальний розподільник являє собою невелику і, отже, недорогу шафу, що практично не вносить втрат на переходах сплайсових з'єднувачів. У зонній кабельній системі завжди є резерв на випадок появи нових робочих місць. Крім цього, «багатокористувацький» кабель сам по собі дешевший декількох індивідуальних, його прокладання дешевше (за вагою і розмірами «багатокористувацький» оптичний кабель практично не відрізняється від індивідуального).

Отже, ми бачимо, що проста ідея централізації устаткування локальної мережі на основі збільшення довжини горизонтальних зв'язків кабельної системи до 300м дуже приваблива. Виникає питання – як система СНА співвідноситься зі стандартами на кабельні системи для офісів і будинків. У підкомітеті TIE/EIA-568-A робоча група по оптичних систем TR 41.8.1. недавно запропонувала випустити проект посібника з централізованих оптичних кабельних систем у вигляді TSB (Technical Systems Bulletin). У цьому проекті (PN-3523) приведені рекомендації щодо застосування нової кабельної топології в кабельних системах будинків і офісів. Проект є результатом дев'ятимісячних обговорень у рамках робочої групи. У групі під головуванням AMP представлені основні виробники оптичних компонентів і систем і представники інсталяторів.

Контрольні питання

1. Фізичні особливості ВОСП.
2. Технічні особливості ВОСП.
3. Типи оптичного волокна.
4. Дайте означення дисперсії. Типи дисперсії.
5. Назвіть найбільших постачальників структурованих кабельних систем в Україні.
6. Назвіть мережі з комбінованими мережними технологіями.

2. ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В РЕЧОВИНІ

2.1. Рівняння Максвелла і хвильове рівняння

Фундаментальні процеси в інтегральній оптиці обумовлені закономірностями поширення випромінювання у твердому тілі і взаємодією його з речовиною. Ця взаємодія супроводжується зміною кількісних і якісних характеристик випромінювання, його відбиттям, розсіюванням, поглинанням, заломленням, інтерференцією і дифракцією.

Фундаментальним вираженням такої взаємодії є рівняння Максвелла. Часткове рішення їх визначають в інтегральній оптиці характеристики і параметри її хвильовідних компонент. Ці рівняння пов'язують характеристики випромінювання з матеріальними параметрами середовища, що дає можливість одержувати розрахункові співвідношення для всіх основних компонентів інтегральної оптики: генераторів, ліній зв'язку, хвильовідних перемикачів, фотоприймачів.

Діапазон електромагнітних коливань в інтегральній оптиці обмежується енергією кванта $3 \leq h\nu \leq 0,6$ еВ, що включає і видиму частину спектра. Цьому діапазону відповідають довжини хвиль випромінювання $0,5 \leq \lambda \leq 2$ мкм. Саме в цьому діапазоні лежить вікно прозорості (малий рівень поглинання) матеріалів, з яких виготовляють елементи інтегральної і волоконної оптики. На цей діапазон розроблені і створені високоефективні джерела випромінювання і, нарешті, у цьому діапазоні працюють волоконно-оптичні лінії зв'язку, забезпечувати ефективність яких у першу чергу і покликана інтегральна оптика. Для короткохвильового випромінювання характерні поперечність (коливання частинок середовища відбуваються перпендикулярно напрямку руху хвилі) і двовимірність (тобто хвиля поверхнева) електромагнітних коливань, що експериментально впливають з поляризаційних явищ, а також реальність зображення потоку електромагнітного випромінювання у вигляді пучка променів, спрямованого уздовж ліній поширення хвиль. При цьому світловий промінь являє собою обмежений з бічних сторін ряд плоских хвиль, що поширюються уздовж одного напрямку.

Зміст терміну «плоска хвиля» полягає в тому, що в будь-якій площині, перпендикулярній напрямку поширення в заданий момент часу, фаза процесу постійна, тобто коливання у всій площині синфазні. Спостерігач, що рухається в такій площині, не знайде хвильового процесу. З часом площина постійної фази переміщається в напрямку поширення хвилі зі швидкістю v і називається фронтом хвилі.

В інтегральній оптиці ці особливості випромінювання оптичного діапазону є визначальними для техніки мікрохвильоводів, рівнів мікромініатюризації й інтеграції інтегрально-оптичних схем.

Кількісні зміни у випромінюванні при його взаємодії з речовиною визначаються коефіцієнтами відбиття R , поглинання α і пропускання T , пов'язаними між собою рівнянням енергетичного балансу [7]

$$R + \alpha + T = 1. \quad (2.1)$$

Коефіцієнти цього рівняння – дійсні (реальні) величини, що характеризують частку відбитої, поглиненої енергії випромінювання, яка пройшла через речовину. Усі вони залежать від довжини хвилі випромінювання, його поляризації й оптичних параметрів середовища взаємодії.

Поширення випромінювання оптичного діапазону в провідному середовищі і на границі розподілу двох середовищ описується рівняннями Максвелла [8]

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}, & \operatorname{rot} H &= \sigma E + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \\ \operatorname{div} H &= 0, & \operatorname{div} E &= 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

де E , H – вектори електричних і магнітних полів; $\varepsilon_0(\varepsilon)$, $\mu_0(\mu)$ – діелектрична і магнітна проникності вакууму (середовища поширення); σ – провідність середовища поширення на даній оптичній частоті. Із системи рівнянь (2.2) випливає, що кожна з координатних компонентів векторів електромагнітного поля в однорідному й ізотропному середовищі задовольняє так зване хвильове рівняння [8]

$$\nabla^2 A - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (2.3)$$

де ∇^2 – оператор Лапласа,

$$v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$$

– параметр, що характеризує середовище, і має розмірність швидкості. У вакуумі $\varepsilon = \varepsilon_0$ і $\mu = \mu_0$ і хвиля поширюється зі швидкістю [9]

$$v \equiv c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0},$$

а в середовищі з проникністю ε і μ повільніше в $\sqrt{\varepsilon\mu/\varepsilon_0\mu_0}$ разів. Розв'язування хвильового рівняння можна зобразити у вигляді плоских хвиль з амплітудами A_1 і A_2 [8]:

$$A = A_1 \exp(i\bar{k}\bar{r} - i\omega t) + A_2 \exp(-i\bar{k}\bar{r} - i\omega t), \quad (2.4)$$

де r – радіус-вектор розглянутої точки простору; ω – кутова частота; k – хвильовий вектор, пов'язаний з величинами ω і v дисперсійним співвідношенням

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} = \omega^2 \varepsilon \mu. \quad (2.5)$$

Іноді, особливо в оптиці кристалів, це співвідношення називають рівнянням нормалей. Дисперсійне рівняння вказує, які хвилі можуть існувати в даному середовищі в заданих напрямках. Дійсними величинами ε і μ описуються середовища, де немає поглинання. Хвильовий вектор буде дійсним, якщо ε і μ виявляться більше нуля. Описані такими параметрами середовища називаються прозорими, відповідному дійсному хвильовому вектору хвилі – однорідними. Для таких хвиль вектори E і H лежать в одній площині, перпендикулярній хвильовому вектору, що є площиною рівних фаз. У однорідних хвиль поляризація, (тобто кращий напрямок коливань) векторів E и H однакова – кінці векторів описують в одному напрямку криві однакової форми, лише повернені одна до однієї на 90° . Якщо хвильовий вектор – величина комплексна, $k = k' - ik''$, що має місце в середовищах зі скінченною величиною провідності σ , як, наприклад, у випадку напівпровідників, чи уявна (випадок повного внутрішнього відбиття), тоді відповідна хвиля в загальному випадку буде вже неоднорідною.

Розглянемо поширення неоднорідної плоскої хвилі уздовж позитивної координати z . Для компонента електричного поля з розв'язування хвильового рівняння (2.4) випливає

$$E_x = E_0 \exp[i(\omega t - \beta z / c)], \quad (2.6)$$

де постійна розповсюдження β у загальному випадку – комплексна величина

$$\beta = n - ik^*,$$

відповідно з цим рівняння (2.6) приводиться до вигляду [3]

$$E_x = E_0 \exp\left(-\frac{\omega k^* z}{c}\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)\right], \quad (2.7)$$

де n – показник заломлення речовини, що показує відносне уповільнення швидкості поширення світла в цій речовині в порівнянні зі швидкістю у вакуумі. Надалі ми часто будемо користатися так званим ефективним показником заломлення, що визначається як $n_{ef} = \beta / k$, де k^* – коефіцієнт екстинкції, чи показник поглинання, з яким пов'язане поглинання й ослаблення випромінювання в середовищі. Відмінність швидкості поширення світла в конкретному середовищі від швидкості у вакуумі, характеризується показником заломлення, яке пов'язане з тим, що поширення електромагнітної хвилі в середовищі супроводжується коливальним рухом зарядів, що входять до складу атомів і молекул. Електричне поле електромагнітної хвилі «розштовхує» електронну хмару і ядро атома в протилежні сторони. Симетрія атома порушується, тобто відбувається його поляризація. При малих значеннях електричного поля поляризація атома P лінійно залежить від його величини. Роль

коефіцієнта пропорційності відіграє атомна поляризованість χ

$$P = \chi E.$$

Таким чином, при дії електромагнітної хвилі в речовині виникає синхронна хвиля поляризації. Кожен атом речовини не тільки буде поляризуватися, але стане також і джерелом вторинної електромагнітної хвилі, частота і хвильовий вектор якої будуть збігатися з такими для збудженої хвилі. Світлова хвиля, яка пройшла речовину, утвориться в результаті інтерференції хвиль первинних (падаючих) і випромінених атомами середовища вторинних електромагнітних коливань. У силу інерційності коливань електронної хмари вторинне випромінювання буде мати запізнення, що накопичується з відстанню, за фазою. У результаті пройшовша речовину хвиля запізниться за фазою щодо електромагнітної хвилі, що пройшла таку ж відстань у вакуумі. Іншими словами, фазова швидкість поширення електромагнітного поля в речовині менша ніж у вакуумі.

Показники заломлення і поглинання – це оптичні параметри середовища, що визначають у випадку її ізотропності її оптичні характеристики. Вони пов'язані між собою дисперсійним співвідношенням Крамерса-Кроніга [3]

$$n(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} k^*(\omega') d\omega'. \quad (2.8)$$

Коефіцієнт поглинання визначається з умови, що енергія випромінювання в речовині, яка задається квадратом амплітуди електричного компонента поля $|E|^2$, чи його інтенсивністю, на відстані $1/e$ від границі розподілу зменшується в e раз (де e – основа натурального логарифма).

Залежність показника заломлення від частоти $n(\omega)$ електромагнітних коливань означає дисперсію оптичного середовища. Якщо через таке середовище проходить оптичний сигнал, різні його спектральні складові будуть мати різні швидкості поширення, що приводить до зсуву їх відносно один одного на певній довжині шляху. Відбувається перекручування сигналу, спектр якого обмежений скінченною величиною $\Delta\lambda$. Це наслідок суперпозиції хвиль, що випробували дисперсію. Усі тверді і рідкі тіла мають більшу чи меншу дисперсію, що задається відношенням

$$\frac{\Delta n}{\Delta \omega_{\Delta \omega \rightarrow 0}} \rightarrow \frac{dn}{d\omega}, \quad (2.9)$$

що обумовлено скінченною величиною поглинання в них випромінювання.

Спектральний діапазон прозорості середовищ лежить між областями коливального резонансного й електронного поглинань. У діапазоні прозорості переважає електронна поляризованість середовища, що визначає величи-

ну n . При цьому групова швидкість, що характеризує швидкість поширення енергії хвиль, пов'язана з дисперсією:

$$v_{gp} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (2.10)$$

Затримка пакета енергій стосовно фази хвилі є

$$t_{нак} = 1/v_{gp}.$$

Для твердих тіл і рідин у частотному діапазоні прозорості [8]

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\omega_0 \omega_g \omega}{n(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (2.11)$$

де ω_g – дисперсійна частота, $\omega_0 \approx 1,5\omega_{kp}$ – частота осцилятора, ω_{kp} – частота, що відповідає краю поглинання. Зі співвідношення (2.11) випливає, що чим менша ω_g і більша ω_0 тим менша дисперсія $dn/d\omega$. За порядком величини $\omega_0/2\pi$ і $\omega_g/2\pi$ – кілька тисяч терагерц. Наприклад, для найчистішого і прозорого кварцового скла (SiO_2) вони складають відповідно 3240 і 3554 ТГц.

Якщо для того чи іншого електромагнітного випромінювання провідність діелектрика (чи напівпровідника) прямує до нуля, то повинна виконуватися умова, коли $n^2 \Rightarrow \varepsilon$, $k^* \Rightarrow 0$, $\alpha \Rightarrow 0$. Прямування до нуля коефіцієнта поглинання α означає, що для цього випромінювання даний матеріал прозорий. Це і визначило застосування для хвилеводів оптичного діапазону переважно діелектриків, втрати в яких при всіх інших рівних умовах мінімізовані. Для прозорих середовищ хвильовий вектор можна записати у вигляді

$$k = Kn,$$

де $K = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, n – одиничний вектор хвильової нормалі, що показує напрямок поширення хвилі, λ – довжина електромагнітної хвилі в середовищі поширення.

Ситуації $\sigma = 0$ відповідає розв'язку системи рівнянь Максвелла у вигляді однорідних плоских хвиль, що мають постійний розподіл амплітуди і фази поля в площині, поперечній до напрямку поширення. У такому середовищі плоска хвиля поширюється однорідно до нескінченності, не змінюючи амплітудних і фазових відношень. У хвильовідних структурах випромінювання завжди обмежене кінцевим перерізом хвилеводу. Для того, щоб уздовж такого хвилеводу випромінювання могло поширюватися з мінімальними втратами, електромагнітна хвиля повинна зазнати повного внутрішнього відбиття від його стінок. Явище повного внутрішнього відбиття лежить в основі роботи всіх інтегрально-оптичних хвильовідних компонент – як і воло-

конно-оптичних хвилеводів і світловодів волоконно-оптичних ліній зв'язку. Таким чином, поширення випромінювання в діелектричному хвилеводі, втрати в ньому будуть визначатися заломленням і відбиттям випромінювання на границях розподілу діелектриків, що повинні бути оптимізовані відповідно до призначення хвилеводу.

2.2. Відбиття і заломлення світла на границі діелектриків

Позначимо усі величини, що характеризують падаючу хвилю, індексом i , відбиту – r , а переломлену – t . Нехай площина розподілу середовищ i і t збігається з площиною $z = 0$, а напрямок поширення хвиль лежить у площині xz . Для цього випадку закони відбиття і заломлення записуються у вигляді [3]

$$k^i \sin i_0 = k^r \sin r_0 = k^t \sin t_0, \quad (2.12)$$

де i_0, r_0, t_0 – кути, а k^i, k^r, k^t – значення хвильових чисел для падаючої, відбитої і заломленої хвиль. У випадку однорідних і ізотропних середовищ кути падіння і заломлення підкоряються закону Снелліуса:

$$\sin i_0 / \sin t_0 = \frac{n'}{n}, \quad (2.13)$$

де n', n – показники заломлення середовища по різні сторони границі розподілу $z > 0$.

Поляризаційні й енергетичні характеристики відбитих і переломлених хвиль визначаються формулами Френеля, з яких випливає, що при проходженні випромінювання з більш щільного середовища в менш щільне $n > n'$ коефіцієнт відбиття прямує до одиниці, коли

$$\frac{n}{n'} \sin i_0 \geq 1. \quad (2.14)$$

Нерівність відповідає повному внутрішньому відображенню електромагнітної хвилі від границі розподілу для всіх кутів [3]

$$i_0 > i_{kp} = \arcsin \frac{n'}{n}. \quad (2.15)$$

Амплітуда заломленої хвилі в середовищі з показником заломлення n' експоненційно загасає. У цьому випадку поверхні рівної амплітуди являють собою площинні, рівнобіжні границі розподілу середовищ, а площини рівної фази ортогональні (перпендикулярні) до них. Таким чином, напрямок поши-

рення заломленої хвилі виявляється рівнобіжним відбиваючі поверхні, (поверхні розподілу середовищ). При цьому потік енергії поширюється у вузькій області уздовж границі розподілу середовищ.

У загальному випадку коефіцієнт відбиття – величина комплексна. Відповідно до рівняння енергетичного балансу коефіцієнт відбиття для інтенсивності

$$R = |E_r|^2 / |E_i|^2. \quad (2.16)$$

Відбита хвиля має ту ж амплітуду, що і падаюча, але зсунута стосовно неї на кут r_0 . Використовуючи вираз для константи поширення β , дійсну складову коефіцієнта відбиття можна показати у вигляді [3]

$$R = \frac{(n-1)^2 + (k^*)^2}{(n+1)^2 + (k^*)^2}. \quad (2.17)$$

Малі k^* притаманні діелектрикам і широкозонним напівпровідникам. Для видимого й інфрачервоного діапазонів у діелектриках і напівпровідників $n^2 \gg (k^*)^2$, $n^2 \gg \sin^2 i_0$ і в першому наближенні можна прийняти $R = (n-1)^2 / (n+1)^2$. Зі збільшенням екстинкційного коефіцієнта речовина поводить як метал і коефіцієнт відбиття прямує до одиниці. Це дає можливість використовувати металізацію хвилеводів в інтегральній оптиці для поліпшення хвильовідних властивостей при використанні середовищ з малими показниками заломлення. Зауважимо, що великі значення n , визначають прозорість волоконних світловодів і хвилеводів для інфрачервоного випромінювання, утрудняють з тих же розумінь введення і виведення випромінювання з хвильовідних структур.

Усе це стосувалося ізотропних середовищ, тобто таких, властивості яких у всіх напрямках однакові. Але ізотропні матеріали далеко не вичерпують весь спектр матеріалів, застосовуваних в інтегральній оптиці.

2.3. Поширення випромінювання в анізотропних середовищах

Анізотропні середовища широко використовують у хвилеводах оптичного діапазону й елементах інтегральної оптики для створення різних перетворювачів оптичних сигналів. У діелектричних кристалах середовище неізотропне. Оскільки кристал складається з регулярних періодичних ґраток чи атомів іонів, то індукована (наведена) поляризація залежить за величиною і за напрямком від того, у якому напрямку прикладене поле. У цьому випадку замість простого співвідношення, що пов'язує P і E , маємо [2]

$$\begin{aligned}
P_x &= \varepsilon_0(\chi_{11}E_x + \chi_{12}E_y + \chi_{13}E_z), \\
P_y &= \varepsilon_0(\chi_{21}E_x + \chi_{22}E_y + \chi_{23}E_z), \\
P_z &= \varepsilon_0(\chi_{31}E_x + \chi_{32}E_y + \chi_{33}E_z).
\end{aligned}
\tag{2.18}$$

Матриця розміром 3×3 з елементами χ_{ij} називається тензором електричної сприйнятливості (поляризованості). Осі координат, пов'язані з кристалічною структурою, можна завжди вибрати так, що всі недіагональні елементи зникнуть (стануть рівними нулю). Ці напрямки називаються головними діелектричними (чи оптичними) осями кристала. У залежності від їхньої кількості кристали бувають одно і двоосьовими.

Для плоских монохроматичних хвиль в анізотропних середовищах залишаються справедливими рівняння плоскої хвилі і рівняння зв'язку, що записуються у вигляді

$$D = \hat{\varepsilon}E, \quad B = \hat{\mu}H, \tag{2.19}$$

де $\hat{\varepsilon}, \hat{\mu}$ – тензорні величини. Якщо не розглядати магнітних оптичних середовищ, які поки не знаходять широкого застосування в інтегральній оптиці, то в рівняннях зв'язку варто прийняти $\hat{\mu} \approx \mu \approx \mu_0$. Тензор діелектричної проникності для негіротропних (які не обертають площину поляризації) середовищ може бути приведений до діагонального вигляду

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \tag{2.20}$$

де $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – головні значення, що відповідають діелектричним постійним уздовж оптичних осей.

При наявності в середовищі поглинання чи посилення випромінювання тензор діелектричної проникності $\hat{\varepsilon}$ стає комплексним.

Анізотропія середовища, що виявляється в тензорності діелектричної проникності, істотно впливає на властивості плоских хвиль у кристалах. Один з найважливіших наслідків діелектричної анізотропії кристалів – ефект подвійної променезаломлюваності, при якому фазова швидкість оптичної хвилі, що поширюється в кристалі, залежить від напрямку поляризації його вектора E . У системі головних осей тензора $\hat{\varepsilon}$ зв'язок між хвильовим числом k і хвильовим вектором n визначається рівнянням нормалей Френеля, з якого випливає, що уздовж будь-якого напрямку в кристалі можуть поширюватися дві хвилі з різними фазовими швидкостями.

Одноосьові кристали мають два однакових головних значення: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_e$. У цьому випадку з рівняння Френеля випливає [2]

$$n^2 = n_0^2, \quad (2.21)$$

$$(n_x^2 + n_y^2) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) + n_z \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) = 0. \quad (2.22)$$

Рівність визначає показник заломлення звичайних хвиль, а рівняння – незвичайних хвиль. Для звичайних хвиль показник заломлення не залежить від напрямку поширення. У незвичайній хвилі, поляризованої в площині поширення, фазова швидкість (а отже, і показник заломлення) виявляється різною в залежності від того, під яким кутом до оптичної осі поширюється хвиля. Введенням радіус-вектор $r = nn$, рівняння для показника заломлення незвичайних хвиль можна привести до вигляду

$$\frac{x^2}{n_e^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + \frac{z^2}{n_0^2} = 1, \quad (2.23)$$

відповідного рівнянню еліпсоїда обертання. Його поверхня і є поверхнею кінців вектора r . При цьому ситуації $n_e < n_0$ відповідають так звані негативні кристали, ситуації $n_e > n_0$ – позитивні.

Для оптичних осей кристала показники заломлення звичайної і незвичайної хвиль збігаються. Двоосьові кристали мають різні головні значення діелектричної проникності і відповідно різні головні значення показників заломлення. У цьому випадку геометричне місце точок кінців радіуса вектора r утворить більш складну, ніж в одноосьових кристалах, двосмугову поверхню показників заломлення. Тільки головні перерізи цієї поверхні мають вигляд кіл і еліпсів. У двоосьовому середовищі розподіл на звичайну і незвичайну хвилі втрачає зміст.

Приведені співвідношення, фундаментальні для розрахунку характеристик і параметрів інтегрально-оптичних компонентів, дозволяють оцінити класи матеріалів хвильовідних структур виходячи з конкретних умов розв'язуваних задач.

2.4. Мікрохвильовід. Перенесення випромінювання по мікрохвильоводу

Основна напрямна структура, призначена для передачі електромагнітного випромінювання в інтегральній оптиці – тонкоплівковий хвилевід. Такі хвилеводи є конструктивною основою будь-якого інтегрально-оптичного пристрою. Планарні і тривимірні (каналні і смугові) хвилеводи різної геометрії являють собою аналоги контактної металізації електронних схем і виконують функції інформаційних магістралей, по яких оптичний сигнал направляється в ту чи іншу область простору чи частини схеми.

Тривимірні хвилеводи на відміну від планарних забезпечують додаткове обмеження випромінювання в поперечному напрямку. Таке обмеження

дає можливість значно підвищити ступінь локалізації хвильовідного каналу, що приводить до зниження керуючих напруг хвильовідних модуляторів і перемикачів, робочих потужностей інжекційних лазерів, що входять у структуру волоконно-оптичних систем. Застосування тривимірних хвильовідних структур забезпечує велику компактність і універсальність волоконно-оптичних систем за рахунок більш високого ступеня ізоляції каналів один від одного. Застосування тривимірних хвилеводів розширює функціональні можливості інтегрально-оптичних схем як за рахунок ускладнення їхніх схемотехнічних конфігурацій, так і за рахунок більшої функціональної розмаїтості самих хвильовідних елементів, виконуваних на їхній основі (модулятори і перемикачі, випромінювальні структури, багатоканальні розгалужувачі й ін.).

Основу оптичних хвилеводів в інтегральній оптиці складають тонкі діелектричні шари з низькими втратами на робочих довжинах хвиль випромінювання. Формат (відношення сторін перерізу) таких плівок одного порядку з довжиною хвилі, що обумовлює високі вимоги до технології їхнього виготовлення і до точності їхнього відтворення.

У діапазоні робочих довжин хвиль інтегральної оптики товщини діелектричних мікрохвилеводів виявляються в межах від $0,3 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ м. Для якісних хвилеводів необхідно, щоб середньоквадратичне відхилення від лінійних розмірів не перевищувало $5 \cdot 10^{-5}$ м [1]. Технологія повинна забезпечити і низькі оптичні втрати в інтегрально-оптичних хвилеводах, що не повинні перевищувати одиниць і десятих часток децибела на сантиметр. Такий хвилевід на робочій довжині хвилі практично прозорий. При настільки малих розмірах його перерізу він практично виявляється невидимим. І саме тому йому потрібна підкладка, з якою він технологічно інтегрований.

Розроблено основи теорії і технології тонкопліткових хвилеводів, що дають можливість розраховувати і виготовляти хвильовідні структури із заданими властивостями.

Матеріалів, придатних для створення на їхній основі хвильовідних структур, дуже багато. Це скло, у тому числі халькогенідне, застосовуване для середнього і довгохвильового інфрачервоних діапазонів, полімери, ферити, активні діелектрики (електрооптичні кристали і кераміка) і напівпровідники.

Найпростіший планарний діелектричний хвилевід являє собою плівку прозорого на даній довжині хвилі діелектрика, нанесену на підкладку з матеріалу з більш низьким показником заломлення. Третім шаром хвилеводу (покривним) може служити повітря чи будь-яке інше середовище. Щоб удержати електромагнітну хвилю, показник заломлення хвильовідного шару повинен задовольняти нерівність

$$n_2 > n_3 \quad \text{і} \quad > n_1, \quad (2.24)$$

де n_3, n_1 – показники заломлення відповідно матеріалів підкладки і покрив-

ного шару.

Якщо показники заломлення підкладки і покривного шару рівні, такий хвилевід називається симетричним, у протилежному випадку – асиметричним.

За ступенем локалізації випромінювання хвилеводи поділяються на планарні і тривимірні. У планарних область поширення світла обмежена тільки в одному вертикальному напрямку – хвильовідний шар покриває всю поверхню підкладки і горизонтальний розмір у багато разів більший вертикального. Якщо тепер на планарному хвилеводі думкою провести тонку (шириною до 10 мкм) смужку і весь хвильовідний шар поза ним яким-небудь чином видалити, вийде тривимірний хвилевід. У таких хвилеводах оптичний канал буде обмежений і в поперечному напрямку. Незважаючи на те, що застосування тривимірних хвилеводів у більшості схем і пристроїв інтегральної оптики забезпечують ряд найважливіших переваг, для деяких пристроїв планарні хвилеводи все-таки кращі. До таких, пристроїв, зокрема, відносяться тонкоплівкові акустооптичні модулятори і дефлектори, планарні фокусуєчі елементи (різні інтегрально-оптичні лінзи). У кожному конкретному випадку вибір того чи іншого типу хвилеводу визначається специфікою створюваного приладу чи пристрою. Тому планарні і тривимірні хвилевідні структури широко застосовують у тій великій розмаїтості пристроїв, які сьогодні має інтегральна оптика.

Як будь-яка напрямна структура, інтегрально-оптичний хвилевід у першу чергу характеризується набором електромагнітних коливань, що можуть поширюватися в ньому. Уся розмаїтість таких коливань називається спектром мод. Тому, що усі фундаментальні властивості електромагнітних хвиль випливають з рівнянь Максвелла, правомірно визначити моду діелектричного хвилеводу на частоті ω (чи довжини хвилі λ) як розв'язок хвильового рівняння, що має вигляд [2]

$$E(r, t) = E(x, y) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (2.25)$$

де $\beta = \omega / v_\phi$ – постійна поширення чи фазова постійна; v_ϕ – фазова швидкість хвилі. Розв'язок цього рівняння повинен задовольняти умову безперервності тангенціальних складових векторів E і H на границях розподілу несучого діелектрика як з боку покривного шару, так і з боку підкладки.

Основні властивості діелектричного хвилеводу і його математичний вираз достатньо просто визначити за допомогою моделі плоскої пластини, що представляє планарний хвилевід, напівнескінченний в напрямку x чи y . Таке наближення цілком оправдане: ширина планарного хвилеводу в багато (20 – 30) раз більша його товщини. Тривимірні хвилеводи, розмір яких обмежений в обох напрямках, приблизно задовольняють моделі планарного хвилеводу, якщо один з розмірів значно більший іншого. Якщо ця умова не виконується, при переході від планарного до тривимірного хвилеводу при збереженні якісної відповідності з'являється деяка розбіжність у кількісних оцінках.

Розглянемо в наближенні плоскої пластини хвилевід, показаний на рис.2.1.

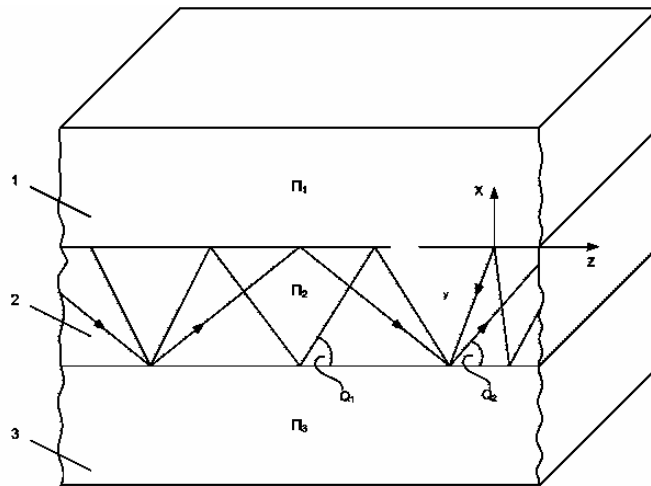


Рис.2.1. Пластина діелектричного хвилеводу: 1 – покривний шар, 2 – хвилевід, 3 – підкладка

При заданій частоті ω вигляд розв'язку залежить від постійної поширення β . Будемо також вважати, що виконуються нерівності $n_2 > n_3 > n_1$, які відповідають розповсюджену випадку хвильовідної плівки, нанесеної на підкладку з меншим показником заломлення і з покривним шаром з повітря. При виконанні рівності $k_0 n_3 < \beta < k_0 n_2$ розв'язок в області хвильовідного шару являє собою гармонічну коливальну функцію, як це показано на рис.2.2, в, б (область II), утворюючи в поперечному перерізі хвилеводу стоячу хвилю.

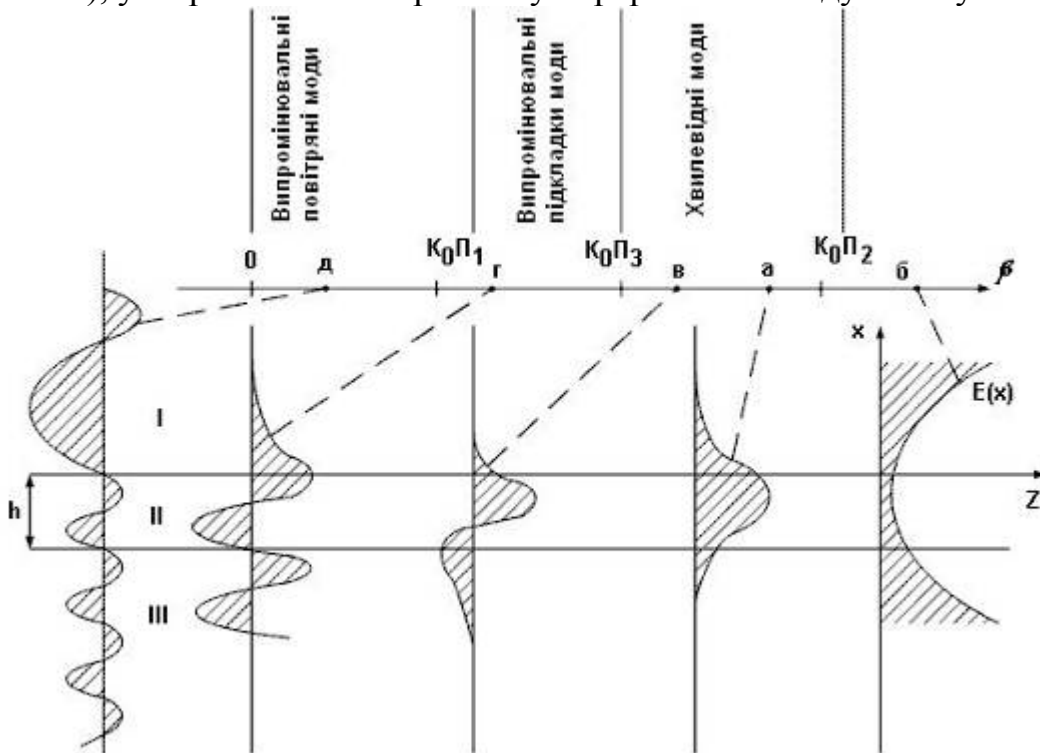


Рис.2.2. Різні режими постійної поширення β в хвилеводі і відповідні розподіли полів мод ($E(x)$)

Отримані розв'язки $E(x)$, таким чином, задовольняють задані граничні умови, тобто і функція $E(x)$, і її похідна неперервні на границі розподілу. Енергія, яка переноситься такими типами коливань, названими хвилевідними модами, укладена поблизу хвильовідного шару. В областях I і III електромагнітне поле, яке проникає туди, загасає експоненційно. Звернемо увагу на те, що поле на границях розподілу хвилевід – підкладка і хвилевід – покривний шар не обривається різко до нуля. З одного боку, це свідчить, що електромагнітна хвиля не цілком «замкнена» у хвилеводі і, як наслідок, частина енергії для споживача (наприклад, фотоприймача) губиться, що само по собі факт небажаний. Іноді ту частину енергії, що виходить за кордон хвильовідного шару і поширюється в приповерхневому шарі, називають поверхневою хвилею. З іншого боку, наявність таких «хвостів» мод поза хвилеводом необхідна для роботи великого класу дуже важливих пристроїв інтегральної оптики (таких, як елементи введення і виведення, перемикачі-модулятори на зв'язаних хвилеводах і ін.).

У залежності від того, компонента якого поля – електричного чи магнітного – виявляється перпендикулярною напрямку поширення хвилі, розрізняють поперечні електричну TE_m - і магнітну TM_m -моди. Вони відрізняються числом варіацій поля по товщині хвилеводу. Чим більше число m , тим вище порядок моди. Якщо моди поширення уздовж осі z , як на рис. 2.2, з координатною залежністю амплітуди, пропорційної $\exp(-i\beta z)$, то TE -мода буде містити тільки компоненти електромагнітного поля E_y, H_x, H_z , а TM – H_y, E_x, E_z . У першому випадку в поперечній площині хвилеводу виявляється обмеженим електричне поле хвилі, у другому — магнітне. Для хвильовідних структур це визначає різні режими їхньої роботи. Властивості TE і TM хвильовідних мод у загальному випадку дуже схожі, але є і ряд розходжень. Зсув фаз при повному внутрішнім відображенні і фазовій швидкості в TM мод більший ніж у TE . Хвильовідні моди – основні робочі моди пристроїв інтегральної оптики. Необхідна умова існування хвильовідних мод – виконання нерівності

$$k_0 n_1 \quad \text{і} \quad k_0 n_3 < \beta < k_0 n_2 \quad \text{або} \quad n_2 > n_1 \quad \text{і} \quad n_3, \quad (2.26)$$

звідки випливає, що внутрішній шар хвильовідної структури повинен мати більш високий показник заломлення, ніж зовнішні шари I і III.

При виконанні нерівності $k_0 n_1 < \beta < k_0 n_3$ розв'язок хвильового рівняння має експонентний характер (обмежено) в області I і гармонічний в областях II, III (рис.2.2, г). Цей тип коливань називається випромінювальними модами підкладки. Вони можуть підтримуватися хвильовідною структурою, але через безупинні втрати енергії за рахунок її перекачування з хвильовідного шару в підкладку швидко загасають у ній із поширенням. Як правило, відстані уздовж хвилеводу, що проходять такі моди, невеликі, і тому використовувати їх для передачі сигналу не представляється можливим. Однак та-

кий принцип перекачування енергії з хвильовідного шару в підкладку на малих відстанях може бути корисним при розробці пристроїв зв'язку, наприклад, через звужений край хвилеводу.

Якщо постійна поширення лежить в інтервалі від нуля до $k_0 n_1$ (рис.2.2, д), розв'язок буде мати коливальний характер у всіх трьох областях. Цей випадок відповідає випромінювальним повітряним модам, але таке випромінювання, як було сказано раніше, швидко загасає. Випромінювання відбувається і на границі з підкладкою. І цей тип мод (аналогічно попереднім) через відсутність локалізації випромінювання у хвильовідному шарі не може бути використаний для передачі сигналу.

Нарешті, останній випадок, коли виконується нерівність $\beta > k_0 n_2$. В даному випадку розв'язок хвильового рівняння повинен мати експонентний характер у всіх областях. Єдина форма моди, що задовольняє цю умову, показана на рис.2.2, а. Такий тип коливань на практиці реалізувати не можна: поле необмежено зростає в областях підкладки і покривного шару, що вимагає прикладення нескінченно великої потужності.

Аналіз розв'язку системи хвильових рівнянь, що задовольняє граничні умови на поверхні розподілу, показує, що в режимі хвильовідних мод спектр постійних поширення дискретний, а випромінювальним модам належить континуум (безупинний спектр) β . Число хвильовідних мод залежить від товщини хвилеводу h , частоти поля ω і показників заломлення середовищ, що утворюють хвилевід. При даній частоті поля число хвильовідних мод росте зі збільшенням товщини хвильовідної плівки.

Розрахунок параметрів діелектричних хвилеводів методами електродинаміки (рівняння Максвелла) більш точний, але вони досить трудомісткі. Для одержання якісних характеристик, які визначають основні особливості інтегрально-оптичних схем, у більшості випадків досить наближення геометричної оптики, що розглядає поширення електромагнітної хвилі в хвилеводі як наслідок багаторазових повних внутрішніх її відображень від границь розподілу діелектричних шарів.

Величина постійної поширення являє собою проекцію хвильового вектора, і, отже, кожному її значенню відповідає хвиля, що поширюється в хвилеводі під певним кутом Θ . Плоскі хвилі, що відповідають різним модам, падають під різними кутами Θ_m , на поверхні розділу плівка – підкладка, плівка – покривний шар, причому ці кути можуть приймати не будь-які, а строго визначені значення в діапазоні [1, 2]

$$\frac{\pi}{2} > \Theta_m > \Theta_{kp} = \arcsin \frac{n_3}{n_2}. \quad (2.27)$$

Значення цих кутів Θ_m , знаходяться з умови рівності сумарної зміни фази хвилі за один прохід через хвилевідну плівку, кратну 2π . Це зміна фази складається з її стрибків при відображенні плоскої хвилі від границь плівка –

навколишнє середовище і набігу фази при проходженні хвилі в об'ємі хвильовідної плівки.

У випадку хвильовідних мод частина поля хвилі все-таки проникає в підкладку і покривний шар. У зв'язку з цим при аналізі хвильовідних структур часто використовують поняття ефективної товщини хвилеводу, під якою розуміють або ту частину, у якій переноситься 99 % всієї електромагнітної енергії, або величину, рівну геометричній товщині хвилеводу, збільшену на суму $(1/h_1 + 1/h_2)$, де [1]

$$\begin{aligned} h_1 &= \frac{\omega n_2}{c} \sqrt{\sin^2 \Theta_m - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2}, \\ h_2 &= \frac{\omega n_2}{c} \sqrt{\sin^2 \Theta_m - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

У термінах геометричної оптики збільшення ефективної товщини хвилеводу означає, що перетинання світлових променів відбувається не на дійсних границях між хвилеводом і підкладкою і покривним шаром, а на відстанях $1/h_1$ і $1/h_2$ від них. Цей ефект називається ефектом Гуса–Хенхена. Оскільки h_1 і h_2 прямопропорційні частоті світлової хвилі ω , то із зменшенням ω вплив проникнення поля за межі хвилеводу на величину ефектного перерізу збільшується. Для будь-якої хвильовідної моди з $m > 1$ існує визначена мінімальна частота відсічення ω_c , для якої при всіх частотах, менших ω_c , хвильовідний ефект відсутній. Ця частота ω_c відповідає довгохвильовому відсіченню λ_c . Оскільки на практиці найчастіше довжина хвилі випромінювання фіксована, проблема відсічення набуває трохи іншого смислу: якими повинні бути показники заломлення хвильовідної структури, щоб у ній могла поширюватися задана мода? У загальному випадку для відповіді на це питання потрібно вирішити трансцендентне рівняння, що являє собою досить складну задачу. Ми не будемо докладно розглядати цього питання, а лише приведемо деякі випадки, які часто трапляються на практиці. Для симетричного хвилеводу, коли $n_1 = n_3$, необхідна величина стрибка показника заломлення [10]

$$\Delta n = n_2 - n_1 > m_0^2 \lambda_0^2 / 4h^2(n_2 + n_1), \quad (2.29)$$

де $m_0 = 0, 1, 2, 3$. Якщо $n_3 \gg n_1$ і $n_2 \approx n_3$ то режим відсічення обмежений нерівністю

$$\Delta n > (2m_0 + 1)^2 \lambda_0^2 / 32h^2 n_2. \quad (2.30)$$

З приведених співвідношень випливає, що зміна показника заломлення, необхідна для підтримки мод потрібного порядку, надзвичайно мала. Так, наприклад, для $n_2 = 3,6$, $h \approx \lambda_0$ досить мати $\Delta n \approx 10^{-2}$.

Аналогічно наявності критичної довжини хвилі світла для кожної моди існує мінімальна критична товщина хвильовідної плівки. Для типових параметрів хвилеводу $n_2 = 2$, $\Delta n \approx 10^{-2}$ і для видимого світла ($\lambda_0 = 380 - 780$ нм) $h_{кр}$ (нм) у першому наближенні пропорційна порядку моди.

Виходить, для того щоб у хвилеводі могло поширюватися кілька мод, критична товщина хвилеводу при збільшенні номера моди на одиницю повинна зрости на величину $\lambda / 2\sqrt{n_2^2 - n_3^2}$. Звідси можна також оцінити і максимальне число мод M , що можуть існувати в діелектричному хвилеводі даної товщини [11]

$$M = \frac{2h}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_3^2}. \quad (2.31)$$

У планарних хвилеводах світловий канал обмежений тільки в одній площині. В інтегральній оптиці це погіршує узгодження мікрохвильоводів з іншими її компонентами і скловолоконними світловодами і кабелями, ускладнює локалізацію оптичних зв'язків, знижує ефективність хвильовідних пристроїв, обмежує технологію інтегрально-оптичних схем. Значно великими ступенями волі характеризуються тривимірні хвилеводи, що і одержали основне поширення в інтегральній оптиці й інтегральних оптоелектронних пристроях.

Основні типи тривимірних смужкових і каналних хвилеводів схематично зображені на рис.2.3. Розподіл тривимірних хвилеводів на смужкові і каналні до деякої міри умовний, проте він відбиває конструктивні особливості структур, що впливають на можливе число хвильовідних мод, специфіку розподілу полів і, отже, на основні їхні характеристики.

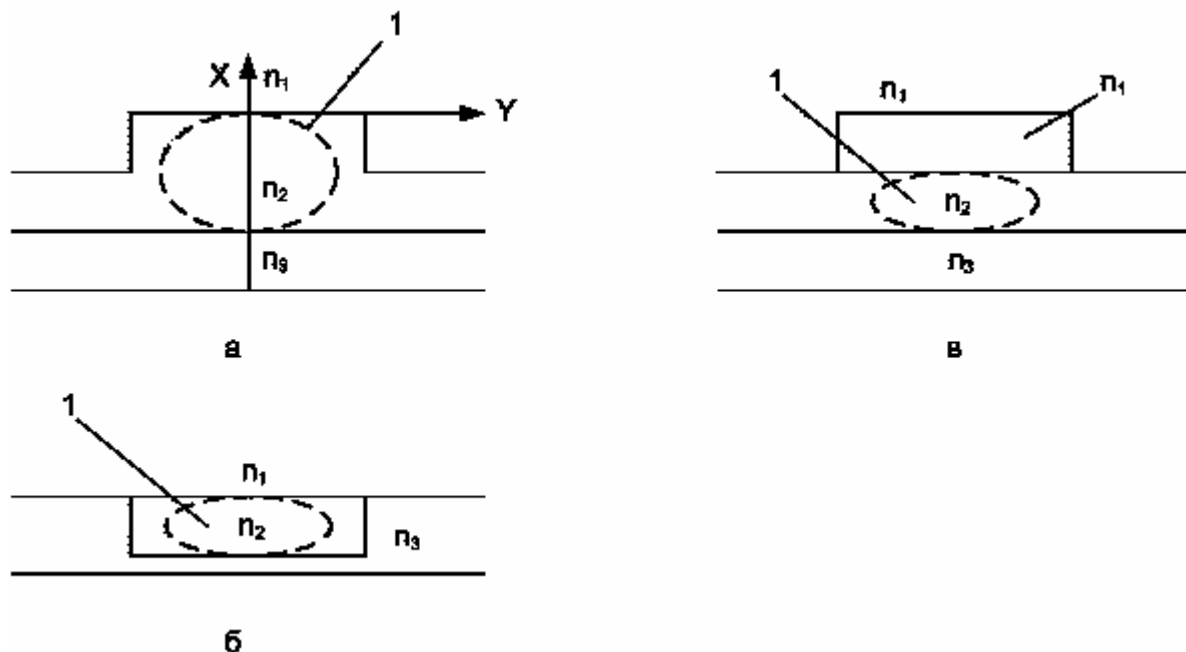


Рис.2.3. Основні типи тривимірних хвилеводів: а, б – каналні, в – смужковий; 1 – область оптичного каналу [1]

У каналних хвилеводах гребінчастого типу (рис.2.3, а) значний стрибок показника заломлення в поперечному напрямку, як правило, приводить до їхнього багатомодового режиму. Занурені каналні структури (рис.2.3, б) характеризуються проміжними властивостями в порівнянні з гребінчастими каналними і смуговими хвилеводами. Число мод, що поширюються, у них визначається розміром каналу і різницею показників заломлення матеріалів, що утворюють хвилевід.

Смуговий хвилевід, чи хвилевід з налагодженою смугою (рис.2.3, в), являє собою планарний тонкоплівковий чи дифузійний хвилевід з вузькою діелектричною областю, нанесеною на його поверхню. Тут практично уся світлова потужність локалізована під смугою діелектрика і майже не проникає в неї. У результаті нерівності границь розподілу між смугою і хвилеводом не приводять до значних утрат випромінювання. У смугових хвилеводах легко реалізується одномодовий чи маломодовий режим роботи.

Найбільш перспективні для інтегральної оптики смугові і занурені каналні хвилеводи. Основні їхні переваги пов'язані із широкими технологічними і конструктивними можливостями створення ефективних хвильовідних структур на їхній основі. До позитивних характеристик смугових структур варто віднести вже згадувану слабку чутливість до порушень границь діелектричної смуги і збільшення допуску на її формат в одномодовому режимі. В інтегрально-оптичних схемах її ширина може досягати десяти і більше мікрометрів, що в значній мірі спрощує операцію стикування хвилеводів.

У порівнянні з хвилеводами планарної геометрії розрахунок і аналіз основних характеристик каналних і смугових структур значно складніші. Це обумовлено необхідністю рішення електродинамічної задачі зі складними граничними умовами і великим числом параметрів, коли всі характеристики, у тому числі і дисперсійні, залежать не тільки від форми і відносних розмірів хвилеводу, але і від електродинамічних параметрів матеріалів, що утворюють хвилевід.

2.5. Східчасте волокно. Числова апертура і міжмодова дисперсія

Ефект хвильовідного поширення світла в прозорому діелектричному середовищі, показник заломлення якого більший показника заломлення навколишнього середовища, був продемонстрований Тіндаллом на прикладі водяного струменя в 1870 р. під час читання лекції в Королівському інституті. Рис.2.4, а ілюструє явище заломлення світла на границі розподілу двох середовищ з різними показниками заломлення, що підпорядковується закону Снелля, сформульованому в 1621 р. На рис.2.4 зображений промінь світла, що проходить крізь середовище з більш високим показником заломлення n_1 і попадає в середовище з меншим показником заломлення n_2 . Якщо виконуються умови $0 < \Theta < \Theta_c$ і $0 < \Theta' < \pi/2$, то справедливе таке співвідношення [3]:

$$n_1 \sin \Theta = n_2 \sin \Theta' , \quad (2.32)$$

де Θ і Θ' – відповідно кути падіння і заломлення.

При названому критичному куті, тобто при такому куті падіння, при якому кут заломлення $\Theta' = \pi/2$ (рис.2.4, б), тобто при $\Theta = \Theta_c$

$$n_1 \sin \Theta_c = n_2 . \quad (2.33)$$

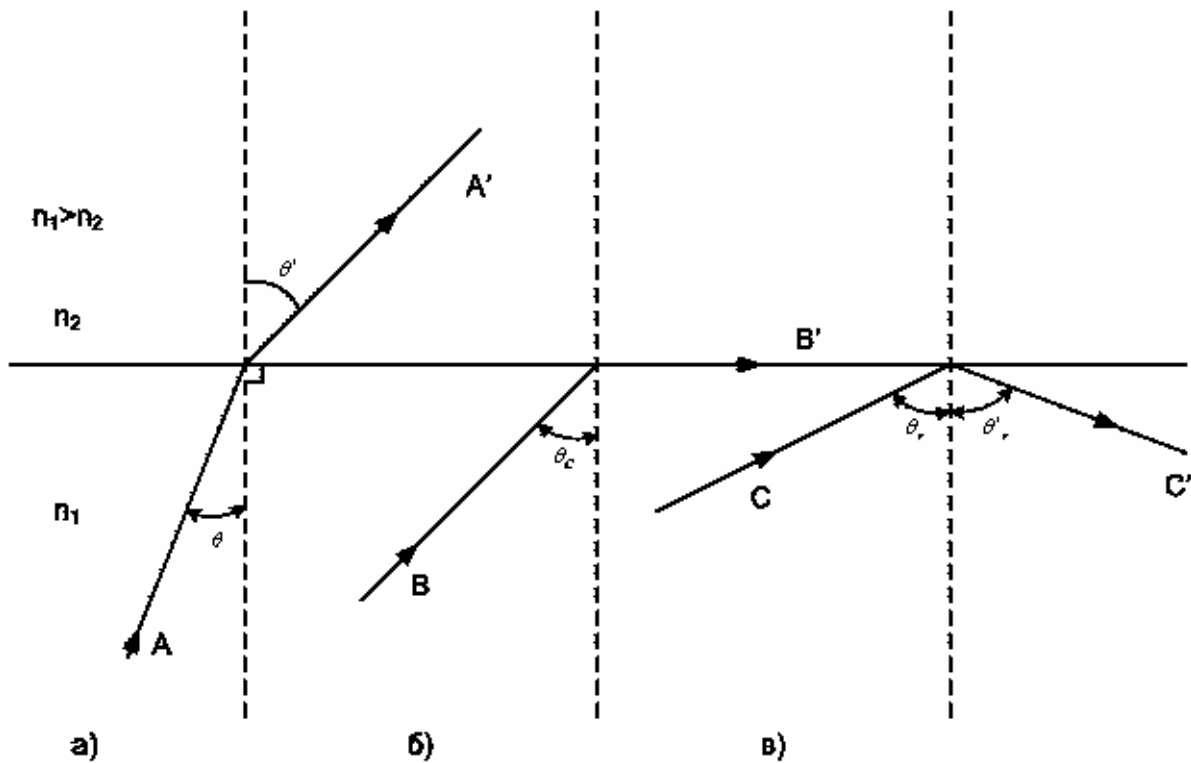


Рис.2.4. Відбиття і повне внутрішнє відбиття на границі діелектриків:
а – промінь AA' заломлюється відповідно до закону Снелля; б – промінь BB' – критичний промінь; в – промінь CC' перетерплює повне внутрішнє відбиття на границі діелектриків [3]

Якщо кут падіння $\Theta > \Theta_c$ (рис.2.4. в), має місце явище повного внутрішнього відбиття, що не супроводжується будь-якими утратами на границі розподілу, тобто $\Theta_r = \Theta'$.

Розглянемо тепер циліндричне скляне волокно, що складається з внутрішньої серцевини з показником заломлення n_1 , і навколишньої її оболонки з показником заломлення n_2 , причому тут також виконується умова $n_1 > n_2$. Торець волокна зрізаний під прямим кутом до його оптичної осі. На рис.2.5 зображений промінь, що входить у волокно з торця з навколишнього повітря (з показником заломлення n_a). Цей промінь буде поширюватися уздовж волокна шляхом багаторазових відображень від границі серцевина — оболонка і не буде послаблятися за умови, що кут падіння променя на границю розподілу Θ буде більший критичного кута Θ_c . Для виконання цієї умови необ-

хідно, щоб кут нахилу променя до оптичної осі волокна $\varphi = \pi/2 - \Theta$ був менший $\varphi_m = \pi/2 - \Theta_c$, а кут падіння променя на торець волокна був меншим визначеної величини α_m . Для визначення величини кутів α_m і φ_m скористаємося законом Снелля, прийнявши $n_a = 1$ [3]

$$\sin \alpha = n_1 \sin \varphi = n_1 \cos \Theta. \quad (2.34)$$

При куті падіння, рівному критичному,

$$\sin \alpha_m = n_1 \sin \varphi_m = n_1 \cos \Theta_c. \quad (2.35)$$

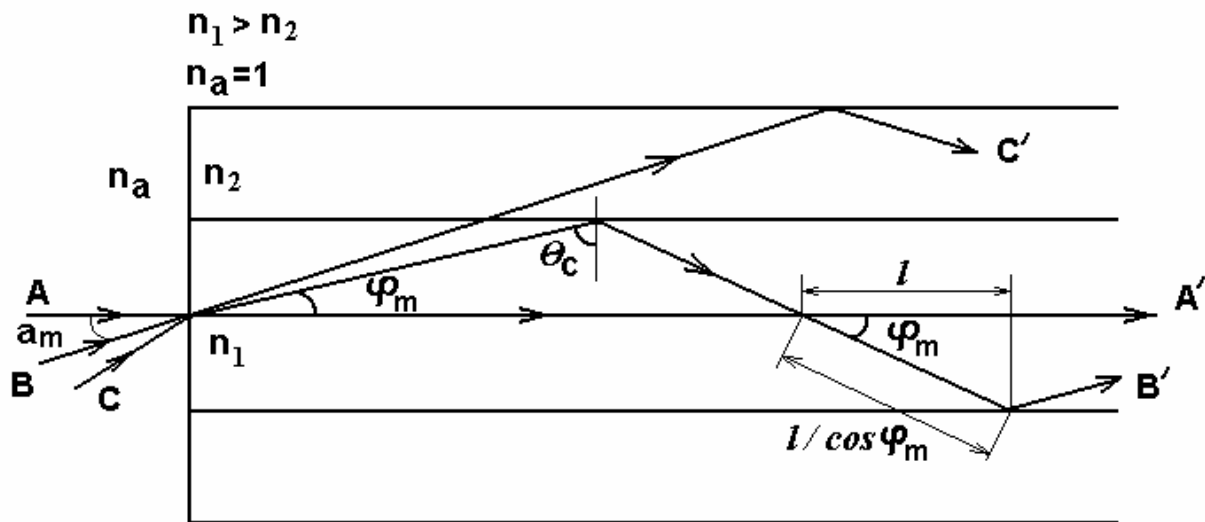


Рис.2.5. Поширення світла в оптичному волокні: AA' – осьовий промінь, BB' – промінь, що поширюється під критичним кутом для поверхні $n_1 n_2$

Промінь CC' входить у волокно під кутом більшим критичного і тому не відбивається, а вводиться в оболонку. Усі промені, що падають на торець волокна під кутом, меншим α_m , будуть поширюватися в серцевині волокна. Очевидно, що промені розповсюджуються в серцевині, у залежності від їхнього кута падіння будуть проходити різні відстані, причому ці відстані будуть змінюватися від l для осьового променя до $l/\cos \varphi_m$ для найпохилішого (критичний промінь BB'), де l – відстань по осі волокна.

Скористаємося виразом (2.33) і виразимо $\sin \alpha_m$, через показники заломлення серцевини й оболонки

$$n_1 \sin \Theta_c = n_2, \quad \cos \Theta_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / n_1,$$

$$\sin \alpha_m = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (2.36)$$

Введемо позначення

$$\Delta n = n_1 - n_2, \quad (2.37)$$

$$n = (n_1 + n_2) / 2. \quad (2.38)$$

У результаті одержимо [3]

$$\sin \alpha_m = (2n\Delta n)^{1/2}. \quad (2.39)$$

Чим більший кут α_m , тим більша частина падаючого на торець волокна світла може бути введена у волокно і буде в ньому поширюватися за рахунок повного внутрішнього відбиття. За аналогією з терміном, який використовується в оптиці для визначення здатності мікрооб'єктів збирати світло, величину $n_a \sin \alpha_m$, називають числовою апертурою (NA) волокна. Таким чином, підставивши $n_a = 1$, знаходимо числову апертуру волокна [3]

$$(NA) = \sin \alpha_m = (2n\Delta n)^{1/2}. \quad (2.40)$$

Покажемо спочатку, що тільки частина світла (пропорційна $(NA)^2$), випромінювана малорозмірним дифузійним джерелом, поміщеним на оптичній осі волокна поблизу його торця, може бути введена у волокно і, отже, буде в ньому поширюватися.

Розглянемо малорозмірне дифузійне джерело світла, наприклад ізотропний (ламбертовський) випромінювач, зображений на рис.2.6. У цьому випадку потужність, випромінювана в одиницю тілесного кута в напрямку під кутом Θ до нормалі до його поверхні, визначається виразом

$$I(\Theta) = I_0 \cos \Theta. \quad (2.41)$$

Повна потужність Φ_0 , випромінювана таким джерелом, знаходиться інтегруванням $I(\Theta)$ в усіх напрямках [3]:

$$\Phi_0 = \int_0^{\pi/2} (I_0 \cos \Theta)(2\pi)(\sin \Theta)d\Theta = -2\pi I_0 \left[\cos^2 \Theta / 2 \right]_{\Theta=0}^{\pi/2} = \pi I_0. \quad (2.42)$$

Однак потужність Φ , введена у волокно, діаметр серцевини якого більший діаметра джерела, визначається таким інтегралом:

$$\Phi = \int_0^{\alpha_m} (I_0 \cos \Theta)(2\pi)(\sin \Theta)d\Theta = -\pi I_0 \left[\cos^2 \Theta \right]_{\Theta=0}^{\alpha_m} = \pi I_0 \sin^2 \alpha_m = \Phi_0 (NA)^2,$$

$$\Phi / \Phi_0 = (NA)^2 = 2n\Delta n. \quad (2.43)$$

Аналізуючи вираз (2.43) видно, що для того, щоб ввести у волокно якнайбільше світла, необхідно забезпечити великі значення величин n і Δn . Очевидно, краще, що може бути зроблено – це використовувати для вигото-

влення волокна скло з великим показником заломлення і не покривати його оболонкою. У цьому випадку повне внутрішнє відбиття буде відбуватися на поверхні скло-повітря повністю аналогічно досвіду Тіндалла з водяним струменем, де воно спостерігалось на границі вода-повітря. Джгути з непокритих оболонкою скляних волокон використовуються в деяких системах передачі оптичної інформації на короткі відстані. При використанні таких джгутів виникають дві проблеми. Перша полягає в тому, що при повному внутрішньому відображенні частина хвилі світла проникає крізь поверхню відбиття. Вона називається загасаючою хвилею. Її амплітуда зменшується експоненційно зі збільшенням відстані від поверхні волокна і тому звичайно не може поширюватися в середовищі з більш низьким показником заломлення. Однак наявність усяких нерівностей і неоднорідностей на поверхні відбиття, може привести до перетворення загасаючої хвилі в хвилю поширення. У джгуті з волокон без оболонок умови на поверхні відбиття, немінуче і неконтрольовано змінюються, оскільки окремі волокна входять у контакт один з одним і навколишнім середовищем. У результаті значна частка потужності, що поширюється у волокнах, виводиться із них, що і приводить до великих утрат.

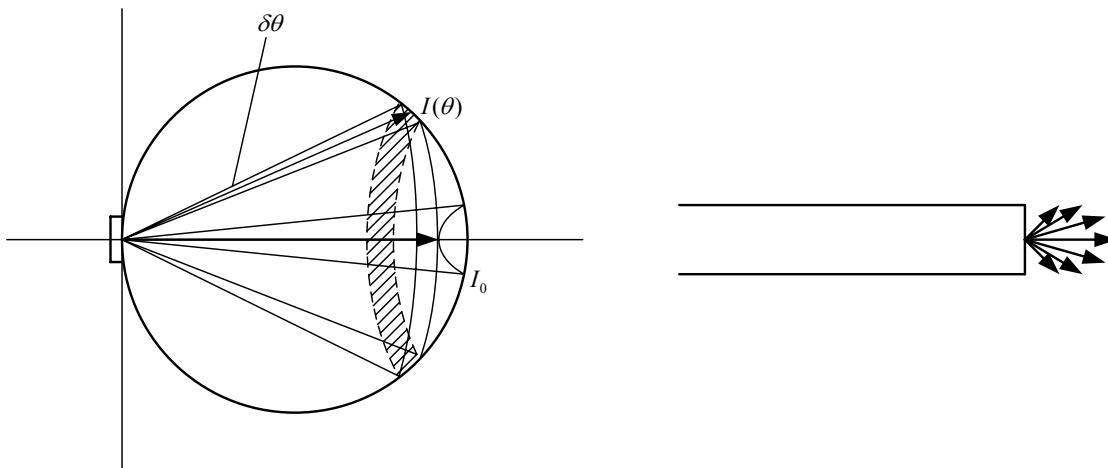


Рис.2.6. Дифузійне джерело світла: потужність випромінювана в малий тілесний кут $\delta\Omega$ у напрямку кута Θ по перпендикуляру до поверхні випромінювання, дорівнює $I(\Theta)\delta\Omega = I_0 \cos\Theta\delta\Omega$. Елементарне кутове кільце, радіус якого стягає кут Θ , ширина стягає $\delta\Omega$, саме кільце стягає тілесний кут $\delta\Omega = 2\pi \sin\Theta\delta\Omega$

Друга проблема пов'язана з тим, що будь-який короткий світловий імпульс, введений у волокно, складається з ряду променів, що поширюються уздовж осі волокна і по траєкторіях, дуже нахилених до неї. На рис.2.5 зображені два крайніх промені, що утворюють конус вхідних променів. У даному випадку показник заломлення середовища можна розглядати як міру швидкості поширення світла v у цьому середовищі, тобто

$$v = c/n . \tag{2.44}$$

Отже, осьовий промінь буде проходити відстань уздовж волокна за час $n_1 l / c$, у той час як найбільш похилий промінь, що ще може поширюватися у волокні, ту ж саму відстань пройде за час, обумовлений співвідношенням

$$\frac{n_1 l}{c \cos \varphi_m} = \frac{n_1 l}{c \sin \Theta_c} = \frac{n_1^2 l}{n_2 c} . \quad (2.45)$$

Таким чином, якщо обидва ці промені введені у волокно одночасно, то на виході волокна вони виявляться розділеними в часі на інтервал ΔT , обумовлений формулою

$$\Delta T = (n_1 / n_2)(l / c) \Delta n . \quad (2.46)$$

У результаті світловий імпульс, що містить промені під усіма можливими кутами, виявиться розмитим у часі в процесі свого поширення по волокну на величину, обумовлену виразом [3]

$$\Delta T / l = (n_1 / n_2)(\Delta n / c) . \quad (2.47)$$

Це розширення світлового імпульсу при його поширенні по волокну відоме як міжмодова (багатопробе́нева) часова дисперсія волокна. Для скляного волокна без оболонки формула (2.47) дає таке значення цієї дисперсії ($n_1 = 1,5$; $n_2 = 1$; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с); $\Delta T / l = 2,5 \cdot 10^{-9} = 2,5$ нс/м = 2,5 мкс/км.

У даному випадку у волокні буде поширюватися світло, що падає на торець волокна під усіма кутами.

Покриття серцевини волокна скляною оболонкою, що має небагато менший показник заломлення, приводить до виникнення трьох ефектів [11]:

- 1) якщо покриття має високу якість і товщину, достатню для утримання загасаючої хвилі, то воно істотно зменшує втрати;
- 2) зменшення часової дисперсії;
- 3) зменшення потужності світла, що вводиться у волокно.

Якщо $\Delta n \ll n$, то вираз (2.47) для часової дисперсії волокна можна перетворити до вигляду

$$\Delta T / l \approx \Delta n / c . \quad (2.48)$$

На рис.2.7 зображене волокно зі східчастим показником заломлення. Оптичні кабелі з таких волокон широко поширені. Якщо прийняти найбільш ймовірні значення $n=1,5$ і $\Delta n=0,01$, то на основі отриманих формул знаходимо основні характеристики волокна: числову апертуру $(NA) = 0,173$, кут введення світла у волокно $\alpha_m = 10$, частку потужності, що вводиться у волокно від дифузійного джерела світла $(NA)^2 = 0,03 = 3$ %. І, нарешті, часова дисперсія волокна буде дорівнювати

$$\Delta T / l = 3,4 \cdot 10^{-10} = 34 \text{ нс/км.}$$

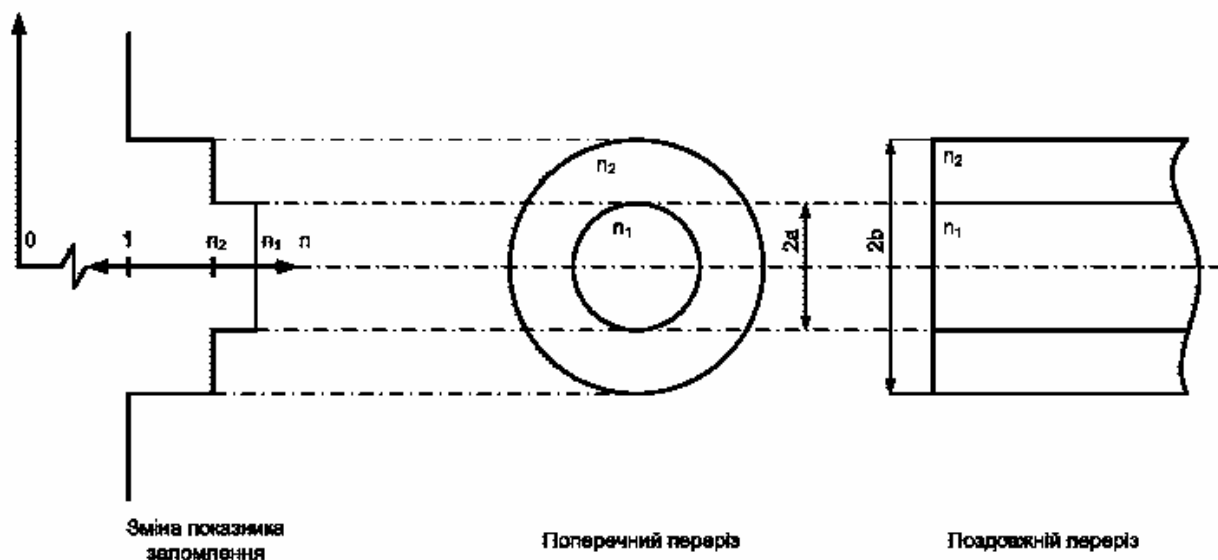


Рис.2.7. Східчасте волокно

Діаметри сердцевини $2a$ і оболонки $2b$ східчастого волокна прямують до стандартних розмірів, рівних відповідно 50 і 125 мкм. Виготовляють волокна і з іншими розмірами сердцевини й оболонки. В деяких застосуваннях вимагаються великі розміри. Так, діаметр сердцевини може змінюватися від 100 до 300 мкм, а діаметр оболонки від 200 до 500 мкм. Однак такі волокна досить тверді.

Приведемо наближені співвідношення між ними, що, однак, цілком придатні для більшості застосувань

$$B \approx 2\Delta f \approx 1/\Delta T, \quad (2.49)$$

звідки

$$(\Delta f)l \approx c/2\Delta n. \quad (2.50)$$

Отже, можна сказати, що в розглянутому прикладі добуток смуги пропускання на відстань для волокна дорівнює приблизно 16 МГц·км.

Дотепер розглядали тільки такі промені, що проходять через вісь волокна. Це так звані меридіональні промені. Звичайно є також промені, що поширюються у волокні і не задовольняють цю умову: вони називаються косими променями. Деякі з косих променів зберігаються в сердцевині волокна, навіть якщо вони поширюються під дуже великими кутами до його осі. На практиці такі промені швидко розсіюються на вигинах і неоднорідностях і залишають сердцевину, не вносячи, таким чином, помітного внеску в часову дисперсію. Однак строгий аналіз цього явища складний.

Обумовлений формулою (2.50) добуток смуги пропускання на відстань на практиці виявляється істотно нижчим реального. Через розсіювання у волокні більшість похилих променів зазнають великого загасання і при проходженні великої відстані має місце усереднення нахилу траєкторій, більш близьких до осі променів. Ці ефекти приводять до зменшення дисперсії й у результаті у волокнах великої довжини вона збільшується пропорційно ко-

ренню квадратному з довжини. Проте дисперсія накладає строгі обмеження на використання східчастих волокон, допускаючи їхнє застосування лише в порівняно коротких лініях зв'язку з порівняно неширокою смугою пропускання. Існує два типи волокон, у яких усунений цей недолік (рис.2.8). Перше з них, так зване градієнтне волокно (рис.2.8, г), було дуже поширене на ранній стадії розвитку волоконної оптики. Зображене на рис.2.8, д одномодове волокно, імовірно, стане основним типом у майбутньому.

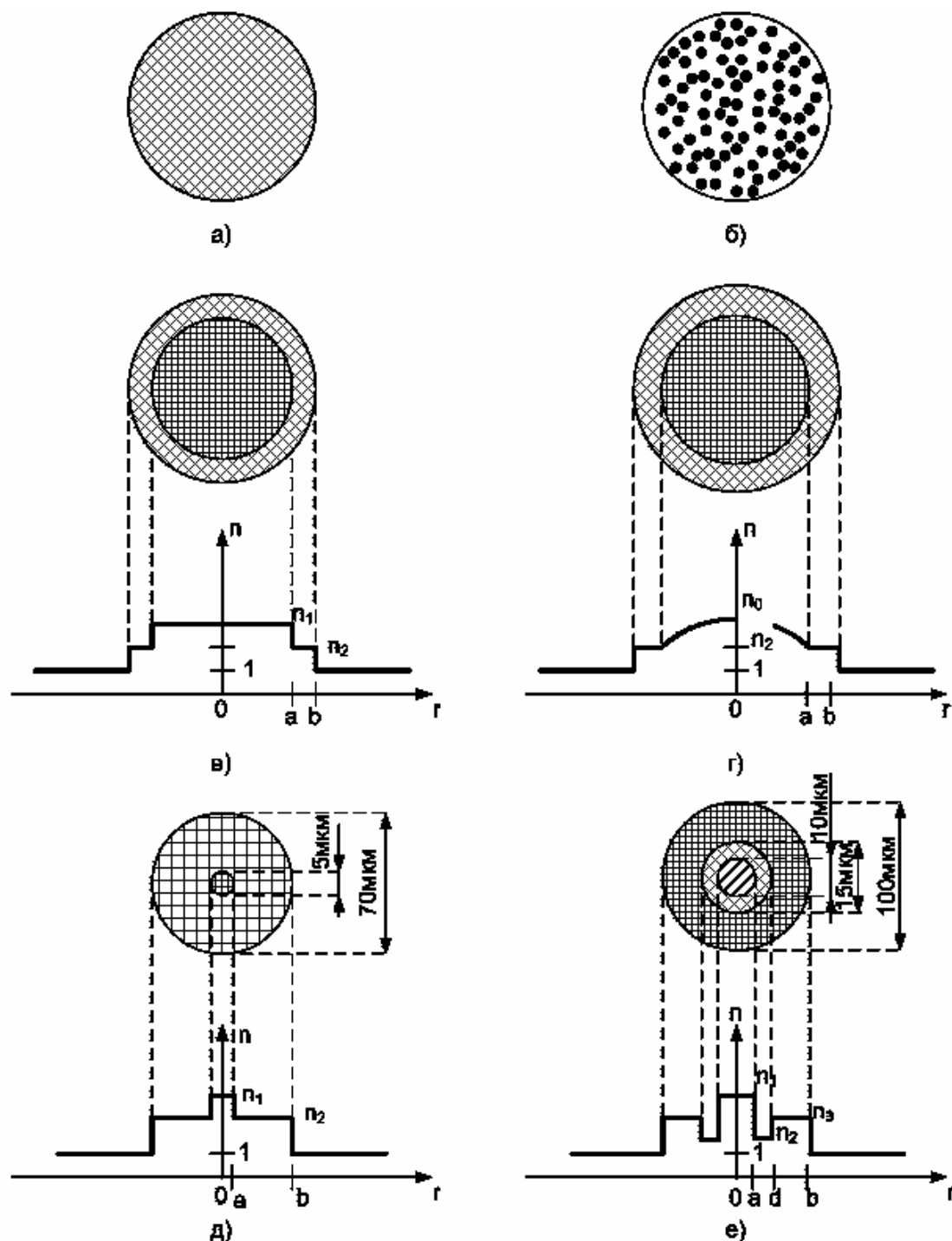


Рис.2.8. Типи оптичного волокна: а – волокно без оболонки; б – волоконний джгут; в – східчасте волокно; г – градієнтне волокно; д – одномодове волокно; е – волокно з W-подібним профілем [3]

2.6. Поширення світла і міжмодова дисперсія в градієнтних волокнах

Поширення світла в градієнтному волокні легко розглянути, однак строгий розгляд приводить до значних математичних труднощів. Як видно з рис.2.9, на якому зображене градієнтне волокно, осьові промені проходять через волокно найкоротшим шляхом, але вони переборюють ділянку з найбільшим значенням показника заломлення, і отже, поширюються з найменшою швидкістю. Похилі промені, навпаки, проходять по більш довгих траєкторіях, однак велика частина їхнього шляху знаходиться в середовищі з більш низьким показником заломлення, у силу чого вони поширюються швидше. Таким чином, можна уявити собі, що при належному виборі профілю показника заломлення всі промені, що сходяться в одну точку, можуть бути сфокусовані знову, утворивши періодичну послідовність точок фокуса уздовж волокна. З принципу Ферма випливає, що в такому випадку аксіальні швидкості променів будуть однаковими і, отже, часова дисперсія буде дорівнювати нулю.

Траєкторія променя, що поширюється в неоднорідному середовищі (зі змінним показником заломлення), описується виразом [2]

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{dr}{ds} \right) = \nabla n, \quad (2.51)$$

де r – вектор положення точки на шляху променя, а ds – елементарна відстань, вимірювана уздовж траєкторії.

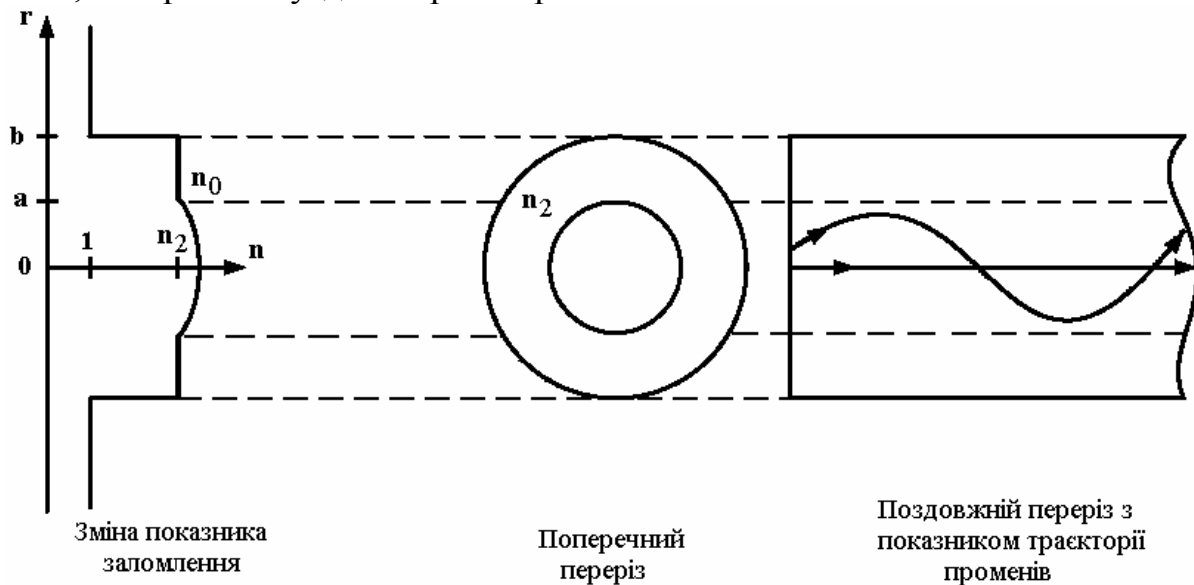


Рис.2.9. Градієнтне волокно

Застосуємо (2.51) до часткового випадку циліндричного волокна, у якому показник заломлення радіально симетричний. Обмежимося розглядом меридіональних променів, і, крім того, лише тих з них, що завжди залишаються майже рівнобіжними оптичній осі волокна. Це так зване параксіальне променеве наближення, що дозволяє нам апроксимувати ds відстань уздовж

осі dz . Тоді (2.51) приймає вигляд [11]

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (2.52)$$

де r – відстань променя від оптичної осі, а z – відстань, вимірювана уздовж осі. Параболічний профіль показника заломлення забезпечує синусоїдальний закон зміни r від z . Нехай, наприклад,

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \left[1 - \Delta' \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] & r < a, \\ n_0 (1 - \Delta') = n(a) & r \geq a, \end{cases} \quad (2.53)$$

де n_0 – показник заломлення на осі; a – радіус серцевини волокна, а

$$\Delta' = [n_0 - n(a)] / n_0 \quad (2.54)$$

– повна відносна зміна показника заломлення серцевини. Диференціювання (2.53) приводить до виразу [2]

$$\frac{dn}{dr} = -(2n_0 r / a^2) \Delta'. \quad (2.55)$$

Обмежившись надалі розглядом тільки променів, розташованих близько до осі, можна припустити, що $n_0 / n_1 \sim 1$. Тоді рівняння (2.52) приймає вигляд

$$\frac{d^2 r}{dz^2} \approx -(2r / a^2) n'. \quad (2.56)$$

Якщо тепер розглянути промені, що вводяться у волокно таким чином, що $r = r_0$, а $dr / dz = r_0'$ у точці $z = 0$, то інтегрування рівняння (2.56) дасть таке рівняння траєкторії променя [3]:

$$r = r_0 \cos(2\Delta')^{1/2} \frac{z}{a} + r_0' \frac{a}{(2\Delta')^{1/2}} \sin(2\Delta')^{1/2} \frac{z}{a}. \quad (2.57)$$

На рис.2.10 приведені траєкторії двох груп таких променів при $r = r_0$ і $r_0' = 0$. Усі вони не мають дисперсії (не диспергують).

Якщо спробувати послабити умови параксiального наближення, то це приведе до значного ускладнення рівнянь. Можна, однак, показати, що всі

меридіональні промені не випробують дисперсії, якщо профіль показника заломлення має вигляд [11]

$$n(r) = n_0 \operatorname{sch} \alpha r \approx n_0 \left[1 - \frac{1}{2} \alpha^2 r^2 + \frac{5}{24} \alpha^4 r^4 + \dots \right]. \quad (2.58)$$

Приведене вище розкладання профілю показника заломлення в ряд показує, що параболічний закон є першим наближенням до необхідного, якщо прийняти $\Delta' = (\alpha a)^2 / 2$. У випадку косих променів не існує такого закону зміни профілю показника заломлення, який би усунув їхню взаємну дисперсію (незалежно від місця і кута введення), а також дисперсію стосовно меридіональних променів.

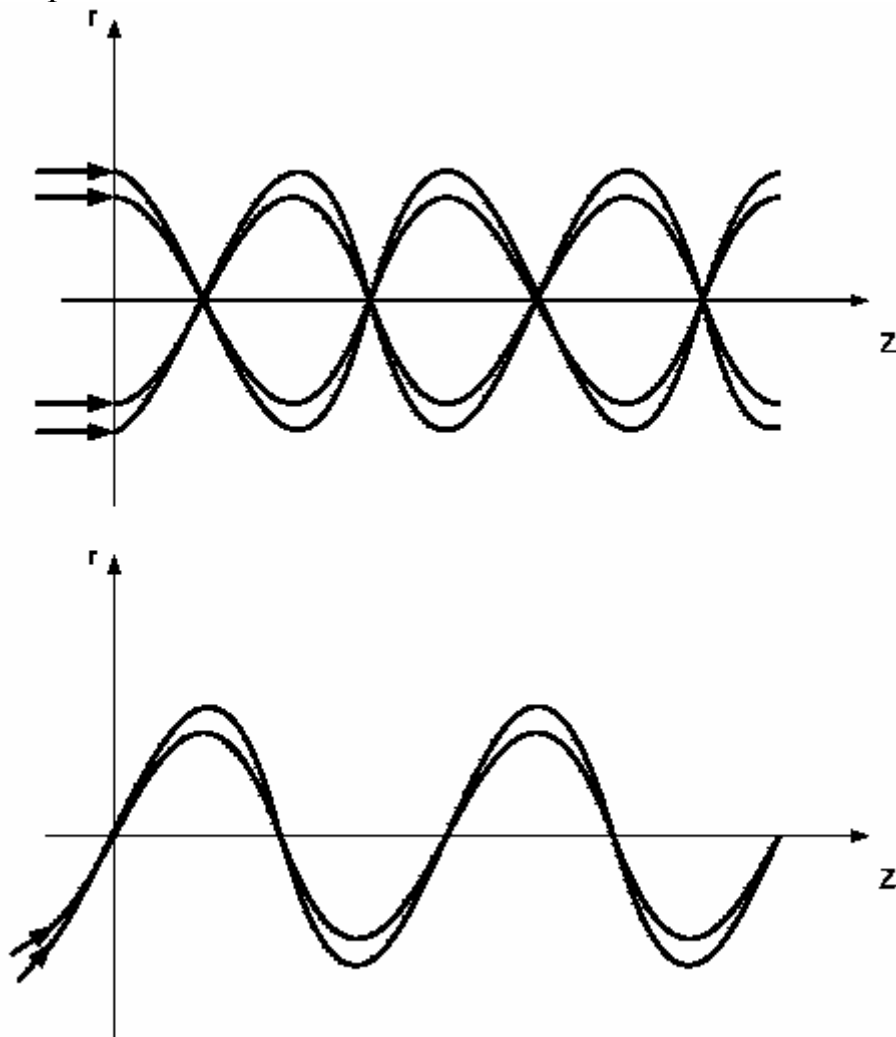


Рис.2.10. Траєкторії меридіональних променів у волокні з параболічним профілем показника заломлення

На рис.2.10. наведені траєкторії меридіональних променів у волокні з параболічним профілем показника заломлення, для яких передбачається, що

профіль показника заломлення має вигляд $n(r) = n_0 \left[1 - \Delta' \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]$, а всі зображені на рисунку траєкторії променів розташовані в серцевині. Траєкторії мають кругову симетрію щодо горизонтальних осей.

При ідеальному профілі показника заломлення міжмодова дисперсія може бути зроблена менше 0,1 нс/км. На практиці не є складним одержання градієнтних волокон з величиною міжмодової дисперсії менше 1 нс/км. Однак при цьому може виявитися корисною навіть груба зміна профілю показника заломлення. Наприклад, часова дисперсія волокна зі стрибком показника заломлення може бути зменшена з 34 до 10 нс/км і менше, шляхом простого згладжування зміни показника заломлення на границі серцевини й оболонки.

2.7. Матеріальна дисперсія. Показник заломлення об'ємного середовища

На поширення електромагнітних хвиль у прозорих матеріалах впливає їхня взаємодія з молекулами середовища. Оскільки така взаємодія залежить від частоти, то і швидкість поширення електромагнітних хвиль також залежить від частоти: говорять, що матеріал має дисперсію. Одним із проявів такої дисперсії є розширення коротких світлових імпульсів при їхньому поширенні в диспергуючому середовищі. Величина розширення, пропорційна ширині спектра імпульсу і є іншим важливим фактором, що обмежує смугу пропускання оптичних волокон.

В оптиці звичайно мають справу з показником заломлення середовища n . Він показує, у скільки разів зменшується фазова швидкість v_p хвилі, що поширюється в даному середовищі, у порівнянні з фазовою швидкістю c у вакуумі

$$v_p = c/n . \quad (2.59)$$

Інша особливість оптики полягає в тому, що, починаючи з моменту зародження оптики як науки в XVI столітті, при описі джерел оптичного випромінювання використовують не частоту f , а довжину хвилі λ випромінюваних коливань. Це приводить до поняття довжини хвилі у вільному просторі $\lambda = c/f$. При поширенні коливань у заломному середовищі довжина хвилі зменшується до λ_m , причому

$$\lambda_m = \lambda/n \quad (2.60)$$

і

$$v_p = \lambda_m f . \quad (2.61)$$

Будемо описувати електромагнітну хвилю частотою f , що поширю-

ється через заломне середовище уздовж осі z , у вигляді проекції амплітуди електричної складової поля на вісь x , як дійсної частини E_x , тобто [1]

$$E_x(z, t) = E_0 \exp(-i(\omega t - \beta z)), \quad (2.62)$$

де E_0 – постійна поля; $\beta = 2\pi / \lambda_m$ – коефіцієнт поширення в середовищі; $\omega = 2\pi f$ – кутова частота хвилі, а $i^2 = -1$.

Вираз (2.62) описує плоску хвилю, що поширюється в об'ємному матеріалі. Будемо вважати, що хвиля лінійно поляризована і вектор електричного поля сполучений із площиною $x - z$. Фазова швидкість такої хвилі дорівнює $v_p = \omega / \beta$, і, отже,

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \lambda_m f = c / n, \quad (2.63)$$

звідки

$$n = c\beta / \omega. \quad (2.64)$$

Якщо при проходженні через середовище хвиля послабляється, то це можна врахувати введенням коефіцієнта поглинання a , так що

$$E_x(z, t) = E_0 \exp(-az) \exp(-i(\omega t - \beta z)) = -E_0 \exp(-i[\omega t - (\beta + ia)z]). \quad (2.65)$$

Загасання хвилі можна врахувати шляхом уведення комплексного показника заломлення середовища [11]

$$n^* = n + in' = \frac{c}{\omega}(\beta + ia). \quad (2.66)$$

Таким чином, дійсна частина показника заломлення усе ще визначається виразом (2.64), у той час як уявна частина стає рівною

$$n' = ca / \omega. \quad (2.67)$$

Нижче буде показано, що ті ж самі процеси, які приводять до залежності показника заломлення середовища від частоти, викликають також і загасання в середовищі електромагнітних хвиль. Таким чином, показник заломлення дисперсійного середовища є комплексним і залежить від частоти. Зазначені фізичні процеси легко розглянути на прикладі діелектриків, однак кількісний теоретичний аналіз для будь-якого, навіть найпростішого середовища стає неймовірно складним.

Електрична складова поля оптичної електромагнітної хвилі, що поширюється в діелектрику, поляризує його молекули, у результаті чого вони чи їхні електронні структури починають коливатися з частотою хвилі. Коливні заряди випромінюють нові хвилі тієї ж частоти, що інтерферують з хвилею,

яка їх породила таким чином, що результуюча хвиля одержує сумарний зсув фаз щодо вихідної хвилі. Оскільки ці ефекти відбуваються безупинно в часі, загальний зсув фаз виявляється пропорційним пройденій хвилею відстані. Це приводить до того, що хвиля поширюється в середовищі з меншою фазовою швидкістю.

Взаємодія хвилі з молекулами середовища відбувається у вигляді послідовності загасаючих гармонічних резонансів. На частоті вище резонансного коливання окремого атомного чи електронного заряду більше не відповідає коливанням електричного поля. Середовище вже не поляризується описаним чином, у результаті чого на частотах вище резонансної показник заломлення зменшуються в порівнянні зі своїм значенням при резонансі.

Вплив електричного поля на поляризованість діелектричного матеріалу виражається за допомогою відносної діелектричної постійної чи діелектричної проникності середовища. Показник заломлення, обумовлений поляризацією матеріалу на високих частотах, може бути легко пов'язаний з діелектричною проникністю матеріалу на цих частотах. Як відомо з теорії електромагнітних хвиль, фазова швидкість електромагнітних хвиль, що поширюються в середовищі, має відносну магнітну проникність μ_r і відносну діелектричну проникність ϵ_r , визначається виразом [7]

$$v_p = 1/\sqrt{(\mu_0\mu_r\epsilon_0\epsilon_r)} = c/\sqrt{\mu_r\epsilon_r} . \quad (2.68)$$

Отже, $n = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}$, а оскільки магнітні ефекти в діелектриках звичайно дуже малі, то можна прийняти $\mu_r = 1$ і в результаті одержати таку практичну формулу

$$n = \sqrt{\epsilon_r} . \quad (2.69)$$

Тепер нам потрібна теорія, що описувала б залежність ϵ , а отже, і n від частоти в оптичному діапазоні. Розгляд такої теорії приводиться в багатьох підручниках з електромагнетизму, оптики і фізики твердого тіла, і вони рекомендуються студентам для більш глибокого вивчення даного питання.

При аналізі цього питання спочатку вводять поняття поляризованості окремої молекули матеріалу, що позначається α . Це означає, що електричний дипольний момент p_x , який виникає в напрямку осі x під дією локального електричного поля E_x буде дорівнювати

$$p_x = \alpha E_x . \quad (2.70)$$

У газі, що містить N молекул в одиниці об'єму, об'ємна поляризація середовища P_x визначається виразом:

$$P_x = Np_x = N\alpha E_x . \quad (2.71)$$

Тепер відносну діелектричну проникність можна визначити:

$$\varepsilon_r = (\varepsilon_0 E_x + P_x) / \varepsilon_0 E_x = 1 + (P_x / \varepsilon_0 E_x) . \quad (2.72)$$

Таким чином, остаточно одержуємо

$$\varepsilon_r = 1 + (N\alpha / \varepsilon_0) . \quad (2.73)$$

У випадку твердого діелектрика необхідно враховувати вплив, що здійснюється на ступінь поляризації кожної окремої молекули, які її оточують. При використанні найпростішого наближення, яке виявляється точним для ідеальних кубічних ґраток, вважають, що кожна поляризована молекула являє собою сферичну замкнуту порожнину в однорідному діелектрику. При цьому під дією середнього поля E_x локальне поле збільшиться в $(1 + P_x) / 3\varepsilon_0 E_x$ раз. Отже, поляризація діелектрика буде дорівнювати [3]

$$P_x = N\alpha E_x [(1 + P_x) / 3\varepsilon_0 E_x] = (N\alpha E_x + N\alpha P_x) / 3\varepsilon_0 = N\alpha E_x / [1 - (N\alpha / 3\varepsilon_0)] . \quad (2.74)$$

Результуючу відносну діелектричну проникність при цьому одержуємо шляхом підстановки (2.74) у (2.72):

$$\varepsilon_r - 1 = \frac{N / \varepsilon_0}{(1 / \alpha) - (N / 3\varepsilon_0)} . \quad (2.75)$$

Цей результат іноді описують в іншій формі, запропонованій Москотті,

$$(\varepsilon_r - 1) / (\varepsilon_r + 2) = N\alpha / 3\varepsilon_0 . \quad (2.76)$$

На рис.2.11 приведена залежність середньої молекулярної поляризованості α (а отже, і середнього ступеня поляризації в одиниці об'єму P_x) від частоти електричного поля збудження. Енергетичні переходи, що відповідають частотам радіодіапазону, обумовлені швидко загасними ефектами переорієнтації молекул і не відіграють помітної ролі в області спектра, яка нас цікавить. Інші переходи є результатом описаних раніше резонансних явищ. При цьому високочастотні ефекти виникають унаслідок реакції електронної структури молекул на поле, частота якого лежить в оптичному діапазоні спектра. На практиці спостерігається ряд таких резонансів в ультрафіолетовій частині спектра. Виділений низькочастотний перехід обумовлений рухом молекули у відповідь на вплив оптичного поля. Це коливання ґраток, збуджених електричним полем з частотою, що відповідає інфрачервоній ділянці спектра. У розглянутих резонансних явищах, що зміщуються в процесі взаємодії з електричним полем і заряд, що приводить до появи поляризації, піддається впливу відновної сили, величина якої пропорційна зсуву заряду. У

такому випадку заряд, що рухається, являє собою гармонічний осцилятор. Електричне поле в напрямку осі x , створюване електромагнітною хвилею в даній точці матеріалу, визначається шляхом підстановки в (2.65) значення $z = const$ і може бути виражене у вигляді реальної частини $E_x = E_1 \exp(-i\omega t)$, де E_1 – постійна поля.

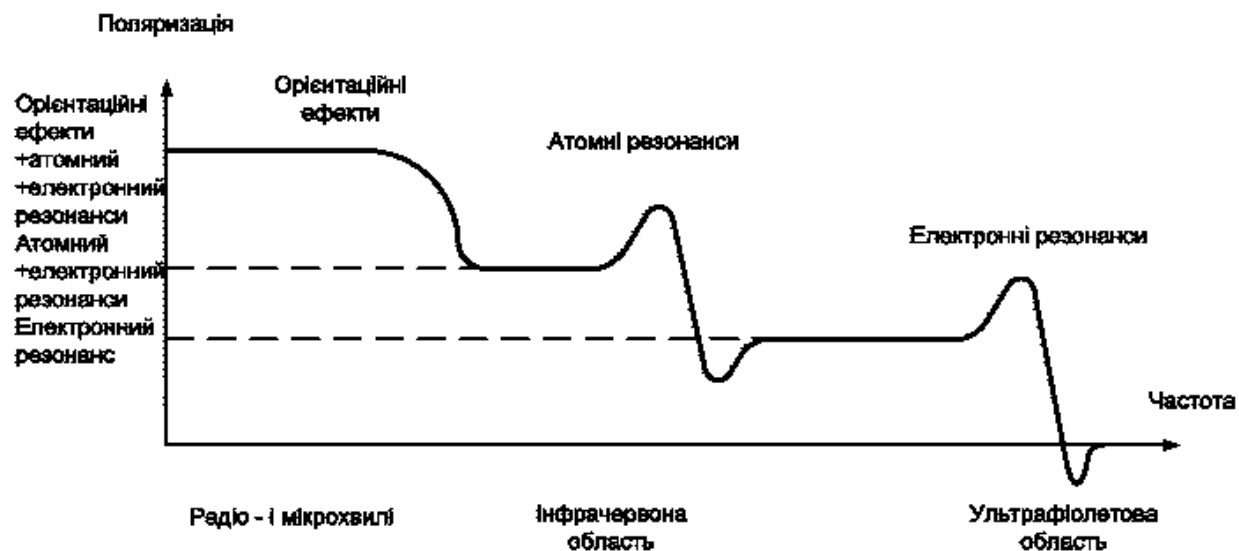


Рис.2.11. Схематичне зображення залежності поляризації діелектричного матеріалу від частоти, що враховує окремі атомні й електронні резонанси

У цьому випадку диференціальне рівняння, що пов'язує зсув x , заряд e і масу m електрона, яка знаходиться під впливом електричного поля, має вигляд [8]

$$\ddot{x} + \gamma_k \dot{x} + \omega_{0h} x = \frac{e}{m} E_1 \exp(-i\omega t), \quad (2.77)$$

де $\omega_{0h}/2\pi$ – резонансна частота даної взаємодії, а γ_k – коефіцієнт загасання, що враховує дисипативні ефекти, пов'язані з цією взаємодією і є результатом випромінювальних втрат і зіткнень.

Розв'язок цього рівняння для випадку змушених загасаючих коливань має вигляд

$$x = \frac{(eE_1/m) \exp(-i\omega t)}{\omega_{0k}^2 + \omega^2 - i\gamma_k \omega}. \quad (2.78)$$

Тепер видно, що поляризованість молекули стає комплексною функцією частоти. Позначимо її α^* , причому

$$\alpha^* = \frac{p_x}{E_x} = \frac{x e}{E_x} = \frac{e^2/m}{\omega_{0k}^2 + \omega^2 - i\gamma_k \omega}. \quad (2.79)$$

Аналогічно цьому і відносній діелектричній проникності $\varepsilon_r^*(\omega)$ буде комплексною функцією частоти. Вона може бути знайдена підстановкою виразу (2.79), що описує поляризованість атома, у (2.75)

$$\varepsilon_r^*(\omega) = 1 + \frac{Ne^2 / m\varepsilon_0}{\omega_{0k}^2 - \omega^2 - i\gamma_k \omega - Ne^2 / 3m\varepsilon_0} . \quad (2.80)$$

Якщо врахувати всі можливі резонанси і зобразити силу (напруженість поля) кожного з них коефіцієнтом g_k (який з'являється при квантово-механічному підході до даної проблеми), тоді ε_r^* як функція частоти буде дорівнювати [3]

$$\varepsilon_r^*(f) = 1 + K \sum_k \frac{g_k}{f_{1k}^2 - f^2 - i\gamma_k f / 2\pi} , \quad (2.81)$$

де

$$f_{1k}^2 = \frac{1}{4\pi^2} \left(\omega_{0k}^2 - \frac{Ne^2}{3m\varepsilon_0} \right), \quad \text{а} \quad K = \frac{Ne^2}{4\pi^2 m\varepsilon_0} .$$

Ясно, що тепер і показник заломлення теж стає комплексним

$$n^* = n + in' , \quad (2.82)$$

і ми отримаємо

$$(n^*)^2 = [n^2 - (n')^2] - 2inn' = \varepsilon_r^* . \quad (2.83)$$

У матеріалах, які нас цікавлять, загасання повинне бути дуже малим, тому розглянемо тільки частоти, що розташовані далеко від резонансних, де справедливе припущення $n' \ll n$. У такому випадку

$$n^2 \approx \text{Re}(\varepsilon_r^*) , \quad (2.84)$$

а

$$2nn' = \text{Im}(\varepsilon_r^*) . \quad (2.85)$$

На рис.2.12 наведені залежності дійсної і уявної частин n^* від частоти для випадку ідеального діелектрика. Для частот поза межами від резонансних частот вплив уявної частини ε_r^* може бути незначним, і тоді показник заломлення можна записати у вигляді

$$n^2 - 1 = \sum_k \frac{Kg_k}{f_{1k}^2 - f^2} = \sum_k \frac{G_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{1k}^2} , \quad (2.86)$$

де

$$\lambda_{1k} = c / f_{1k}, \quad \text{а} \quad G_k = \frac{Kg_k \lambda_{1k}^2}{c^2}.$$

Звичайну зміну показника заломлення оптичних матеріалів описують у вигляді (2.86), відомому як дисперсійна формула Селмейера. Одним із цікавих фактів історії науки є те, що основні ідеї приведенного аналізу вперше були висловлені Максвеллом у 1869 р. під час здачі екзамену з математики в Кембриджі. Пізніше, у 1872 р., незалежно прийшов до виразу (2.86) В.Селмейер у ряді своїх статей. Згодом він був неодноразово отриманий при використанні більш складних моделей діелектрика, однак основна ідея теорії дисперсії в цих моделях залишається незмінною, а саме, поведження пружно зв'язаного заряду у високочастотному електричному полі.

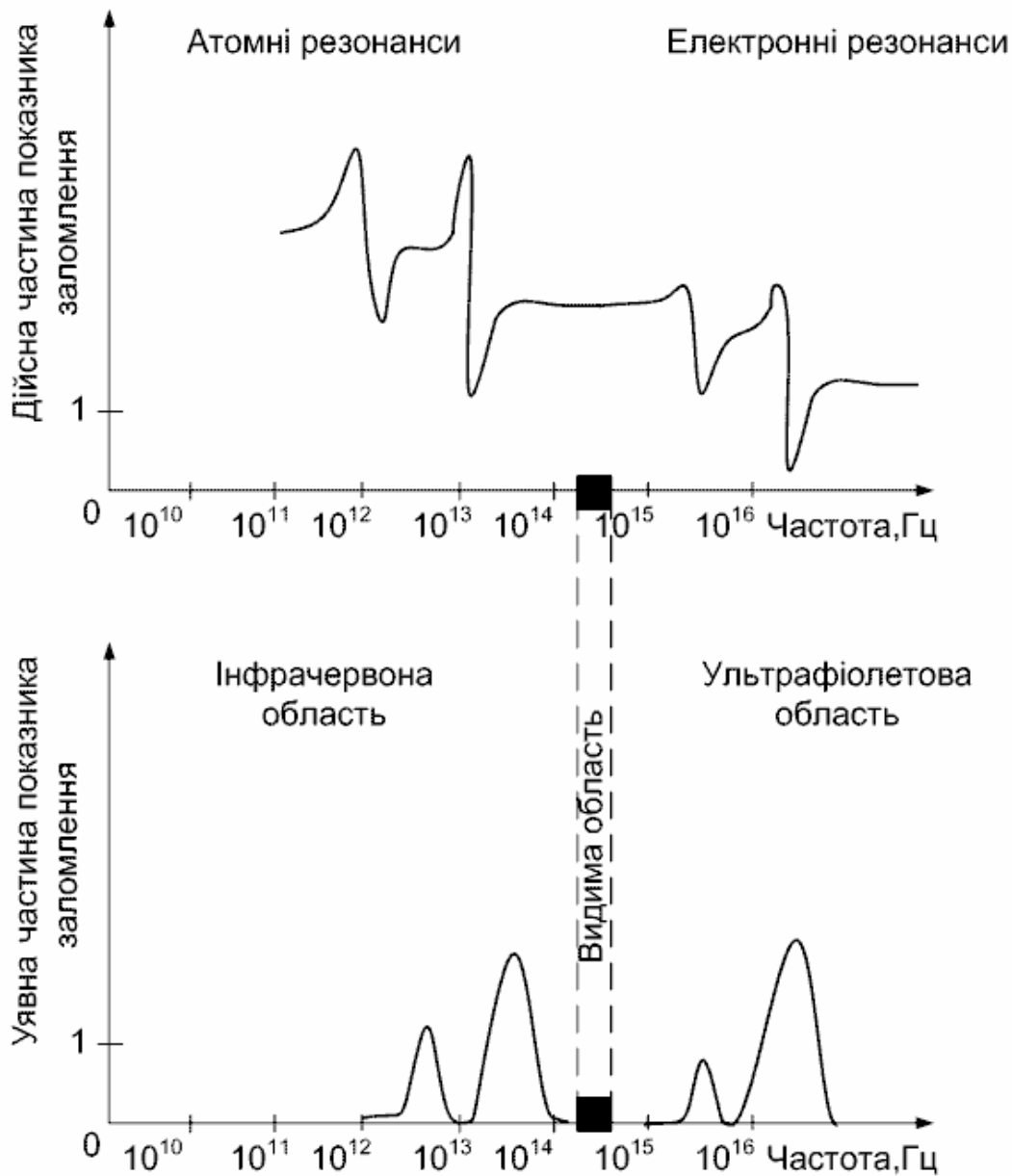


Рис.2.12. Схематичне зображення залежностей від частоти дійсної і уявної частин показника заломлення діелектричного матеріалу, що ілюструють атомні й електронні резонанси [3]

Чудова відповідність теорії експериментальним даним звичайно спостерігається при врахуванні трьох членів дисперсійної формули, два з яких відповідають електронним резонансам в ультрафіолетовій області спектра, а один виникає внаслідок атомного резонансу в інфрачервоній області.

Вираз (2.86) виявляється занадто громіздким для аналізу, а оскільки розглядаються значення λ , дуже віддалені від значень λ_{1k} , то можна апроксимувати рівняння Селмейера поліномом за степенем λ^2 . У результаті одержимо [3]

$$\frac{G_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{1k}^2} = \frac{G_k}{1 - \lambda_{1k}^2 / \lambda^2} = -\frac{G_k \lambda^2 / \lambda_{1k}^2}{1 - \lambda^2 / \lambda_{1k}^2}. \quad (2.87)$$

Для доданків, для яких виконується умова $\lambda > \lambda_{1k}$, підставимо $k = k'$ і припустимо, що $\lambda \gg \lambda_{1k'}$. Тоді скориставшись біноміальним розкладанням, знаходимо

$$\frac{G_{k'} \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{1k'}^2} \approx G_{k'} (1 + \lambda_{1k'}^2 / \lambda^2 + \lambda_{1k'}^4 / \lambda^4 + \dots). \quad (2.88)$$

У ті складові, де $\lambda < \lambda_{1k}$, підставимо $k = k''$ і припустимо $\lambda \ll \lambda_{1k''}$. Знову використовуючи біноміальне розкладання, можна записати

$$\frac{G_{k''} \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{1k''}^2} \approx -G_{k''} (\lambda^2 / \lambda_{1k''}^2) (1 + \lambda^2 / \lambda_{1k''}^2 + \dots). \quad (2.89)$$

Таким чином, рівняння (2.86) приймає вигляд [3]:

$$n^2 - 1 = \sum_k \frac{G_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{1k}^2} \approx \dots + \frac{A}{\lambda^4} + \frac{B}{\lambda^2} + C + D\lambda^2 + E\lambda^4 + \dots, \quad (2.90)$$

де

$$A = \sum_{k'} G_{k'} \lambda_{1k'}^4, \quad B = \sum_{k'} G_{k'} \lambda_{1k'}^2, \quad C = \sum_{k'} G_{k'}, \quad D = \sum_{k''} -G_{k''} / \lambda_{1k''}^2, \\ E = \sum_{k''} -G_{k''} / \lambda_{1k''}^4.$$

Як видно з рис.2.12, в оптичних ділянках спектра, досить віддалених від резонансів, варто припустити, що n буде повільно збільшуватися з ростом частоти електричного поля і, отже, n буде повільно зменшуватися зі збільшенням його довжини хвилі. Таким чином, у областях спектра які нас цікавлять похідна $dn/d\lambda$ буде малою за величиною і від'ємною за знаком. З рис. 2.12 також видно, що має місце тісний зв'язок між дисперсією (областями, де n змінюється при зміні частоти поля) і поглинанням (областями, де n стає значним за величиною). Цей зв'язок носить фундаментальний характер.

У будь-якій лінійній стаціонарній фізично реалізованій системі, у якій обмежений за величиною вхідний вплив породжує також обмежений за величиною відгук, уявна частина передатної функції може бути завжди однозначно визначена за відомою реальною частиною передатної функції і навпаки.

2.8. Часова дисперсія в об'ємному середовищі

В оптиці слово «дисперсія» звичайно пов'язують з величиною $dn/d\lambda$, а в оптичних системах зв'язку з явищем розширення світлових імпульсів після їхнього проходження через дисперсійне середовище. Нижче буде показано, що за це розширення відповідальна не тільки величина $dn/d\lambda$, а і величина $\lambda d^2n/d\lambda^2$, саме ця величина описується терміном «дисперсія матеріалу».

Будь-яка перешкода чи сигнал, що накладаються на світлову хвилю, поширюються не з фазовою швидкістю хвилі, рівною $v_p = \frac{\omega}{\beta}$, а з груповою швидкістю v_g , обумовленою співвідношенням

$$v_g = d\omega/d\beta = 1/(d\beta/d\omega) . \quad (2.91)$$

У недисперсійному середовищі фазова швидкість не залежить від частоти хвилі, унаслідок чого групова і фазова швидкості стають однаковими:

$$\beta = \frac{\omega}{v_p} \quad \text{і} \quad v_g = 1/(d\beta/d\omega) = v_p .$$

Однак у дисперсійному середовищі, де за визначенням фазова швидкість залежить від частоти, v_g і v_p будуть різними [11]:

$$v_g = \frac{1}{d\beta/d\omega} = \frac{v_p}{1 - (\omega/v_p)(dv_p/d\omega)} . \quad (2.92)$$

Ця обставина важлива, оскільки групова швидкість є швидкістю поширення сигналу, з яким постійно мають справу в техніці зв'язку. Наприклад, світловий імпульс проходить через дисперсійне середовище зі швидкістю v_g . Розгляд питання поширення світлового імпульсу ускладнюється тою обставиною, що через дисперсію він обов'язково послаблюється і до деякої міри спотворюється в процесі поширення. Проте можна ввести поняття групового показника заломлення

$$N = c/v_g , \quad (2.93)$$

який у дисперсійному середовищі буде відрізнятися від звичайного чи фазового показника заломлення n .

При використанні променевої моделі, зображеної на рис.2.5, швидкість поширення світлових імпульсів дорівнює c/N_1 . Отже, різниця часу поширення імпульсів уздовж осьового і найбільш похилих променів повинна дорівнювати [11]

$$\Delta T/l = (N_1/n_2)(\Delta n/c), \quad (2.94)$$

де N_1 – груповий показник заломлення серцевини. Однак формула (2.47) залишається гарним наближенням для звичайних східчастих волокон.

Як було показано, дисперсійні властивості оптичних матеріалів традиційно характеризуються залежністю показника заломлення від довжини хвилі у вільному просторі, тобто $n(\lambda)$. Тому необхідно виразити величини v_g і N через n і λ . Відзначимо спочатку, що

$$N = c/v_g = c(d\beta/d\omega) = n + \omega dn/d\omega. \quad (2.95)$$

Далі

$$dn/d\omega = (dn/d\lambda)(d\lambda/d\omega),$$

а якщо врахувати, що $\omega = 2\pi c/\lambda$, то

$$d\omega/d\lambda = -(2\pi c/\lambda^2).$$

Підставляючи отримані вирази в (2.95), знаходимо

$$N = n + \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c} \right) = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.96)$$

Таким чином,

$$v_g = c/N = c/[n - \lambda dn/d\lambda]. \quad (2.97)$$

Тоді час проходження t світловим імпульсом відстані l буде дорівнювати

$$t = \frac{l}{v_g} = \frac{Nl}{c} = \left[n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right] \frac{l}{c}. \quad (2.98)$$

Якщо світло має ширину спектра $\Delta\lambda$ відносно λ і якщо середовище дисперсійне, то світловий імпульс розширюється в процесі поширення і надходить на вихід протягом інтервалу часу Δt , який описується співвідношенням [3]

$$\Delta t = \frac{dt}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{l}{c} \frac{dN}{d\lambda} = \frac{l}{c} \left[\frac{dn}{d\lambda} - \frac{dn}{d\lambda} - \lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right] \Delta\lambda = -\frac{l}{c} \lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda. \quad (2.99)$$

Ширина спектра $\Delta\lambda$ джерела випромінювання визначається як діапазон довжин хвиль, у межах якого випромінювана ним потужність перевищує 50% максимального значення. Часто зручно використовувати відносну ширину спектра випромінювання γ , рівну

$$\gamma = |\Delta\lambda / \lambda| = |\Delta\omega / \omega|. \quad (2.100)$$

Таким чином, після проходження світловим імпульсом відстані l у дисперсійному середовищі імпульс розширюється, причому його тривалість τ на рівні половинної потужності визначається виразом:

$$\tau = \frac{l}{c} \gamma \left| \lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right|. \quad (2.101)$$

Її можна написати в такому вигляді:

$$\tau/l = (\gamma/c) |Y_m|, \quad (2.102)$$

де

$$Y_m = \lambda^2 (d^2n/d\lambda^2) \quad (2.103)$$

називається *коефіцієнтом дисперсії матеріалу*.

Якщо апроксимувати ширину смуги частот, займану сигналом у волокні, величиною $\Delta f \approx 1/4\tau$, то одержимо

$$(\Delta f)l = c/4\gamma |Y_m|. \quad (2.104)$$

При визначенні γ і τ введений знак модуля, оскільки звичайно цікавить абсолютна величина розкиду довжин хвиль $\Delta\lambda$ чи тривалість імпульсу τ , а не те, яка хвиля прибуде першою – більш коротка чи більш довга.

Підкреслимо, що τ – це тривалість імпульсу на рівні половинної потужності і що вираз $\Delta f = 1/4\tau$ є наближенням, як і співвідношення між шириною смуги частот і загальною міжмодовою дисперсією вигляду

$$\Delta f = 1/2\Delta T.$$

На рис.2.13 показані залежності величин Y_m і $(\lambda/c)(d^2n/d\lambda^2)$ від довжини хвилі для об'ємних зразків з чистого і легованого кварцу. Необхідно

підкреслити, що ці дані не можуть бути безпосередньо перенесені на матеріал аналогічного складу, використаний для витягування волокна. З приведених кривих випливає, що на довжині хвилі 0,85 мкм (типове значення для джерел випромінювання з арсеніду-галію) легування кварцу германієм приводить до збільшення як показника заломлення, так і дисперсії матеріалу, легування бором зменшує показник заломлення і дисперсію, а легування фосфорним ангідридом P_2O_5 збільшує n , але впливає на дисперсію.

Для чистого кварцу на довжині хвилі 0,85 мкм $Y_m = 0,021$. Отже, $\tau/l = 7,2 \cdot 10^{-11}$ с/м, а $(\Delta f)l = (3,5 \cdot 10^9)/\gamma$ м/с. Типове значення ширини спектра випромінювання світлодіодів з GaAs складає 30 нм при середній довжині хвилі випромінювання 850 нм. Таким чином, $\gamma=0,035$, і швидкість, з якою буде відбуватися розширення світлового імпульсу при поширенні в чистому кварці, дорівнює

$$\tau/l = (\gamma/c)|Y_m| = (0,035 \cdot 0,021)/(3 \cdot 10^8) = 2,5 \cdot 10^{-12} = 2,5 \text{ нс/км},$$

а добуток ширини смуги пропускання на відстань складе $(\Delta f)l = 100$ МГц·км. Лазерні джерела випромінюють у межах дуже вузької спектральної смуги порядку 3 нм, отже, для них $\gamma=0,0035$. Для лазерного випромінювання, що поширюється в кварці, $\tau/l = 0,25$ нс/км і $(\Delta f)l = 1$ ГГц·км. Ці значення варто порівняти зі значеннями приведеної раніше величини ΔT , що характеризує міжмодову дисперсію, а саме: $\Delta T/l \approx 2\tau/l = 34$ нс/км для волокна зі стрибком показника заломлення і 2500 нс/км для волокна без оболонки, що, будучи описаними через смугу пропускання, стають відповідно рівними 15 і 0,2 МГц·км.

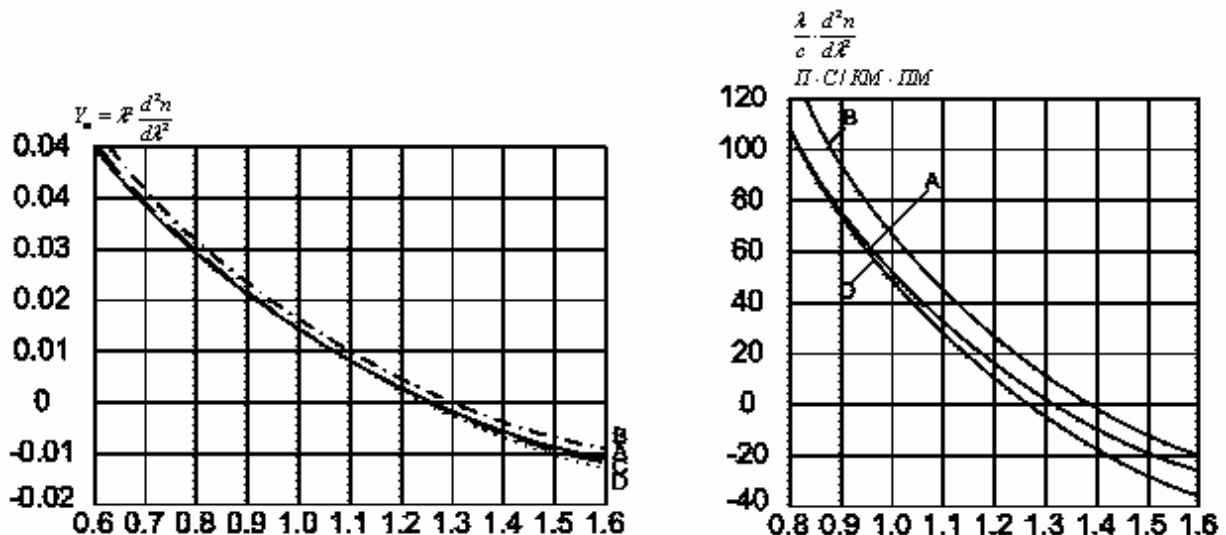


Рис.2.13. Залежності дисперсійного параметра Y_m (а) і матеріальної дисперсії $(\lambda/c)(d^2n/d\lambda^2)$ (б) від довжини хвилі [3]

Як видно з рис.2.13, крива $d^2n/d\lambda^2$ для чистого кварцу змінює знак на

довжині хвилі $\lambda = \lambda_0 = 1,276$ мкм. Це значення відповідає точці перегину кривої $n(\lambda)$. У літературі часто вказують на неї, як на довжину хвилі нульової дисперсії матеріалу. З практичної точки зору таке визначення вводить в оману, оскільки реальний світловий імпульс містить у собі спектр довжин хвиль, що поширюються з груповими швидкостями, які лежать у деякому інтервалі, навіть якщо найкоротша і найдовша хвилі поширюються з однаковими швидкостями. Ця ситуація проілюстрована на рис.2.14, а. Чи лежить крива $d^2n/d\lambda^2$ вище чи нижче нуля, не має ніякого значення для питання про розширення імпульсу.

Дисперсія матеріалу мінімальна для джерел, що випромінюють на довжинах хвиль, близьких до λ_0 . Такі джерела забезпечили б максимальну пропускну здатність волокна, використовуваного в даний час. Безсумнівно важливо знати, що ця межа існує і є причиною, через яку ми будемо використовувати точні вирази для часової дисперсії в області мінімуму дисперсії матеріалу.

Спектральна крива джерела, що випромінює в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda$ щодо центральної довжини хвилі λ_m , містить λ_0 , тобто

$$\left(\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}\right) < \lambda_m < \left(\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}\right) \quad (2.105)$$

і можна визначити розширення імпульсу шляхом розкладання часу поширення імпульсу t у ряд Тейлора в околі λ_0 . Раніше визначили, що

$$N = ct/l = n - \lambda(dn/d\lambda). \quad (2.106)$$

Нехай

$$N = N_0 \quad \text{при} \quad \lambda = \lambda_0, \quad \text{а} \quad \lambda - \lambda_0 = x. \quad (2.107)$$

У такому випадку

$$N(\lambda) = N_0 + x \left(\frac{dN}{d\lambda}\right)_{\lambda_0} + \frac{x^2}{2!} \left(\frac{d^2N}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} + \dots \quad (2.108)$$

Далі можна записати

$$\left(\frac{dN}{d\lambda}\right)_{\lambda_0} = -\lambda_0 \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} = 0$$

і

$$\left(\frac{d^2N}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} = -\left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} - \lambda_0 \left(\frac{d^3n}{d\lambda^3}\right)_{\lambda_0} = -\lambda_0 \left(\frac{d^3n}{d\lambda^3}\right)_{\lambda_0}. \quad (2.109)$$

Отже,

$$|N(\lambda) - N_0| = -\lambda_0 \left(\frac{d^3n}{d\lambda^3}\right)_{\lambda_0} \frac{x^2}{2!} + \dots \quad (2.110)$$

N_0 позначає мінімальний час проходження, а величина $|N(\lambda) - N_0|$ характеризує розкид часу проходження $c\tau/l$, якщо його оцінювати значенням λ , що відповідає більшій з величин $[\lambda_0 - (\lambda_m - 0,5\Delta\lambda)]$ і $[(\lambda_m + 0,5\Delta\lambda) - \lambda_0]$.

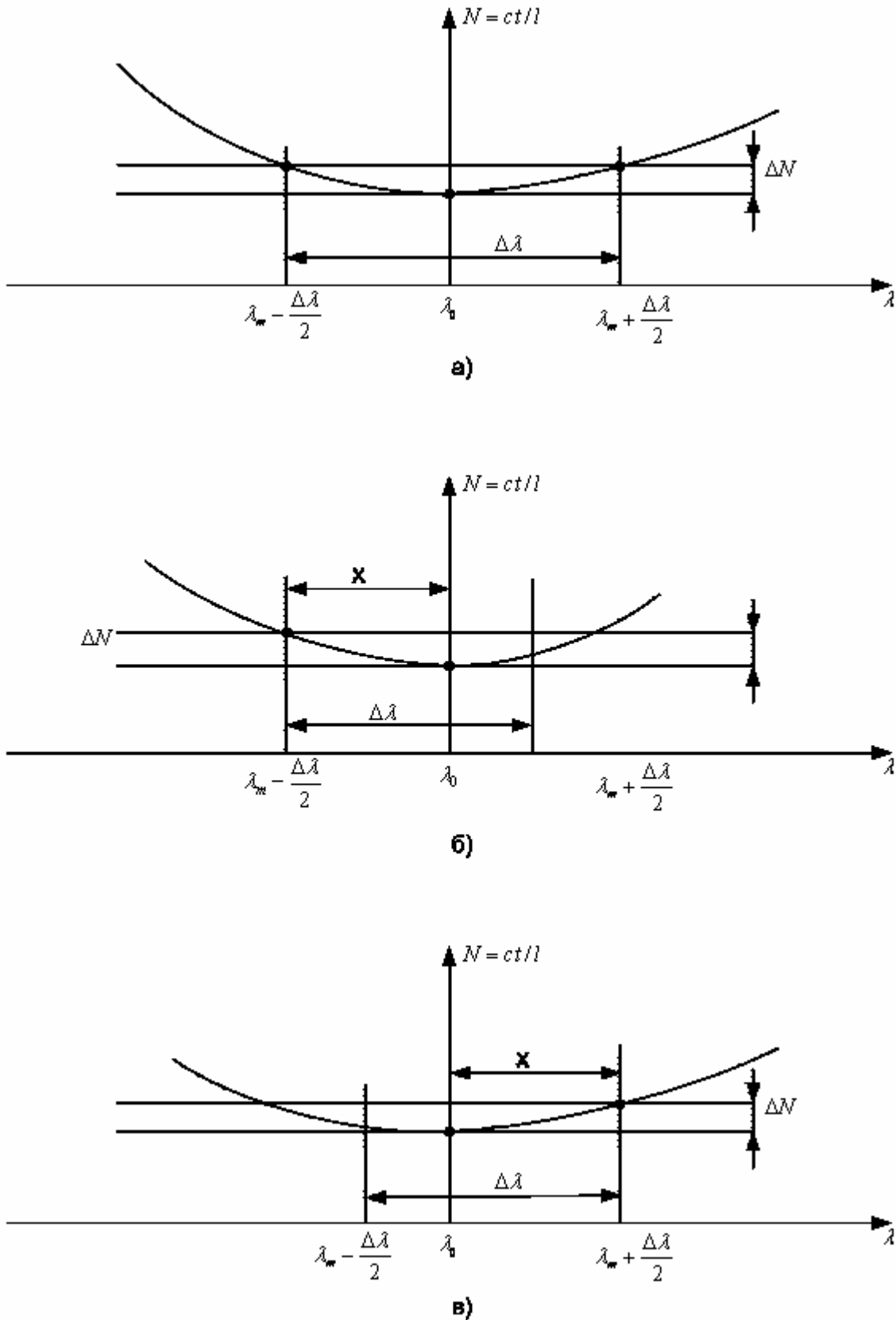


Рис. 2.14. Область мінімального розкиду часу поширення світла у волокні

Мають місце два випадки [3]:

1. $(\lambda_0 - 0,5\Delta\lambda) < \lambda_m < \lambda_0$, як показано на рис.2.14, б, тоді

$$\frac{c\tau}{l} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right)_{\lambda_0} [\lambda_0 - (\lambda_m - 0,5\Delta\lambda)]^2. \quad (2.111)$$

2. $\lambda_0 < \lambda_m < (\lambda_0 + 0,5\Delta\lambda)$, як зображено на рис.2.14, в, тоді

$$\frac{c\tau}{l} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right)_{\lambda_0} [(\lambda_m + 0,5\Delta\lambda) - \lambda_0]^2. \quad (2.112)$$

Невраховані члени розкладання більш високого порядку стають значними, якщо ширина спектра джерела випромінювання $\Delta\lambda$, наближається до 100 нм.

При $\lambda_m = \lambda_0$ дисперсія в об'ємі матеріалу стає мінімальною і рівною

$$\frac{\tau}{l} = -\lambda_0 \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right)_{\lambda_0} \frac{(\Delta\lambda)^2}{8c} = -\frac{\gamma^2 \lambda_0^3}{8c} \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right)_{\lambda_0}. \quad (2.113)$$

Для чистого кварцу на довжині хвилі $\lambda = \lambda_m = \lambda_0 = 1,276$ мкм.

Отже, $\tau/l = 2 \cdot 10^{-11} \gamma^2$ с/м.

$$\lambda_0^3 \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right)_{\lambda_0} = -0,048.$$

Розглянемо наявні світлодіоди, випромінювання яких центроване відносно λ_0 . Вони мають $\gamma = 0,04$. Це є розкид довжин хвиль порядку 51 нм відносно 1,276 мкм, а також $\tau/l = 3,2 \cdot 10^{-14} = 32$ нс/км і $(\Delta f)l = 8$ ГГц·км. При використанні лазерного джерела випромінювання значення приведених величин були б на два порядки кращі. У будь-якому випадку дисперсійний параметр стає дуже малим, і це змушує розробляти джерела випромінювання і фотоприймачі для роботи в даній області спектра.

З приводу рис. 2.13 можна також зробити два таких зауваження. Перше – величина Y_m , залишається дуже малою на довжинах хвиль в околі λ_0 . Наприклад, для чистого кварцу на довжині хвилі $\lambda = 1,55$ мкм, що лежить в області мінімуму втрат, $Y_m = -0,01$, забезпечуючи $\tau/l = 3,4 \cdot 10^{-11} \gamma$. У такому випадку при використанні джерела випромінювання $\gamma = 0,04$ одержуємо $\tau/l = 1,3$ нс/км і $(\Delta f)l = 200$ МГц·км, тоді як $\gamma = 0,004$ будемо мати $\tau/l = 0,13$ нс/км і $(\Delta f)l = 2$ ГГц. Друге зауваження полягає в тому, що величину λ_0 можна змінювати, вводючи різні домішки. Як видно з рис.2.13, введення бора може зробити її менше 1,22 мкм, а легування германієм дозволяє підняти її до 1,37 мкм.

Контрольні питання

1. Рівняння Максвелла і хвильове рівняння.
2. Мікрохвильовід. Перенесення випромінювання по мікрохвильоводу.
3. Основні характеристики оптичних волокон.
4. Відбиття світла на границі діелектриків.
5. Заломлення світла на границі діелектриків.
6. Поширення світла в оптичному волокні.
7. Числова апертура оптичного волокна.
8. Міжмодова дисперсія.
9. Часова дисперсія.
10. Східчасте волокно.
11. Поширення світла і міжмодова дисперсія в градієнтних волокнах.
12. Типи оптичних волокон.
13. Часова дисперсія в об'ємному середовищі.
14. Зарисуйте області мінімального розкиду часу поширення світла у волокні.

3. МЕРЕЖІ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧІ ІНФОРМАЦІЇ

3.1. Класифікація оптичних систем

Оптичним кабелем називається кабельний виріб, який містить кілька оптичних волокон, оптичних модулів або оптичних джгутів, які мають спільну оболонку, поверх якої в залежності від умов експлуатації може бути використаний захисний шар.

Оптичні кабелі повинні забезпечувати стабільність характеристик оптичного волокна при експлуатації та зберіганні, захист волокна від механічних, кліматичних та інших видів зовнішніх дій, зручність використання, монтажу та ремонту.

Існуючі волоконно-оптичні системи передачі та кабелі за своїм призначенням можуть бути розділені на чотири групи: міжміські, міські, об'єктові, та підводні. В окрему групу виділяють монтажні та оптичні кабелі [6, 12].

Міжміські системи призначені для передачі інформації на великі відстані і розраховані на велике число каналів. Вони повинні мати мале затухання і дисперсію, велику інформаційно-пропускну здатність.

Оптичні системи міського зв'язку використовуються в якості з'єднувальних між міськими АТС і вузлами зв'язку. Вони розраховані на короткі відстані від 5 до 10 км та велике число каналів. Такі лінії, як правило, працюють без проміжних лінійних регенераторів.

Об'єктові системи служать для передачі інформації всередині об'єкта. Сюди відносяться: внутрішній установчий зв'язок, відеотелефонний зв'язок, внутрішня мережа кабельного телебачення, а також бортові інформаційні системи рухомих об'єктів (літака, корабля і т. д.).

Підводні системи передачі призначені для здійснення зв'язку через великі водні завади. Оптичні кабелі, які застосовуються для цієї мети повинні мати високу механічну стійкість на розрив і мати надійні вологостійкі покриття. Для підводного зв'язку також важливо мати мале послаблення і великі довжини регенераційних ділянок.

Монтажні оптичні кабелі призначені для внутрішнього та міжблокового монтажу апаратури.

Таблиця 3.1.

Основні параметри волоконно–оптичних систем передачі

ВОСПІ	Конструкція кабелю					Характеристика системи				Елементна база	
	Матеріал	Тип ОВ	Число ОВ	Діаметр серцевини, мкм	Діаметр оболонки, мкм	Довжина хвилі, мкм	Послаблення, дБ/км	Система передачі	Дальність зв'язку, км	Випромінювач	Приймач
Міжміська	кварц	одно-модове	4, 8, 10	4 - 8	125	1,3 - 1,6	0,5 - 1	ИКМ-480 ИКМ-1920	сотні	НЛ	ЛФД
Міська	кварц	градієнтне	4, 8, 10	50	125	0,85	5 - 10	ИКМ-30 ИКМ-120	десятки	НЛ	ЛФД
Об'єктова	скло	ступінчасте	2, 4, 6	50 200	125 400	0,85	10 -40	ИКМ-120	одиниці	СД	ЛФД
Підводна	кварц	градієнтне	4 - 6	50	125	1,3 - 1,6	1	ИКМ-480 ИКМ-1920	сотні	НЛ	ЛФД
Монтажна	скло	ступінчасте	1, 2, 4	50 200	125 400	0,85	до 100		метри	СД	ЛФД

Примітка. НЛ – напівпровідниковий лазер; СД – світловипромінювальний діод; ЛФД – лавинний фотодіод.

3.2. Принципи побудови й основні властивості мереж ВОСПІ

Мережі волоконно-оптичних систем передачі інформації складаються з активних та пасивних компонентів і пристроїв (модулів), за допомогою яких здійснюється передача інформації. Остання має вигляд електричного групового (багатоканального) сигналу у цифрових або аналогових системах передачі. Цим електричним сигналом модулюється один з параметрів (амплітуда, частота, фаза, поляризація, інтенсивність) оптичного несучого коливання, що здатне поширюватися у оптичному волокні з малими згасанням і спотворенням форми.

Під компонентом волоконно-оптичної системи передачі будемо розуміти виріб оптики або оптоелектроніки, призначений для виконання одної або декількох функцій щодо формування, передавання, розподілу, перетворення та оброблення оптичного сигналу (рис.3.1) [12, 13].



Рис.3.1. Класифікація основних компонентів волоконно-оптичних систем та мереж

Насамперед компоненти за принципом дії можна поділити на активні та пасивні. Активні компоненти (модулі) потребують для своєї роботи зовнішнього джерела енергії (живлення), а пасивні - ні.

Прикладами активних компонентів є джерела та приймачі випромінювання, передавальні та приймальні пристрої, оптичні підсилювачі тощо. Пасивними є такі компоненти, як оптичні волокна, з'єднувачі, фільтри, хвильові мульти- та демультиплексори і конвертори, розгалужувачі, вентилі, атенюатори, рефлектори та інші.

Формування оптичного сигналу

Звернемося до рис.3.1. Формування оптичного сигналу здійснюється за допомогою джерела випромінювання (ДВ), що виконує електрооптичне (ЕО) перетворення. Модулятор – це пристрій, що змінює один з параметрів несучого коливання, створене ДВ. Модулятор може бути зовнішнім (встановлюватися на виході ДВ) або внутрішнім (входить до схеми керування джерелом). В останньому випадку електронний модулятор, ДВ і пристрій введення виконують у вигляді функціонально закінченого пристрою - передавального оптоелектронного модуля (ПОМ). За його допомогою можлива модуляція тільки інтенсивності (потужності) випромінювання, що використовується в сучасних некогерентних системах передачі. Зовнішні (електро- або акусто-оптичні) модулятори можуть модулювати, крім інтенсивності, також амплітуду, частоту, фазу та поляризацію випромінювання. Зовнішні модулятори більш складні і використовуються в когерентних системах передачі, які в майбутньому замінять більшість некогерентних.

Передавання оптичного сигналу

Сформований джерелом випромінювання і модулятором оптичний сигнал поширюється по оптичному волокну, що є компонентом оптичного кабелю. Останній може розглядатися як модуль (пристрій), що має крім оптичних волокон захисні оболонки, зміцнювальні торси (стрижні) та інші компоненти. Оптичні волокна з'єднуються одне з одним (у довгій лінії) та з термінальним обладнанням за допомогою роз'ємних та нероз'ємних з'єднань. Основними параметрами оптичного волокна з точки зору передавання інформації є згасання потужності світла і спотворення форми оптичного сигналу.

Оброблення оптичного сигналу

В деяких випадках, насамперед у системах зі спектральним мультиплексуванням, необхідно перетворити довжину хвилі випромінювання в іншу. Для цих цілей використовують такий компонент, як хвильовий конвертор. Компенсацію згасання у оптичному волокну можна здійснити за допомогою оптичного підсилювача (ОП). Він може входити або до складу передавального (підсилювач потужності), або приймального (попередній підсилювач) модулів, або встановлюватися в лінійному тракті (лінійний підсилювач). Ці компоненти можна розглядати як пристрої оброблення оптичного сигналу.

Розподіл оптичного сигналу

В певних випадках, особливо в волоконно-оптичних мережах виникає необхідність розподілу оптичного сигналу по волокнах на декілька напрямків або об'єднання в одне волокно сигналів, що надходять від багатьох терміналів. Цю функцію виконують такі компоненти, як оптичні розгалужувачі. В інших випадках необхідна комутація (переключення) оптичних сигналів з одного напрямку (пристрою) на інший, яка здійснюється за допомогою оптичних перемикачів (комутаторів). В системах зі спектральним мультиплексуванням виникає необхідність у фільтрації, спектральному мульти- та демультіплексуванні оптичних сигналів. Ці операції виконуються у відповідних компонентах оптичного тракту. Для захисту лазера від відбитих оптичних сигналів застосовується оптичний вентиль, а для цілей вимірювань - оптичний рефлектор.

Перетворення оптичного сигналу

На приймальному боці за допомогою приймача випромінювання (ПВ) здійснюється оптоелектричне (ОЕ) перетворення. Оскільки при поширенні потужність оптичного сигналу зменшується і спотворюється його форма, то на виході ПВ має місце слабкий і, в додаток, спотворений електричний сигнал. Сигнальний процесор підсилює (з малими шумами), коригує форму, відновлює рівень цього сигналу, перед тим як направити його до абонента. Пристрій виведення світла з волокна, приймач випромінювання та електронний процесор виконують у вигляді функціонально закінченого пристрою приймального оптоелектронного модуля (ПРОМ). До складу когерентного приймального пристрою також входить місцевий (гетеродинний) лазер і оп-

тичний суматор для додавання полів сигналу та місцевого лазера перед О/Е перетворенням.

Основні параметри мереж ВОСП

Обговоримо деякі з важливих числових параметрів, загальних для аналогових і цифрових систем передачі. У таблиці 3.2 наведено ширину смуги частот потрібну для аналогових систем передачі. По телефонних лініях передаються повідомлення з частотами від нуля і до приблизно 4000 Гц, оскільки в цьому діапазоні зосереджена основна енергія мовного повідомлення. При такій ширині смуги зрозумілі і зміст повідомлення, й індивідуальні особливості голосу. Канал із більшою шириною смуги частот міг би відтворити мову з більш високою якістю, але в телефонії у цьому немає потреби. Зменшення ширини смуги (< 4 кГц) можливе, якщо припустиме деяке зниження якості мовного повідомлення. Для передачі мови по телефонних системах будемо використовувати ширину смуги 4 кГц. Ця смуга частот називається смугою модульовальних частот звукового повідомлення або смугою тональних частот (ТЧ).

Станції ефірного радіомовлення з амплітудною модуляцією (АМ) передають повідомлення зі смугою частот модуляції 100...5000 Гц. Формат АМ-передачі займає в ефірі смугу частот, що дорівнює подвоєному значенню найвищої частоти модуляції, тобто 10 кГц, а частоти несучих коливань знаходяться на відстанні одна від одної у 10 кГц. Високоякісне відтворення музики потребує передачі частот модуляції до 15 кГц (особливо чутливе вухо може виявити коливання з частотою до 20 кГц). Радіомовні станції з частотною (ЧМ) або фазовою (ФМ) модуляцією передають повідомлення зі смугою частот модуляції 50... 15000 Гц. Для передачі цієї смуги в ЧМ- або ФМ-форматах потрібна смуга частот в ефірі близько 200 кГц.

Таблиця 3.2.

Ширина смуги частот аналогових систем передачі

Інформація	Ширина смуги	Примітка
Мовна (ТЧ)	4 кГц	Один канал тональної частоти
Музична	10 кГц	АМ радіомовлення
Музична	200 кГц	ЧМ (ФМ) радіомовлення
Телевізійна	6 МГц	Телевізійне мовлення, 1 ТВ кан.
	47...862 МГц	Кабельне телебачення, 80 ТВ кан.

Оскільки відеосигнали містять більшу кількість інформації ніж звукові сигнали, вони потребують більшої ширини смуги тракту передачі. Канал телевізійного мовлення займає смугу частот близько 6 МГц, включаючи сигнал зображення і сигнал звукового супроводу. Діапазон частот, що займається телевізійним сигналом (до 6 МГц), називається смугою модульовальних

частот телевізійного повідомлення. Як приклад багатоканальної аналогової системи передачі у таблиці 3.2 наведена система кабельного телебачення по якій передається вісімдесят і більше аналогових ТВ-каналів у смузі 47...862 МГц. Така система може бути повністю оптичною, але частіше вона є гібридною волоконно-коаксіальною (рис. 3.2).

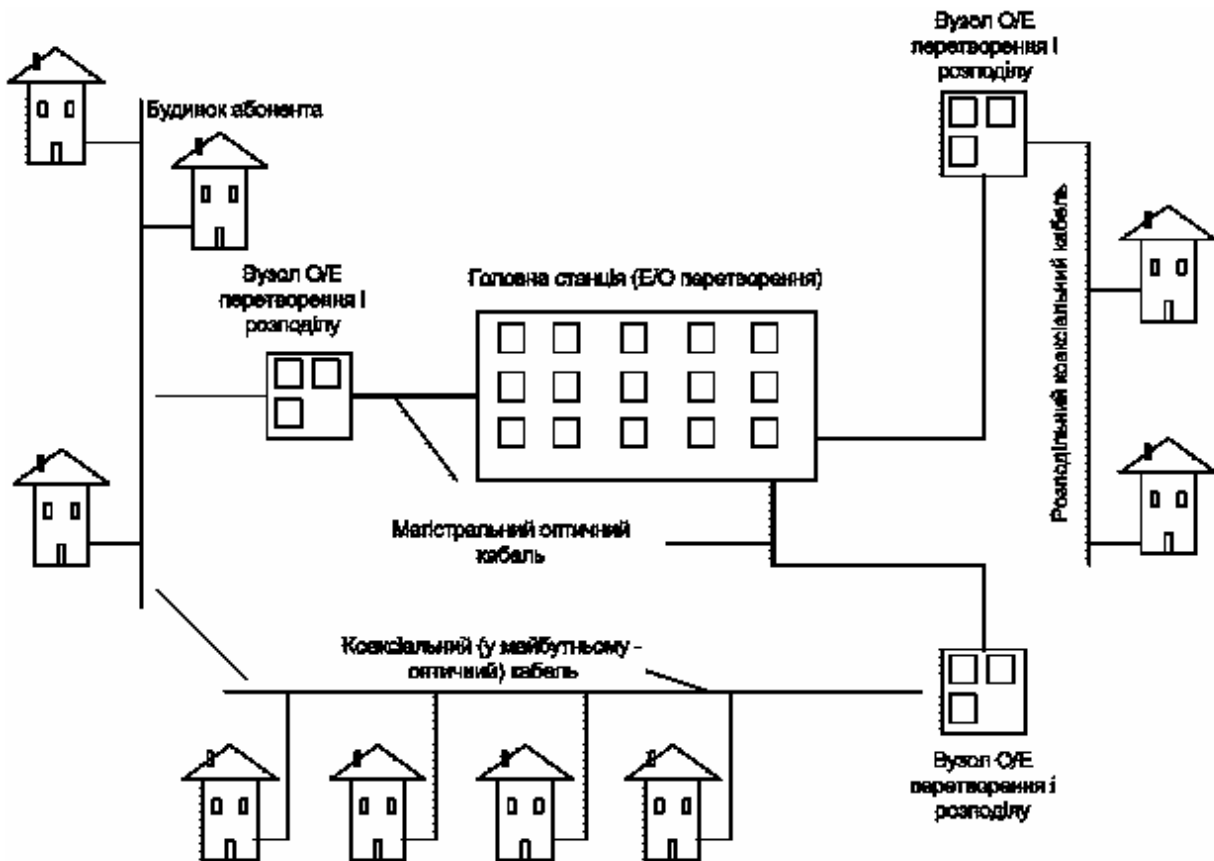


Рис.3.2. Гібридна волоконно-коаксіальна мережа [6] кабельного телебачення

Якщо аналогові сигнали передаються в цифровій формі, швидкість передачі інформації в бітах залежить від швидкості дискретизації аналогового сигналу і схеми кодування. Відповідно до теореми відліків (теореми Котельникова) аналоговий сигнал може бути переданий у дискретному вигляді, якщо частота дискретизації принаймні вдвічі вища максимальної частоти в спектрі цього сигналу. З цієї причини стандартний телефонний сигнал зі смугою 4 кГц дискретизується 8000 разів на секунду. Процедура кодування використовує 8 бітів для представлення амплітуди кожного відліку (вибірки). Тому одне телефонне (мовне) повідомлення може бути передано зі швидкістю 64000 біт/с. Одночасна передача кількох телефонних повідомлень можлива передаванням імпульсів зі швидкістю більшою ніж 64 кбіт/с. Кілька повідомлень об'єднуються - мультиплекуються - в один канал передачі через чергування відповідних їм інформаційних розрядів (бітів) у передавачі. Окремі повідомлення поділяються - демультиплекуються - на приймальній

стороні. Як приклад на рис.3.3 приведена спрощена структурна схема міжміської волоконно-оптичної лінії передачі.

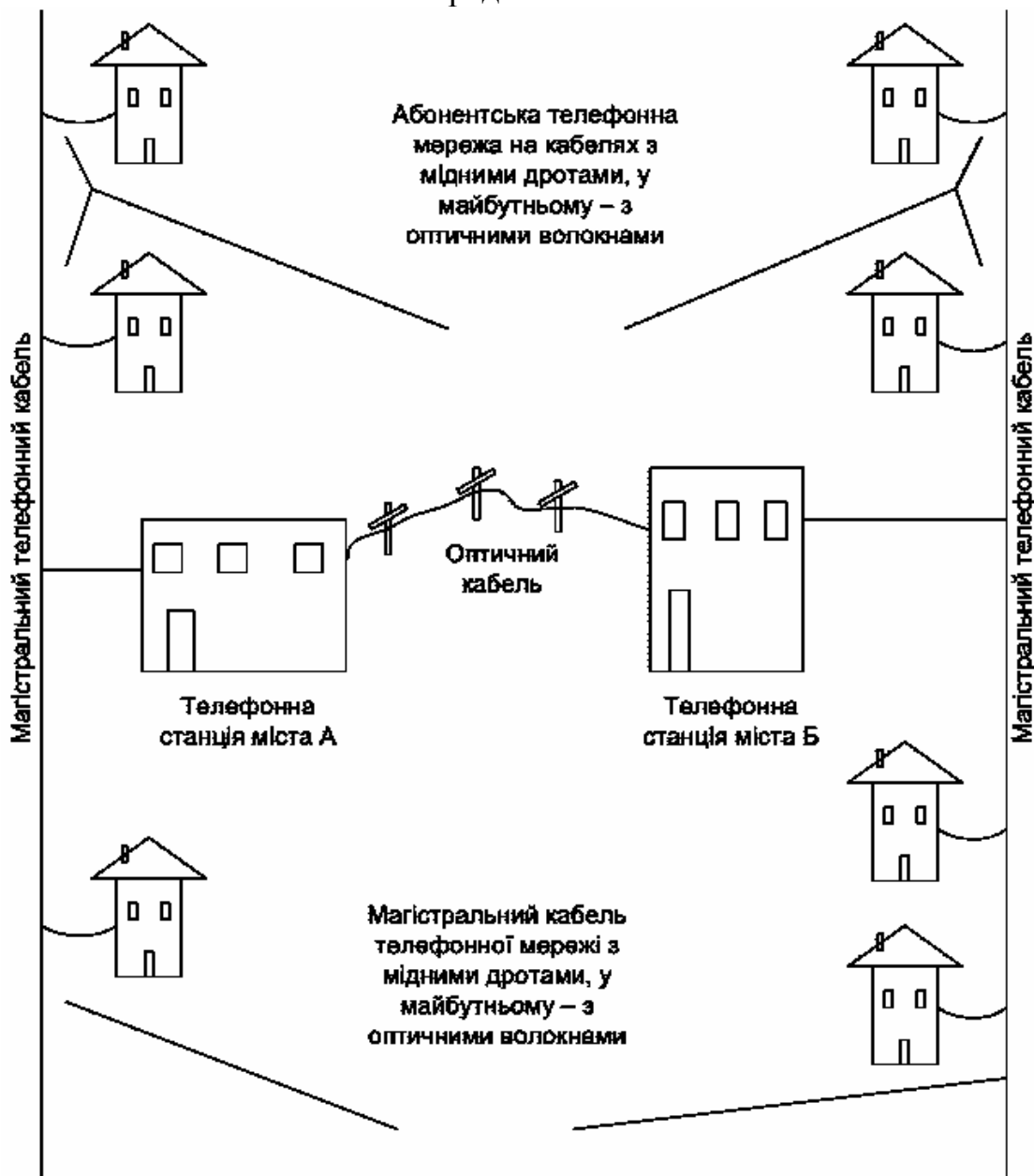


Рис.3.3. Міжміська волоконно-оптична лінія передачі, що з'єднує телефонні станції міста А і міста Б [5]

У таблиці 3.3 подано дані про системи передачі плезіохронної цифрової ієрархії (ПЦІ), що прийнята в європейських країнах. Тут зазначено число еквівалентних каналів ТЧ, відповідну швидкість передачі інформації та лінійний код. Нижчий ступінь зветься системою передачі E1 (перший рівень ієрархії). У такій системі передається 30 (реально 32) еквівалентних каналів ТЧ. Рівень E2 формується об'єднанням чотирьох систем E1 так, що можна передати $4(32) = 128$ мовних повідомлень. Усі вищі рівні ієрархії є комбінацією систем нижчого рівня. Якщо докладніше проаналізувати швидкості передачі даних кожного рівня, то побачимо, що використовується більша кількість інформаційних розрядів, ніж потрібно для передачі повідомлення.

Наприклад, система передачі ЕЗ повинна мати швидкість $480 \cdot (64000) = 30,720$ Мбіт/с. Фактична швидкість дорівнює 34,368 Мбіт/с. Вона збільшується за рахунок передачі імпульсів синхронізації і службових сигналів.

Таблиця 3.3

Параметри цифрових систем передачі ПЦІ

Позначення системи передачі	Число еквівалентних каналів ТЧ	Ієрархічна швидкість передачі, кбіт/с	Лінійний код
E1	32	2048	HDB3
E2	128	8448	HDB3
E3	480	34368	HDB3
E4	1920	139268	CM1
E5	7680	564992	CM1

Можливості оптичного волокна настільки великі, що можуть бути створені системи передачі з каналоемністю більшою ніж зазначена у таблиці 3.3. Розроблені системи передачі щодо волокна зі швидкістю 0,65; 2,5 і 10,0 Гбіт/с. Лінії з гігабітними швидкостями (десятками тисяч каналів ТЧ) неможливо створити без використання волокна

Для широкосмугових застосувань розроблено стандарт, що називається синхронною цифровою ієрархією (СЦІ). На його основі будують синхронну оптичну мережу. Основна швидкість передачі в СЦІ дорівнює 155,52 Мбіт/с. Система з такою швидкістю передавання позначається STM-1 (синхронний транспортний модуль рівня 1). Параметри рівнів СЦІ наведено в таблиці 3.4. Використання стандарту СЦІ дозволяє передачу по оптичних волокнах з дуже високою швидкістю.

Таблиця 3.4

Параметри цифрових систем передачі СЦІ

Позначення системи передачі	Число еквівалентних каналів ТЧ	Ієрархічна швидкість передачі, Мбіт/с	Лінійний код
SUB STM-1	620	51,840	CM1 для електричного та
STM1	1920	155,520	NRZ для оптичного сти-
STM4	7680	622,080	ків, відповідно
STM16	30720	2488320	
STM64	1920 x N	155520 x N	

Розрахуємо швидкість, що необхідна для цифрової передачі телевізійного сигналу. Аналоговий сигнал має смугу 6 МГц. Дискретизація такого сигналу виконується на подвоєній швидкості. У разі використання 8-бітового кодування кожного відліку буде потрібна швидкість передачі складає $2 \cdot 6 \cdot 8 = 96$ Мбіт/с. За потреби передачі по одному волокну кількох ТВ-сигналів за допомогою мультиплексування потрібна швидкість у кілька сотень Мбіт/с. Основна інформація про зображення в спектрі відеосигналу міститься в сму-

зі, що менша 6 МГц, тому і швидкість передачі може бути меншою 96 Мбіт/с. Наприклад, для відеосигналу зі смугою, що дорівнює 4,5 МГц, при здійсненні вибірки з подвоєною швидкістю і використанні для кодування 9 бітів на вибірку дістаємо швидкість передачі 81 Мбіт/с. Звукове супроводження займає смугу, що дорівнює 15 кГц, яка після дискретизації дає швидкість 30 кбіт/с. У разі використання 8-бітового кодування кожної вибірки буде потрібна швидкість 240 кбіт/с. Результуюча швидкість передачі сигналів у цій системі була б 81,24 Мбіт/с. Цей сигнал може бути переданий по стандартному телефонному тракту рівня Е4, що працює зі швидкістю 139,268 Мбіт/с.

Зв'язок між шириною смуги і видом інформаційного повідомлення був розглянутий для систем передачі мови, музики і відеосигналу. Передача даних комп'ютера або робочої станції потребує ширини смуги частот, що залежить від потрібної швидкості передачі інформації. Одна з поширених локальних обчислювальних мереж (ЛОМ) Ethernet працює зі швидкістю 10 Мбіт/с. У ній можуть використовуватися коаксіальні або волоконно-оптичні кабелі. Для високошвидкісних (100 Мбіт/с) ЛОМ використовується стандарт "розподілений інтерфейс передачі даних по волокну" (the fiber distributed-data interface - FDDI). Для швидкодіючих (800 Мбіт/с) ЛОМ застосовують стандарт "високоякісний паралельний інтерфейс" (high performance parallel interface - HPPi), призначений для міжнародного використання. Як приклад на рис.3.4 наведена структура комбінованої ЛОМ, де крім звичайних (металевих) кабелів застосовуються оптичні для створення швидкісної волоконно-оптичної шини передачі даних і для зв'язку з віддаленим сегментом мережі Ethernet.

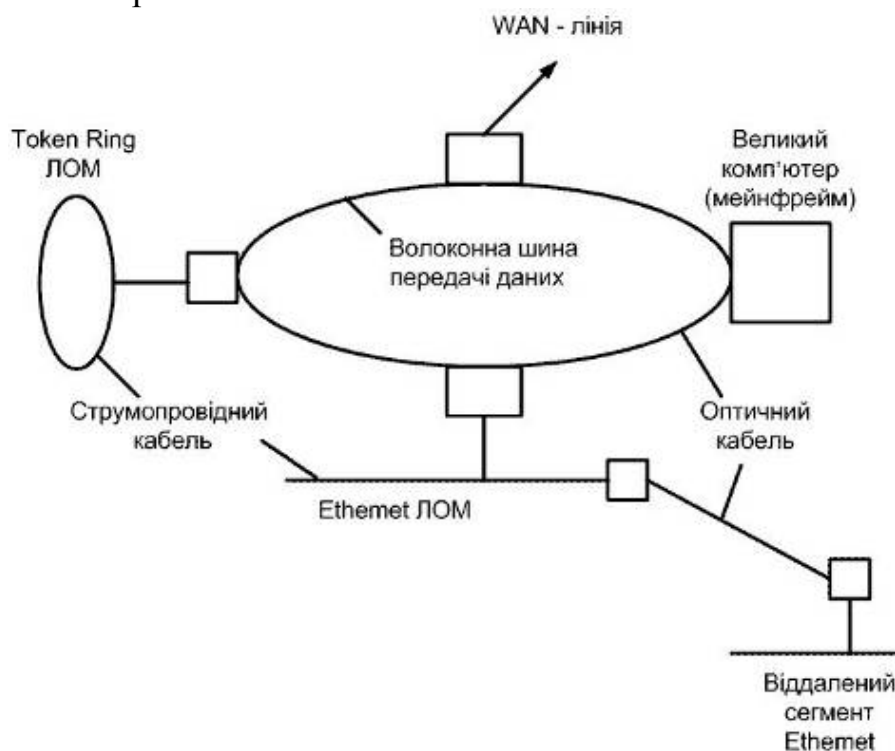


Рис.3.4. Приклад використання оптичних кабелів у локальній обчислювальній мережі (ЛОМ) [14]

Є стійка тенденція збільшення швидкості передачі даних з розвитком промислового виробництва. Очевидно, що волокно є ідеальним середовищем передачі для цих випадків внаслідок його великої інформаційної ємності, рис.3.5. Тут наведений приклад індустріального використання оптичного волокна, по якому передається різноманітна інформація: цифрові дані від телеметричних датчиків, аналогові телефонні сигнали і аналогові відеосигнали, що створює ТВ-камери спостереження за технологічними процесами.

Нагадаємо, що ширина смуги і швидкість передачі є параметрами повідомлення і не залежать від типу використовуваної системи передачі. Оптичні і радіочастотні системи потребують тих самих значень ширини смуги і швидкості передачі, щоб передати ті самі повідомлення.

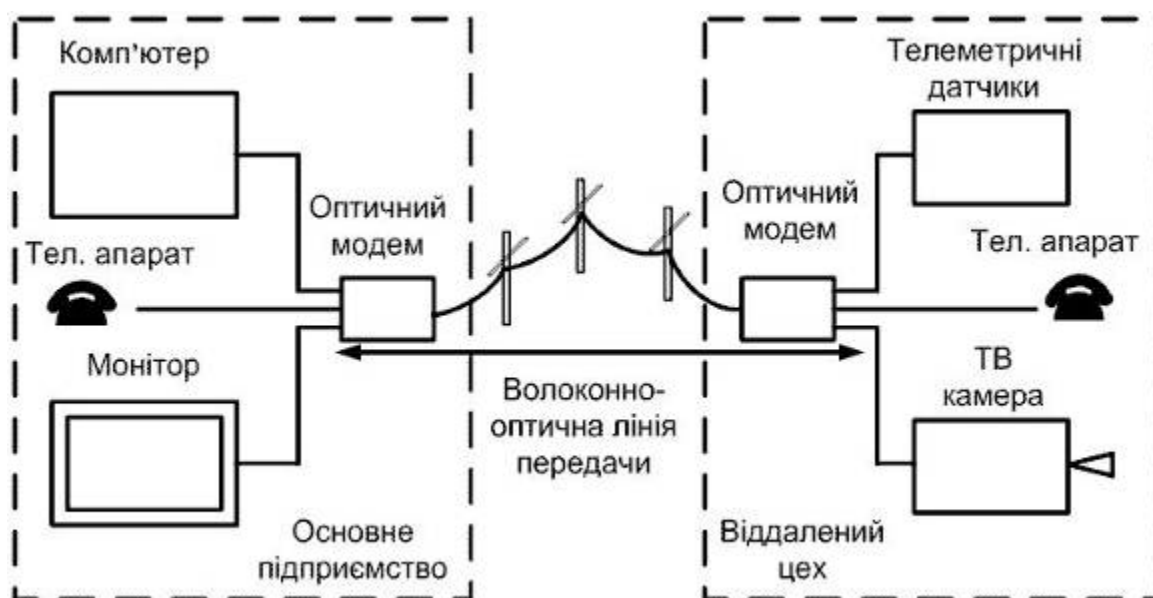


Рис.3.5. Волоконно-оптична лінія передачі, що з'єднує основне підприємство з віддаленим цехом [15]

Відзначимо деякі особливості проектування, побудови і випробувань волоконної системи залежно від швидкості передачі. Труднощі збільшуються, як тільки швидкість передачі даних стає великою. Наведена нижче класифікація є дещо довільною, але корисною.

Волоконні системи, що працюють на швидкості менше ніж 100 кбіт/с, відносять до низькошвидкісних. Вони легко виготовляються із доступних оптичних і електронних компонентів і мають невисоку вартість. Системи зі швидкістю від 100 кбіт/с до 10 Мбіт/с - помірний діапазон швидкостей - мають невеликі і вартість, і складність реалізації. При швидкості від 10 Мбіт/с до понад 100 Мбіт/с - високошвидкісні системи - слід використовувати електронні схеми, джерела і приймачі з поліпшеними параметрами. Незважаючи на витрати і труднощі, телефонні системи успішно працюють у цьому інтервалі швидкостей. Діапазон від кількох сотень Мбіт/с до 1000 Мбіт/с (1 Гбіт/с) називають надшвидкісним. Тут реалізація систем пов'язана з додатковими витратами і технологічними труднощами. Оптичні компоненти, спроможні випромінювати і приймати світло на таких швидкостях, кошту-

ють дорого, як і сигнальні процесори, що пов'язані з ними. Важко, але можливе створення компонент і систем, що працюють на швидкості понад 1 Гбіт/с. Такі надзвичайно високі швидкості передачі даних використовуються тільки в дуже великих і складних системах.

Як вже згадувалось, якість аналогової передачі оцінюють відношенням потужності сигналу (С) до потужності шуму (Ш) - ВСШ. Добре (чітке) телевізійне зображення потребує значення ВСШ, що більше ніж 60 дБ. При менших значеннях ВСШ зображення стає розмитим, тобто чіткість і контрастність погіршуються шумом. Високоякісне приймання музичних і мовних сигналів також потребує високого значення ВСШ. У приймальному пристрої цифрової системи передачі передана 1 може інтерпретуватися як 0 (або переданий 0 - як 1). Це викликано шумом, що завжди є у системі. Як вище зазначалось, якість передачі по цифровій системі визначається *коефіцієнтом помилок по передачі* BER. Значення $BER = 10^{-6}$ означає появу одного помилкового біта на кожний мільярд переданих бітів. Коефіцієнт помилок $2 \cdot 10^{-7}$ доступний для стандартних цифрових телефонних систем. Передача даних потребує такого ж самого ступеня точності. Мова може бути передана з помилкою дещо більшою ніж 10^{-7} , коли абонент вже відчує погіршення якості. Оптичний сигнал великої потужності має надходити на приймальний пристрій для забезпечення високого ВСШ або низького коефіцієнта помилок по бітах ($10^{-10} \dots 10^{-15}$).

3.3. Конфігурація мереж ВОСП

Мережі можна застосовувати не тільки у вигляді півдуплексної лінії передачі "із точки в точку" але волоконна оптика дає поштовх до створення дуплексних систем, у яких сигнали одночасно передаються по одному волокну в обох напрямках [16]. Практично важливим також є розподіл оптичного сигналу по волокнах між численними терміналами у мережі будь-якої топології. Багатотермінальна архітектура має багато застосувань. Найбільш важливим є локальна обчислювальна мережа (ЛОМ), що з'єднує численні вхідні і вихідні телекомунікаційні пристрої, розташовані на обмеженій території. Наприклад, офісна ЛОМ з'єднує термінали, що розташовані у виробничих приміщеннях. Службовці через будь-який із терміналів можуть звертатися до баз даних, електронної картотеки, текстового процесора, комп'ютера, принтера, копіювальної машини. Комп'ютери можна безпосередньо об'єднати за допомогою ЛОМ. У мережу також можна включати обладнання для організації відеоконференцій. Переваги волокон порівняно з провідниками полягають в кращій безпеці (надійність), меншому розмірі, низькій масі і великій широкосмужності. Наприклад, ЛОМ що є на заводі, використовують для контролю і керування обладнанням. Можна класифікувати "обплутане волокнами місто" як велику ЛОМ. Секретність волоконної передачі є перевагою такої багатотермінальної мережі.

У цьому розділі розглянуто основні конфігурації мереж і компоненти для розподілу і керування сигналами, що передаються по оптичних кабелях

методами, які не настільки обмежені, як “єдиний оптичний канал” традиційної системи передачі, що з'єднує передавальний і приймальний пристрої.

Розподільні мережі

Для розподілу оптичного випромінювання в кілька волоконних каналів або, навпаки, для об'єднання кількох оптичних сигналів для передачі по одному каналу потрібні такі пристрої, як відгалужувачі і розгалужувачі [13].

Розгалужувач (coupler) - пристрій, у якому відбувається як правило, однаковий розподіл потужності вхідного сигналу між двома або більшим числом вихідних каналів (полісів). При зміні напрямку світлових потоків на протилежний, розгалужувач виконує роль об'єднувача (суматора). Відгалужувач - це узагальнення розгалужувача, в якому вихідна потужність розподіляється між вихідними каналами, не обов'язково у рівній мірі.

Серед відгалужувачів широкого поширення набули спрямовані, що мають два вхідних і два вихідних поліси, причому ці пари полісів між собою розв'язані. Такий відгалужувач здійснює функцію розподілу оптичної потужності (що надходить на один із вхідних каналів) тільки між вихідними каналами. При зворотному вмиканні пристрій також працює як спрямований відгалужувач (СВ).

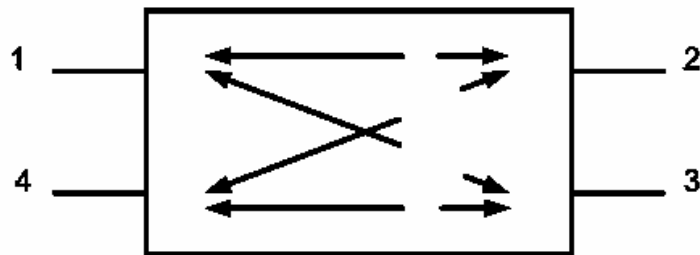


Рис.3.6. Чотирьохполісний спрямований відгалужувач

Спрямований відгалужувач є основним компонентом багатьох розподільних мереж. На рис.3.6 показано відгалужувач із чотирма (1-4) полюсами (X- відгалужувач). Нижче будуть описані відгалужувачі з більшою кількістю полюсів. Можливі напрямки розподілу потужності світла показано на рис.3.6 стрілками. Для опису параметрів відгалужувача приймемо, що на полюс 1 надходить потужність P_1 , що ділиться між полюсами 2 і 3 у відповідній пропорції. В ідеалі жодна частка потужності не потрапляє на полюс 4 (що називають ізольованим), тому можемо прийняти, що потужність, що з'являється на полюсі $2P_2$, дорівнює або більша, ніж потужність, що з'являється на полюсі $3P_3$. Вводять такі параметри, що описують втрати відгалужувача, дБ.

1. Коефіцієнт передачі (throughput loss - втрати передачі)

$$a_{nep} = -10 \lg P_2 / P_1 \quad (3.1)$$

визначає передачу потужності між вхідним полюсом 1 і одним із вихідних полюсів (в даному випадку 2).

2. Втрати відгалуження (tap loss)

$$a_{від} = -10 \lg P_3/P_1 \quad (3.2)$$

враховують передачу потужності між вхідним полюсом 1 і полюсом відгалуження 3.

3. Коефіцієнт спрямованості (directionality)

$$a_{спр} = -10 \lg P_4/P_1 \quad (3.3)$$

визначає передачу потужності між вхідним 1 та ізольованим 4 полюсами.

4. Внесені втрати (excess loss - додаткові втрати)

$$a_{ен} = -10 \lg (P_2 + P_3)/P_4 \quad (3.4)$$

оцінюють потужність, яка втрачається у відгалужувачі. Вона обумовлена випромінюванням, розсіюванням, поглинанням і зв'язком з ізольованим полюсом.

В ідеальному відгалужувачі потужність не потрапляє до ізольованого полюса 4. До того ж, він не має внутрішніх втрат потужності ($a_{внутр} = 0$ дБ), так що загальна потужність, яка з'являється на полюсах 2 і 3, дорівнює потужності на вході ($P_2 + P_3 = P_1$). Якісні спрямовані відгалужувачі мають внесені втрати менші 1 дБ і коефіцієнт спрямованості більший за 40 дБ. Коефіцієнт розгалуження (splitting ratio) дорівнює відношенню потужностей на двох вихідних полюсах (P_2/P_3). Відгалужувачі часто описують у термінах втрат відгалуження. Наприклад, 10-ти децибельний відгалужувач - це пристрій, що має втрати відгалуження у 10 дБ. У таблиці 3.5 наведено основні параметри кількох варіантів ідеальних відгалужувачів.

Таблиця 3.5

Параметри ідеальних спрямованих відгалужувачів

Позначення	$a_{пер}$, дБ	$a_{від}$, дБ	Коефіцієнт розгалуження
3дБ	3	3	1:1 або (50/50%)
6дБ	6	1,25 1,25	3:1 або (75/25%)
10 дБ	10	0,46	9:1 або (90/10%)
12 дБ	12	0,28	15:1 або (94/6%)

Для відгалужувача без втрат $P_2 = P_1 - P_3$, отже, коефіцієнт передачі (співвідношення 1) можна записати у вигляді

$$a_{пер} = -10 \lg(1 - 10^{a_{від}/10}), \quad \text{дБ.} \quad (3.5)$$

Це співвідношення пов'язує коефіцієнт передачі з втратами відгалуження. У наступному прикладі покажемо, як внесені втрати впливають на значення коефіцієнта передачі і втрати відгалуження.

Якщо позначити через $a'_{пер}$ і $a'_{від}$ параметри ідеального СВ, який має заданий коефіцієнт розгалуження, тоді параметри реального СВ, що має такий самий коефіцієнт розгалуження і внесені втрати $a_{вн}$, можна записати у вигляді

$$a_{пер} = a'_{пер} + a_{вн}, \quad (3.6a)$$

$$a_{від} = a'_{від} + a_{вн}, \quad (3.6б)$$

тобто втрати ідеального СВ слід збільшити на величину внесених втрат. Ці втрати на практиці вимірюються шляхом порівняння (вирахування) потужностей на виходах 2 і 3 при подачі потужності на вхід 1. Оскільки втрати $a_{вн}$ у рівняннях (3.6) є фактичними втратами, що вносяться при встановленні відгалужувача в тракт, їх часто називають надлишковими втратами.

Стрілки на рис.3.6 свідчать, що такий відгалужувач є двоспрямованим. Будь-який із чотирьох полюсів може бути вхідним. Можливі такі варіанти передачі: із 1 полюса до 2 і 3; із 2 - до 1 і 4; із 3 - до 4 і 1 і з 4 до 3 і 2. Спрямовані відгалужувачі звичайно виконують симетричними, так що втрати мають ті самі значення незалежно від того, який полюс обраний як вхідний.

Дуплексна мережа

При традиційній півдуплексній схемі передачі і прийому в обох напрямках для зв'язку "з точки в точку" використовуються пара волокон по яких передається інформація у протилежних напрямках. У повнодуплексній системі (з одночасною передачею в обох напрямках в одному волокні) економиться волокно, що важливо для довгих ліній передачі.

На рис.3.7 подано структурну схему повнодуплексної лінії з відгалужувачами, встановленими на кожній станції. При використанні в такому лінійному тракті ідеальних тридецибельних СВ між передавальним і приймальним обладнанням вносяться додаткові втрати 6 дБ. Внесені втрати і втрати у з'єднувачах, за допомогою яких приєднується кожний з полюсів реального відгалужувача, зменшують прийнятну потужність ще більше.

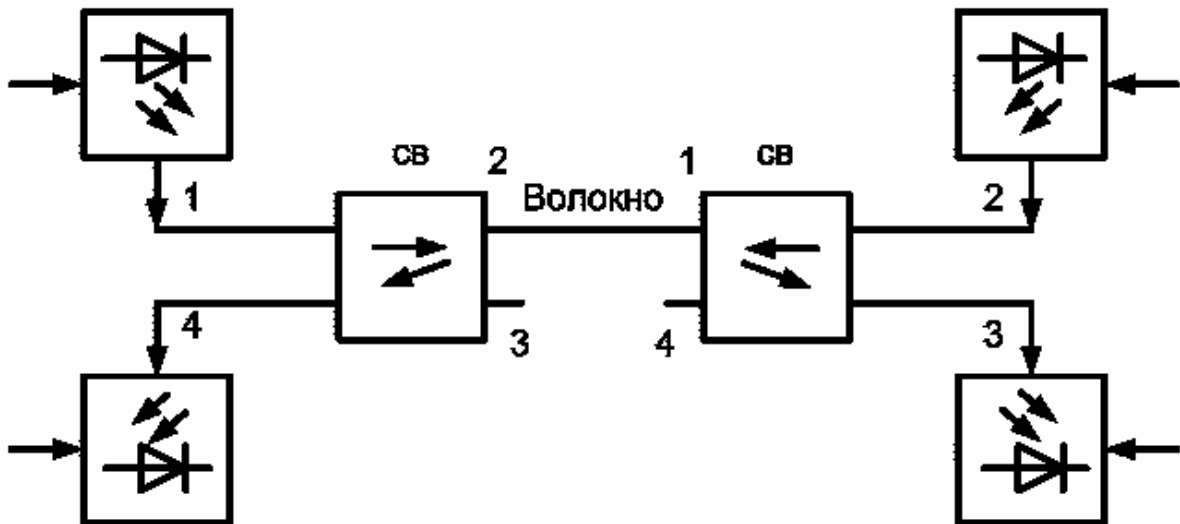


Рис.3.7. Структурна схема повнодуплексної системи передачі

Т-подібна мережа

Т-подібна мережа (рис.3.8) пов'язує велику кількість терміналів, кожний з яких має передавальний і приймальний пристрої. По магістральному волокну - шині (або шині даних) передається інформація між Т-подібними відгалужувачами, за допомогою яких забезпечується відведення частки потужності. Показаний на рис.3.8 Т-подібний відгалужувач (що складений з двох спрямованих Y - відгалужувачів) забезпечує дуплексний потік інформації у одноволоконній шині.

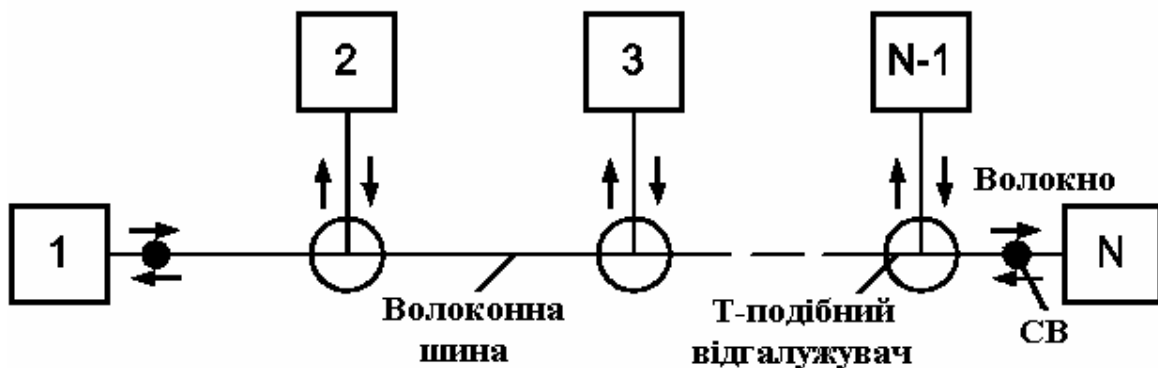


Рис.3.8. Структурна схема Т-подібної мережі з N терміналами

Багатотермінальна мережа потребує Т-подібного відгалужувача з великим коефіцієнтом розгалуження (передавана потужність набагато більша відведеної).

Це гарантує, що сигнали, які надходять на приймальні пристрої, які розташовані на більшій відстані від передавального, будуть мати достатню потужність, щоб забезпечити задану якість передачі.

Підрахуємо результуючі втрати між терміналами 1 і N, беручи до уваги, що кожний із приєднаних до волокна шини СВ, має коефіцієнт передачі

$a_{пер}$ і втрати відгалуження $a_{від}$. Сигнал має пройти через $N - 1$ СВ перш ніж потрапити у N -ий приймальний пристрій. Він приєднується до полюса відгалуження цього відгалужувача, так, що результуючі втрати розподілу

$$a = (N-1)a_{пер} + a_{від}, \text{ дБ.} \quad (3.7)$$

Ясно, що результуючі втрати у мережі лінійно збільшуються при зростанні кількості терміналів. У реальній системі слід врахувати втрати в з'єднувачах, що використовуються для монтажу мережі. На кожному вході і виході СВ встановлюється з'єднувач, так що в тракці між терміналами 1 і N знаходяться $2N$ з'єднувачів. Якщо втрати в кожному із з'єднувачів дорівнюють a_3 , тоді в тракт вноситься додаткове згасання $2Na_3$. Вони мають бути додані до формули (3.7), тобто результуючі втрати розподілу становлять [15]

$$a = (N - 1) a_{пер} + a_{3д} + 2Na_3, \text{ дБ.} \quad (3.8)$$

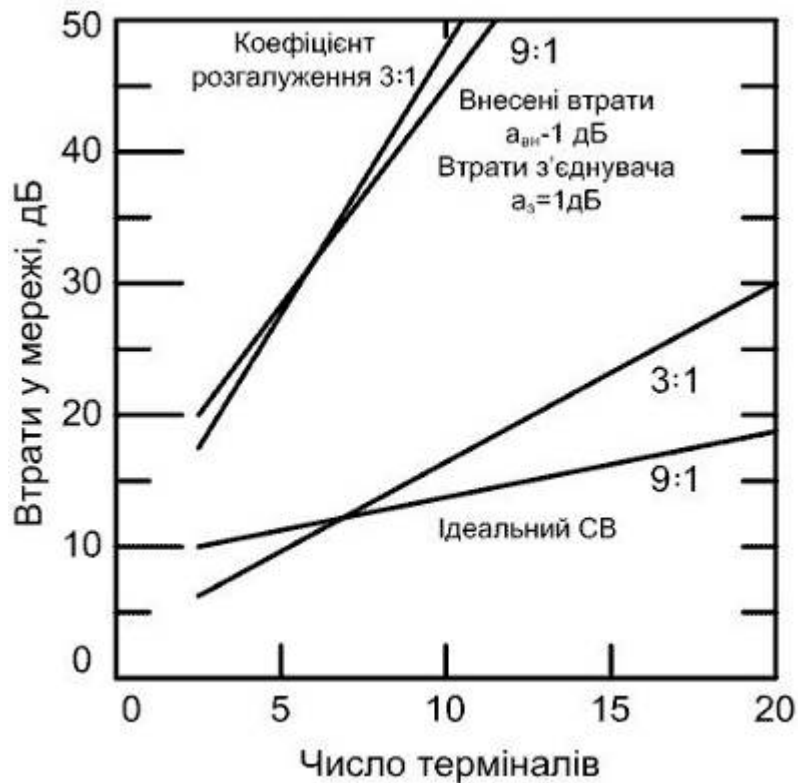


Рис.3.9. Залежність втрат розподілу від числа терміналів T-подібної мережі

На рис.3.9 показано результати розрахунків втрат для кількох варіантів розподільної мережі. Нижні графіки (див. рис.3.9) відповідають ідеальному СВ (відсутні втрати внесені відгалужувачами і з'єднувачами). Для верхніх графіків прийнято, що в реальній мережі $a_{вн} = a_3 = 1$ дБ. Як видно з рисунка, втрати стають неприпустимо великими при з'єднанні порівняно невеликої кількості терміналів ($N=5$).

Крім втрат, Т-подібну мережу характеризують і такими параметрами, як динамічний діапазон приймальних пристроїв, стійкість до пошкоджень і легкість додавання нових терміналів. Розглянемо їх в Т-подібній мережі, на будь-який із терміналів надходить більша потужність від сусіднього терміналу ніж від віддаленого.

Приймальний пристрій має бути здатним обробляти сигнали, що змінюються в широкому діапазоні рівнів оптичної потужності. Іншими словами, в даному випадку потрібний приймальний пристрій з великим динамічним діапазоном.

Локальне пошкодження у Т-подібній мережі не призводить до припинення всього зв'язку. Розрив волокна шини розділяє систему на дві частини з інформаційним потоком, що зберігається по обидві сторони від місця пошкодження. Пошкодження одного з Т-подібних відгалужувачів також розділяє мережу на дві працюючі ділянки і перериває зв'язок із терміналом, підключеним до мережі через цей відгалужувач. Пошкодження в терміналі просто вимикає цей термінал, залишаючи іншу частину системи працювати в штатному режимі. Нові термінали можна додати до Т-подібної мережі простим розрізанням волокна шини і встановленням у місце розриву Т-подібного відгалужувача.

Зіркоподібна мережа

При великій кількості терміналів альтернативою Т-мережі є зіркоподібна (рис.3.10).

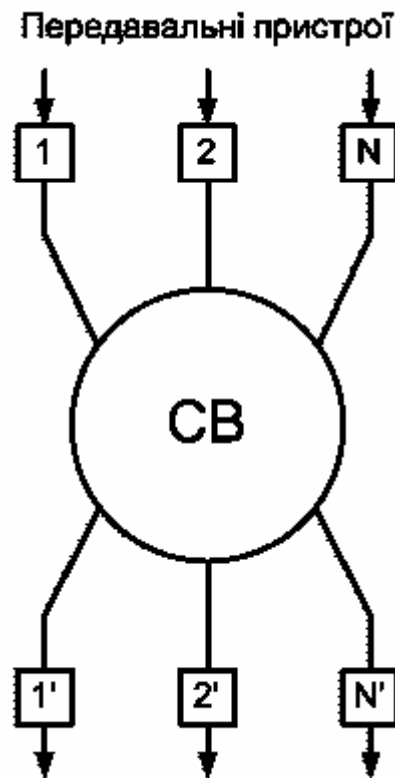


Рис.3.10. Структура зіркоподібної мережі

У цій мережі зіркоподібний передавальний відгалужувач зв'язує N терміналів. Відгалужувач має $2N$ полюсів. Він може розглядатися як спрямований відгалужувач із більше ніж чотирма полюсами. Зіркоподібний відгалужувач однаковою мірою розподіляє потужність із будь якого з полюсів передачі до кожного з полюсів прийому (рис.3.11). Ідеальна зірка розподіляє вхідну потужність між N полюсами без втрат.

Ефективність передачі для кожного полюсу дорівнює $1/N$, і відповідні внесені відгалужувачем втрати,

$$a = -10\lg(1/N), \text{ дБ} . \quad (3.9)$$

Якщо для приєднання терміналів використовують два з'єднувачі, кожний із яких має втрати a , і внесені втрати складають $a_{вн}$, тоді результуючі втрати в розподільній мережі, що використовує зіркоподібний відгалужувач [17],

$$a = -10\lg(1/N) + a_{вн} + 2a_z, \text{ дБ} . \quad (3.10)$$

Рис.3.12 пояснює значення цих двох останніх формул.

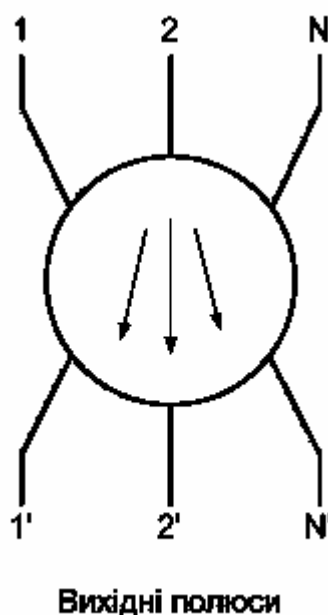


Рис.3.11. Структурна схема мережі з прохідним зіркоподібним відгалужувачем

Порівнюючи рис.3.9 і рис.3.12, бачимо різницю між втратами в зіркоподібній і Т-подібній мережах. Зірка забезпечує значно вищу ефективність, коли у мережі зв'язані більше ніж п'ять терміналів. Це відбувається тому, що зростання втрат у зіркоподібній мережі має логарифмічну залежність, тобто відбувається повільніше при збільшені N , ніж лінійне зростання втрат у Т-подібній мережі. Для кожного нового терміналу, що додається до Т-подібної мережі, сигнал має пройти ще через два з'єднувачі Y у зіркоподібній мережі, додавання терміналу не збільшує число з'єднувачів, так що сигнал не повинен проходити через них, поширюючись від передавального до приймального пристрою.

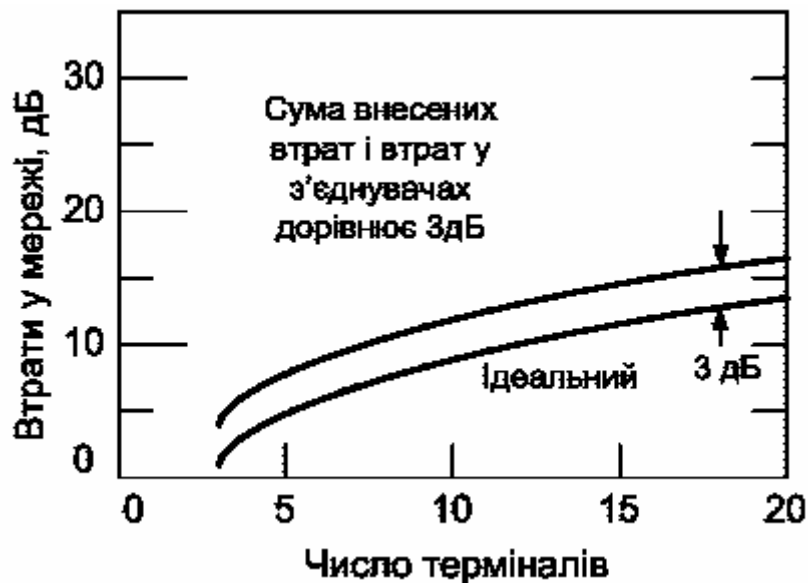


Рис.3.12. Залежність втрат розподілу від числа терміналів зіркоподібної мережі

Для систем з невеликим числом терміналів таке значення втрат в Т-подібній мережі можна допустити, особливо, якщо втрати з'єднувача a_z , мінімізовані за допомогою зрощування, зварюванням полюсів СВ з волоконною шиною. Отже Т-подібна мережа при кількості терміналів понад 10 є практично нездійсненною. Навіщо тоді взагалі її розглядати? Справа в тому, що в такій мережі економиться оптичне волокно. Якщо термінали розташовані на великій відстані один від одного на довгій трасі, тоді для організації Т-подібної мережі потрібно набагато менше волокна, ніж для зіркоподібної (де окремий кабель має прокладатися від центрального відгалужувача до кожного з терміналів)

Для максимальної ефективності передачі зіркоподібний відгалужувач у мережі, що містить N терміналів, повинен мати $2N$ полюсів, тобто усі його полюси мають бути використані. Відгалужувач з числом полюсів більшим за $2N$ вносить більшу ніж потрібно кількість втрат у розподільну мережу. З цієї причини додавання нових терміналів до існуючої системи потребує нового зіркоподібного відгалужувача (з більшим числом полюсів). У попередньому прикладі було прийнято, що новий зіркоподібний відгалужувач буде мати ненабагато більші внесені втрат, ніж старий. Таке припущення допустиме при додаванні тільки двох полюсів, оскільки внесені втрати практичних пристроїв збільшуються зі зростанням числа полюсів. Наприклад, внесені втрати можуть змінюватися з 1 дБ для 16 полюсів ($N = 8$) до 3 дБ для 128 полюсів ($N = 64$).

У зіркоподібній мережі пошкодження кабелю гілки, що з'єднує термінал з відгалужувачем, перериває зв'язок із цим терміналом, проте вихід із ладу самого зіркоподібного відгалужувача перериває потік даних до всіх терміналів.

Кільцева мережа

Волокна можуть з'єднувати численні термінали в кільцеву мережу (рис. 3.13) [17], що фактично є послідовним з'єднанням незалежних ліній передачі "з точки в точку". Кожний вузол кільцевої мережі містить оптичні передавальний (ПП) і приймальний (ПрП) пристрої.

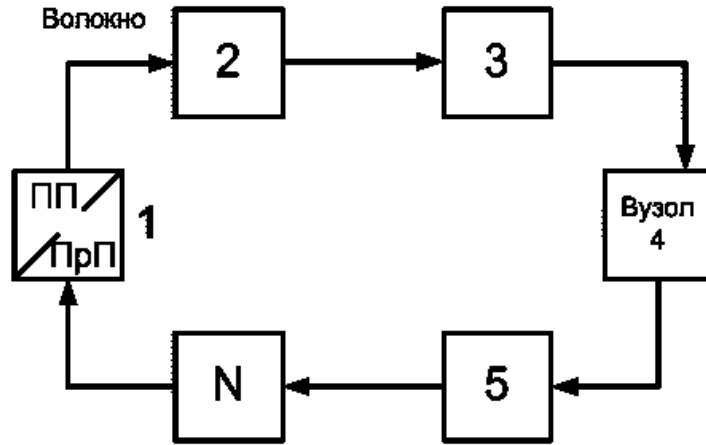


Рис.3.13. Структура кільцевої мережі

Функцією вузла є регенерація. Як тільки приймальний пристрій виявляє передане повідомлення, воно перетворюється до електричного еквіваленту, дані відновлюються (регенеруються), перетворюються в оптичний сигнал і передаються на наступну станцію.

У кільцевій мережі потужність з будь-якого оптичного передавального пристрою потрапляє тільки на один приймальний пристрій. Тут немає розподілу оптичної потужності між окремими станціями (на відміну від Т- і зіркоподібної мереж). З цієї причини кільце може зв'язати більшу кількість терміналів, ніж будь-яка з описаних вище конфігурацій мереж, тобто кільце не обмежене втратами в пристроях розподілу, як Т- і зіркоподібні мережі. Звичайно активні вузли кільцевої мережі значно складніші ніж пасивні вузли Т і зіркоподібних мереж.

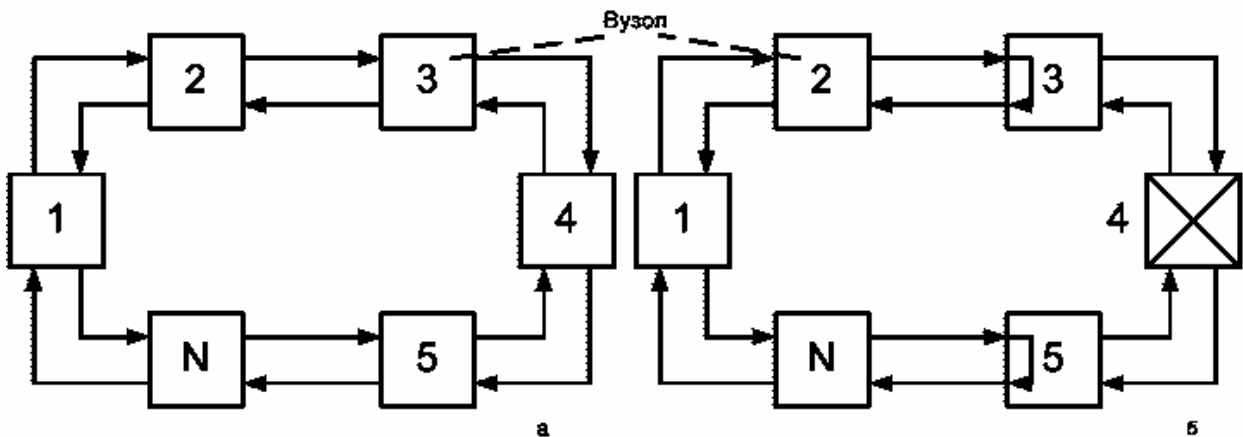


Рис.3.14. Структурна схема двонаправленого кільця: а – вихідна конфігурація, б – реконфігурована мережа при пошкодженні вузла 4

Якщо будь який вузол у кільці виходить із ладу, то це викликає перерив зв'язку всієї мережі. Система також перестає працювати при пошкодженні (обриві) будь-якого із сегментів волокна у кільці. Модифікація однонаправленого кільця може вирішити цю проблему. Наприклад, є можливість установити оптичний обхідний перемикач, щоб забезпечити оптичний обхід непрацездатного вузла, поки виконується його ремонт. Іншим варіантом є створення другого кільця, рис.3.14 [17].

У другому кільці інформація передається в зустрічному напрямку. У звичайному режимі функціонує тільки основне кільце. Проте коли вузол або волокно виходить з ладу, мережа модифікується так, що інформація передається по кільцю, з якого виключений один або кілька сегментів. На рис.3.14,б показано шлях сигналу в ситуації, коли сталося пошкодження вузла 4 і мережа реконфігурувалася у ЛОМ типу "розподілений інтерфейс передачі даних по волокну" (fiber distributed data interface - FDDI) використовується архітектура подвійного кільця.

Гібридні системи розподілу

Комбінації Т-подібної і зіркоподібної мереж забезпечують гнучкість при розробці багатотермінальних волоконних систем.

У гібридній мережі, яка є комбінацією Т-подібної і зіркоподібної систем, зірка могла б з'єднати близько розміщені термінали, а шина - більш віддалені. Може бути виконане пряме з'єднання між зіркою і Т-мережею.

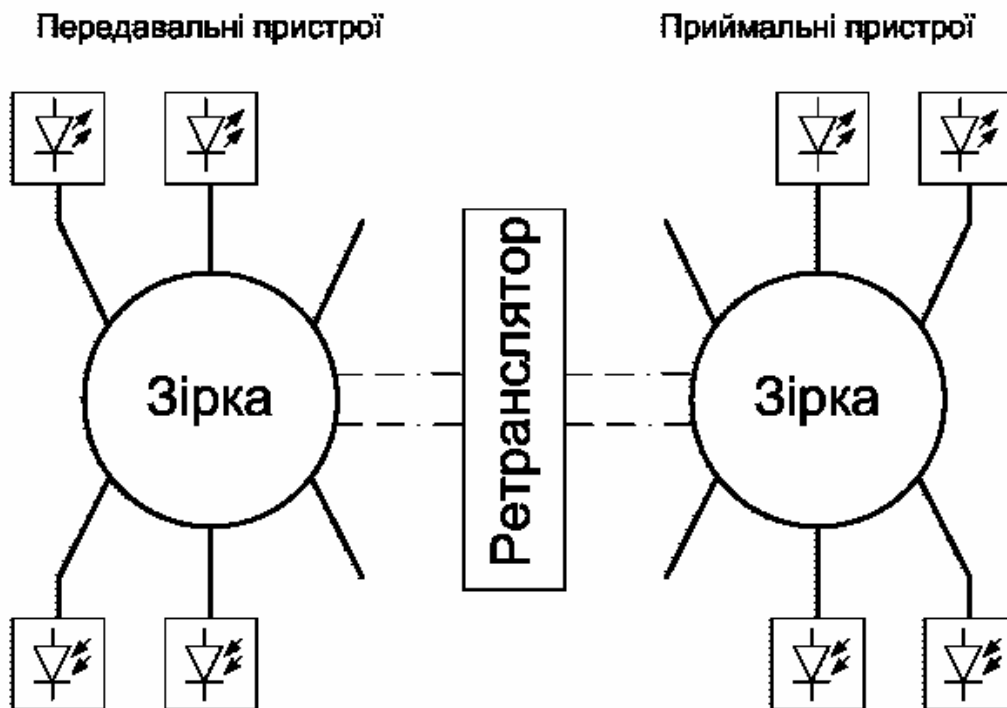


Рис.3.15. Структурна схема мережі типу "зірка-зірка"

Альтернативною є розробка активного ретранслятора для збільшення рівнів сигналів між зіркою і Т-мережею. На рис.3.15 показано гібридну мережу "зірка-зірка", що використовує активний ретранслятор [16, 17].

Повнозв'язана мережа ("кожна з кожною")

Системи з N-терміналами можна створити безпосереднім з'єднанням кожного терміналу з кожним, рис.3.16. У кожному передавальному пристрої світло від одного джерела подається в джгут із N - 1 волокон багатоволоконного кабелю. Щоб одержати найбільшу ефективність, площа випромінювальної поверхні джерела має дорівнювати площі джгута волокон. На кожний приймальний пристрій по одному з волокон надходить сигнал від кожного з віддалених передавальних пристроїв. Світло з джгута волокон опромінює фотоприймач, активна поверхня якого має бути принаймні такого самого діаметра, як і у джгута.

Хоча мережа з такою архітектурою потребує багато волокна, вона має деякі переваги. По-перше, тут можна використовувати джерела випромінювання з великою світловипромінювальною площею, (які забезпечують більшу потужність ніж джерело з малою площею, потрібну для збудження волокон малих розмірів). По друге, потужність, введена у волокно, не зазнає ослаблення через з'єднувачі або розподільні відгалужувачі як у T-подібній, так і у зіркоподібних системах. Втрати передачі між терміналами будуть набагато нижчі ніж у T - або в зіркоподібній. Деякі з волокон можна вимкнути, якщо не потрібно передавати сигнал між будь-якими терміналами.

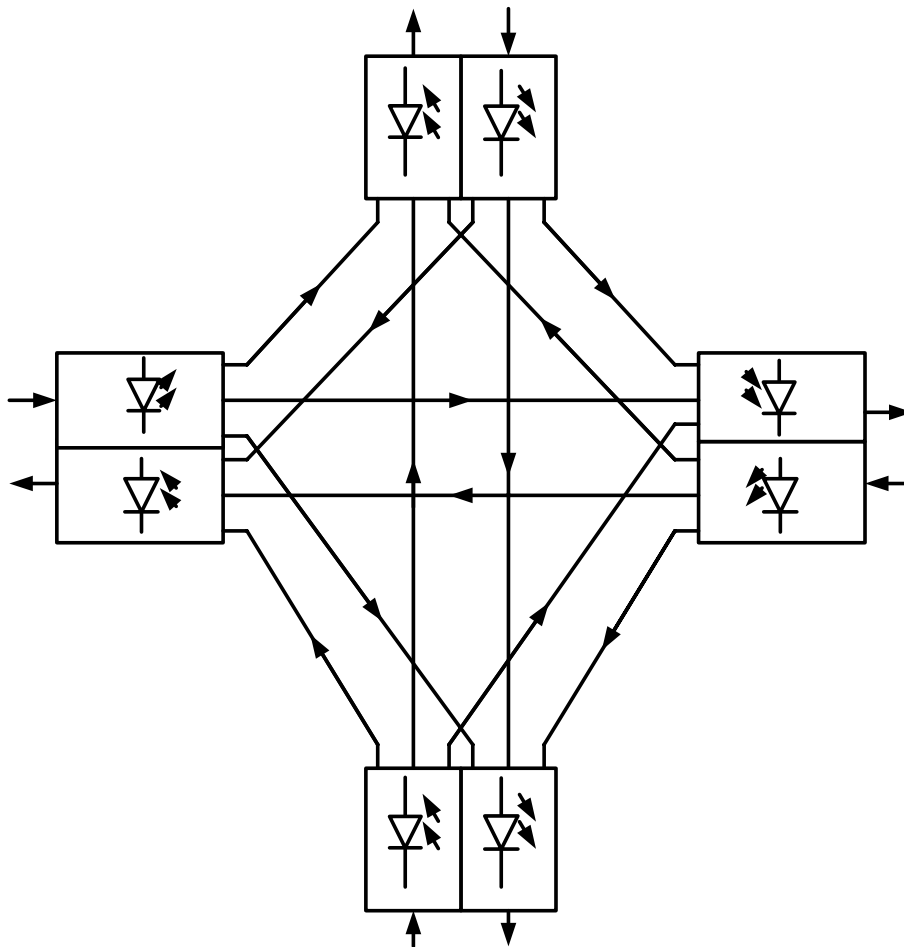


Рис. 3.16. Повнозв'язана мережа ("кожна станція зв'язана з кожною")

Мультислоноконна мережа, що має певну складність, може бути більш економічним варіантом, ніж організація окремих "з точки в точку" ліній передачі між кожним із терміналів. У системі, що складається із ліній "з точки в точку", потрібно $N - 1$ передавальних і стільки ж приймальних пристроїв у кожному з терміналів при загальній кількості $N(N-1)$ передавальних і $N(N-1)$ приймальних пристроїв.

Наприклад, чотиритермінальна двоточкова система потребує 12 передавальних і 12 приймальних пристроїв. Для мультислоноконної мережі, що використовує волоконний джгут, потрібно тільки чотири передавальних і чотири приймальних пристрої.

3.4. Компоненти мереж ВОСП

Розглянемо конструкції кількох чотириполусних спрямованих відгалужувачів, що набули найбільше поширення в мережах ВОСП. Кожний із цих відгалужувачів використовує різні принципи відгалуження частини енергії.

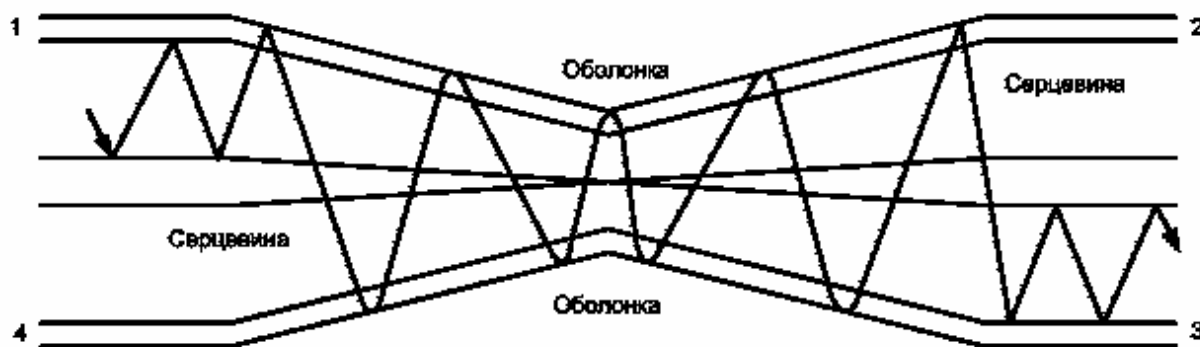


Рис.3.17. Повздовжній переріз біконічного спрямованого зварного відгалужувача

Конструкцію біконічного спрямованого відгалужувача, що виконується методом зварювання волокон, показано на рис.3.17. Вона забезпечує малі внесені втрати при великому діапазоні можливих значень коефіцієнта розгалуження. Метод виготовлення досить простий. Два одно-або багатомодові волокна скручують одне з одним з натягуванням, при нагріванні цього з'єднання волокна пом'якшуються, а їхні оболонки плавляться. Витягування пом'якшених волокон утворить біконічну плавну зміну поперечних розмірів волокон кожного з чотирьох полюсів.

У багатомодових волокнах зв'язок між волокнами виникає тому, що моди вищого порядку перестають відбиватися від поверхні розділу серцевина-оболонка, оскільки падають під кутом меншим за критичний, в звужених областях, як видно з рис.3.17, ці моди утримуються повним внутрішнім відбиттям від зовнішньої поверхні оболонки, тобто перетворюються в моди оболонки. Промені, відповідні модам нижчого порядку йдуть під кутами, що

перевищують критичний кут, і не будуть перетворені в оболонкові. Потужність, що зв'язана з цими модами, залишається в основному волокні. Оскільки зв'язані хвилеводи на рис.3.17 мають однаковий матеріал оболонки, потужність мод вищого порядку буде переходити з оболонки одного волокна в оболонку іншого. Вихідні плавні зміни знову перетворюють моди оболонки в каналізовані серцевину моди. Коефіцієнт розгалуження залежить від довжини області ділянки плавної зміни і товщини оболонки.

Робота одномодового біконічного відгалужувача пояснюється обміном енергії між полями, які швидко згасають і виникають в обох волокнах. Плавне потоншення волокон призводить до того, що дві серцевини наближаються одна до одної. Плавна зміна також зменшує діаметр серцевини волокон і, таким чином, знижує значення нормованої частоти (параметр V). Як впливає з рис.3.16, зменшення параметра V збільшує розмір модової плями. Збільшений розмір плями і зменшена відстань між серцевинами збільшує область перекриття полів, які швидко згасають, що збільшує зв'язок між волокнами.

При виготовленні одномодового спрямованого відгалужувача за методом механічного оброблення два оптичних волокна клиновидно вишліфовуються до половини діаметра серцевини. Після склеювання цих волокон утворюється вихідний торець, зовнішній діаметр якого дорівнює діаметру волокна. Цей вихідний торець склеюють (зварюють) з третім звуженим (або обшліфованим) волокном. Одномодовий відгалужувач має дуже велике практичне значення, тому більш докладно пояснимо принцип його дії. Використовуючи позначення рис.3.17, будемо вважати вхідним полюс 1, тоді зв'язок полюса 1 із полюсами 2 і 3 може бути зображений у вигляді [15]

$$P_2/P_1 = \cos^2(\Delta\beta L), \quad P_3/P_1 = \sin^2(\Delta\beta L), \quad (3.11)$$

де $\Delta\beta$ – коефіцієнт зв'язку між двома хвилеводами, рад/м, L – довжина волокна, уздовж якого існує зв'язок, м.

Як видно з цих рівнянь, вхідна потужність ділиться між двома вихідними полюсами без втрат. У якісному відгалужувачі внесені втрати можуть становити усього кілька десятків часток децибела. Як впливає з попередніх рівнянь, уся потужність виходить з полюса 3, коли довжина області взаємодії

$$L_{83} = \pi/2\Delta\beta. \quad (3.12)$$

Ця довжина названа довжиною зв'язку (довжиною взаємодії).

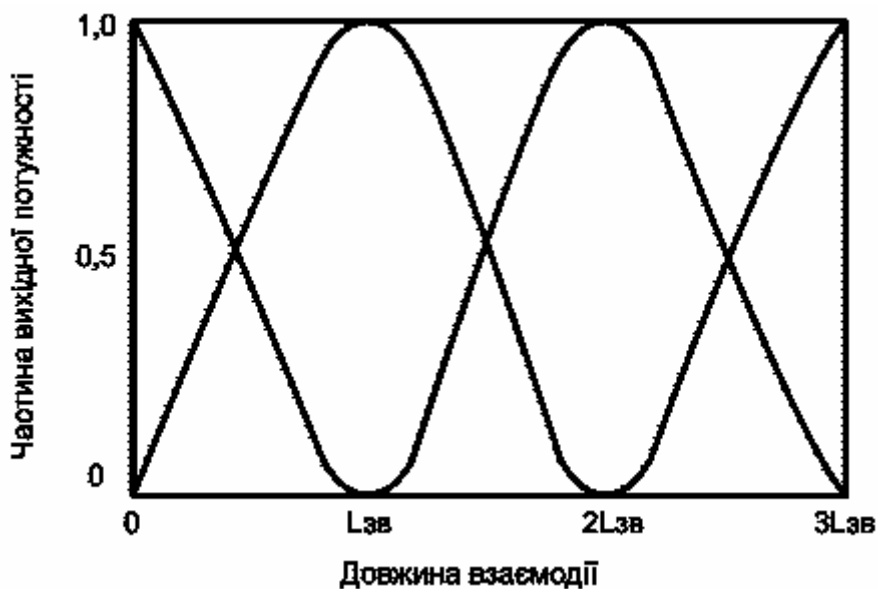


Рис.3.18. Залежності частини відгалужуваної потужності від довжини області взаємодії

На рис.3.18 наведено залежності потужності зв'язку від довжини області взаємодії. Відзначимо, що бажаний коефіцієнт розгалуження можна дістати добором потрібної довжини області зв'язку. Треба відзначити, що значення зв'язку періодично повторюється при збільшенні довжини взаємодії.

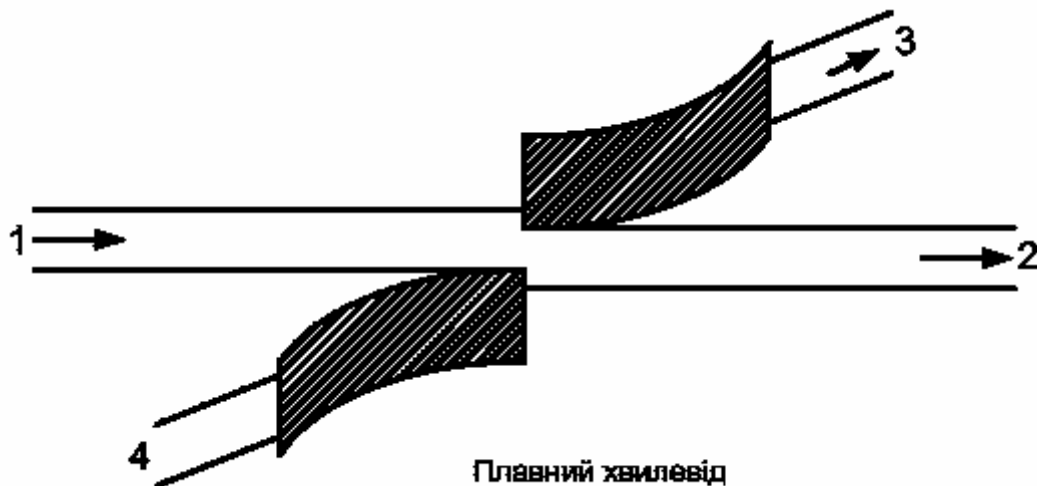


Рис.3.19. Поперечний переріз спрямованого відгалужувача типу “щільного з'єднання зі зсувом”

Для створення чотириполюсного СВ можна використовувати метод зсуву торців волокон, рис.3.19. Із вхідного полюса 1 у вихідний 2 проходить частина потужності, значення якої визначається розміром поперечного зсуву волокон. Крива на рис. 3.19 описує втрати в з'єднанні, що виникають при поперечному зсуві двох одномодових волокон. Частина світла з місця стику відгалужується в полюс 3 за допомогою планерного вигнутого пластмасового хвилеводу. Для точного установалення волокон у пластмасовому хвилеводі витравлюються канавки.

У традиційних оптичних системах в якості спрямованого відгалужувача використовують світлоділильні пристрої. Світлоділильна пластина, зображена на рис.3.20 а складається з тонкого частково відбивного покриття (діелектричного або металевого), нанесеного на прозорий прошарок. Від товщини і складу покриття залежить коефіцієнт розгалуження.

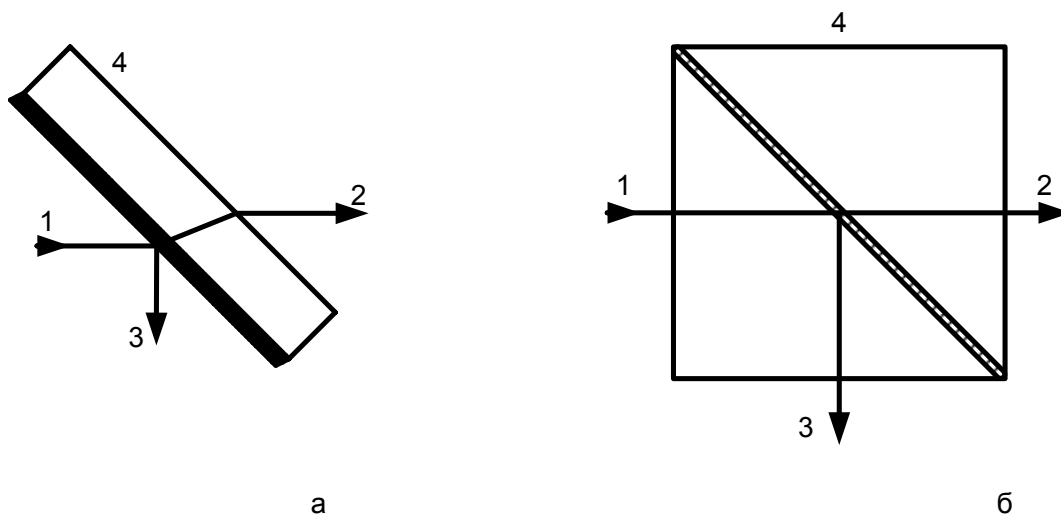


Рис.3.20. Хід променів у спрямованих відгалужувачах світлоділильного типу: а – пластина, б – куб

Світлоділильна пластина зміщує передаваний пучок відносно падаючого пучка (поперечний зсув).

Світлоділильний куб, що показаний на рис.3.20,б, усуває такий зсув. Куб складається з двох призм, розділених покриттям, що частково відбиває світло.

Класичний світлоділильний пристрій не зручно використовувати для розділення потужності світла, що передається по волокну. Простір, що займає світлоділильний пристрій є еквівалентним зазору.

Зазор між з'єднувальними волокнами призводить до великих втрат, тому що частина розбіжних променів, що випромінюються передавальним волокном, не потрапляють у приймальне волокно.

Колімування падаючих променів на світлоділильний пристрій і наступне фокусування (поділеного світла) у приймальне волокно вирішують цю проблему. На рис.3.21 наведено конструкцію спрямованого відгалужувача світлоділильного типу, що використовує градієнтно-стрижневі лінзи (ГСЛ) для колімування і фокусування. Світлоділильний куб вирівнює в лінію полюси 1 і 2 (і полюси 3 і 4). Ці полюси були б зміщені один відносно другого при використанні світлоділильної пластини. Відгалужувач на рис.3.21 також буде працездатний при заміні ГСЛ на звичайні сферичні лінзи.

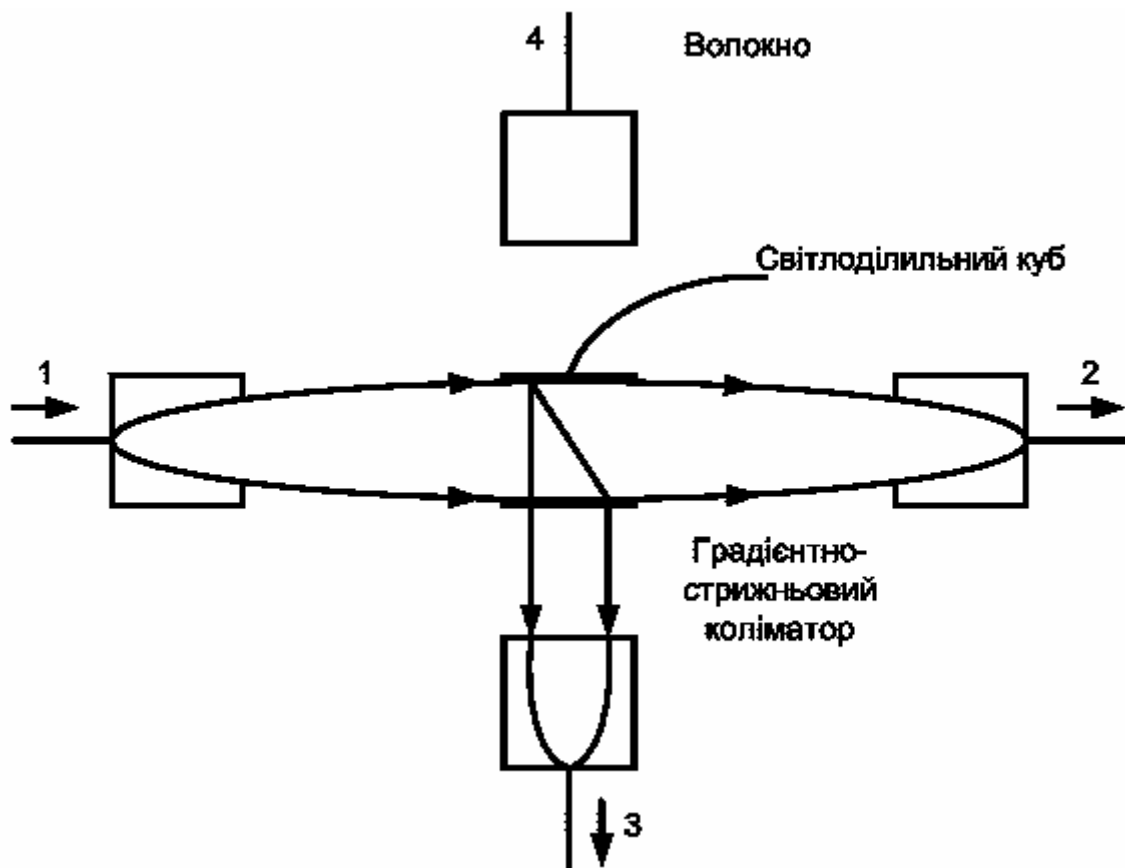


Рис.3.21. Конструкція спрямованого відгалужувача, що використовує градієнтно-стрижньові колімувальні лінзи

Контрольні питання

1. Класифікація оптичних систем.
2. Основні параметри волоконно–оптичних систем передачі.
3. Класифікація основних компонентів волоконно-оптичних систем та мереж.
4. Міжміська волоконно-оптична лінія передачі.
5. Гібридна волоконно-коаксіальна мережа кабельного телебачення.
6. Параметри цифрових систем передачі ПЦД.
7. Параметри цифрових систем передачі СЦД.
8. Розподільні мережі.
9. Чотирьополісний спрямований відгалужувач.
10. Структурна схема Т-подібної мережі з N терміналами.
11. Структурна схема мережі з прохідним зіркоподібним відгалужувачем.
12. Структура кільцевої мережі.
13. Структурна схема двонапрявленого кільця.
14. Структурна схема мережі типу “зірка-зірка”.
15. Повнозв’язана мережа.
16. Компоненти мереж ВОСП.
17. Зарисуйте конструкцію спрямованого відгалужувача.

4. ОПТИЧНІ ВОЛОКНА ТА КАБЕЛІ

4.1. Типи оптичних волокон

Всі волокна в залежності від співвідношення діаметрів серцевини та світловідбиваючої оболонки, довжини хвиль випромінювання і різниці показників заломлення можна розділити на *одномодові* та *багатомодові* [3, 17].

Умови одномодового режиму обмежують параметри оптичного волокна значенням нормованої частоти $v < 2,405$. В даному випадку найбільша частина поля обмежується серцевиною і в ньому сконцентрована найбільша частина потужності, яка можлива в одномодовому режимі. До того ж в одномодовій області можна отримати мінімальну дисперсію моди.

Для одномодового режиму при $v < 2.405$ повинна виконуватись рівність:

$$d \leq \frac{2.405\lambda_0}{\pi\sqrt{1-(n_2/n_1)^2}}, \quad (4.1)$$

де λ_0 – довжина хвилі, n_2 та n_1 – коефіцієнти заломлення матеріалів світловоду.

Збільшення розмірів серцевини полегшує введення основної моди і дозволяє розширити допуски при з'єднанні та зрощуванні одномодових оптичних волокон. Але мала різниця показників заломлення оптичного волокна слабо направляє основну моду, і воно дуже чутливе до нерегулярностей (згин волокна, відхилення форми серцевини від ідеального круглого циліндра тощо). Збільшення різниці показників заломлення також приводить до більш ефективного введення основної моди. Але малий розмір серцевини вимагає строгих обмежень (допуски) при з'єднанні та зрощуванні одномодових оптичних волокон.

З допомогою одномодового оптичного волокна, завдяки низьким втра-там і широкій смузі пропускання, можна передавати сигнали на десятки кілометрів без проміжного підсилення на довжинах хвиль 1,05; 1,1; 1,3; 1,5 мкм. На довжині хвилі 1,3 мкм, при якій дисперсія сигналу майже відсутня, швидкість передачі 1 ГГбіт/с може бути забезпечена на відстані більше 20 км. Експериментально доведена ймовірність передачі зі швидкістю 1,6 ГГбіт/с на відстань 13 км без проміжного підсилення. На довжині хвилі 1,5 мкм одномодові оптичні волокна з силікатного скла забезпечують швидкість передачі 100 Мбіт/с на відстань 29 км [4, 5].

Не зважаючи на потенційні можливості і чудові характеристики одномодових оптичних волокон, багаточислені труднощі, які виникають при їх використанні, призводять до того, що найбільше поширення в наш час отримали волокна з великими розмірами серцевини і великими різницями показників заломлення серцевини і оболонки. Такі волокна направляють N мод і називаються багатомодовими.

В такі багатомодові волокна сигнали можна ввести не лише від одномодових лазерних випромінювачів. Досить ефективно вони збуджуються і багатомодовими лазерами. Також багатомодові випромінювачі з частково

когерентним або зовсім некогерентним світлом можна під'єднати до багатомодових волокон і збуджувати їх з прийнятною ефективністю.

Для з'єднання та зрощування багатомодових оптичних волокон потрібна в багато раз менша точність в порівнянні з одномодовими волокнами.

Багатомодові або некогерентні джерела збуджують направлені і витікаючі моди. Світлові сигнали будуть передаватись всіма модами, кожна з яких буде мати різну затримку і послаблення. В загальному випадку всі ці характеристики поширення змінюються від моди до моди. Компоненти сигналу в різних модах в процесі передачі будуть змінювати свою амплітуду і форму в залежності від характеристики послаблення та дисперсії і досягати місця прийому неодночасно через різницю затримок в різних модах. Їх суперпозиція на кінці волокна може дати значне відхилення від форми оптичного сигналу.

В залежності від розподілення показника заломлення оптичні волокна можуть бути розподілені на волокна із східчастим, градієнтним, круговим східчастим, круговим градієнтним розподіленням, а також волокна W – типу (рис.4.1).

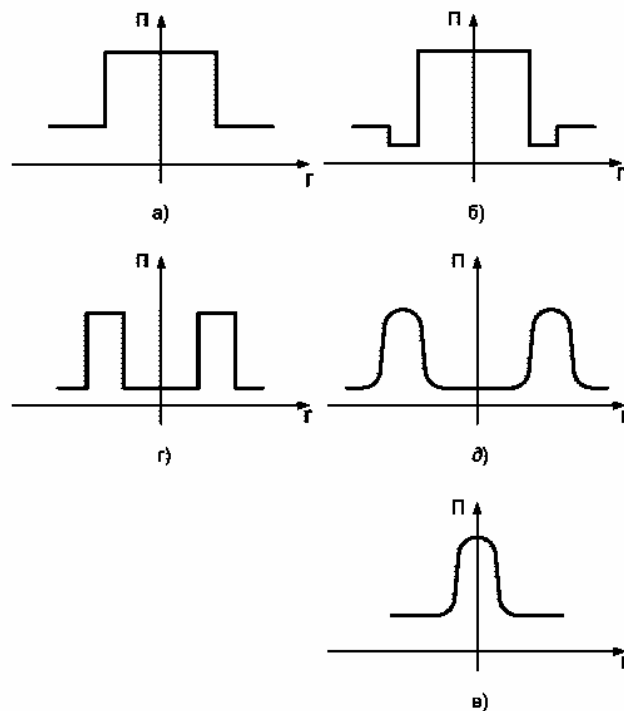


Рис.4.1. Радіальні профілі показників заломлення:
 а) східчастий; б) W – типу; в) градієнтний;
 г) круговий східчастий; д) круговий градієнтний

В загальному випадку розподілення показника заломлення в серцевині можна виразити за допомогою виразу:

$$n^2(r) = n_1^2 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right] \quad 0 \leq r \leq a_1, \quad (4.2)$$

де $n(r)$ – показник заломлення в серцевині, який залежить від r ; r – радіус серцевини; n_1 – показник заломлення на осі оптичного волокна, g – показник степені у виразі, який описує профіль показника заломлення світловода.

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / (2n_1^2) \approx (n_1 - n_2) / n_1. \quad (4.3)$$

Східчастий профіль показника заломлення характеризується $n(r) = n_1$ при $0 \leq r \leq a_1$ (рис.4.2).

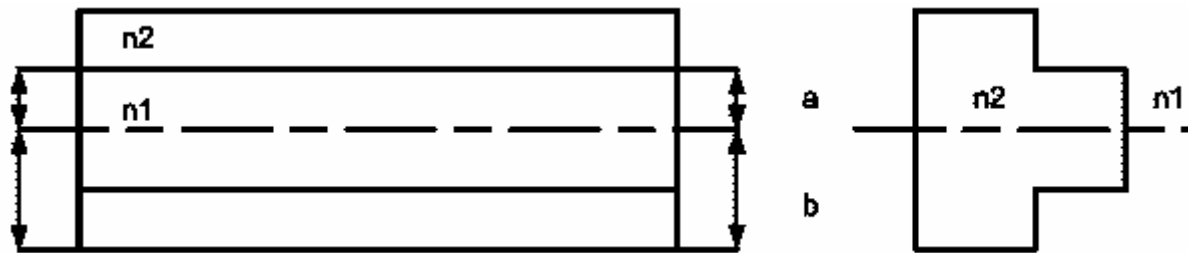


Рис.4.2. Показник заломлення східчастого світловода

Оптимальний профіль градієнтного розподілу показника заломлення близький до параболічного (рис.4.3) :

$$n^2(r) = n_1^2 \left[1 - 2\Delta \frac{r^2}{a^2} \right]. \quad (4.4)$$

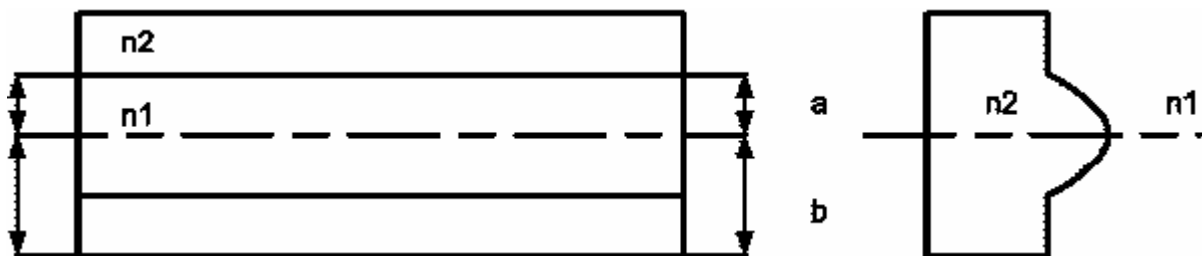


Рис.4.3. Показник заломлення градієнтного світловода

Оптичне волокно W-типу являє собою тришарове волокно. Використання проміжного шару (між серцевиною і оболонкою) приводить до зменшення втрат при мікрозгинах.

Оптичні волокна можна розділити на такі типи: кварцові, кварц-полімерні, багатокомпонентні та полімерні. Кварцові оптичні волокна виготовляються з високочистого кварцового скла (серцевина і світловідбиваюча оболонка) і використовуються для систем дальнього, внутрішнього та міжоб'єктового зв'язку. Кварц-полімерні оптичні волокна виготовляються з кварцовим осердям та полімерною світловідбиваючою оболонкою та призначені для внутрішнього та міжоб'єктового зв'язку. Багатокомпонентні оптичні волокна виконані зі скла з домішками різних окисів металів і призначені для використання в системах міжоб'єктового зв'язку та монтажу апаратури. Полімерні оптичні волокна виготовляються з полімерних матеріалів, які мають високі оптичні властивості і використовуються для деяких систем внутрі-

шньо об'єктового зв'язку, підсвічування, декоративного оформлення, в медицині.

Для виготовлення оптичних волокон, які використовуються для передачі сигналів в основному на великі відстані, використовуються матеріали які мають мінімальні втрати і високу прозорість. Матеріал серцевини повинен мати дуже малі втрати на поглинання і розсіювання. Цю умову задовольняють гомогенне (відсутність будь-яких слідів фазового розподілення) скло високої чистоти і якості. Деякі характеристики кварцового і кварц-полімерного оптичного волокна наведенні в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1

Характеристики кварцового і кварц-полімерного оптичного волокна

Кварцове оптичне волокно		
Профіль показника заломлення	Градiєнтне	Східчасте
Геометричні розміри, мкм:		
діаметр серцевини	50	50
діаметр світловідбиваючої оболонки	125	125
діаметр по полімерному покриттю	600	600
Затухання, Дб/км не більше		
на довжині хвилі 0,85 мкм	5	5
на довжині хвилі 1,3 мкм	10	10
Ширина смуги пропускання, МГц·км не менше	200	40
Числова апертура	0,2	0,22
Сила на розрив, Н, не менше	15	15
Максимально допустимий радіус згину, мм	3	3
Кварц-полімерне оптичне волокно		
Профіль показника заломлення	Градiєнтне	Східчасте
Геометричні розміри, мкм:		
діаметр серцевини	200	400
діаметр світловідбиваючої оболонки	300	600
діаметр по полімерному покриттю	800	1000
Затухання, Дб/км не більше		
на довжині хвилі 0,85 мкм	20	50
Ширина смуги пропускання, МГц·км не менше	25	-
Числова апертура	0,3	0,25
Сила на розрив, Н, не менше	40	50
Максимально допустимий радіус згину, мм	8	15

4.2. Конструкції оптичних кабелів та їх особливості

Оптичним кабелем називається кабельний виріб, який містить кілька оптичних волокон, оптичних модулів або оптичних джгутів, які мають спільну оболонку, поверх якої в залежності від умов експлуатації може бути використаний захисний шар.

Оптичні кабелі повинні забезпечувати стабільність характеристик оптичного волокна при експлуатації та зберіганні, захист волокна від механіч-

них, кліматичних та інших видів зовнішніх дій, зручність використання, монтажу та ремонту.

В конструктивному виконанні ОК можна виділити кілька основних варіантів. Круглі кабелі мають традиційну конструкцію електричних кабелів з додаванням зміцнювальних і демпфіруючих елементів, наприклад: кругла серцевина, виток оптичних волокон, оболонка (рис.4.4) або волокно в центрі, оболонка скручених груп волокон, оболонка (рис.4.5) [18].

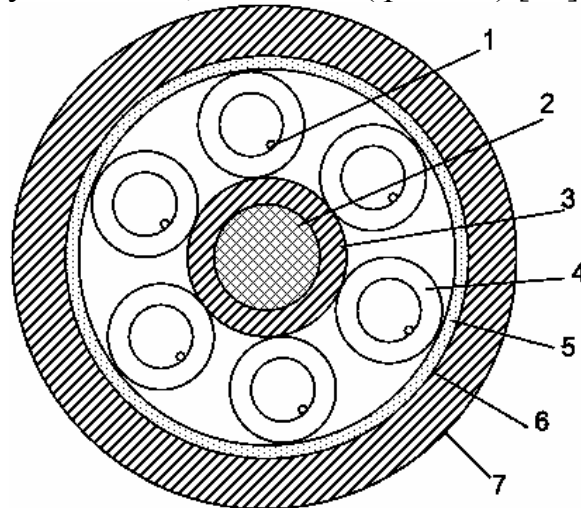


Рис.4.4. Конструкція шестиволоконного оптичного кабелю для ЕОМ:
 1 – оптичне волокно; 2 – серцевина з армуючим елементом (стальний трос);
 3 – поліуретанова оболонка; 4 – двошарова трубчаста захисна оболонка оптичного волокна (фторопласт + поліефір); 5 – скріплювальний елемент (обмотка полімерними стрічками); 6 – армуючі елементи з синтетичних ниток типу кевлар; 7 – поліуретанова захисна оболонка.

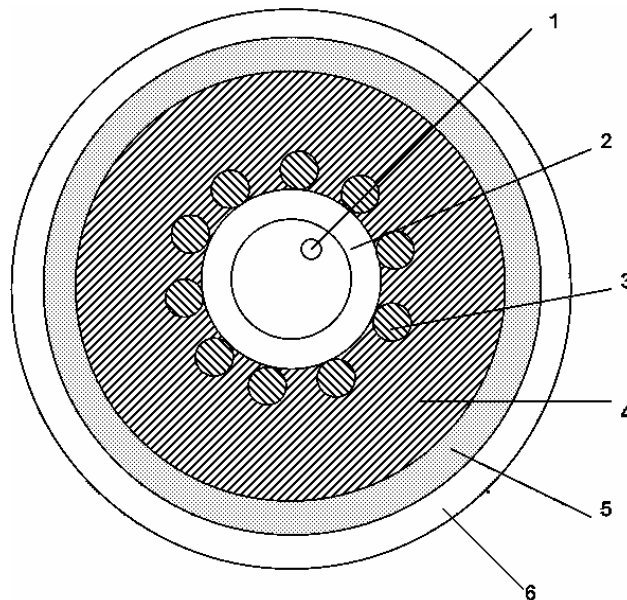


Рис.4.5. Конструкція одноволоконного оптичного кабелю для ЕОМ:
 1 – оптичне волокно; 2 – двошарова захисна оболонка оптичного волокна (фторопласт + поліефір); 3 – армуючі елементи (скловолокно); 4 – демпфіруюча поліуретанова оболонка; 5 – армуючі елементи із синтетичних ниток типу кевлар; 6 – полівінілхлоридна захисна оболонка.

Круглі кабелі з використанням нових елементів у вигляді профільованої серцевини з пазами різної форми, відкритими чи закритими, які покриваються оболонкою або стрічкою, і утворюють канали для розміщення оптичних волокон (рис.4.6) [18].

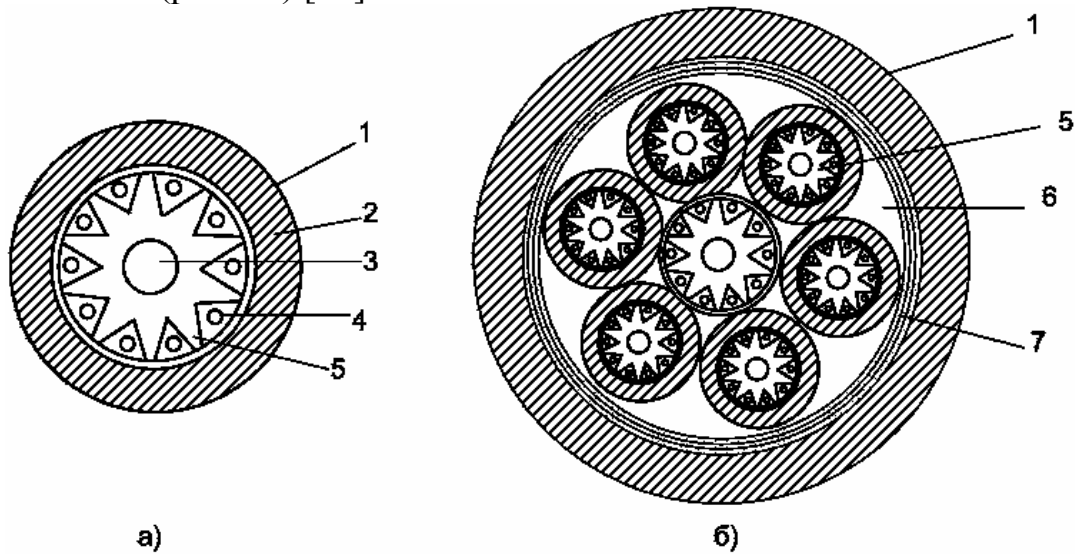


Рис.4.6. Конструкція оптичних кабелів фірми Thomson-CSF (Франція): а) одномодульна; б) багатомодульна; 1 – захисна оболонка; 2 – скріплюючий елемент; 3 – армуючі елементи з синтетичних ниток типу кевлар або ацеталь; 4 – оптичне волокно; 5 –серцевина з пазами; 6 – струмопровідна жила; 7– металева захисна оболонка

Канали можуть розташовуватись в армуючих елементах. В окремих конструкціях в пазах розташовані стрічкові елементи, які мають кілька оптичних волокон, що закріплюються в одній площині (рис.4.7).

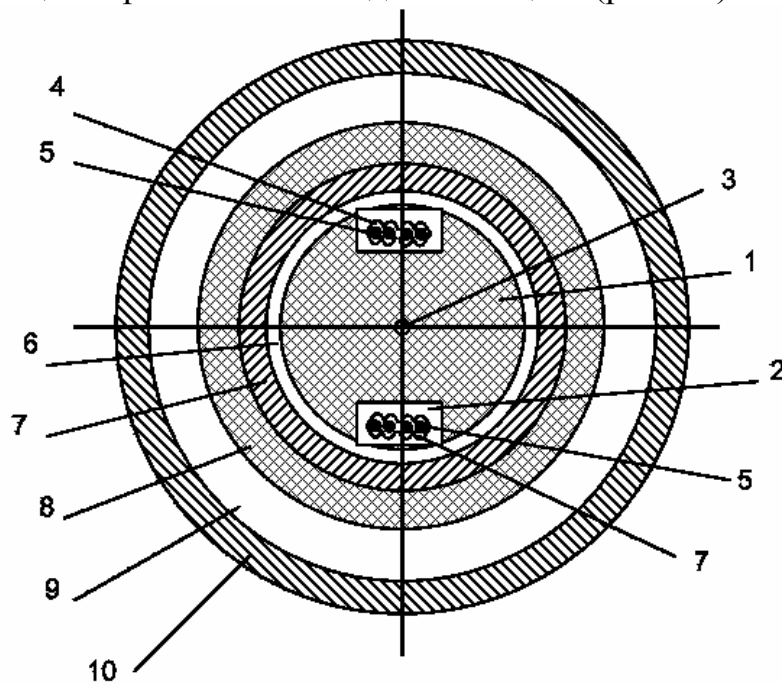


Рис.4.7. Конструкція оптичних кабелів фірми General Cable Corp (США) для прокладання в траншеях

На рис.4.7. прийняті такі позначення: 1 – полімерна серцевина; 2 – спіральні пази; 3 – центральний армуючий елемент (мідна струмопровідна жила); 4 – полімерна стрічка з 6 градієнтними волокнами; 5 – стрічковий провід з 6 струмопровідними жилами діаметром 0,64 мм; 6 – скріплювальний елемент у вигляді обмотки з полімерних стрічок; 7 – зварна захисна алюмінієва оболонка; 8 – проміжна полімерна оболонка; 9 – гофрована стальна оболонка; 10 – зовнішня захисна полімерна оболонка.

Круглі кабелі оригінальних конструкцій побудовані на основі множини простіших елементів: стрічкових елементів, вигнутих по гелікоїду; елементів, які складаються з профільованої стрічки і оптичного волокна в каналці (рис.4.8), елементів у вигляді вісьмірки, які об'єднують оптичне волокно і зміцнювальну нитку (рис.4.9) та ін.

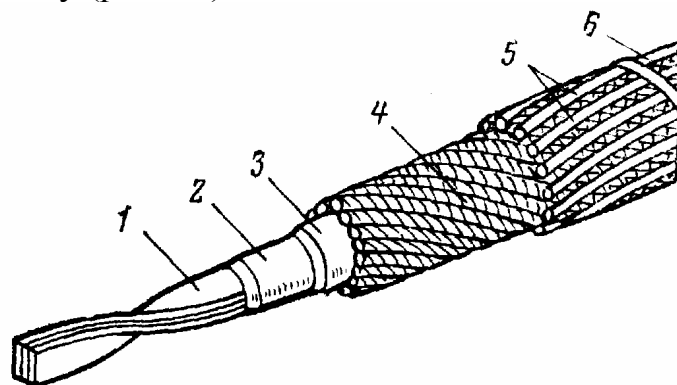


Рис.4. 8 . Конструкція оптичних кабелів фірми Bell Laboratories (США) для прокладання в канавах:

1 – серцевина з профільованих стрічок з 12 оптичними волокнами; 2 – скріплювальний елемент у вигляді обмотки паперовими стрічками; 3 – захисна оболонка з поліетилену; 4 – подушка з поліефінових дротів; 5 – армуючі елементи (сталевий дріт); 6 – захисна полімерна оболонка

Стрічкові проводи та кабелі показані на рис.4.9.

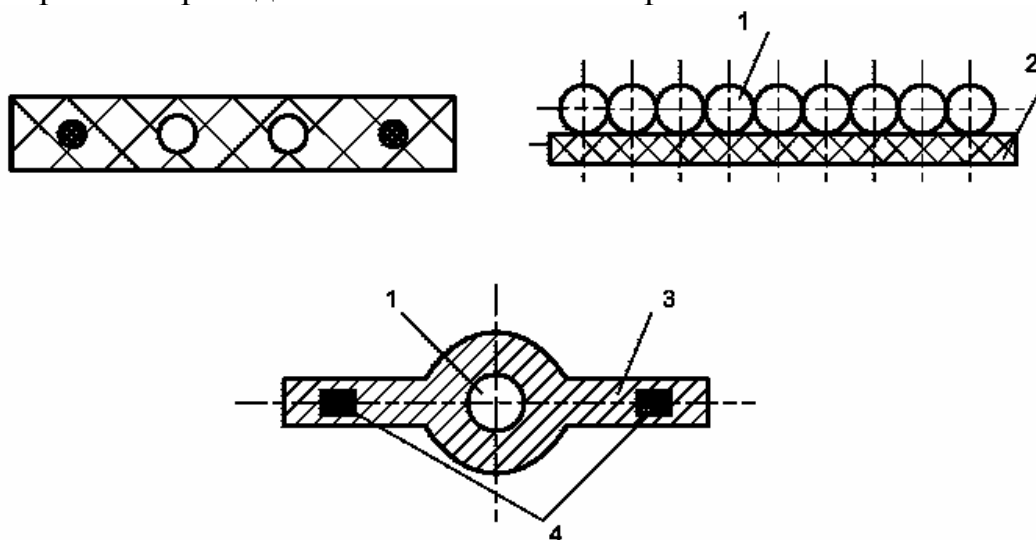


Рис.4.9. Конструкція стрічкових оптичних проводів:
1 – оптичне волокно; 2 – полімерна підставка; 3 – оболонка;
4 – струмопровідна жила

Аналіз існуючих конструкцій показує, що оптичні кабелі можуть містити такі елементи: оптичне волокно (модуль, джгут) як направлену систему передачі електромагнітної енергії, ізольовані струмопровідні жили для живлення підсилювачів та інших допоміжних пристроїв, серцевину, кордель, заповнені або демпфіруючі елементи, скріплювальні елементи, захисну оболонку, армуючі елементи, броню.

Оптичні волокна можуть мати індивідуальний захист, який виготовляють шляхом нанесення полімерного покриття з обтиском або у вигляді трубки з можливим співвідношенням діаметрів оптичного волокна і трубки (по внутрішній поверхні) 1:1,3 або 1:2. Вибір того чи іншого способу індивідуального захисту оптичного волокна дуже залежить від області використання оптичного кабелю. Оптичні волокна з малим послабленням і значною смугою пропускання чутливі до дії мікрозгинів.

Вільна укладка оптичних волокон в захисному покритті полімерної трубки у вигляді оптичних модулів дозволяє зменшити вплив деформації елементів кабелю на оптичне волокно, які виникають під дією зміни температури, забезпечує додаткову стійкість кабелю до дії повздовжніх та поперечних навантажень.

Полімерна трубка виготовляється з фторопласту та нейлону, капрону, поліетилену високого та низького тиску, поліпропілену. Але трубчата конструкція оптичного модуля має ряд недоліків. Вона потребує додаткових витрат полімерних матеріалів, збільшує масу, габаритні розміри оптичного кабелю і його вартість. При вільній укладці волокна в трубці важко забезпечити герметичність, що може призвести до руйнування волокна при проникненні вологи.

Ізольовані струмопровідні жили виготовляються звичайним способом, і до них застосовуються ті ж вимоги, що й до звичайних кабельних виробів подібного класу і призначення.

Серцевина оптичного кабелю відіграє важливу роль в конструкції. Вона може бути силовим елементом, демпфером, оптичним модулем, а також суміщати усі ці функції одночасно. Деякі конструктивні рішення серцевини, яка використовується для різного виду прокладки, приведені на рис.4.10 – рис.4.14. Серцевина може виготовлятися з поліетилену, полівінілхлориду, поліуретану, поліпропілену, мідних та сталевих проволокон або труб, скловолокна або синтетичних високомодульних ниток типу кевлар. З усіх конструкцій серцевин, приведених на рисунках, більш детально розглянемо профільовану серцевину з пазами і силовим елементом в центрі, яка знайшла широке застосування в ряді конструкцій оптичних кабелів. Зазвичай вона виготовляється з полівінілхлориду методами екструзії або повздовжнього фрезування. Пази розташовуються по його зовнішній поверхні вздовж осі серцевини або по спіралі з постійним або змінним напрямком кручення. Оптичні волокна укладаються в пази в процесі скручування. При цьому відбувається закручення серцевини вздовж повздовжньої осі з кроком, рівним кроку укладки оптичних волокон, або підбирається крок укладки оптичних воло-

кон, рівний кроку спіралі пазу, або використовується реверсивне скручування.

Кількість пазів (і оптичних волокон) коливається від 4 до 10. Волокна вільно розташовуються в пазах і тримаються в них за допомогою стрічок, які наносяться зверху закрученої серцевини зразу після укладання волокон в паз. Обмотка оберігає серцевину від розкручування. Переваги цієї конструкції полягають в зменшенні маси і габаритних розмірів оптичного кабелю, зниження його вартості, зменшення інерції бобін при скручуванні, збільшення ємності котушок машинної скрутки. Профільована серцевина може слугувати оптичним модулем, який використовується для виготовлення оптичного кабелю з кількістю волокон до 80 [18].

Кордель використовується для заповнення проміжків між оптичними волокнами або оптичними модулями при скручуванні їх навколо серцевини і може слугувати лічильним або кодувальним елементом. Кордель може виготовлятися з поліетилену, полівінілхлориду, поліуретану, гуми і вміщувати в собі бавовняну нитку різного кольору, зміцнювальні елементи зі склонитки або ниток типу кевлар, а також струмопровідні жили.

Заповнювач використовується для ущільнення конструкції оптичного кабелю разом з демпфіруючими елементами, служить для рівномірного розподілу зовнішніх механічних навантажень на окремі елементи оптичного кабелю. Заповнювач виготовляють із джгутів з бавовняних ниток або склонитки, поролону, пористої гуми, поліуретану, а також полих трубок з полімерного матеріалу.

Скріплювальні елементи слугують для утримання окремих елементів кабелю в пучку перед нанесенням на них захисної оболонки. В якості таких матеріалів можуть слугувати різні нитки (бавовняні, полімерні, склонитки), стрічки (поліамідні, поліетилентерафталітні, фторопластові, паперові), які накладають зверху кабельної заготовки методом обмотки. В деяких випадках стрічки накладають повздовжньо. Для контролю цілісності оболонки можна використовувати полімерні металізовані плівки, які накладають металізованою поверхнею зовні (плівки типу майлар).

Захисна оболонка забезпечує захист оптичного кабелю від дії зовнішніх факторів і виготовляється одно- або двошаровою з поліетилену низького тиску, полівінілхлориду, поліуретану або фторопласту. Між першою і другою оболонкою або всередині можуть бути розташовані зміцнювальні (армуючі) елементи з синтетичних високомодульних ниток або сталевих проволочок, а також металеві оболонки з алюмінію або сталі.

В якості броні можуть бути використані сталеві проволоки, стрічки або обмотка із сталевих проволочок із джгутовою подушкою.

Вибір армуючих (зміцнювальних) елементів і їх розташування є важливою проблемою, які значно характеризують надійність оптичного кабелю.

У звичайних електричних кабелях мідні провідники є одночасно і силовими елементами і здатні зберігати роботоздатність при відносному збільшенні довжини в повздовжньому напрямку до 10 %. В оптичному кабелі цю функцію повинні виконувати армуючий елемент або група армуючих

елементів. Відносне збільшення довжини оптичних волокон складає біля 0,5%, тому вони можуть бути зруйновані вже при незначних збільшеннях довжини кабелю. Залишкова робоча механічна напруга в кабелі повинна бути значно нижчою напруг, які викликають руйнування оптичного волокна.

В процесі конструювання оптичних кабелів необхідно враховувати взаємне розташування зміцнювальних елементів і оптичних волокон. Існують два основних варіанти такого взаємного розташування. В першому з них зміцнювальний елемент розташовується в центрі кабелю, а волокна – концентрично відносно центрального елемента. В другому - оптичні волокна розташовуються в центрі, а навколо них – силові елементи. При центральному розташуванні армуючих елементів гнучкість кабелю в більшій мірі залежить від якості оптичного волокна, його стійкості до навантажень по згину, але конструкція ефективніше протидіє розтяжним навантаженням. При концентричному (зовнішньому) розташуванні армуючих елементів жорсткість конструкції збільшується, але зростає стійкість кабелю до роздушувальних навантажень, забезпечується кращий захист від сил тертя і зрізуючих сил (поперечний зсув).

Армуючі елементи можуть впливати і на процес виготовлення кабелю. Стальні зміцнювальні елементи ефективно попереджують повздовжній стиск волокна полімером при його охолодженні після нанесення оболонки методом екструзії. В той же час нитки з графіту або кевлар не здатні попередити повздовжній стиск волокна, оскільки самі згинаються під стисними навантаженнями, які виникають при охолодженні полімеру. Це призводить до виникнення додаткових втрат на мікрозгинах в процесі виготовлення кабелю або при його експлуатації при понижених температурах при розтягуванні.

Оптичні кабелі для ЕОМ характеризуються простотою конструкції і мінімальною вартістю. Лінії зв'язку в ЕОМ розділяються за протяжністю (короткі – менше 200 м, середні – менше 1000 м і довгі – більше 1000 м). В сучасних конструкціях оптичних кабелів для ЕОМ використовуються полімерні, багатокомпонентні і кварцові з полімерною світловідбиваючою оболонкою оптичні волокна діаметром 100-600 мкм, шириною смуги пропускання до 20 МГц·км, числовою апертурою більше 0,3 і послабленням не більше 25 дБ/км [19]. Для з'єднання ЕОМ використовуються оптичні волокна з діаметром сердечини 50 – 63 мкм, шириною смуги пропускання понад 200 МГц·км, числовою апертурою більше 0,2 і послабленням до 5 дБ/км. В конструкціях кабелів використовуються недорогі полімерні матеріали. Індивідуальний захист волокна здійснюється шляхом щільного накладання захисного покриття на оптичне волокно або укладанням його в полімерну трубку. Найбільший захист волокон від впливу навколишнього середовища і механічних навантажень в кабелях з желейним наповненням, армованих з негорючими оболонками.

Оскільки оптичне волокно не піддається впливу сильних електромагнітних полів, ряд фірм Великобританії (CERL, CEGB, BICC) розробили конструкцію алюмінієвих проводів для високовольтних ліній передачі, всередині яких розташовані оптичні волокна.

В якості прикладу оптичного кабелю для міської системи зв'язку може бути розглянута конструкція фірми Felten&Guilleaume Швейцарія (рис.4.10).

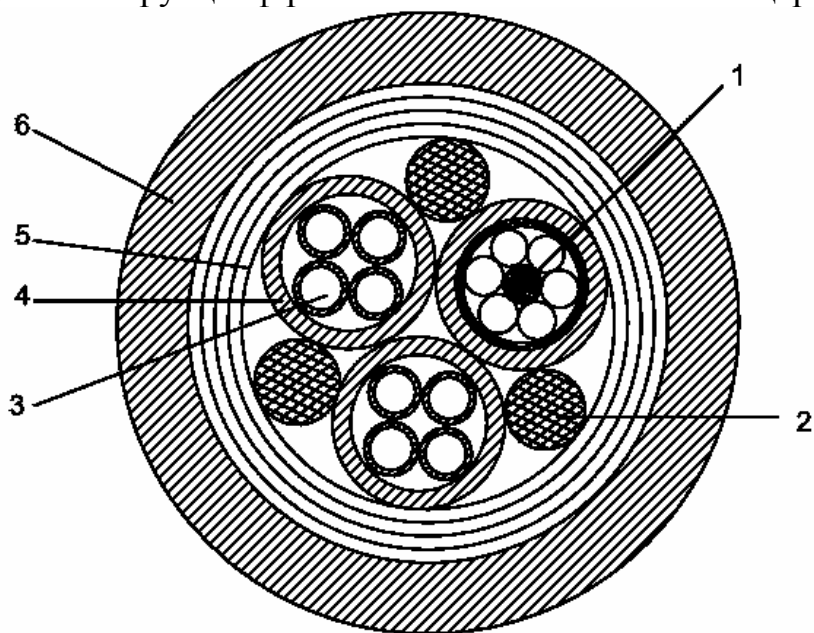


Рис.4. 10. Конструкція ОК для міської системи зв'язку:
1 –оптичний модуль; 2 – заповнювач; 3 – чотири мідних струмопровідні жили; 4 – скріплювальна обмотка полімерною стрічкою; 5 – багатошарова оболонка з алюмінію; 6 – полімерна оболонка

Кабель складається з основного оптичного модуля діаметром 7 мм з шістьма оптичними волокнами і з двох додаткових зіркових четвірок з мідних ізольованих жил для дистанційного живлення проміжних підсилювачів лінії зв'язку. Оболонка кабелю виготовлена з алюмінію.

По кожному з шести волокон цього кабелю може передаватись інформація зі швидкістю 34 Мбіт/с. Це відповідає можливості передачі 480 телефонних каналів або 16 чорно-білих телевізійних каналів або одного кольорового каналу [18].

В колишньому СРСР для передачі інформації в волоконно-оптичних лініях зв'язку в умовах фіксованого монтажу був розроблений оптичний кабель марки ОВ на основі кварцового волокна зі східчастим профілем показника заломлення і діаметром серцевини 50 мкм. Кабель виготовлявся з кількістю оптичних волокон 1, 2, 4, 6, 8, які були скручені навколо центрального зміцнювального елемента (крім кабелів з одним або двома волокнами). Оптичні волокна розташовані в захисній фторопластовій трубці по одному або два волокна в кожній трубці. Всередині неї розташовані армуючі елементи з синтетичних ниток і заповнювач з бавовняних ниток. Захищенні фторопластовою трубкою оптичні волокна скручені навколо центрального силового елемента. Поверх скручених елементів поздовжньо наскладувалась полімерна стрічка, скріплена обмоткою з синтетичної нитки. Поверх скріпленої кабельної скрутки наскладувалась подвійна оболонка з полівінілхлоридного пластикату (рис.4.11). Для одно- та двоволоконних кабелів оболонка виготовлялась одинарною.

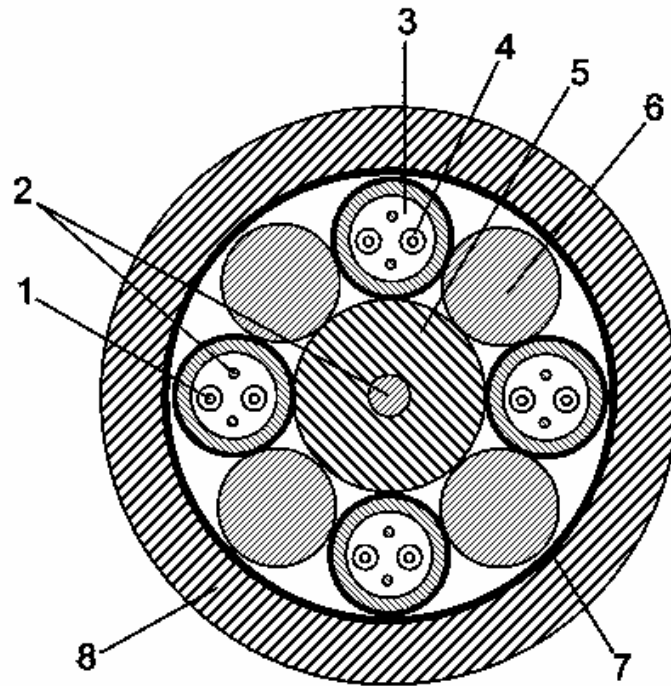


Рис.4.11. Конструкція восьмиволоконних ОК марки ОВ:

1 – оптичне волокно; 2 – армуючий елемент; 3 – заповнювач; 4 – трубчата оболонка оптичного волокна; 5 – серцевина з армуючим елементом; 6 – заповнювальний кордель; 7 – скріплювальний елемент; 8 – захисна оболонка

Для виконання внутрішньо-об'єктового монтажу були розроблені оптичні кабелі марки КВСП на основі кварцового волокна зі східчастим профілем показника заломлення і діаметром серцевини 50 мкм. Конструкції кабелів наведені на рис.4.12 – рис.4.14.

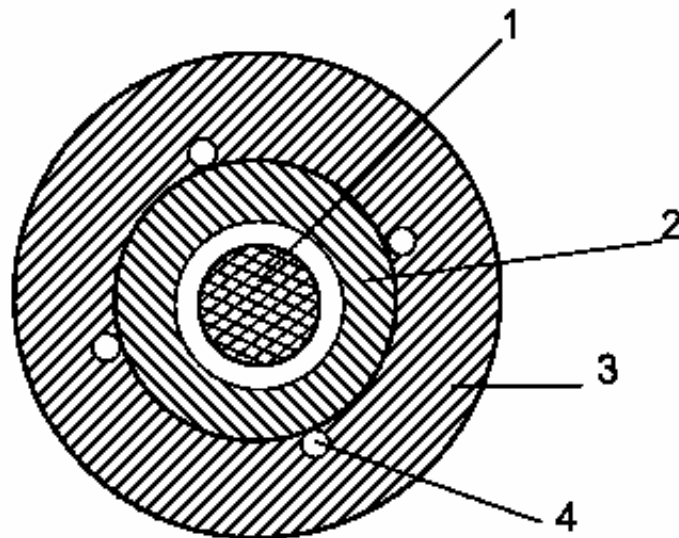


Рис.4.12. Конструкція одноволоконного ОК марки КВСП:

1 – оптичне волокно; 2 – оболонка з поліетилену;
3 – захисна оболонка з поліетилену; 4 – армуючі елементи (нитки)

На оптичне волокно (рис.4.12) [18] в захисній полімерній оболонці з поліаміду накладена двошарова оболонка з поліетилену. Перший шар накладається вільно, другий шар (з пігментованого поліетилену) – щільно, з тим

щоб забезпечити введення в оболонку поздовжньо прокладених між шарами зміцнювальних скляних ниток, які збільшують стійкість кабелю до дії розтяжних навантажень.

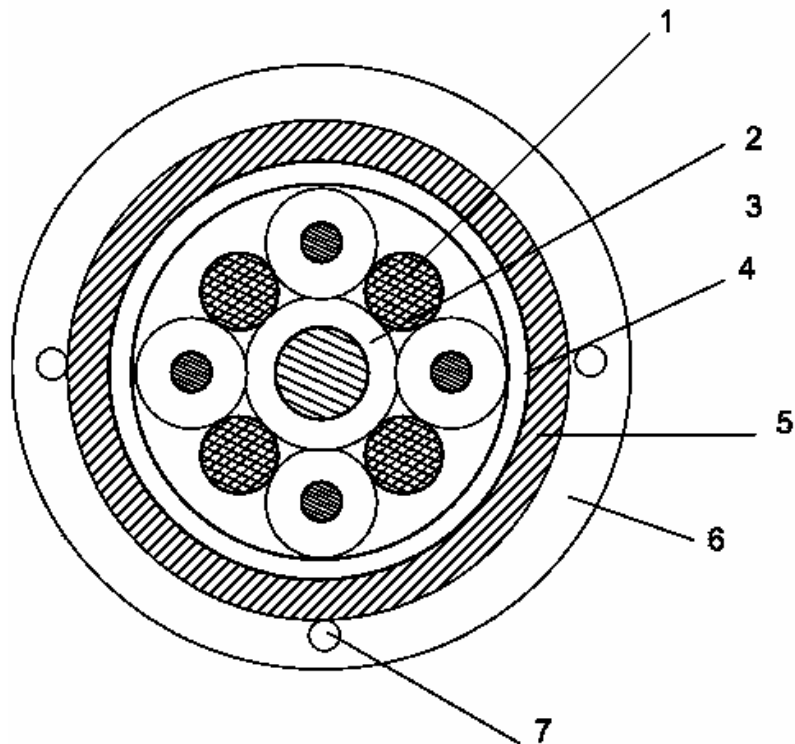


Рис.4.13. Конструкція чотириволоконного ОК марки КВСП:
 1 – оптичне волокно; 2 – серцевина; 3 – ізольована струмопровідна жила;
 4 – скріплювальний елемент (обмотка стрічками з фторопласту);
 5,6 – захисні оболонки; 7 – армуючі елементи (нитки)

В чотириволоконному кабелі (рис.4.13) чотири оптичних волокна скручені навколо серцевини так, що кожне оптичне волокно відокремлене від іншого елементом сигнальної ланки, діаметр по ізоляції якого перевищує зовнішній діаметр оптичного волокна. Таке скручення забезпечує захист оптичного волокна від дії радіальних навантажень і зменшує взаємний вплив між оптичними волокнами в складі ОК. Обмотка із стрічки фторопласту 4, яка скріплює оптичний джгут, слугує одночасно і тепловим захистом від перегріву в процесі накладення оболонок методом екструзії. Зміцнювальні нитки виготовлені із синтетичного високомодульного волокна з малим відносним збільшенням довжини і розташовані поздовжньо між оболонками.

В конструкції десятиволоконного кабелю (рис.4.14) скручення оптичних волокон навколо серцевини виконується без розділових елементів, оскільки введення їх призвело б до значного збільшення зовнішніх розмірів ОК. Введені в повив струмопровідні жили з ізоляцією різного кольору розташовані через чотири (три) волокна для забезпечення максимальної симетрії конструкції при збереженні можливості відліку. Конструкції захисної оболонки і зміцнювальних елементів аналогічні конструкціям чотириволоконного кабелю.

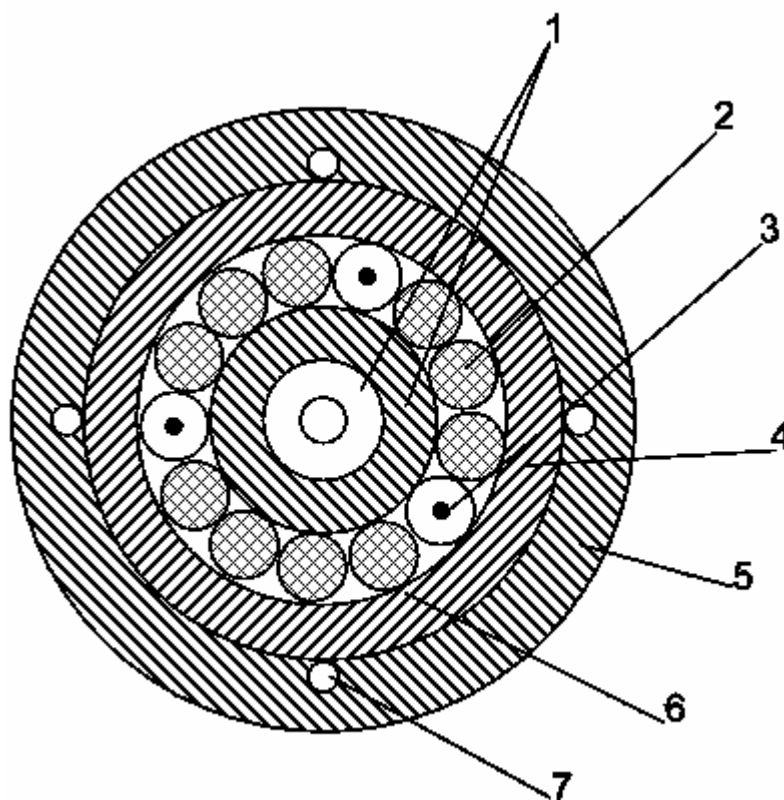


Рис.4.14. Конструкція десятиволоконного ОК марки КВСП:
 1 – серцевина; 2 – оптичне волокно; 3 – ізольована струмопровідна жила;
 4,5 – захисні оболонки; 6 – скріплювальний елемент (обмотка стрічками з фторопласту); 7 – армуючі елементи (нитки)

Основні характеристики деяких типів оптичних кабелів приведені в таблиці 4.2.

Таблиця 4.2

Основні характеристики деяких типів оптичних кабелів

Показник	Марка кабелю			
	СМ	СБ	ОЛ	ОК
Номінальний діаметр кабелю, мм	1,5	2,8 ; 4,8; 5,8	14,5	4,5
Послаблення, дБ/ км, не більше, при довжині хвилі 0,85 мкм	20	20	5	5
Профіль показника заломлення	східчастий	східчастий	східчастий	Градiєнтн.
Допустиме розтяжне зусилля, Н	20	500	1200	50
Допустиме роздушувальне навантаження, Н/см	100	100	1000	50
Номінальна маса, кг/км	від 7,3 до 36,1		150	25
Кількість оптичних волокон в кабелі	1	1; 4; 12;	4; 8;	4

4.3. Параметри сучасних промислових одномодових волокон

Спеціалізованими закордонними компаніями виготовляються одномодові (ОМ) оптичні волокна (ОВ) для міських і міжміських мереж зв'язку, які широко використовуються українськими кабельними компаніями і заводами, що виробляють волоконно-оптичні кабелі (ВОК). Вітчизняні ВОК, як правило, відповідають світовому рівню якості, підтверджені відповідними сертифікатами і користуються великим попитом, причому споживачі можуть вибрати при оформленні замовлення потрібне волокно виходячи з його параметрів. У цій ситуації особливо важливе знання параметрів використовуваних промислових ОМ волокон як звичайних, так і спеціальних, що з'явилися останнім часом.

Розглянемо основні типи і параметри найбільш перспективних сучасних одномодових оптичних волокон, що випускаються компаніями Corning Lucent Technologies і Fujikura, найбільш широко представлених на українському ринку.

ОМ волокна, як відомо, виготовляються з кварцового скла, мають постійний діаметр оболонки 125 мкм і діаметр серцевини 7-9 мкм, при цьому нормованим параметром є діаметр поля моди – світлової хвилі, що поширюється вздовж серцевини. Цей діаметр (8-11 мкм) характеризує втрати при введенні світла у волокно і залежить від довжини хвилі.

За профілем показника заломлення ОМ волокна поділяються на:

- волокна зі східчастим (прямокутним) профілем;
- волокна з профілем спеціального типу, наприклад, у формі тризубця, трикутника, W-образного профілю й ін.

Іноді профілі показника заломлення поділяють по-іншому – на три типи: профілі для ОВ без зміщення дисперсії, зі зміщенням дисперсії та зі згладжуванням дисперсії.

За дисперсією ОМ ОВ поділяються на:

- стандартне волокно СВ (SF - Standard Fiber) чи волокно з незміщеною дисперсією (SSMF - Standard Single Mode Fiber);
- волокно зі зміщеною нульовою дисперсією ВЗД (DSF - Dispersion-Shifted Fiber);
- волокно з ненульовою зміщеною дисперсією ВНЗД (NZDSF - Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber).

Нарешті, останнім часом у зв'язку з розвитком оптичних підсилювачів (ОП) і систем з WDM з'явилися спеціальні типи кварцового волокна:

- волокно для компенсації дисперсії – ВКД (DCF – Dispersion Compensating Fiber) використовується в спеціальних модулях (наприклад, DCM – Dispersion Compensating Module - модуль для компенсації дисперсії – МКД);
- волокно, леговане ербієм – ВЛЕ (EDF – Erbium-Doped Fiber), використовується в оптичних підсилювачах (ОП) типу EDFA – Erbium-Doped Fiber Amplifier;

- волокно, леговане неодимом – ВЛН (NDF – Neodim-Dopped Fiber), використовується в ОП типу NDFA – Neodim-Dopped Fiber Amplifier;
- волокно, що зберігає стан поляризації – ВСП (PMF – Polarization Maintaining Fiber), використовується в цілому ряді ОВ сенсорів, що вимагають збереження стану поляризації;
- волокно для ультрафіолетової області спектра, наприклад волокно, використовуване в діапазоні 190 - 250 нм для різних спеціальних застосувань;
- волокно з великою площею перерізу серцевини – порядку 300-800 нм для створення світлових потоків великої яскравості і потужності, використовуваних для вимірювання.

Основні параметри ОВ описані і регламентовані в рекомендаціях МСЕ G.652 – G.655, що використовуються, в основному, для посилення в офіційних документах на тип волокна. Значно більш інформативні фірмові специфікації компаній-виробників.

- G.652 - Стандарт для ОМ волокна, що має нульову дисперсію на 1310 нм допустимого для роботи з 1550 нм.
- G.653- Стандарт для ОМ волокна зі зміщенням дисперсії, що має нульову дисперсію на 1550 нм і допустимого для роботи на 1310 нм.
- G.654 - Стандарт для ОМ волокна, оптимізованого за загасанням для роботи на 1550 нм і має нульову дисперсію на 1310 нм.
- G.655-стандарт для ОМ волокна зі зміщенням дисперсії, що має малу ненульову дисперсію на 1550 нм і допустимого для роботи на 1310 нм.

Розглянемо інші параметри оптичних волокон, які наводяться в стандартах і фірмових специфікаціях компаній-виробників.

Робочі вікна прозорості – крім позначень перших трьох вікон вказується і більш точний інтервал, наприклад 1530 - 1565 нм, якщо ОВ оптимізовані для роботи саме в цьому інтервалі.

Спочатку під вікнами розумілися вузькі області мінімумів кривої поглинання світла в ОВ в зоні - 850 нм (1), 1310 нм (2), 1550 нм (3). Зараз вікно 2 - це область від 1270 (1280) до 1325 нм, вікно 3 - від 1528 до 1565 нм, вікно 4 - від 1565 до 1620 нм, вікно 5 - від 1325 до 1450 нм. Наприклад, волокно AiiWave (компанії Lucent Technologies) може працювати в чотирьох вікнах: 2 - 5, тобто в смузі від 1280 до 1620 нм.

Загасання дається як для фіксованих довжин хвиль 1310, 1383 (пік загасання, викликаний наявністю гідроксильних груп), 1550 нм, так і усередині трьох вікон, що важливо для прикидання можливості використання волокна в системах WDM.

Як правило, приводяться два значення (через розділювальну риску): перше - відповідає максимально можливій величині, друге – спостерігається фактично на практиці - на неї можна орієнтуватися з великою часткою імовірності.

Приріст загасання приводиться (при необхідності використання кабелю в широкому діапазоні температур) для двох діапазонів температур (-60 -

+55 °C) чи (-60 - +85 °C) через розділювальну риску, якщо дано одне з них, то знак "-" означає відсутність даних.

Аналогічний приріст може відбутися і від інших факторів, наприклад при експлуатації ВОК у водяному середовищі чи "мокрих" колекторах, від надмірно малого радіуса кривизни при частих вигинах волокна й ін.

Довжина хвилі нульової дисперсії приведена за каталогом або обчислена приблизно на підставі інших даних. Разом з нахилом при нульовій дисперсії вона дає можливість оцінити значення дисперсії для конкретної довжини хвилі, використовуючи інтерполяційні формули. Область ненульової дисперсії приводиться для ОМ волокна, оптимізованого для роботи із системами WDM у зазначеній області. Знання її важливе як при оцінюванні впливу на ці системи чотирихвильового змішання, так і при використанні волокна в солітонних системах зв'язку, для яких середня дисперсія волокна повинна бути негативна на ділянці передачі, (тобто середнє значення дисперсійного параметра D повинне бути позитивним).

Дисперсія PMD для протяжної лінії – статистичне значення PMD у кабелі (середньоквадратичне значення коефіцієнтів PMD окремих волокон у кабелі, вимірюване за методикою IEC SC 86A / WG1, метод 1). Цей параметр використовується для більш достовірного оцінювання накопиченої (на довжині секції) дисперсії PMD для високошвидкісних (10 Гбіт/с по одному волокну і вище) систем зв'язку.

Ефективна площа світлового поля – цей параметр вводиться як еквівалент площі серцевини для високощільних систем з розділенням за довжиною хвилі (DWDM). У цих системах використовуються джерела лазерного випромінювання високої інтенсивності, що приводить до зростання нелінійних ефектів. Для зниження щільності оптичної потужності (при загальному збільшенні її рівня) необхідно збільшувати ефективну площу світлового поля, що робиться за рахунок оптимізації профілю показника заломлення. Наприклад, у розробленому для цих цілей волокні LEAF (компанії Corning) ця площа підвищена настільки, що дає приріст припустимій потужності джерела випромінювання на 2 дБ (використовуваний профіль - тризубець, який називається також "профілем w").

Вид профілю показника заломлення. Крім прямокутного профілю показника заломлення у волокнах типу NZDSF зі зміщенням нульової дисперсії в область вікна 1550 нм для формування плоскої дисперсійної характеристики з малою величиною дисперсії застосовуються спеціальні профілі. Найбільш широко використовувані – тризубець і трикутник на п'єдесталі (який називається також L-профілем), формовані наявністю декількох оболонок з різним значенням.

Фактор опору динамічної утоми визначає здатність волокна протистояти довгостроковим механічним навантаженням (чим вище n , тим більша надійність волокна, див. стандарт FOTP-31). Радіус власної кривизни волокна - параметр, що впливає на зсув центра волокна при укладанні його для зварювання в V-образну канавку (чим менший радіус, тим більший зсув).

4.4. З'єднання оптичних волокон

Для з'єднання оптичних волокон в наш час в різних країнах отримали розвиток різні способи. Найбільш поширеними є: з'єднувальні трубки; роз'ємні з'єднувачі; механічне зрощення; V – подібні канавки; роликові з'єднання; електрозварювання. Останнім часом для стаціонарного монтажу оптичних кабелів твердо закріпився метод зварювання електричною дугою, а для роз'ємного монтажу багатократного використання використовуються роз'ємні з'єднувачі [20, 21, 22].

Розглянемо деякі характерні способи з'єднання оптичних волокон. Використання з'єднувальних трубок. Один з найпоширеніших способів постійного з'єднання волокон полягає у використанні прецизійних втулок або трубок, які виготовленні точно за зовнішнім діаметром оптичного волокна. Ці трубки надають оптичному волокну потрібне положення і фіксують це положення. Трубки частіше усього скляні, а кінцева частина у кінця трубки полегшує введення оптичного волокна. Конструкція одного з нероз'ємних з'єднань показана на рис.4.15 [20].

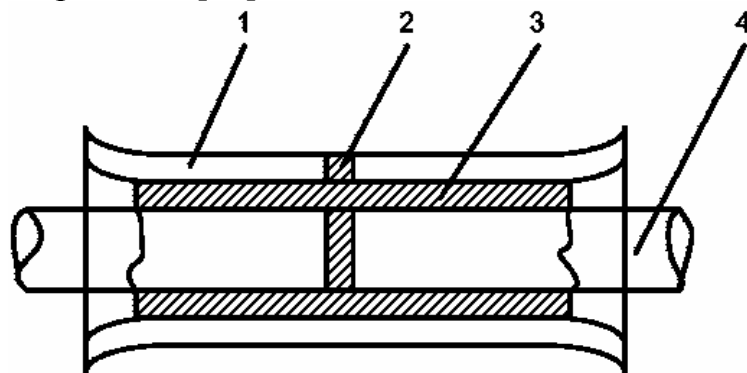


Рис.4.15. З'єднання волокон з допомогою втулки:

1 – скляна трубка; 2 – отвір; 3 – іммерсійна рідина; 4 – волокно

З'єднувач складається з полої скляної трубки з отвором для заливання іммерсійної рідини, яка одночасно слугує і для узгодження показників заломлення волокон, які з'єднуються. За даними вимірювань при 60-ти з'єднаннях багатомодових волокон з діаметром серцевини 85 мкм і діаметром по відбиваючій оболонці 125 мкм середнє послаблення в місцях з'єднань складало 0,29 дб.

Роз'ємний з'єднувач. Роз'ємний з'єднувач багаторазового використання, призначений для з'єднання оптичних волокон з пластмасовим покриттям, зображений на рис.4.16.

Штир'юва частина (рис.4.16 б) з'єднувача має по обидва боки конічні канали (діаметр отвору конічного каналу є єдиним критичним розміром). У штир'юву частину і гніздо (рис.4.16 а) з'єднувача вставляються заздалегідь підготовлені кінці оптичних волокон. Фіксація оптичних волокон у штир'ювій і гніздовій частині забезпечується шляхом стиску кінців трубок зі сталі, натягнутих на пластмасову оболонку. При виконанні операції з'єднання спо-

лучених площин зовнішні складові поверхні тісно стикаються одна з одною, а торці оптичних волокон виявляються розділеними невеликим зазором. Після з'єднання (рис.4.16, в) штирєва і гніздова частини фіксуються між собою за допомогою гайки з накатаною різьбою (для цього на зовнішній поверхні гніздової частини з'єднувача є різьба).

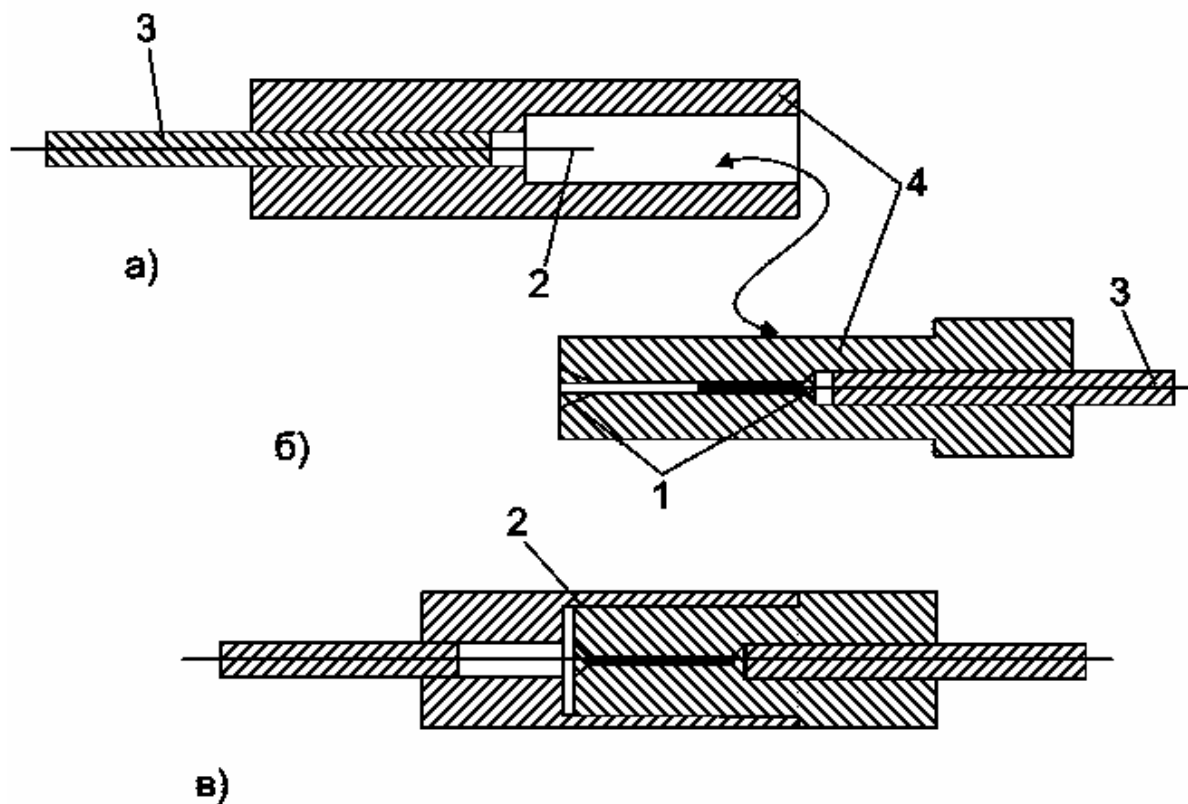


Рис.4.16. Штекерне з'єднання: а) гніздова частина; б) штирєва частина; в) зросток; 1 – канал; 2 – волокно; 3 – сталеві трубки; 4 – з'єднані поверхні

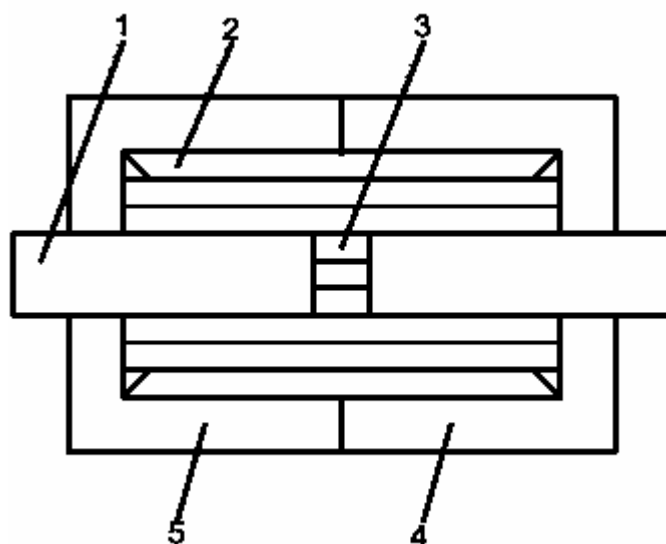


Рис.4. 17. Механічний зросток:
 1 – оптичні волокна; 2 – пластмасова втулка;
 3 – імерсійна рідина; 4, 5 – півмуфти

Механічне з'єднання. Найбільш характерна конструкція механічного з'єднувача приведена на рис.4.17.

У зростку з'єднувані волокна вводяться в пластмасову втулку і вільний простір заповнюється імерсійною рідиною, що зменшує втрати на відбиття від торців. Зовні зросток герметично закритий і механічно захищений півмуфтами.

Застосування прецизійних стержнів. У цьому випадку кілька металевих стержнів укладають навколо волокон, що зрощуються, і центрують зросток. Поверх зростка розташовується термопластична трубка, що дає усадку при нагріванні. Всередину зростка вноситься клей з узгодженим показником заломлення. Втрати на зростку не перевищують 0,5 дБ.

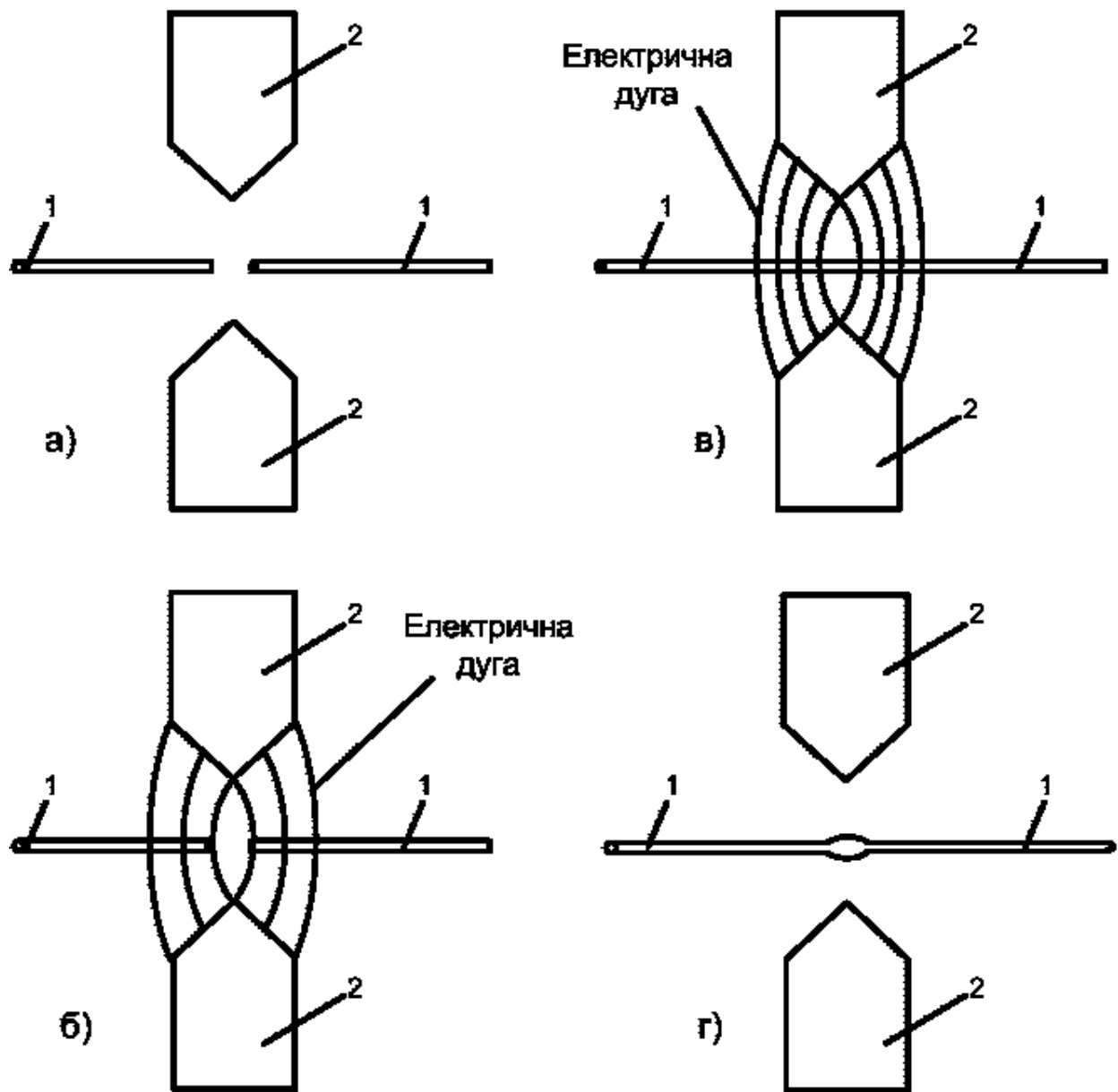


Рис.4.18. Зрощування волокон електричною дугою:
 а – початкове положення; б – оплавлення торців; в – стискання торців; г – зрощування; 1 – оптичне волокно; 2 – електрод

Метод *електродугового зварювання*. Зварювання виконується за допомогою електричної дуги або лазера шляхом нагрівання кінців оптичних волокон, що зрощуються. Процес зрощування оптичних волокон складається з таких операцій (рис.4.18):

- а) юстування співвісності розташування торців оптичних волокон, розташованих на відстані декількох міліметрів один від одного;
- б) попереднє оплавлення торців оптичних волокон електричною дугою;
- в) щільне притиснення один до одного торців оптичних волокон, які знаходяться в безупинному дуговому розряді;
- г) остаточний етап зрощування.

Пристрій для зварювання являє собою легко переносний прилад з розмірами 20х30х15 см. Зовні розташовується мікроскоп для візуального спостереження за процесом зварювання (рис.4.19).

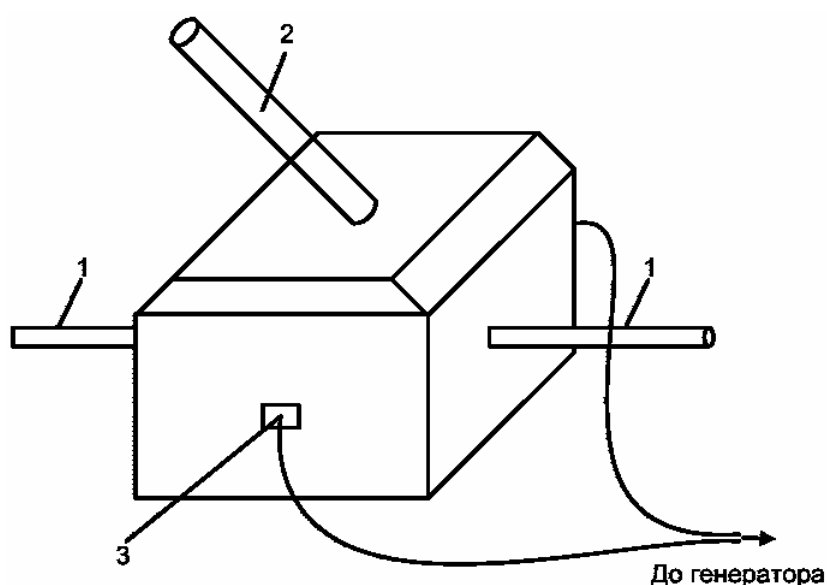


Рис.4.19. Загальний вигляд електрозварювального пристрою:
1 – оптичне волокно; 2 – мікроскоп; 3 – електрод

Такий метод зварювання дозволяє одержувати з'єднання з втратами близько 0,1 – 0,3 дБ і розривною міцністю не менше 70% міцності цілого волокна. Цей метод можна застосовувати в польових умовах, оскільки він не висуває жорстких вимог до попередньої обробки торцевих поверхонь перед зрощуванням.

Застосування металевих наконечників. Насамперед на кінці кожного оптичного волокна монтується металевий наконечник (рис.4.20 а).

Для цього з кінця оптичного волокна на відстані 40 мм знімається захисне покриття. Потім надівається наконечник так, щоб скловолокно виступало з нього приблизно на 15-20 мм. На виступаючий кінець волокна надівається капіляр (скляна трубка з отвором) довжиною 10 мм. Капіляр вводиться в наконечник так, щоб кінець капіляра виступав на 1-2 мм. На скловолокно й капіляр наноситься шар епоксидної смоли. Епоксидна смола також вливається в отвори наконечника. Потім торець волокна шліфується в скляній

плиті із застосуванням абразивного порошку і полірується на полірувальному колі.

З'єднання оптичних волокон проводиться за допомогою втулки різних шайб (рис.4.20) [22]. Втулка і шайби мають нарізки, за допомогою яких щільно стикуються волокна, що зрощуються.

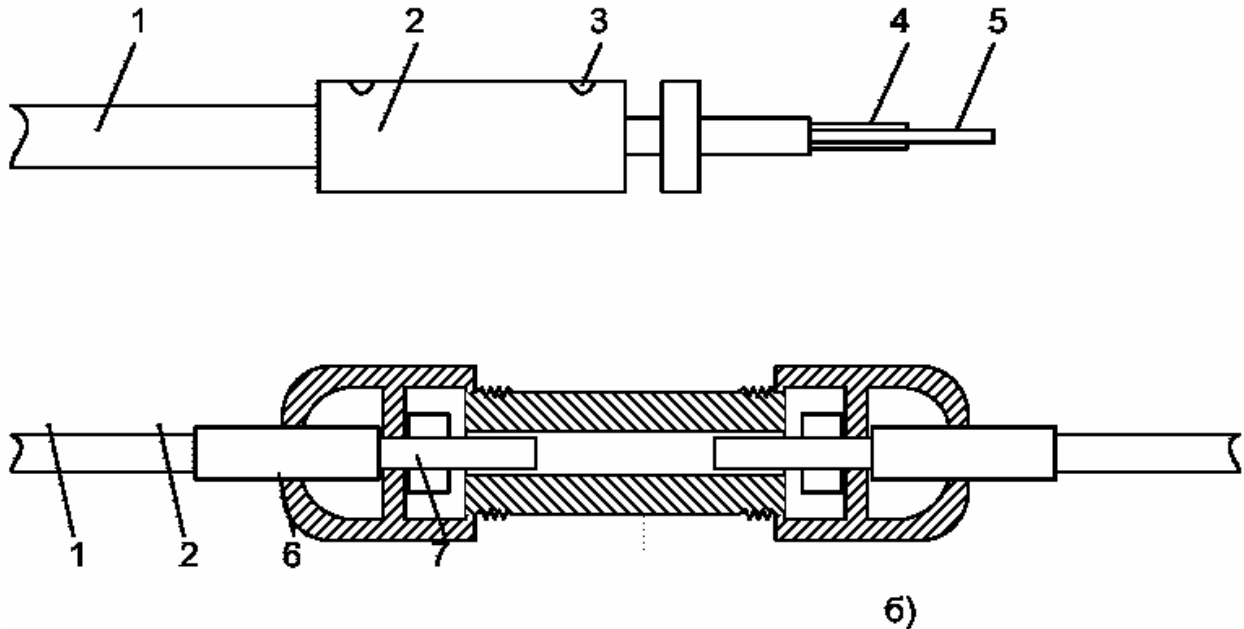


Рис.4.20. З'єднання волокон за допомогою металевого наконечника: а – закладення наконечника; б – з'єднання волокон; 1 – ізольоване волокно; 2 – металевий наконечник; 3 – отвір для заливання епоксидної смоли; 4 – капіляр-скляна трубка; 5 – волокно; б – з'єднання волокон; 6 – металева втулка; 7 – розрізна шайба

4.5. Монтаж оптичних кабелів

При монтажі волоконно-оптичного кабелю в цілому необхідно забезпечити високу вологостійкість з'єднання, надійні механічні параметри на розрив і стискання та придатність з'єднання для тривалого знаходження в землі [20, 22].

В даний час одержали розвиток різні варіанти монтажу ОК. Найбільш характерними є такі:

Каркасний метод монтажу. Для монтажу ОК (рис.4.21) використовується металевий каркас з числом поздовжніх стержнів, рівним числу волокон, що зрощуються. Оптичні волокна зрощуються одним з вищевказаних способів.

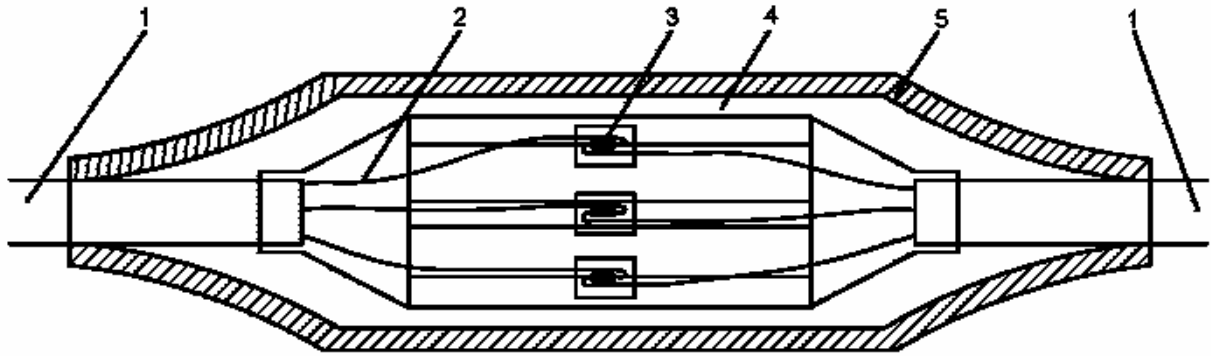
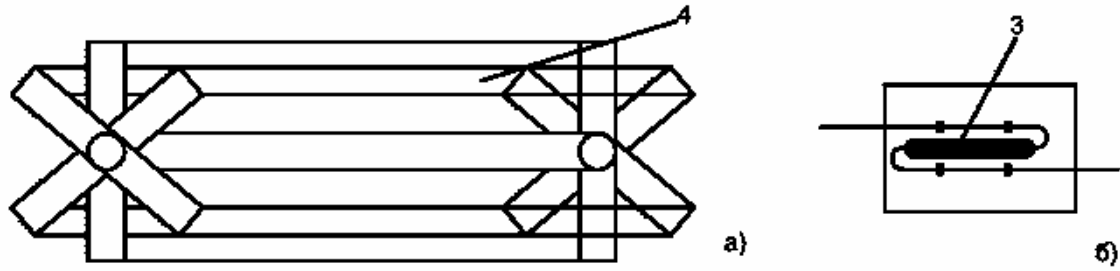


Рис.4.21. Каркасный метод монтажу ОК:

а – каркас для з'єднання шести волокон; б – кріплення з'єднання на пластинці; в – загальний вид муфти; 1 – ОК; 2 – волокно; 3 – зросток; 4 – каркас; 5 – термопосадочна муфта

Зростки волокон розміщуються на ебонітових пластинках і кріпляться так, щоб зросток не сприймав достатнього впливу на розрив. Поверх каркаса накладається кілька шарів поліетиленової стрічки, а потім надівається термопосадочна муфта із підклеювальним шаром. Перевагами муфти є: щільне обтиснення конусів зростка і вологостійкість.

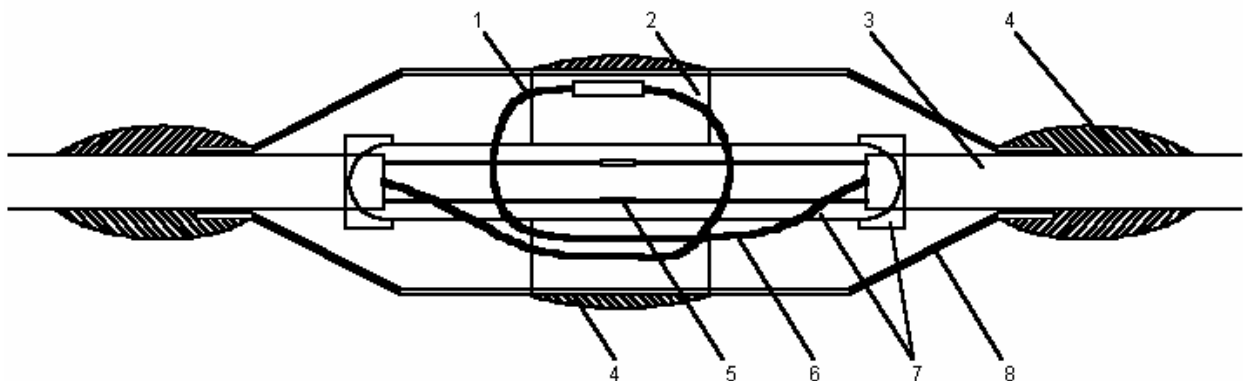


Рис.4.22. Монтаж ОК з силовими елементами:

1,6 – оптичні волокна; 2 – захисне кільце; 3 – оптичний кабель;
4 – гідроізоляція; 5 – силові армуючі елементи;
7 – армуючі елементи; 8 – муфта

Монтаж ОК з силовими елементами. При наявності в оптичному кабелі силових армуючих елементів вони з'єднуються напряду, а оптичні волокна укладаються в муфті у вигляді петлі (рис.4.22). У результаті армуючі елементи сприймають на себе розтяжні навантаження, які виникають в процесі протягування і експлуатації кабелю. Захист зростка від вологи здійснюється за допомогою гідроізоляції, що вкладаються в конусах і на середині сполучної муфти. Кільце захищає від радіального тиску.

Монтаж плоских ОК. Монтаж ОК, виконаних у вигляді багатоволоконних плоских стрічок із загальним пластмасовим покриттям, здійснюється в такий спосіб. Волокна на кінці стрічки оголюють на відстані 1см і стрічку поміщають у матрицю, як показано на рис.4.23, а. Кінці волокон лежать на ділянці, що має прецизійні канавки. Потім у матрицю заливають пластичний матеріал, який обволікає волокна і перешкоджає їх подальшому переміщенню.

Волокна, залиті пластмасою, утримують в матриці до її застигання. У вузькому зазорі, де розташована прецизійна ділянка, волокна пластмасою не заливають. Потім волокна розривають шляхом їхнього вигину і розтягання. Застигла пластмаса фіксує волокна в торці стрічки. Після цієї операції стрічка готова до зрощення. Далі кінці двох стрічок закладають у шаблон, а в зазор між торцями для скріплення стрічок одну з одною заливають епоксидний компаунд із відповідним показником заломлення.

Прес-форма роз'ємна і виконана з латуні; прецизійні зазори зроблені зі сталі і вставляються в латунну прес-форму. Зачищення кінців волокон у полімерному покритті виконується шляхом розчинення матеріалу покриття і видалення його з волокон. Даний метод не вимагає шліфування і полірування з'єднувальних кінців ОК. Середні втрати в місці з'єднання складають 0,20 дб, стандартне відхилення-0,32 дб. Частина з'єднань (5%) має втрати менше 0,1 дб, а 95% – менше 0,8 дб. Загальний вигляд зростка показаний на рис.4.23,б.

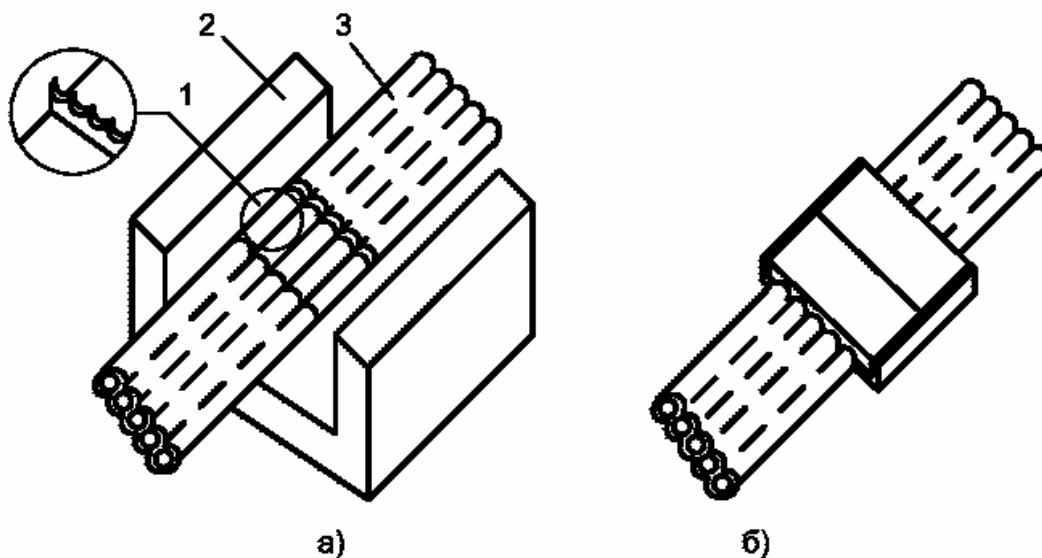


Рис.4.23. Монтаж плоских стрічкових кабелів:
а – елементи монтажу; б – загальний вигляд зростка

Застосування фігурного з'єднувача. З'єднувач, призначений для багатоволоконних кабелів і не потребує операцій шліфування, полірування і склеювання волокон, приведений на рис.4.24.

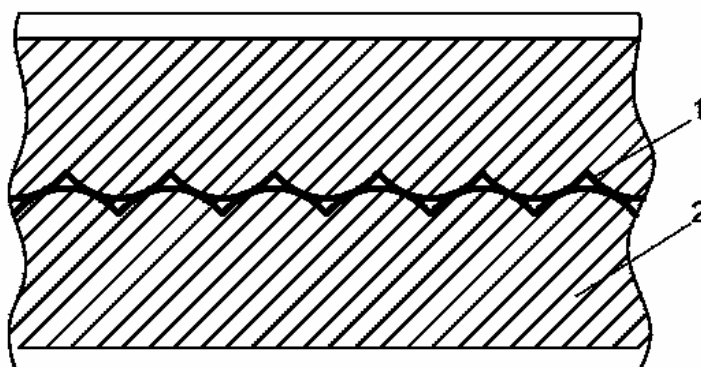


Рис.4.24. Фігурний з'єднувач на 10 волокон
1 – скловолокно; 2 – циліндричні поверхні

Кожне скловолокно надійно утримується в просторі, утвореному трьома циліндричними поверхнями, виготовленими із стисненої пластмаси. Кожна трійка вирівнювальних елементів, створює направлений до центра тиск на волокно подібно трикулачковому патрону дрелі, що тримає свердло. Волокна меншого діаметра дотикаються до поверхні вирівнювальних елементів, у той час як товсті волокна деформують їх. Після того як дві половини з'єднувача встановлені, вони скріплюються разом, і кожне волокно займає належне положення між трьома циліндричними поверхнями. Втрати в з'єднувачі не перевищують 0,3 дБ, перехідні перевищують 70 дБ. Зовні зросток ізолюється термопосадочною муфтою з попередньою обмоткою пластмасовими стрічками.

Контрольні питання

1. Типи оптичних волокон.
2. Зарисуйте радіальні профілі показників заломлення різних типів оптичних волокон.
3. Характеристики кварцового і кварц-полімерного оптичного волокна.
4. Конструкції оптичних кабелів та їх особливості.
5. Конструкція стрічкових оптичних проводів.
6. Конструкція ОК для міської системи зв'язку.
7. Конструкція восьмиволоконних ОК марки ОВ.
8. Основні характеристики оптичних кабелів.
9. Параметри сучасних промислових одномодових волокон.
10. Монтаж оптичних кабелів.

5. ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

5.5. Основи зонної теорії напівпровідників

Зонний характер енергетичних спектрів кристалічних твердих тіл оснований на розв'язанні рівняння Шредингера, що описує рух електронів у цих тілах. Кристалічні ґратки, що мають просторову періодичність, складаються з позитивних ядер, які знаходяться в її вузлах, і електронів, які перебувають біля ядер. Випробовуючи на собі вплив зовнішнього електричного поля, кристалічні ґратки практично не деформуються, тому що сили зовнішнього електричного поля слабкі в порівнянні із силами, що утримують ядра у вузлах ґраток. Електрони, найбільш віддалені від ядра атома, найбільшою мірою підпадають під вплив зовнішнього електричного поля, під дією якого вони можуть пересуватися по ґратках, створюючи електричний струм. Кількісний опис руху електронів у твердих тілах поєднаний із серйозними труднощами, тому що необхідно враховувати електричні сили відштовхування електронів, сили притягання їх до ближніх і далеких ядер, тобто розв'язувати багатоелектронну задачу. Для визначення стаціонарних станів і енергетичного спектра сукупності великого числа атомних ядер і електронів у кристалі необхідно розв'язати рівняння Шредингера [8, 23]

$$\hat{H}\Phi = E\Phi, \quad (5.3)$$

де H – гамільтоніан кристала; Φ – його хвильова функція; E – енергія кристала.

Хвильова функція кристала залежить від координат всіх електронів \vec{r}_i і всіх атомних ядер \vec{R}_a :

$$\Phi = \Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n). \quad (5.4)$$

Оператор Гамільтона містить у собі [23]:

1) оператор кінетичної енергії електронів

$$\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right),$$

де \hbar – постійна Планка, ділена на 2π ($\hbar = h/2\pi$), m_0 – маса електрона,

$\Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}$ оператор Лапласа для i -го електрона;

2) оператор кінетичної енергії ядер

$$\sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} \right),$$

де M_{α} – маса ядра, $\Delta_{\alpha} = \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha}^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_{\alpha}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_{\alpha}^2}$;

3) потенціальну енергію попарної взаємодії електронів

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}}, \quad i \neq j;$$

4) потенціальну енергію попарної взаємодії ядер

$$V_0(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n);$$

5) потенціальну енергію взаємодії електронів з ядрами

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n);$$

З врахуванням складових гамільтоніана рівняння Шредингера запишемо як

$$\left\{ \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + V_0(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) + \right. \\ \left. + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \Phi = E\Phi \quad (5.5)$$

Число незалежних змінних у (5.3) визначається числом часток у кристалі, що в 1 см^3 складає 10^{22} . У загальному вигляді така задача не має розв'язку, тому можливо лише її наближене розв'язування з використанням ряду спрощень.

Одним з наближень, що дозволяють трохи спростити рівняння руху електронів у твердому тілі, є адіабатичне наближення чи наближення Борна - Оппенгеймера. Маса ядра атома значно більша маси електрона, тому при кожній зміні положення ядра атома електрони миттєво ідуть за його зміною. Це дозволяє вважати в першому наближенні, що електрони рухаються в потенціальному полі фіксованих ядер. При вивченні руху ядер навпаки, варто враховувати не миттєве положення електронів, а поле, створюване їхнім середнім просторовим розподілом.

Найбільш грубе наближення – таке, при якому ядра вважаються нерухомими. У цьому випадку координати ядер $\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n$ уже не є змінними,

параметри R_{10}, \dots, R_{n0} являють собою координати вузлів кристалічних ґраток. Кінетична енергія ядер у цьому випадку дорівнює нулю, а енергія їхньої взаємодії V_0 приймає постійне значення. Відповідним вибором початку відліку енергії її можна перетворити в нуль.

З урахуванням цих зауважень (5.5) спрощується і тепер воно описує рух електронів у полі нерухомих ядер. Енергія електронів і їхня хвильова функція тепер залежать від періодичного розташування ядер. У цьому випадку рівняння Шредингера можна записати в такий спосіб [23]:

$$\left\{ \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \psi_q = E_q \psi_q . \quad (5.6)$$

Можливе подальше скорочення числа змінних у (5.6), якщо вважати, що всі електрони атома, крім валентних, разом з ядром утворюють нерухомий атомний залишок (іон). Іншими словами, (5.6) описує тільки рух валентних електронів у потенціальному полі нерухомих іонів. Це спрощення одержало назву валентної апроксимації.

Однак (5.6) з урахуванням зазначених спрощень не має розв'язування в загальному вигляді. Подальшим спрощенням, що дозволяє розв'язати багатоелектронну задачу для кристала, є метод Хартрі-Фока. Суть його полягає в тому, що енергія попарної взаємодії електронів замінюється взаємодією кожного електрона з усередненим полем всіх інших електронів. Це означає, що потенціальна енергія окремо взятого електрона залежить не тільки від руху всіх інших електронів, але і від руху його самого. Отже, поле не тільки визначає рух даного електрона, а саме залежить від його руху. Таке поле одержало назву самоузгодженого. Використання самоузгодженого поля дозволяє звести багатоелектронну задачу для кристала до одноелектронного. У математичному плані це означає, що в (5.6) можлива така заміна:

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} = \sum \Omega(\vec{r}_i) , \quad (5.7)$$

де $\Omega(\vec{r}_i)$ – потенціальна енергія i -го електрона в полі всіх інших електронів.

Аналогічно потенціальну енергію взаємодії електронів з ядрами можна також зобразити у вигляді суми

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \sum_i U_i(\vec{r}_i) , \quad (5.8)$$

де $U_i(\vec{r}_i)$ – потенціальна енергія i -го електрона в полі всіх ядер.

З урахуванням (5.7) і (5.8) рівняння (5.6) перетвориться до вигляду [23]

$$\left\{ \sum \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(\vec{r}_i) + U_i(\vec{r}_i) \right) \right\} \psi_q = E_q \psi_q . \quad (5.9)$$

Таким чином, введення самоузгодженого поля дозволяє розглядати рух електронів у кристалі незалежно один від одного, а це означає, що між ними не існує електричної взаємодії. У математичному відношенні це дає можливість зобразити хвильову функцію системи частинок у вигляді добутку хвильових функцій, що описують стан окремих частинок системи. З фізичної точки зору можна вважати, що повна енергія системи частинок дорівнює сумі енергій окремих електронів.

Позначивши потенціальну енергію електрона в кристалі функцією

$$V(\vec{r}) = U(\vec{r}) + \Omega(\vec{r}) , \quad (5.10)$$

перетворимо рівняння Шредингера для електрона в кристалі до вигляду

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) . \quad (5.11)$$

Рівняння (5.11) розв'язуємо в наближенні сильного чи слабого зв'язку. Під наближенням слабого зв'язку розуміють випадок, коли кінетична енергія електронів значно перевищує їхню потенціальну енергію, пов'язану з просторовою зміною. При цьому періодичний потенціал $V(\vec{r})$ можна розглядати як мале збурювання вільного руху електронів. Такий підхід при розв'язуванні рівняння Шредингера дає задовільні результати для металів.

У наближенні сильного зв'язку розглядають випадок, коли стан електронів у кристалі мало відрізняється від їхнього стану в ізольованому атомі. Такий розгляд справедливий для електронів, близько розташованих до ядра, коли між ними і сусідніми атомами, що знаходяться у вузлах ґратки, не відбувається взаємодії. Однак наближення ні слабо, ні сильно пов'язаних електронів не описує стан валентних електронів у кристалі, тому вони не дозволяють одержати кількісні розрахунки енергетичного спектра електронів для твердих тіл.

Розв'язування (5.11) – хвильова функція електрона в періодичному полі кристала, яку можна зобразити у вигляді функції Блоха:

$$\psi_K(\vec{r}) = e^{i\vec{K}\vec{r}} U_K(\vec{r}) , \quad (5.12)$$

де $e^{i\vec{K}\vec{r}}$ – плоска хвиля, що біжить у напрямку хвильового вектора \vec{K} , $U_K(\vec{r})$ – функція координат, що залежить від вектора \vec{K} і має періодичність ґратки.

Таким чином, хвильова функція електрона в періодичному полі кристала являє собою плоску модульовану за амплітудою хвилю, що має період кристалічних ґраток і біжить у напрямку хвильового вектора. Хвильовий вектор характеризує квантовий стан електрона в кристалі. Модуль хвильового вектора \vec{K} називається хвильовим числом і виражає число довжин хвиль, що укладаються на відрізок 2π , тобто $K = 2\pi/\lambda$.

При розгляді одновимірної задачі в наближенні слабо зв'язаних електронів залежність повної енергії електрона, що рухається в періодичному потенціальному полі, від хвильового вектора \vec{K} можна зобразити графічно (рис.5.1) [8, 24].

Як видно з рис.5.1, залежність $E(\vec{K})$ являє собою квадратичну параболу поблизу дна першої з дозволених зон, потім, при наближенні до стелі зони крива $E(\vec{K})$ відхиляється від параболи, показаної пунктиром. При $K = \pm\pi/a$ маємо стелю першої зони і розрив в кривій, що відповідає забороненій зоні. Далі спостерігаються відрізки кривих, що визначають більш високі енергетичні зони.

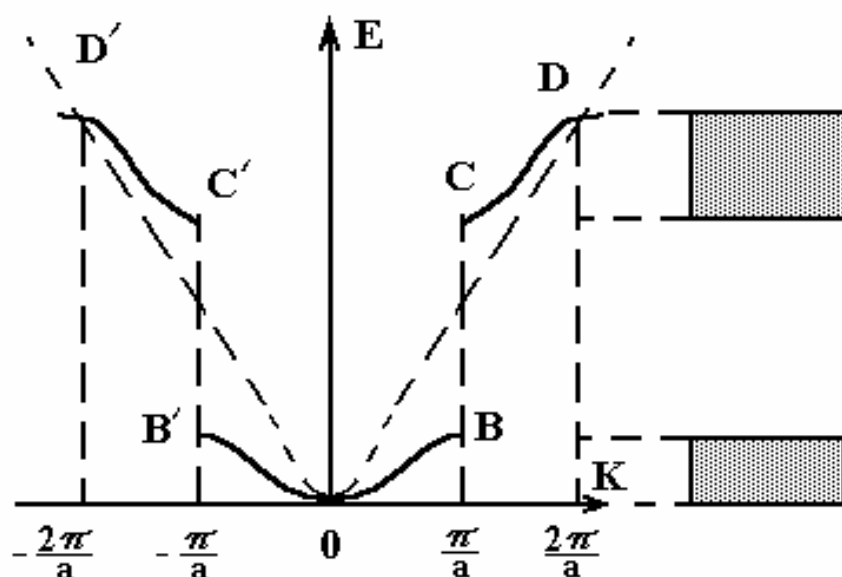


Рис.5.1. Залежність сповненої енергії електрона від хвильового вектора

Отже, хвильовий характер руху електронів у періодичному потенціальному полі кристала сприяє виникненню дозволених і заборонених зон енергії для електронів.

Для наочності розглянемо тепер велику кількість однакових атомів, розміщених у правильних кристалічних ґратках з постійною ґраток, що набагато перевищує її реальне значення. Іншими словами, у цьому випадку між атомами немає взаємодії. Кожен атом буде мати свій індивідуальний енергетичний рівень. Якщо тепер зменшувати величину постійної ґраток настільки, щоб проявилася взаємодія атомів, то кожен індивідуальний рівень розділиться на ряд рівнів, що утворять енергетичну зону, причому число квантових станів в енергетичній зоні залишиться рівним числу атомних квантових

станів, з яких вийшла зона. На рис.5.2 показане розщеплення енергетичних рівнів при зменшенні постійної ґраток.

Найвищі енергетичні стани, максимально віддалені від ядра, будуть взаємодіяти один з одним при великих значеннях постійної ґраток у порівнянні з більш низькими енергетичними станами. Ширина енергетичної зони і її положення на енергетичній шкалі залежать від постійної ґраток і енергетичного рівня, з якого утворилася зона.

Відповідно до принципу Паулі можна стверджувати, що електрони займають усі квантові стани до певного рівня, вище якого стани залишаються вільними. Розглянемо два можливих випадки заповнення електронами утворених енергетичних зон, якщо вони не перекриваються. У першому випадку, якщо енергетична зона утворена з верхнього енергетичного рівня окремого атома, причому два квантових стани цього рівня заповнені електронами обох значень спіну, то дана зона буде цілком заповнена, а наступні більш високі зони будуть вільні (дозволені енергетичні зони). В другому випадку, якщо найвищий рівень окремо взятого атома містить тільки один електрон, енергетична зона, що утворилася з нього, буде заповнена тільки наполовину.

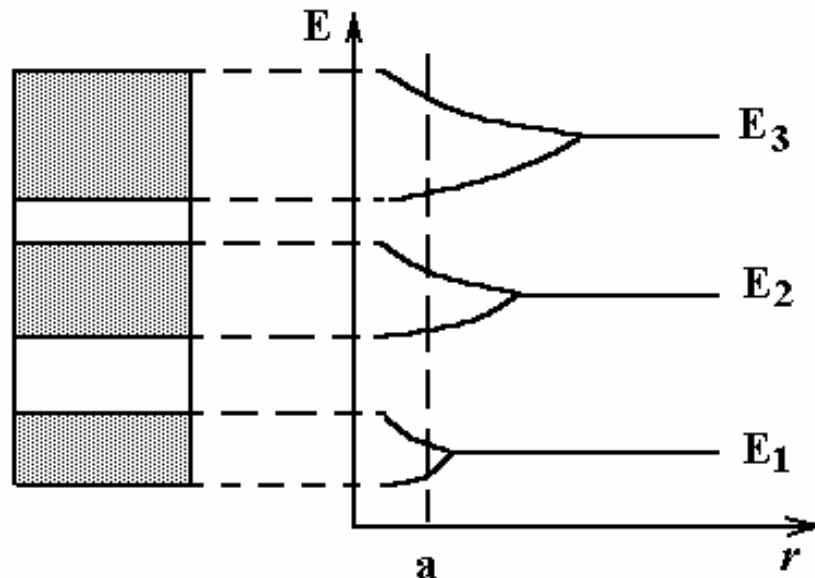


Рис.5.2. Утворення енергетичних зон з енергетичних рівнів при зближенні атомів

Для розрахунку числа станів в енергетичній зоні при розв'язуванні рівняння Шредингера необхідно врахувати граничні умови при переході від нескінченно великих ідеальних кристалічних ґраток до ґраток кінцевих розмірів. Такими граничними умовами є умови циклічності Борна-Кармана, основа яких - періодичність властивостей електронів у кристалічних ґратках. У математичному відношенні це означає, що хвильова функція ψ повинна мати те саме значення на протилежних гранях кристалічних ґраток кінцевих розмірів. Це, у свою чергу, приводить до того, що компоненти хвильового вектора \vec{K} змінюються не безупинно, а приймають ряд дискретних значень. Відповідно до цього виявляється квантованою і енергія електронів у дозволеній зоні. При ширині зони 1 еВ середня відстань між її рівнями буде $\sim 10^{-22}$ еВ, тобто енергетичну зону можна вважати квазінеперервною.

Для визначення зон Бріллюена скористаємося поняттям простору, що визначається системою координат K_x, K_y, K_z (складові хвильового вектора \vec{K}). Введення K -простору пов'язано з використанням поняття простору імпульсів, тому що імпульс електрона зв'язаний із хвильовим вектором співвідношенням $\vec{P} = \hbar\vec{K}$. Дозволені енергетичні зони у кристалі відповідають зонам в K -просторі. Для одновимірного випадку, коли кристалічні ґратки зображаються у вигляді лінійного ланцюжка атомів, першій енергетичній зоні по горизонтальній осі (див. рис.5.1) відповідає ділянка від $-\pi/a$ до $+\pi/a$. Ця ділянка по горизонтальній осі довжиною $2\pi/a$ являє собою так звану першу зону Бріллюена в одновимірному K -просторі. Друга зона Бріллюена складається з двох ділянок від π/a до $2\pi/a$ і від $-2\pi/a$ до $-\pi/a$. Аналогічно визначаються наступні зони Бріллюена для одновимірного випадку. Таким чином, зони Бріллюена в одновимірному представленні зображуються відрізками осі K , протягом якої повна енергія E є квазінеперервною функцією \vec{K} , на границях зон енергія перетерплює розрив.

У тривимірному K -просторі визначити зони Бріллюена значно складніше, хоча для найбільш простих кубічних ґраток перша зона Бріллюена являє собою куб у K -просторі, сторона якого дорівнює $2\pi/a$. Позначимо L_x довжину одновимірного лінійного ланцюжка атомів, а N_x -число атомів у ній, тоді число значень K_x (число станів) буде дорівнювати числу атомів N_x . Зі збільшенням L_x зростає число станів, що приводить до їх більш щільного розміщення, і при великій N_x зони Бріллюена можна вважати квазінеперервними. При розгляді тривимірного кристала повне число станів у першій зоні Бріллюена дорівнює числу атомів у кристалі $N = N_x N_y N_z$ (без врахування спіну). У кожному із зазначених станів може бити не більш двох електронів, що відрізняються спінами. Стан електрона визначають чотири фізичні величини, тобто K_x, K_y, K_z і четверта спінова. Для всіх станів атома, крім S -станів, число їх визначається добутком gN , де N -число атомів кристала заданого об'єму, $g = 2l + 1$; l -орбітальне квантове число.

При накладенні зовнішнього електричного поля на кристалічні ґратки змінюється енергія електронів. Розв'язування рівняння Шредингера в цьому випадку можна спростити, якщо замінити рух електронів у періодичних полях ґраток рухом вільних електронів, яким тепер приписується ефективна маса [24]

$$m^* = \left[\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dK^2} \right]^{-1}. \quad (5.13)$$

Ефективна маса електронів, що знаходяться в квантових станах біля дна дозволеної зони, позитивна. Для електронів, що знаходяться в квантових станах, розташованих біля середньої частини дозволеної зони, спостерігається-

ся перегин кривої $E(K)$, так що $\frac{d^2 E}{dK^2}$ перетворюється в нуль і ефективна маса прямує до нескінченності. Далі ефективна маса змінює знак і стає негативною величиною. Поблизу стелі дозволеної зони ефективна маса електронів виявляється негативною скінченною величиною. Знайдене абсолютне значення m^* з (5.13) буде відповідати масі дірки. Експериментально ефективну масу електрона визначають методом циклотронного резонансу.

Вплив зовнішнього електричного поля на рух електронів у кристалі зображується у вигляді скривлення енергетичних зон ідеального кристала. Рівні енергії піднімаються в тих областях кристала, де потенціальна енергія електрона, обумовлена зовнішнім полем, більша нуля і опускаються, де потенціальна енергія електрона менша нуля. Рух електрона в ідеальному кристалі відбувається без зміни енергії, тобто він залишається на тому самому рівні енергетичної зони, а отже, його прискорення дорівнює нулю. При накладенні електричного поля на ідеальні кристалічні ґратки рух електронів буде подібний руху вільних частинок під дією зовнішньої сили. Електрони переміщуються в обмеженому обсязі кристала, і їхня енергія змінюється, що відповідає переходу електронів з одного рівня на інший в енергетичній зоні.

Розрахунок зонної структури напівпровідників - досить складна задача. Для германію і кремнію залежність $E(K)$ для довільно обраної точки K являє собою рівняння 164-ї степені. Тому енергія була обчислена тільки для деяких симетрично розташованих точок зони Бріллюена, для яких розрахунок значно спрощується. В атома кремнію 14 електронів, а в атома германію - 32, що розподілені по станах у такий спосіб:

$$\begin{aligned} Si^{(14)}(1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^2), \\ Ge^{(32)}(1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^6 3D^{10} 4S^2 4P^2). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Таким чином, в атома кремнію і германію остання оболонка не заповнена, в ній у P -стані знаходиться два електрони з паралельними спінами. Це приводить до того, що зона провідності і валентна зона кремнію і германію включають P -стани з триразовим виродженням і являють собою накладення трьох підзон. На рис.5.3 вони показані трьома вітками $E(K)$. Ця залежність неоднакова для різних кристалографічних напрямків. Положення абсолютного мінімуму енергії визначає дно зони провідності. Мінімум енергії також називають долинами.

Введення домішкових атомів у кристалічні ґратки напівпровідника сприяє появі енергетичних рівнів (дозволених станів) у забороненій зоні, зв'язаних з областю збурювання. Рівень енергії, що відповідає локалізованому стану електрона, виникає в результаті відщиплення екстремального рівня від зони енергії і переходу його в заборонену зону. Розв'язування рівняння Шредингера для п'ятого електрона атома миш'яку, що не бере участь в утворенні ковалентного зв'язку, показує, що рівень енергії донорної домішки ле-

жить у забороненій зоні нижче дна зони провідності E_C на величину, рівну енергії іонізації донорної домішки. Розв'язування задачі про рух електрона в полі позитивного іона акцепторної домішки показує, що рівень акцепторної домішки знаходиться в забороненій зоні вище стелі валентної зони E_V на величину, рівну енергії іонізації акцепторної домішки. Енергія іонізації донорних і акцепторних домішкових атомів у германії складає 0,01 еВ.

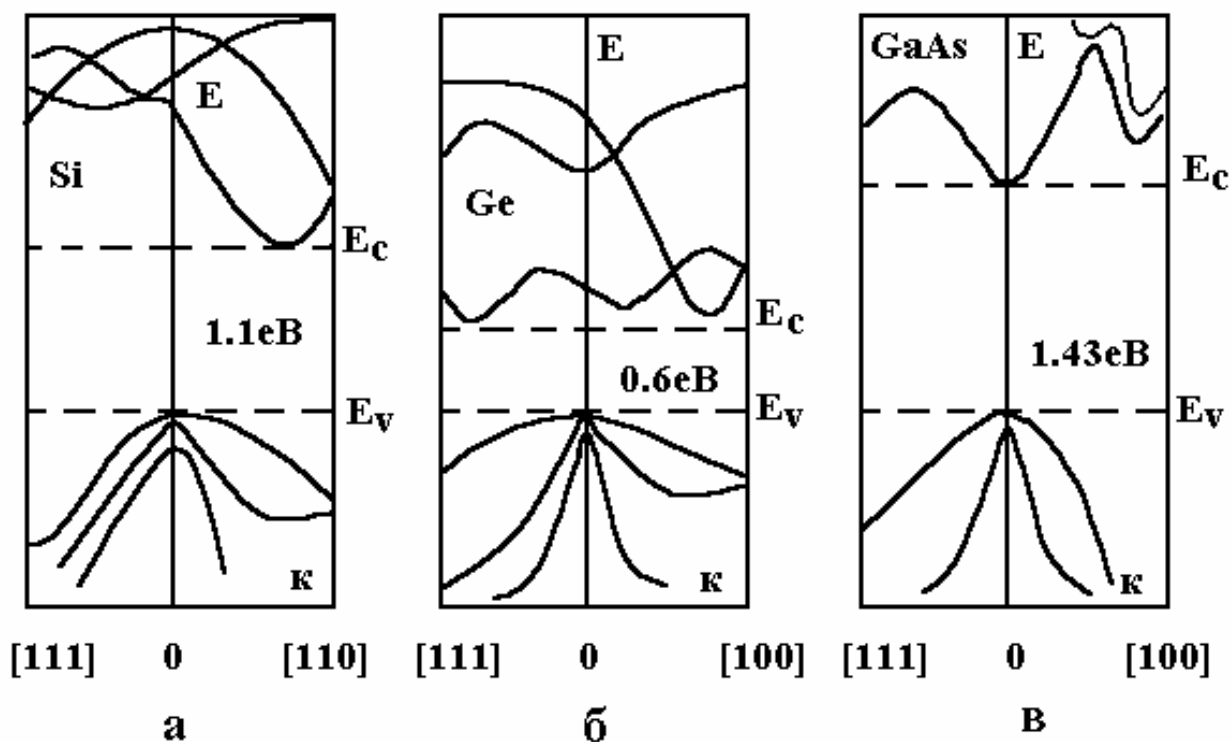


Рис.5.3. Зонна структура кремнію (а), германію (б) і арсеніду галію (в) [24]

5.2. Елементи теорії електропровідності напівпровідників

Розглянемо механізм електропровідності напівпровідників на прикладі класичного напівпровідникового матеріалу - кремнію. Як відомо, він має кристалічні ґратки типу алмаза, кожен атом ґратки ковалентно зв'язаний з чотирма іншими атомами. Ковалентний зв'язок забезпечують чотири валентних електрони. При температурі, рівній абсолютному нулю, така структура надзвичайно стабільна і кристал є ізолятором. При температурі вище абсолютного нуля деякі валентні електрони одержують енергію, достатню, щоб відірватися від атомів. Таким чином, у кристалі напівпровідника виникають рухливий електрон і незавершений ковалентний зв'язок, що одержали назву дірки. Дірка може бути заповнена електроном, що перейшов із сусіднього атома, створивши там наступний незавершений ковалентний зв'язок, тобто незавершений ковалентний зв'язок рухливий. Іншими словами, дірка являє собою відсутність електрона, тому її можна розглядати як частинку, що має позитивний заряд, рівний за величиною заряду електрона.

Напівпровідник, у якому в результаті розриву ковалентних зв'язків утворюється рівна кількість електронів і дірок, називається власним. Під впливом теплового збудження пари електрон-дірка безупинно виникають і безупинно рекомбінують з такою швидкістю, що в середньому кількість електронів і дірок залишається незмінною.

Власний напівпровідник являє собою кристал, у якому є рухливі електрони і дірки, що безладно переміщуються при відсутності електричного поля. Чим вище температура, тим більша кількість пар електрон-дірка виникає у власному напівпровіднику. Тепловий рух носіїв заряду відбувається в реальному кристалі, якому властиві такі неоднорідності, як теплове коливання атомів кристала, різного виду дефекти, домішки, дислокації. Це приводить до зіткнень заряду з цими неоднорідностями, що у свою чергу змінює напрямок руху. Тому тепловий рух носіїв заряду є безладним.

Відстань, пройдена електроном у період між двома зіткненнями, називається довжиною вільного пробігу, а усереднене значення усіх відрізків шляху є середня довжина вільного пробігу [23]. Час між двома зіткненнями і його усереднене значення називаються відповідно часом вільного пробігу і його середнім значенням. Середня швидкість теплового руху електронів при кімнатній температурі складає 10^7 см/с.

Прикладемо електричне поле до кристала власного напівпровідника. Його рухливі електрони під дією електричного поля почнуть рухатися в напрямку, протилежному напрямку поля. Спрямований рух рухливих носіїв заряду в електричному полі називається дрейфом, а швидкість їхнього спрямованого руху - дрейфовою швидкістю [23]. Дірки, що представляють собою вакантне місце в ковалентному зв'язку, також будуть направлено переміщатися, але протилежно напрямку руху електронів, тобто за напрямом електричного поля. Таким чином, струм у власному напівпровіднику характеризується двома складовими - електронним і дірковим струмами.

Розглянемо механізм електропровідності напівпровідника з домішками на прикладі кремнію, коли один з атомів у кристалічних ґратках напівпровідника заміщений атомом елементів V чи III групи. Такий напівпровідник називається домішковим, а його електропровідність, обумовлена наявністю в кристалі домішки, - домішковою. Введення атомів елементів V групи в кристал кремнію створює електронний тип електропровідності. Це відбувається в такий спосіб. Чотири валентних електрони кремнію утворюють ковалентний зв'язок з чотирма валентними електронами атома елемента V групи, наприклад миш'яку. Один валентний електрон атома миш'яку виявляється слабо зв'язаний з ним, тому він легко відривається від атома миш'яку і з цього моменту починає вільно переміщатися по кристалу, збільшуючи його електропровідність. Такі домішкові атоми, що віддають електрони, називають донорними. Іонізовані домішкові атоми миш'яку набувають, таким чином, позитивний заряд, що залишається нерухомим. Отже, домішкові атоми миш'яку в кристалі кремнію створюють рухливі електрони і нерухомий позитивний заряд, а в цілому кристал залишається електронейтральним.

Аналогічна картина спостерігається, коли атоми кремнію в кристалічних ґратках замінюються домішковими атомами елементів III групи, наприклад бором. Три валентних електрони атома бора утворюють ковалентний зв'язок із трьома валентними електронами атома кремнію. Один електрон атома кремнію в цьому випадку виявляється слабо зв'язаним зі своїм атомом, його перехід до атома бора створює незавершений ковалентний зв'язок (дірку), що вільно переміщається по кристалі, і нерухомий негативний заряд на іонізованих атомах бора. Домішкові атоми, що приймають електрони, називають акцепторними. Напівпровідник, що містить донорні домішки, називають напівпровідником n-типу, у цьому випадку електрони є основними носіями, тому що їхня кількість у порівнянні з дірками значно більша, а дірки є неосновними. Напівпровідник, що містить акцепторні домішки, називають напівпровідником p-типу, тому що дірки – основні носії й у цьому випадку вони забезпечують електропровідність кристала.

Число рухливих носіїв струму, створених домішками, значно перевищує число носіїв, що утворюються в результаті теплового порушення, навіть при дуже малих концентраціях домішкових атомів (один домішковий атом на мільйон атомів напівпровідника). Практично всі домішкові атоми напівпровідника виявляються іонізованими при кімнатній температурі, тому невеликі зміни в температурі не роблять будь-якого помітного впливу на кількість основних носіїв струму в даному напівпровіднику.

Однак електропровідність кристала напівпровідника залежить не тільки від концентрації рухливих носіїв струму, але і від їхньої рухливості, тобто міри легкості, з яким вони переміщаються під впливом прикладеного електричного поля.

Параметр, що зв'язує дрейфову швидкість носіїв заряду з напруженістю електричного поля, називають рухливістю заряду. Позначимо його μ , тоді

$$v = \mu E_n, \quad (5.15)$$

звідки

$$\mu = v / E_n = q\tau / m. \quad (5.16)$$

У загальному випадку щільність струму зв'язана зі швидкістю руху носіїв струму співвідношенням

$$\vec{j} = qn\vec{v} = qn\mu\vec{E}_n. \quad (5.17)$$

Питома провідність на підставі закону Ома визначається з врахуванням (5.17) у такий спосіб:

$$\sigma = j / E_n = qn\mu. \quad (5.18)$$

Повна швидкість електрона характеризується тепловою швидкістю \vec{v}_T і швидкістю дрейфу \vec{v}_y , тому час вільного пробігу електрона τ залежить від енергії. У зв'язку з цим при визначенні дрейфової швидкості необхідно усереднювати час вільного пробігу з урахуванням функції розподілу електронів по енергіях.

5.3. Концентрації носіїв струму

Кількісні співвідношення для струмів, що протікають через напівпровідник, від прикладених напруг можна знайти на підставі знань концентрацій електронів і дірок при різних умовах. Концентрації електронів і дірок визначають за умови, що відомі щільність квантових станів для електронів у певному енергетичному проміжку зони провідності і щільність квантових станів для дірок в енергетичному проміжку валентної зони, а також імовірності заповнення цих квантових станів.

Визначимо спочатку щільність квантових станів у певному енергетичному проміжку в зоні провідності напівпровідника. Міркування про значення щільності квантових станів справедливі для електронів і дірок, що знаходяться поблизу дна зони провідності і стелі валентної зони. Дійсно, у квантових станах біля дна зони провідності знаходиться велика частина електронів зони провідності, тому що в квантових станах з великою енергією є дуже мало електронів зони провідності.

Таким чином, щільність квантових станів $g(E)$ визначається відношенням кількості квантових станів d в одиничному інтервалі енергії для одиничного об'єму кристала [23]:

$$g(E) = \frac{dZ}{dE} . \quad (5.19)$$

Енергію електрона біля дна зони провідності можна зобразити у вигляді

$$E = E_C + \frac{p^2}{2m_n^*} , \quad (5.20)$$

де E_C – енергія електрона на дні зони провідності, m_n^* – ефективна маса електрона.

У даному випадку вважаємо, що поверхні рівної енергії зони провідності і валентної зони – сфери, тому енергетичний проміжок з енергією від E до $E + dE$ являє собою шар кулі. Обсяг цього шару

$$dV_p = 4\pi p^2 dp . \quad (5.21)$$

Об'єм елементарної комірки кристала в просторі імпульсів на підставі співвідношення Гейзенберга дорівнює h^3 , причому в кожній елементарній комірці можуть знаходитися два електрони з протилежними спінами. Отже, кількість квантових станів в об'ємі dV_p

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi}{h^3} p^3 dp . \quad (5.22)$$

З (5.20) знаходимо значення імпульсу електрона:

$$p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C) , \quad (5.23)$$

звідки

$$dp = \frac{1}{2} (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C)^{-1/2} dE . \quad (5.24)$$

Підставивши (5.22) і (5.24) у (5.19), одержимо щільність квантових станів біля дна зони провідності [23]:

$$g_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} . \quad (5.25)$$

Енергія дірки біля стелі валентної зони

$$E = E_V - \frac{p^2}{2m_p^*} , \quad (5.26)$$

де E_V – енергія дірки на стелі валентної зони; m_p^* – ефективна маса дірки.

Розрахунок щільності квантових станів для дірок аналогічний розрахунку щільності для електронів. Отже,

$$g_p(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} . \quad (5.27)$$

При визначенні щільності квантових станів для більш складних поверхонь, рівної енергії в координатах чи імпульсів у координатах хвильового вектора для валентної зони і зони провідності, одержуємо ті ж результати, тільки замість ефективних мас електронів і дірок у (5.25) і (5.27) необхідно використовувати ефективні маси щільності станів.

Імовірність заповнення квантового стану електроном, що має енергію в заданому інтервалі, визначається функцією розподілу Фермі-Дірака

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (5.28)$$

де E_F – енергетичний рівень Фермі; k – постійна Больцмана; T – температура.

На рис.5.4 показана функція розподілу Фермі-Дірака для металу, у якого остання енергетична зона частково заповнена.

При температурі 0 К рівень Фермі відокремлює цілком зайняті електронами енергетичні рівні від незайнятих. При більш високих температурах рівень Фермі відокремлює більш заповнені енергетичні рівні від менш заповнених. Функція розподілу симетрична щодо рівня Фермі. Її числові значення відмінні від нуля чи одиниці в межах $2...3 kT$ поблизу значень енергій, рівних енергії рівня Фермі.

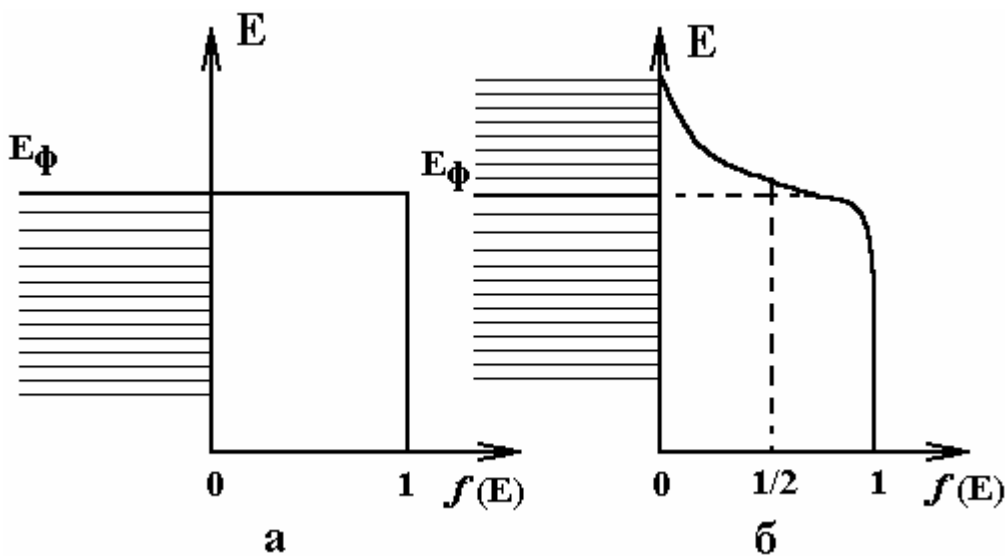


Рис.5.4. Імовірність зайнятості електронами енергетичних рівнів металу при температурі, рівній 0 К (а), і більш високій (б)

Імовірність зайнятості квантового стану електроном характеризує функція розподілу Фермі-Дірака. Визначимо імовірність відсутності електрона в квантовому стані, тобто знайдемо імовірність заповнення цього квантового стану діркою. Очевидно, від одиниці необхідно відняти значення імовірності заповнення квантового стану електроном при тепловій рівновазі. Отже [23],

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_F-E}{kT}} + 1}, \quad (5.29)$$

З (5.29) видно, що функція розподілу для дірок аналогічна функції розподілу електронів за умови, що відлік енергії дірок від рівня Фермі варто робити в протилежну сторону в порівнянні з напрямком відліку енергії для електронів. При значеннях енергії електронів $E - E_F \gg kT$ функція розподілу Фермі-Дірака збігається з функцією розподілу Больцмана для частинок,

що підпорядковуються класичній статистиці. Якщо система частинок, що представляє собою електронний газ, підпорядковується статистиці Больцмана, то говорять, що електронний газ невідроджений. Відповідно до цього напівпровідник з таким розподілом заряду називається невідродженим.

Варто вказати, що в умовах теплової рівноваги функція Фермі-Дірака показує середній в часі розподіл енергії дірок і електронів.

Визначимо імовірність заповнення електронами домішкових донорних і акцепторних рівнів. Спочатку виконаємо це для донорної домішки, причому введемо такі позначення: n_d – кількість електронів, що знаходяться на домішковому донорному рівні; N_d – кількість домішкових донорних атомів. Домішковим донорним атомом є атом миш'яку, у якого тільки один електрон може брати участь у провідності напівпровідникового кристала. Таким чином, кількість квантових станів на домішковому рівні енергії буде відповідати кількості домішкових атомів N_d в одиничному об'ємі (рис.5.7). При переході електронів із домішкового донорного рівня в зону провідності відбувається іонізація домішкових атомів і утвориться нерухомий позитивний заряд у кристалі напівпровідника. Концентрація іонізованих донорних атомів визначається різницею $N_d - n_d$.

Функцію розподілу Фермі-Дірака не можна використовувати для опису розподілу електронів по домішкових станах, тому що вона справедлива для енергетичних станів, у яких знаходяться два електрони з протилежними спінами. У даному випадку на енергетичному донорному рівні в квантовому стані знаходиться тільки один електрон, тому в загальному вигляді функція розподілу електронів для домішкових станів має вигляд [23]

$$f(E) = \frac{1}{\frac{1}{G} e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (5.30)$$

де G – ступінь виродження домішкового рівня. Для донорної домішки при $E = E_d$ $G=2$.

Таким чином, функція розподілу електронів по донорних рівнях

$$f(E_d) = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d-E_F}{kT}} + 1}. \quad (5.31)$$

Використовуючи (5.31) і співвідношення $n_d / N_d = f(E_d)$, неважко визначити концентрацію електронів на домішкових донорних рівнях:

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d-E_F}{kT}} + 1}. \quad (5.32)$$

Функція розподілу для позитивних іонів донорної домішки чи іншими словами функція розподілу дірок на домішковому донорному рівні

$$f_p(E) = \frac{1}{Ge^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1} \quad (5.33)$$

На підставі співвідношення $p_d / N_d = f_p(E_d)$ знаходимо концентрацію дірок на донорном рівні:

$$p_d = \frac{N_d}{e^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1} \quad (5.34)$$

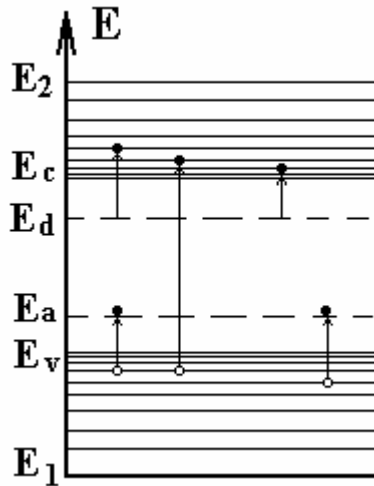


Рис.5.5. Енергетична діаграма напівпровідника, який має донорні й акцепторні домішки

При розгляді напівпровідника з акцепторною домішкою, наприклад кремнію, легованого бором, виникає можливість того, що один з чотирьох ковалентних зв'язків атома кремнію залишиться незавершеним. Це еквівалентно переходу електрона від атома кремнію до атома бора. Таким чином, відбувається утворення від'ємного іона бора і дірки у валентній зоні напівпровідника. У нейтральному стані на енергетичному рівні акцепторної домішки знаходиться один електрон з довільним напрямком спіну, а в іонізованому стані на домішковому енергетичному рівні – два електрони з антипаралельними спінами. Отже, ступінь виродження акцепторного рівня $G=2$. Кількість електронів на домішковому акцепторному рівні позначимо n_a , а кількість домішкових акцепторних атомів - N_a . З врахуванням викладеного

$$n_a = \frac{N_a}{Ge^{\frac{E_a - E_F}{kT}} + 1} \quad (5.35)$$

Концентрація дірок на акцепторному домішковому рівні

$$p_a = \frac{N_a}{G^{-1}e^{\frac{E_F - E_a}{kT}} + 1} \quad (5.36)$$

Перш ніж знайти кількість рухливих носіїв (електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні), визначимо поняття теплової генерації і рекомбінації. При температурі, рівній 0 К, усі квантові стани донорної домішки у валентній зоні зайняті електронами, тому в зоні провідності немає електронів. При температурах вище 0 К можливі переходи електронів з донорного рівня в зону провідності з валентної зони на акцепторний рівень і, нарешті, переходи електронів з валентної зони в зону провідності.

Таким чином, у зоні провідності утворюються рухливі електрони, а у валентній зоні - рухливі дірки, на донорному домішковому рівні утворюються нерухомі позитивні заряди, а на акцепторному рівні - нерухомі від'ємні заряди. Процес утворення рухливих носіїв заряду в результаті теплового порушення називається тепловою генерацією. Рухливі носії заряду знаходяться з ґратками в стані термодинамічної рівноваги, тому їх називають рівноважними, чи тепловими. Можливі і зворотні переходи електронів із зони провідності на донорний рівень і у валентну зону, а також з акцепторного рівня у валентну зону. Такий процес називається рекомбінацією.

Визначимо концентрацію рухливих електронів у зоні провідності за умови термодинамічної рівноваги кристалічних ґраток. Розв'язування задачі справедливо для сферичних поверхонь рівної енергії у валентній зоні й у зоні провідності напівпровідника. У загальному вигляді концентрація електронів у зоні провідності визначається так [9]:

$$n = \int_{E_C}^{E_2} g_n(E) f_n(E) dE . \quad (5.37)$$

Підставивши (5.25) і (5.28) у (5.37), одержимо

$$n = \int_{E_C}^{E_2} 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} dE . \quad (5.38)$$

Для знаходження інтеграла в (5.38) введемо нову змінну інтегрування і верхню межу інтегрування замінимо ∞ , тому що $f(E)$ в цьому випадку дорівнює нулю:

$$x = \frac{E - E_C}{kT} , \quad (5.39)$$

тоді

$$dx = \frac{1}{kT} dE , \quad (E - E_C)^{1/2} = x^{1/2} (kT)^{1/2} . \quad (5.40)$$

Якщо позначити

$$\frac{E_F - E_C}{kT} = \xi, \quad (5.41)$$

те

$$\frac{E - E_F}{kT} = \frac{E - E_C}{kT} - \frac{E_F - E_C}{kT} = x - \xi. \quad (5.42)$$

З врахуванням (5.39)-(5.42) вираз (5.38) перетворимо до вигляду

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx. \quad (5.43)$$

Після введення позначень

$$N_C = 2 \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx.$$

(5.43) можна записати в такий спосіб:

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_C \Phi_{1/2}(\xi), \quad (5.44)$$

де N_C – ефективна щільність станів у зоні провідності, $\Phi_{1/2}(\xi)$ – інтеграл Фермі-Дірака половинного порядку.

З аналізу (5.44) видно, що рівноважна концентрація електронів у зоні провідності визначається інтегралом Фермі-Дірака половинного порядку, що у свою чергу залежить від положення рівня Фермі. Для практичних цілей найбільший інтерес викликають неvirоджені і virоджені напівпровідники. Спочатку розглянемо клас неvirоджених напівпровідників, для яких справедливе співвідношення

$$e^{\frac{E - E_F}{kT}} = e^{x-\xi} \gg 1. \quad (5.45)$$

При цьому інтеграл Фермі-Дірака

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty e^\xi (x^{1/2} e^{-x}) dx = e^\xi \frac{\sqrt{\pi}}{2}. \quad (5.46)$$

При підстановці (5.46) у (5.44) одержимо

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} . \quad (5.47)$$

Умови невідродженості (5.45) можна переписати так:

$$E_C - E_F > kT . \quad (5.48)$$

Це означає, що в невідродженому напівпровіднику рівень Фермі лежить нижче дна зони провідності не менш чим на величину kT .

Визначимо рівноважну концентрацію дірок у валентній зоні:

$$P = \int_{-\infty}^{E_V} g_p(E) f_p(E) dE . \quad (5.49)$$

Інтегрування ведеться за енергією, що змінюється в межах валентної зони, причому верхня межа визначається енергетичним рівнем стелі валентної зони, а нижня приймається рівною $-\infty$, тому що функція Фермі-Дірака в цьому випадку дорівнює нулю. При підстановці (5.27) і (5.29) у (5.49) одержуємо

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} \int_{-\infty}^{E_V} \frac{E_V - E}{e^{\frac{E_F - E}{kT}} + 1} dE . \quad (5.50)$$

Введемо позначення

$$x = \frac{E_V - E}{kT} , \quad \eta = \frac{E_V - E_F}{kT} , \quad (5.51)$$

звідки

$$x - \eta = \frac{E_F - E}{kT} . \quad (5.52)$$

З огляду на (5.51) і (5.52), перетворимо вираз (5.50) до вигляду

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*kT)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (5.53)$$

Вираз (5.53) можна записати більш компактно з урахуванням таких позначень:

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} , \quad \Phi_{1/2}(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (5.54)$$

Таким чином,

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_V \Phi_{1/2}(\eta) . \quad (5.55)$$

де N_V – ефективна щільність квантових станів у валентній зоні, $\Phi_{1/2}(\eta)$ – інтеграл Фермі-Дірака половинного степеня.

Умови невинродженності напівпровідника для цього випадку

$$e^{x-\eta} \gg 1 \quad \text{чи} \quad E_F - E_V > kT . \quad (5.56)$$

Отже, концентрація рівноважних дірок у валентній зоні з врахуванням (5.56)

$$p = N_V e^n = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} . \quad (5.57)$$

Для невинродженого напівпровідника рівень Фермі розташований вище стелі валентної зони не менш ніж на величину kT .

Положення рівня Фермі для різних напівпровідників у залежності від температури можна знайти з умови електричної нейтральності об'єму напівпровідника (див. рис.5.7):

$$p + (N_d - n_d) = n + n_a . \quad (5.58)$$

При підстановці відповідних значень у (5.58) одержимо, що усі величини, крім E_F і T , визначаються типом напівпровідника, концентрацією і видом домішок. Таким чином, значення E_F може бути виражене функцією T .

5.4. Винроджені напівпровідники

При створенні термоелектричних, тензометричних, лазерних напівпровідникових пристроїв, тунельних діодів і інших пристроїв мікроелектроніки використовуються напівпровідникові матеріали, що містять домішки до 10^{20} см⁻³. Напівпровідники з таким великим вмістом домішок одержали назву винроджених.

Визначимо критичні значення вмісту домішок в напівпровіднику, коли його можна вважати винродженим. Значення T_{\max} і E_{\max} відповідають максимуму на кривій, що відображає залежність зміни енергії рівня Фермі від температури. Критичною концентрацією донорів N_d^{kp} будемо вважати концентрацію, при якій рівень Фермі досягає дна зони провідності, тобто $E_c = E_{F \max}$. Отже можна записати [8]

$$E_c = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} kA \frac{(N_d^{kp})^{2/3}}{m_n^*} . \quad (5.59)$$

де $A = h^2 / (4)^{2/3} 2\pi e k$, e – основа натуральних логарифмів. Провівши необхідні перетворення, з (5.59) одержимо [24]

$$N_d^{kp} = \left(\frac{2m_n^*}{3kA} \right)^{3/2} (E_c - E_d)^{3/2} . \quad (5.60)$$

Аналіз (5.60) показує, що критична концентрація донорів залежить від енергії іонізації донорів і ефективної маси електронів. При значеннях критичної концентрації донорів, рівній $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, їй відповідає $m_n^* = 0,3m$ і $(E_i - E_d) = 0,03 \text{ еВ}$. Кожному напівпровідниковому матеріалу відповідає своє значення N_d^{kp} . Критична концентрація визначає тільки границю виродження напівпровідника. Виродженим напівпровідник вважається в тому випадку, коли концентрація вільних носіїв струму не залежить від температури. Для донорного напівпровідника умова виродження має вигляд [24]

$$E_F - E_c > 5kT . \quad (5.61)$$

Це значить, що в електронному напівпровіднику рівень Фермі знаходиться вище дна зони провідності не менше ніж на $5k$. Концентрація електронів зони провідності [24]

$$n = \frac{8\pi(2m_n^*)^{3/2}}{3h^3} (E_F - E_c)^{3/2} . \quad (5.62)$$

З (5.62) видно, що концентрація електронів не залежить від температури, а пропорційна добутку $[m_n^*(E_F - E_c)]^{3/2}$. При великій кількості домішкових донорних атомів у ґратках напівпровідника між ними відбувається взаємодія, що відбивається на енергетичній діаграмі напівпровідника в утворенні домішкової зони, розташованої біля дна зони провідності. Окремі енергетичні рівні домішкової зони розташовуються дуже тісно один біля одного, так що домішкова зона є як би продовженням зони провідності.

Для діркового напівпровідника умовою виродження є

$$E_V - E_F > 5kT . \quad (5.63)$$

Відповідно до (5.63) рівень Фермі розташовується у валентній зоні на $5kT$ нижче її стелі. Концентрація дірок у валентній зоні

$$p = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E_V - E_F)^{3/2} . \quad (5.64)$$

Аналогічно електронному напівпровіднику біля стелі валентної зони діркового напівпровідника утвориться домішкова зона в результаті взаємодії домішкових акцепторних атомів.

5.5. Теплові й оптичні властивості напівпровідників

Атоми у вузлах кристалічних ґраток здійснюють теплові коливання щодо положення рівноваги. Амплітуда теплових коливань залежить від температури. Електрони і дірки, переміщаючись по кристалічних ґратках, обмінюються енергією з коливними атомами. Це приводить до термодинамічної рівноваги між ґратками й електронним газом.

Розглянемо механізм теплових коливань атомів ґратки на прикладі одно- і двоатомних лінійних ланцюжків, а потім узагальнимо ці результати для коливань атомів тривимірних ґраток.

Лінійний ланцюжок атомів, що мають масу m , розташований на відстані a в стані рівноваги. При малих відхиленнях U_n - атома від положення рівноваги силу F_n взаємодії можна розглядати як квазіпружну, тобто пропорційною зміні відстані між атомами [23]:

$$F_n = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) , \quad (5.65)$$

де β – коефіцієнт квазіпружної сили.

Рівняння руху n -го атома на підставі другого закону Ньютона можна подати у вигляді

$$m \frac{d^2 U_n}{dt^2} = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) . \quad (5.66)$$

Розв'язок цього рівняння є функція

$$U_n = A e^{i(\kappa a n - \omega t)} . \quad (5.67)$$

Підставивши (5.67) у (5.66) і зробивши необхідні перетворення, одержимо значення кругової частоти коливань

$$\omega = \pm 2(\beta/m)^{1/2} \sin\left(\frac{\kappa a}{2}\right) . \quad (5.68)$$

Залежність частоти коливань від хвильового числа називається законом дисперсії для коливань. Хвильове число визначається з умови циклічності Борна-Кармана, що дозволяє одержати рівність $e^{\pm i \kappa a N} = 1$. Це означає, що $\kappa a N = 2\pi g$, звідки $\kappa = \frac{2\pi}{a N} g$. Тут g змінюється в межах $-\frac{N}{2} \leq g \leq \frac{N}{2}$. Таким чином, для атомного ланцюжка, що складається з N однакових атомів, хви-

львий вектор \vec{K} змінюється дискретно й в інтервалі від $-\pi/a$ до $+\pi/a$ може приймати N значень.

При розгляді коливань одноатомного ланцюжка, коли частота коливань залежить від хвильового числа, зіштовхуємося з поняттями фазової і групової швидкостей. Під фазовою швидкістю U_ϕ розуміється швидкість поширення фази монохроматичної хвилі, обумовленої відношенням $U_\phi = \omega/\kappa$. Під груповою швидкістю U_{gp} розуміється швидкість поширення хвильового пакета, що визначає енергію хвилі. Групова швидкість дорівнює $d\omega/d\kappa$. На підставі (5.68) визначимо значення фазової і групової швидкостей [23]:

$$U_F = \omega_m \left| \frac{\sin \frac{\kappa a}{2}}{\kappa} \right|, \quad (5.69)$$

$$U_{gp} = \frac{a\omega_m}{2} \left| \cos \frac{\kappa a}{2} \right|, \quad (5.70)$$

де $\omega_m = 2\sqrt{\beta/m}$.

Для малих значень K , на підставі (5.69) і (5.70) одержуємо $U_F = U_{gp}$, тобто фазова і групова швидкості рівні між собою. Для коротких хвиль, коли $K = \pi/a$, фазова швидкість $U_F = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\beta/m}$, а групова швидкість, що переносить енергії коливань ґратки, зменшується до нуля. Це означає, що дані типи коливань характеризують стоячі хвилі в ґратках.

Розглянемо тепер коливання атомів кристалічних ґраток, елементарна комірка якої містить два атоми. Приклад таких кристалів це германій, кремній, а також з'єднання A^3B^5 . Припустимо, що в одновимірному кристалі у вузлах ґраток знаходяться атоми двох видів з масами m_1 і m_2 . На підставі розв'язування рівнянь руху атомів двох видів визначаємо кругові частоти коливань ґратки [23]:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (5.71)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (5.72)$$

де $\omega_0^2 = 2\beta(m_1 + m_2)/m_1m_2$, $\gamma^2 = 4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$.

З аналізу (5.71) і (5.72) випливає, що кожному хвильовому числу відповідають два значення частоти ω . З фізичної точки зору це означає, що в одновимірних кристалічних ґратках, елементарна комірка якої містить два ви-

ди атомів, є дві гілки коливань: з частотою ω_1 – оптична і з частотою ω_2 – акустична.

Оптичним коливанням відповідають коливання атомів із протилежними фазами, тому центр маси комірки залишається в спокої, у той час як зсув атомів приводить до поділу зарядів, унаслідок чого в комірці виникає електричний дипольний момент.

Акустичні гілки відповідають синфазним коливанням атомів елементарної комірки, коли всі атоми роблять коливання з тими самими амплітудою і фазою.

Теплові коливання тривимірних ґраток можна уявити як суперпозицію гармонічних чи нормальних коливань атомів, з яких вони складаються. При цьому в характері коливань ґратки виявляються ті ж закономірності, що й в одновимірному ланцюжку атомів. Розв'язування тривимірного рівняння руху атомів ґраток дозволяє визначити амплітуду і частоту гармонічних коливань кристала. Якщо кристал містить $N = N_x N_y N_z$ елементарних комірок, у кожній з яких є b атомів, а кожен атом має три ступені свободи, то загальна кількість ступенів свободи буде $3bN$, а отже, і $3bN$ типів хвиль. Систему $3bN$ рівнянь руху атомів можна звести до системи $3b$ рівнянь, з розв'язком якої виходить $3b$ різних гілок коливань, тобто залежності $\omega(\vec{K})$. Три гілки називаються акустичними, інші $3b - 3$ – оптичними.

Коливання типу акустичних означають, що зсуви обох атомів комірки однакові, і комірка зміщується як одне ціле. Це приведе до локальних стисків і розріджень у кристалі подібно стискам і розрідженням, що виникають при проходженні пружних, чи акустичних, хвиль, тому коливання, при яких обидва атоми коливаються у фазі, називаються акустичними. Для них при малих значеннях хвильового числа ($\vec{K} \rightarrow 0$) фазова і групова швидкості рівні між собою.

При коливаннях типу оптичних атоми зміщуються в протилежних напрямках, вони коливаються в протифазі, тому залишають центр мас комірки в спокої, але зате в такому елементі виникають зсуви центрів зарядів і дипольний електричний момент. При освітленні кристала світлом спостерігається сильна взаємодія між світловою стелею і такими коливаннями, тому вони одержали назву оптичних коливань. Для них при $K \rightarrow 0$ фазова швидкість прямує до нескінченності, а групова – до нуля. Максимальна частота оптичних коливань досягає 10^{13} Гц.

Таким чином, коливання кристала являють собою суперпозицію коливань $3bN$ атомів, які не взаємодіють між собою і є гармонічними квантовими осциляторами. Повна енергія теплових коливань кристала буде дорівнює сумі $3bN$ енергій гармонічних осциляторів. У квантовій механіці енергія kj -осцилятора визначається виразом $E_{kj} = \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{kj} + 1/2)$, тоді повна енергія кристала

$$E = \sum_{kj} \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{kj} + 1/2), \quad (n_{kj} = 0, 1, 2, \dots), \quad (5.73)$$

де \vec{K} – хвильовий вектор, що має N різних значень, j – гілка чи тип коливань.

При розгляді теплових коливань кристалічних ґраток вводиться поняття фонона. Фонон являє собою квант енергії коливань ґратки, рівний $\hbar\omega_j(\vec{K})$. Фонони розглядаються як квазічастинки, що можуть поглинатися і випускатися при їхній взаємодії з електронами. Взаємодіяти з електронами й один з одним можуть ті нормальні коливання кристала, що порушені вище його нульового енергетичного рівня $E_0 = \hbar\omega_j(\vec{K})/2$. Саме фонони з енергією вище нульового енергетичного рівня і є фононами. Тому, що фонони не мають спінів, вони підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна, відповідно до якої середнє число частинок у стані статистичної рівноваги в одному квантовому стані [23]

$$\langle n \rangle = \left[e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right]^{-1}. \quad (5.74)$$

Квантовий стан, у якому знаходиться фонон, визначається осередком фазового простору обсягом h^3 з енергією $\hbar\omega$. При високих температурах, коли $kT \gg \hbar\omega$, осцилятор знаходиться у високому енергетичному стані, і число фононів в одному елементі фазового простору $\langle n \rangle = kT/\hbar\omega$, а середня енергія осцилятора - $\langle E \rangle = \langle n \rangle \hbar\omega = kT$. При низьких температурах $kT \ll \hbar\omega$, тому $\langle n \rangle = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$, а середня енергія осцилятора $\langle E \rangle = \hbar\omega e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$.

Теплові характеристики кристала визначаються механізмом тих коливань, що залежать від зміни температури. Коливання температури приводять до зміни повної енергії кристала, що у стані термодинамічної рівноваги дорівнює сумі енергії оптичних і акустичних коливань, а також нульової енергії всіх гармонічних осциляторів.

При розрахунку теплоємності твердих тіл $C = \partial E / \partial T$ вводиться поняття дебаєвської температури. Її фізичний зміст полягає в тому, що добуток дебаєвської температури θ на постійну Больцмана являє собою енергію акустичних фононів, для яких хвильове число $K = \pi/a$. Значення дебаєвської температури для більшості твердих тіл знаходиться в межах 100...300 К. У загальному випадку вираз для теплоємності є досить складним, тому аналіз роблять для випадку низьких і високих температур. При високих температурах, коли виконується умова $T \gg \theta$ теплоємність твердих тіл не залежить від температури. При дуже низьких температурах $T \ll \theta$ у кристалічних ґратках не виникають оптичні коливання і їхній внесок в енергії коливань відсутній. У цьому випадку теплоємність пропорційна T . Ця залежність справедлива лише в дуже вузькій області температур (кілька градусів за Кельвіним) біля абсолютного нуля.

Тепер розглянемо, якими фізичними механізмами обумовлений тепловий опір твердих тіл. Усі попередні міркування ґрунтовані на гармонічному аналізі теплових коливань кристала. Це означає, що гармонічні хвилі поширюються в кристалі незалежно, не розсіюючи одна одну. Тепловий опір кри-

стала дорівнює нулю, і тепловий потік поширюється зі швидкістю звуку. У цьому випадку фонони не зіштовхуються один з одним, тобто між ними немає взаємодії.

При відхиленні теплових коливань атомів кристала від гармонічних це явище в математичному плані описується членам третього степеня в зсувах атомів у розкладанні потенціальної енергії й одержало назву ангармонізму. Теорія показує, що врахування ангармонічних членів у потенціальній енергії приводить до поняття про можливість зіткнення фононів, тобто їхньої взаємодії. У процесі зіткнення фононів можливі два випадки - або два фонони перетворюються в один, або один фонон розпадається на два. Розсіювання фононів на фононах приводить до появи теплового опору. Зі збільшенням температури воно зростає. Самі фонони в процесі свого зіткнення народжуються і зникають. Температурний коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл - величина постійна і зв'язана прямою пропорційністю з коефіцієнтом ангармонічності.

5.6. Генерація і рекомбінація носіїв

При зовнішньому впливі на напівпровідник, коли в ньому змінюється концентрація електронів і дірок, порушується умова термодинамічної рівноваги ($np \neq n_i^2$). Це приводить до появи кінетичних процесів у напівпровіднику, що прагнуть відновити його рівновагу. Такими кінетичними процесами є генераційно-рекомбінаційні процеси. При рекомбінації зона-зона, що відповідає переходу електрона з зони провідності у валентну зону, відбувається безпосередньо рекомбінація електрона з діркою. Закон збереження енергії в цьому випадку або виконується за рахунок випускнення світлового кванта (випромінювальна рекомбінація), або надлишкова енергія віддається іншому вільному електрону чи дірці (Оже – рекомбінація). При наявності в забороненій зоні напівпровідника глибоких енергетичних рівнів пасток можлива рекомбінація за участю цих рівнів. При рекомбінації через пастки на квантові стани глибоких енергетичних рівнів захоплюється електрон, а потім дірка. Крім того, необхідно прийняти до уваги і зворотні процеси переходів електрона і дірки з рівнів у зони.

Відповідно до рекомбінаційно-генераційної теорії Шоклі-Ріда-Холла темп рекомбінації при однакових перетинах захоплення електрона і дірки визначається так [9]:

$$U_p = \sigma U_t N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i ch[(E_t - E_i)/kT]}, \quad (5.75)$$

де σ – перетин захоплення електрона чи дірки, U_t – тепла швидкість носіїв, N_t – концентрація пасток, E_t – рівень пасток.

З цього виразу випливає, що величина U_p приймає максимальне значення $E_t = E_i$. Це відповідає випадку, коли рекомбінаційний рівень розташо-

ваний біля середини забороненої зони. При малих рівнях інжекції (5.150) значно спрощується [9] :

$$U_p = \frac{p_n - p_0}{\tau_p}, \quad (5.76)$$

$p_n = p_0 + p'$, p_0 – рівноважна концентрація неосновних носіїв, p' – концентрація інжектованих носіїв; τ_p – час життя неосновних носіїв.

Імовірність рекомбінації залежить від концентрації як надлишкових електронів, так і дірок і не залежить від характерних властивостей матеріалу. При зменшенні концентрації носіїв у порівнянні з рівноважною виникає процес генерації носіїв, що прагне привести систему в термодинамічну рівновагу. Процес генерації є зворотним стосовно рекомбінаційного процесу. Існує генерація носіїв з поглинанням кванта світла, ударна іонізація з утворенням електронно-діркової пари, генерація носіїв під дією теплового збудження.

Контрольні питання

1. Якими параметрами характеризуються кристалічні ґратки?
2. Чим розрізняються кристалічні ґратки кремнію й арсеніду галію?
3. Як утворюються дозволени і заборонені енергетичні зони?
4. Якими фізичними розуміннями керуються при введенні поняття ефективної маси електрона?
5. Як відбивається вплив зовнішнього електричного поля, накладеного на кристал, на енергетичній діаграмі електронів цього кристала?
6. Чому рух електронів в ідеальному кристалі відбувається без зміни енергії?
7. Запишіть розв'язування рівняння Шредингера і поясніть це розв'язування.
8. Чому енергетичний рівень донорної і акцепторної домішок знаходиться в забороненій зоні?
9. Яким чином у домішкових напівпровідниках утворюються нерухомі електричні заряди?
10. Як змінюється положення рівня Фермі з підвищенням температури в не-виродженому напівпровіднику, що містить донори й акцептори?
11. При яких умовах відбувається виродження напівпровідників?
12. При яких умовах виникає механізм коливань типу стоячих хвиль?
13. Поясніть розходження між акустичною й оптичною гілками коливань.
14. Якими фізичними процесами визначаються типи рекомбінацій носіїв заряду?
15. За яких умов темп рекомбінації приймає максимальне значення?
16. Які процеси лежать в основі генерації носіїв заряду?

6. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ

6.1. Гомоструктурний перехід і напівпровідникові лазери

Якщо до рп-переходу напівпровідника прикласти пряму напругу (напруга в прямому напрямку) V_R , то, як показано на рис.6.1, у р-область буде відбуватися інжекція електронів, а в n-область – інжекція дірок. Ці інжектвані неосновні носії, зустрічаючись з основними носіями, будуть рекомбінувати, випромінюючи світло довжиною хвилі, що відповідає енергетичній ширині забороненої зони E_g [4]. Тому що в цьому випадку концентрація неосновних носіїв зменшується в $\exp(-x/L_d)$ раз (де L_d – дифузійна довжина), то ширина області світлового випромінювання досягає порядку дифузійної довжини, тобто декількох мікрометрів. Оскільки дифузійна довжина електрона багато більша дифузійної довжини дірки, то світлове випромінювання виникає в основному в р-області. Тому прилад, що використовує рп-перехід напівпровідника шириною, рівною ширині забороненої зони, називають напівпровідниковим лазером з гомоструктурним переходом [4].

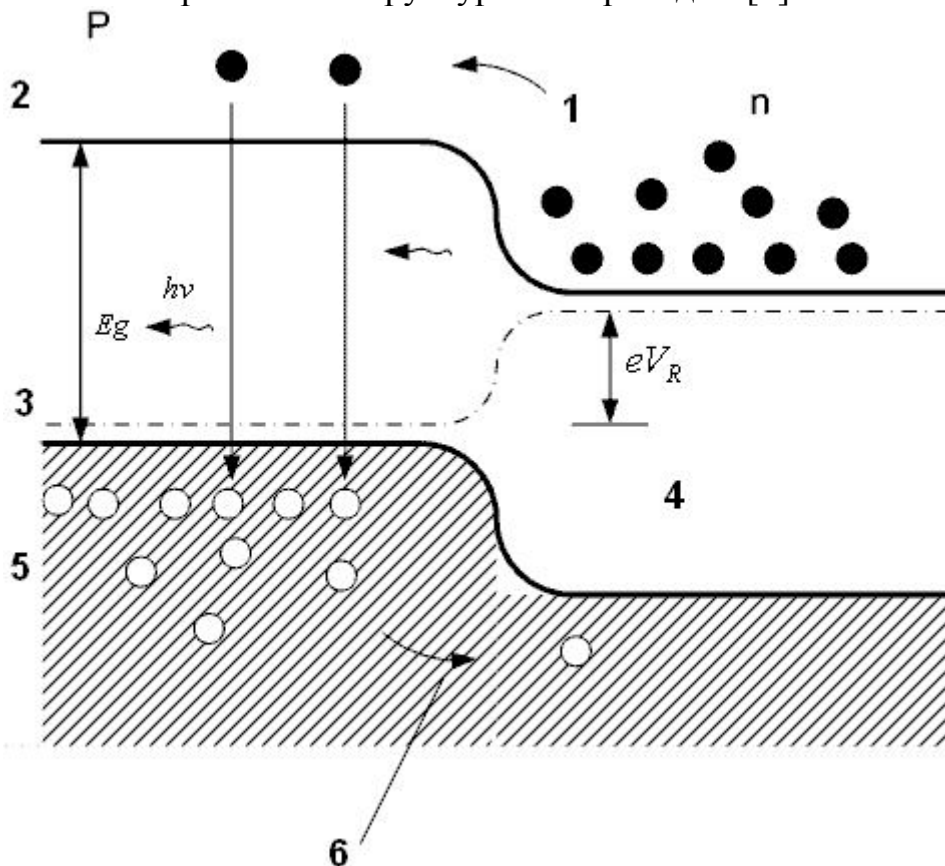


Рис.6.1. Інжекція носіїв у рп-перехід: 1 – інжекція електронів; 2 – зона провідності; 3 – рівень Фермі; 4 – прикладена напруга; 5 – валентна зона; 6 – інжекція дірок [4]

Робота напівпровідникового лазера на кристалі з GaAs уперше спостерігалася в 1962 р. Це був гомолазер, виготовлений за допомогою дифузії акцепторної домішки в кристалі GaAs. У цій конструкції інжектвані носії за-

ймають область обмежену дифузійною довжиною, малу в порівнянні з областю поширення світловипромінення в кристалі. Унаслідок чого ефективна взаємодія зі світлом утрудняється. Граничне значення густини струму виявляється високим (більше 50 кА/см^2), і через виділення тепла на постійному струмі при кімнатній температурі лазерна генерація не виникає. Такий лазер звичайно не працює в безупинному режимі.

Практична реалізація безупинного режиму роботи напівпровідникового лазера при кімнатній температурі вперше була досягнута в США в «Белл лаборатріз» докторами И. Хаясі і М. Б. Панішем у 1970 р. Був виготовлений лазер на подвійній гетероструктурі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ і GaAs з різною шириною забороненої зони, що дозволило зменшити граничну густину струму при кімнатній температурі до $1,6 \text{ кА/см}^2$). Зниження граничного струму в гетеролазерах досягається за рахунок каналювання інжекттованих носіїв у вузькій області, обмеженої потенціальними бар'єрами гетероструктури, а також за рахунок каналювання спонтанного випромінювання в цій же області під дією хвилевідного ефекту, що виникає через розходження в показниках заломлення матеріалів гетероструктури [28].

Оскільки діапазон довжин хвиль випромінювання AlGaAs/GaAs -лазера близько $0,8 \text{ мкм}$ збігається з діапазоном довжин хвиль високоефективного кремнієвого фотоприймача випромінювання, то стала реальною задача практичної реалізації системи оптичного зв'язку, що поєднує в собі напівпровідникові лазери, оптичне волокно і кремнієві фотоприймачі.

6.2. Лазери на подвійній гетероструктурі

Подвійна гетероструктура, як це видно на прикладі GaInAs/InP -лазера, показаного на рис.6.2, являє собою два шари GaInP з вузькою шириною забороненої зони, розділених шаром In з більшою шириною забороненої зони. Лазерне підсилення виникає в GaInAsP -шарі, що називається активним шаром (активним середовищем), а InP -шар називається звичайно шаром покриття (матеріалом покриття).

Якщо в активному шарі чотирикомпонентного $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ напівпровідникового кристала шляхом зміни співвідношення Ga (x) і As (y) здійснити узгодження постійних ґраток із кристалом In , то виявляється можливим у широких межах змінювати ширину забороненої зони E_g . Довжина хвилі випромінювання напівпровідникового лазера λ , приблизно визначається шириною забороненої зони E_g кристала активного шару [4]

$$\lambda = \frac{1,2398}{E_g \text{ (eV)}} \quad (6.1)$$

Довжини хвиль випромінювання GaInAs/InP -лазера, приведенного на рис.6.2, лежать в області $1,3\text{--}1,67 \text{ мкм}$.

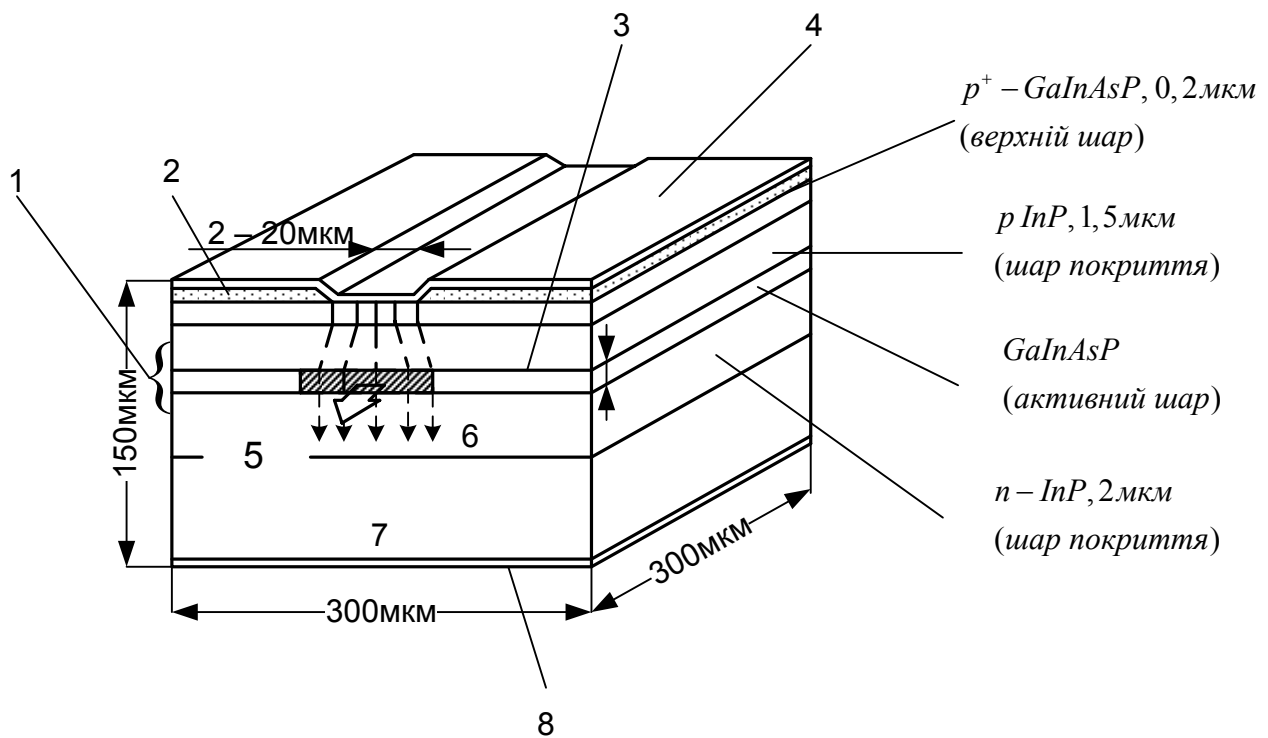


Рис.6.2. Структура контактної смужкової лазера на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$: 1 – подвійна гетероструктура; 2 – діелектрик; 3 – поверхня рп-переходу; 4 – контакт \oplus ; 5 – оптичний вихід; 6 – струм; 7 – n-InP підкладка; 8 – контакт \ominus

Оскільки в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -лазері при збільшенні складової алюмінію x збільшується ширина забороненої зони, то шар AlGaAs з невеликим значенням x беруть як активний шар, а шар AlGaAs з великим значенням x в якості шару покриття. Довжини хвиль випромінювання лазера із збільшенням значення x активного шару зміщуються в область коротких хвиль. Однак оскільки при $x \geq 0,45$ заборонена зона стає непрямною, то лазерне випромінювання припиняється. Оскільки звичайно в області довжин хвиль, менших $0,8 \mu\text{m}$, виникає погіршення характеристик, то практичною областю довжин хвиль випромінювання лазера вважається область довжин хвиль $0,75\text{--}0,88 \mu\text{m}$.

У структурі, приведений на рис.6.2, активний шар GaInAsP розташований між поверхнями гетеропереходу, що складається з In . На рис.6.3 показана структура енергетичних зон. Оскільки на поверхні гетеропереходу виникає гетеробар'єр з енергією ΔE , рівною різниці енергетичної ширини заборонених зон, то цей гетероперехід буде перешкоджати проникненню інжектованих носіїв у шар покриття. Це явище називається ефектом утримання носіїв.

Коефіцієнт заломлення напівпровідників для світла з енергією, меншою енергетичної ширини забороненої зони, монотонно зменшується зі збільшенням довжини хвилі. Тому, якщо розглядати довжини хвиль випромінювання лазера, коефіцієнт заломлення в шарі покриття з великою шириною забороненої зони виявляється меншим коефіцієнта заломлення активного шару і на границях гетеропереходу виникає різниця Δn в коефіцієнті залом-

лення (рис.6.3,б). Тому, що світло концентрується в місці з більш високим коефіцієнтом заломлення, то, як видно з рис.6.3, в, він буде розташований посередині активного шару. Це явище називається ефектом утримання світла.

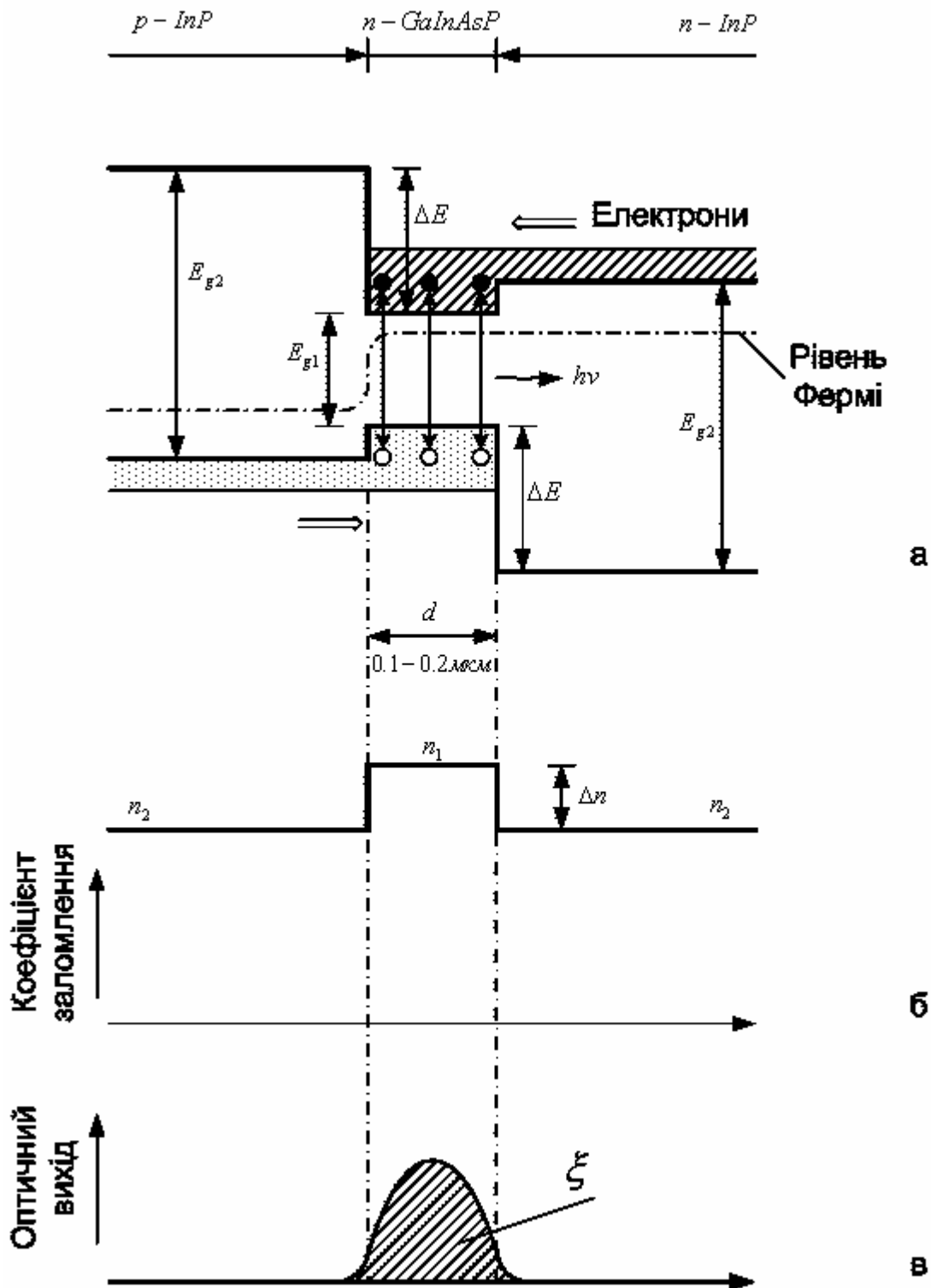


Рис.6.3. Структура енергетичних зон гетеропереходу: а – інжекція електронів і дірок в активний шар; б – розподіл коефіцієнта заломлення; в – розподіл світлового випромінювання [4]

Оскільки при використанні подвійної гетероструктури світло і носії утримуються в активному шарі й ефективно взаємодіють, то виявляється

можливим одержання напівпровідникового лазера з низьким граничним значенням струму.

При низькому гетеробар'єрі через проникнення носіїв виникає погіршення температурної характеристики граничного значення струму. У AlGaAs/GaAs-лазері необхідно мати значення $\Delta E > 0,3$ еВ. Структуру, у якій гетероперехід є тільки з однієї сторони активного шару, називають просто гетероструктурою.

6.3. Поріг генерації і ККД напівпровідникового лазера

Виведемо формули для порога генерації і ККД напівпровідникового лазера. Тому, що активний шар являє собою діелектричний світловід, то товщина активного шару d , при якій має місце поширення тільки однієї поперечної моди, повинна задовольняти умову [4]

$$d \leq \frac{\lambda}{2\sqrt{2\Delta \cdot n_1}}, \quad (6.2)$$

де Δ – відносна різниця коефіцієнтів заломлення $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/(2n_1^2)$. Значення d , при якому має місце тільки одна поперечна мода, у випадку $\lambda=1,55$ мкм, $n_1=3,54$, $\Delta=0,1$ виявляється менше 0,5 мкм.

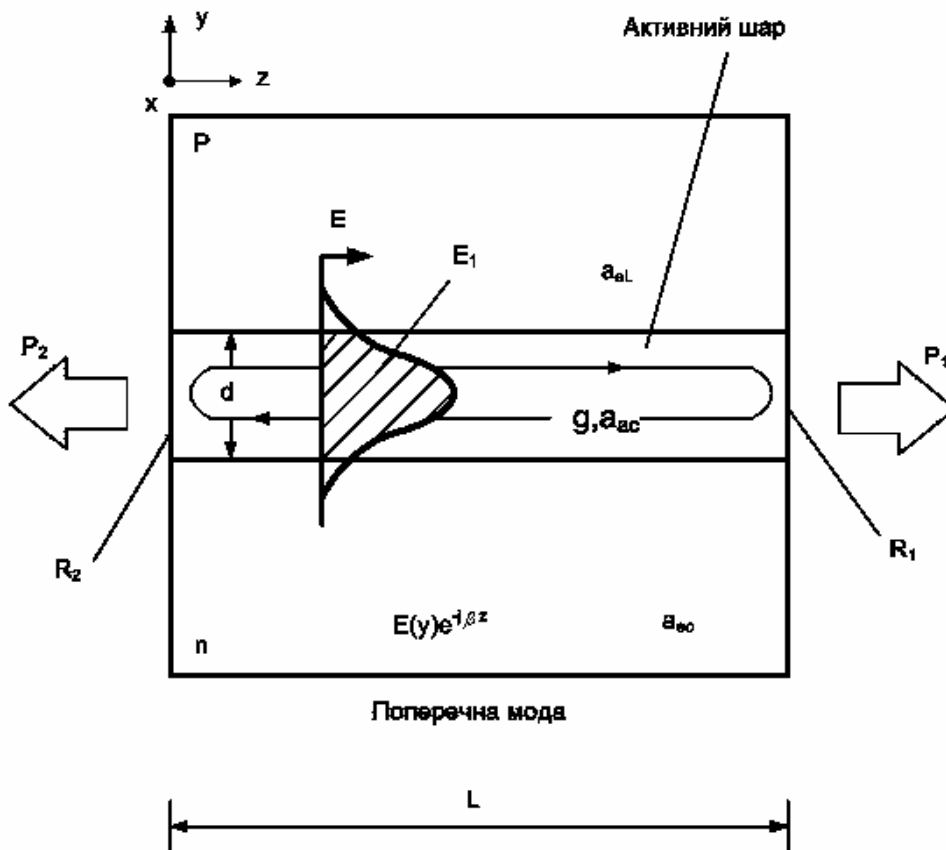


Рис.6.3. Резонатор напівпровідникового лазера [28]

Умова виникнення генерації оптичного лазера є умовою рівності оптичного підсилення втратам енергії, при однократному проходженні світла в прямому і зворотному напрямках між двома гранями відбиваючого резонатора, (рис.6.3) і зображається у вигляді [28]

$$\bar{g}_{th}\xi = \alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}, \quad (6.3)$$

де \bar{g}_{th} – коефіцієнт підсилення активного шару, необхідний для лазерної генерації, ξ – коефіцієнт утримання світла, що представляє собою відношення енергії, укладеної усередині активного шару, до оптичного виходу поперечної моди. Добуток $\bar{g} \cdot \xi$ називається коефіцієнтом підсилення моди. l – довжина резонатора, R_1 і R_2 – коефіцієнти відбиття від граней резонатора, α – втрати на поглинання усередині резонатора. $\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}$ називаються втратами на відбиття і відповідають величині оптичного виходу лазера в зовнішній простір. Використовуючи коефіцієнт поглинання α_{ac} активного шару і коефіцієнт поглинання α_{ex} шару покриття, одержуємо таке значення для втрат моди [28]:

$$\alpha = \alpha_{ac} \cdot \xi + \alpha_{ex} (1 - \xi). \quad (6.4)$$

Коефіцієнт підсилення \bar{g} зростає пропорційно концентрації носіїв N в активному шарі і, якщо коефіцієнт пропорційності позначити через A_0 , має вигляд [28]

$$\bar{g} = A_0(N - N_g) = A_0 N - \alpha_{in}, \quad (6.5)$$

де N_g – концентрація носіїв, при якій гаситься поглинання між зонами і виникає підсилення. У даному випадку вона входить до складу α_{in} .

Якщо час життя носіїв позначити через τ_s , то концентрація носіїв N в активному шарі буде виражатися такою формулою:

$$N = \frac{\tau_s}{q \cdot d} J, \quad (6.6)$$

де J – густина струму інжекції, а q – заряд електрона.

τ_s обернено пропорційний N , а саме $\tau_s = (B_{eff} N)^{-1}$. Беручи це до уваги, на підставі формул (6.5) і (6.6) одержуємо такий вираз [28]:

$$\bar{g} = \frac{A_0}{\sqrt{qB_{eff}}} \sqrt{\frac{j}{d}} - \alpha_{in}, \quad (6.7)$$

яке являє собою залежність між коефіцієнтом підсилення і густиною струму інжекції. Він називається ефективним коефіцієнтом рекомбінації.

Оскільки густина струму при $\bar{g} = \bar{g}_{th}$ стає рівною граничній густині струму J_{th} , то на підставі формул (6.3) і (6.7) для граничної густини струму J_{th} одержуємо такий вираз:

$$J_{th} = \frac{qB_{eff}}{A_0^2} \cdot \frac{d}{\xi^2} \left[\alpha_{in}\xi + \alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right]^2. \quad (6.8)$$

Гранична густина струму J_{th} , як видно з формули (6.8), падає зі зменшенням товщини d активного шару. Це пояснюється тим, що, як видно з формули (6.7), коефіцієнт підсилення зв'язаний з об'ємною щільністю J/d струму. Однак, як показує приклад розрахунку, показаний на рис.6.4, при товщині активного шару d менше 0,1 мкм має місце різке зростання граничної густини струму J_{th} . Причина цього полягає в тому, що зі зменшенням товщини активного шару зменшується ефект утримання світла, розподіл енергії поперечної моди поширюється на шар покриття, коефіцієнт підсилення поперечної моди падає. Це зменшення коефіцієнта утримання світла стає особливо помітним при товщині активного шару d менше 0,1 мкм. Мінімальна гранична густина струму J_{th} має місце при значеннях $d=0,1 - 0,15$ мкм, тому товщину активного шару напівпровідникового лазера звичайно вибирають у цих межах [4]. Оскільки J_{th} міняється в залежності від d , то для оцінювання можливостей лазера в багатьох випадках використовують відношення J_{th}/d . Якщо це значення порядку 4...5 кА/см²/мкм, то лазер вважається гарної якості.

Іншим важливим параметром, що характеризує якість напівпровідникового лазера, є диференціальний квантовий вихід. Диференціальний квантовий вихід η_d задається крутістю лінійної частини характеристики $L - I$, приведеної на рис.6.5 і визначається формулою [4]

$$\eta_d = \frac{\Delta L / \hbar \omega}{\Delta I / q}, \quad (6.9)$$

де $\Delta I / q$ – число носіїв, інжекттованих в одиницю часу в активну область, а $\Delta L / \hbar \omega$ – число фотонів, випромінюваних лазерним резонатором в одиницю часу.

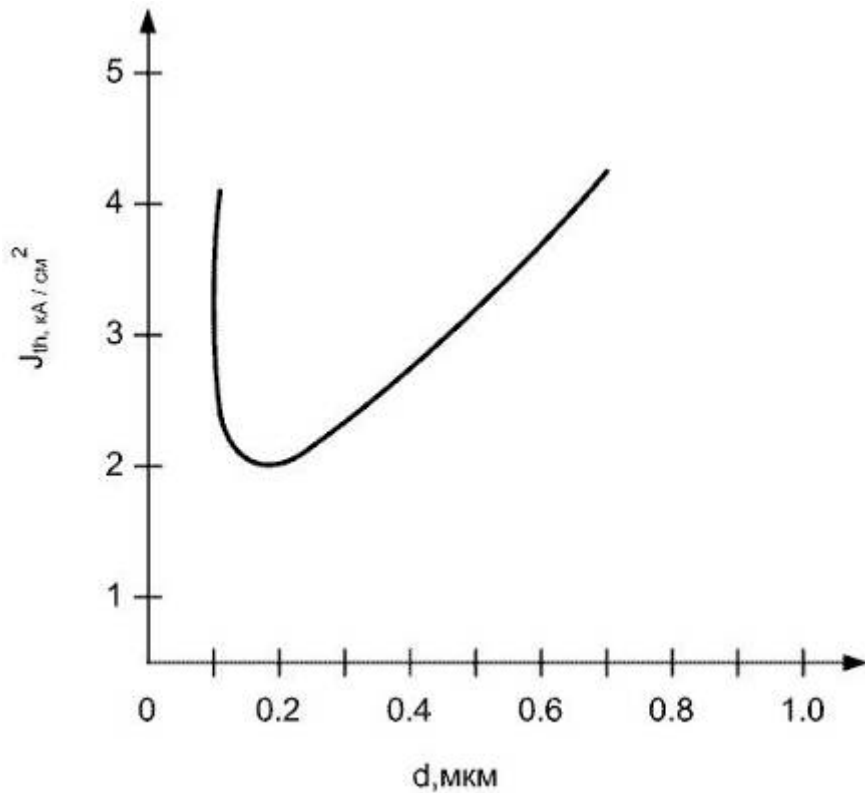


Рис. 6.4. Залежність граничної густини струму J_{th} від товщини активного шару d GaInAsP/InP-лазера ($\lambda=1,3$ мкм) при кімнатній температурі (контакт по всій поверхні)

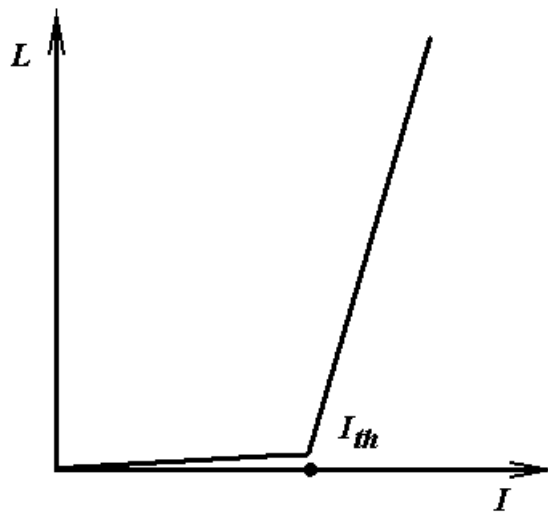


Рис.6.5. Залежність потужності оптичного випромінювання L на виході напівпровідникового лазера від струму I

Якщо η_d виразити через параметри резонатора, то одержуємо [4]

$$\eta_d = \frac{\eta_{stim}(1-R_1)}{(1+\sqrt{R_1R_2})(1-\sqrt{R_1R_2})} \cdot \frac{\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1R_2}}}{\alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1R_2}}} \quad (6.10)$$

В даному випадку оптичний вихід розглядається з боку R_1 і $\eta_{stim} = 1$.

З формули (6.10) видно, що η_d зі зменшенням R_1 зростає. Оскільки енергія випромінюється з обох торців резонатора то при $R_1 = R_2$ може бути використана половина оптичного виходу, іншими словами, максимальне значення η_d складає 50%. У реальних лазерах це значення лежить у межах 30–45%. Однак, якщо підтримувати постійним добуток $R_1 R_2$ і збільшувати коефіцієнт відбиття з одного боку, виконуючи конструкцію асиметричною, то при незмінному граничному значенні виявляється можливим підвищити η_d . Це видно з формул (6.8) і (6.10). Останнім часом почата розробка лазерів такої конструкції.

Напівпровідниковий лазер являє собою «пороговий прилад», тому навіть при незмінному струмі зсуву зміна температури навколишнього середовища може привести до зміни порогового значення, а разом з тим до зміни оптичного виходу лазера. Ці зміни особливо помітні в приладах з високим диференціальним квантовим виходом. Отже, при використанні цих приладів у системах оптичного зв'язку, до них необхідно додати схему автоматичного регулювання потужності, що забезпечувала б сталість оптичного виходу. Оптичний вихід з однієї сторони використовується як монітор. Температурна залежність порогового значення приблизно виражається такою формулою:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right), \quad (6.11)$$

де T_0 – характеристична температура, що у AlGaAs/GaAs-лазера лежить у межах 130 – 180 К, а в GaInAsP/InP-лазера – при кімнатній температурі лежить у межах 50 – 70 К.

6.4. Шуми в напівпровідникових лазерах

У напівпровідникових лазерах розрізняють такі шуми [4, 28, 3]:

- 1) квантовий шум;
- 2) шум струморозподілу;
- 3) шум, обумовлений перескоком моди;
- 4) шум, обумовлений відбитим світлом.

Квантовий шум обумовлений статистичними коливаннями в процесі випадкового спонтанного випромінювання, має пік при граничному значенні струму і періодично приймає максимальні значення на резонансних частотах. У лазерах, що генерують велике число подовжніх мод, як і в лазерах з керованим підсиленням, виникає модуляція інтенсивності світла, основана на конкуренції однієї моди з окремими генеруючими модами. Ці шуми називаються шумами струморозподілу. Шуми, обумовлені перескоком моди, виникають у моменти, коли подовжня мода перескакує на наступну моду, що обумовлює обмін енергією між двома модами при перескакуванні. На рис.6.6 показана характеристика інтенсивності шуму при незмінному зсуві і зміні

температури в напівпровідниковому лазері. Відносна інтенсивність шуму визначається виразом [4]:

$$RIN \equiv \frac{(\Delta P)^2}{P^2} \cdot \frac{1}{B}, \quad (6.12)$$

де P – середній оптичний вихід, ΔP – флуктуації оптичного виходу, B – виміряна ширина смуги.

Нижня границя шуму, приведеного на рис. 6.6, являє собою квантовий шум, а шпильчастий сплеск-шум, обумовлений перескакуванням генеруючої моди при зміні температури.

Якщо з підвищенням когерентності випромінювання напівпровідникового лазера, як показано на рис.6.7, світло, відбите від зовнішньої точки, повертається усередину лазера, то виникає сильний шум, обумовлений флуктуацією фази. Він називається шумом, викликаним відбитим світлом. Частка світла, що повернулося після відбиття від торця, стосовно оптичного виходу лазера (коефіцієнт оптичного зворотного зв'язку) виявляється великою, яка лежить в межах 0,01–1%. Виникає сильний шум, що досягає $RIN = 10^{-11}$. При значенні вище 1% рівень цього шуму стає на порядок вище квантового шуму, стабілізується і ніяких шумових піків не виникає.

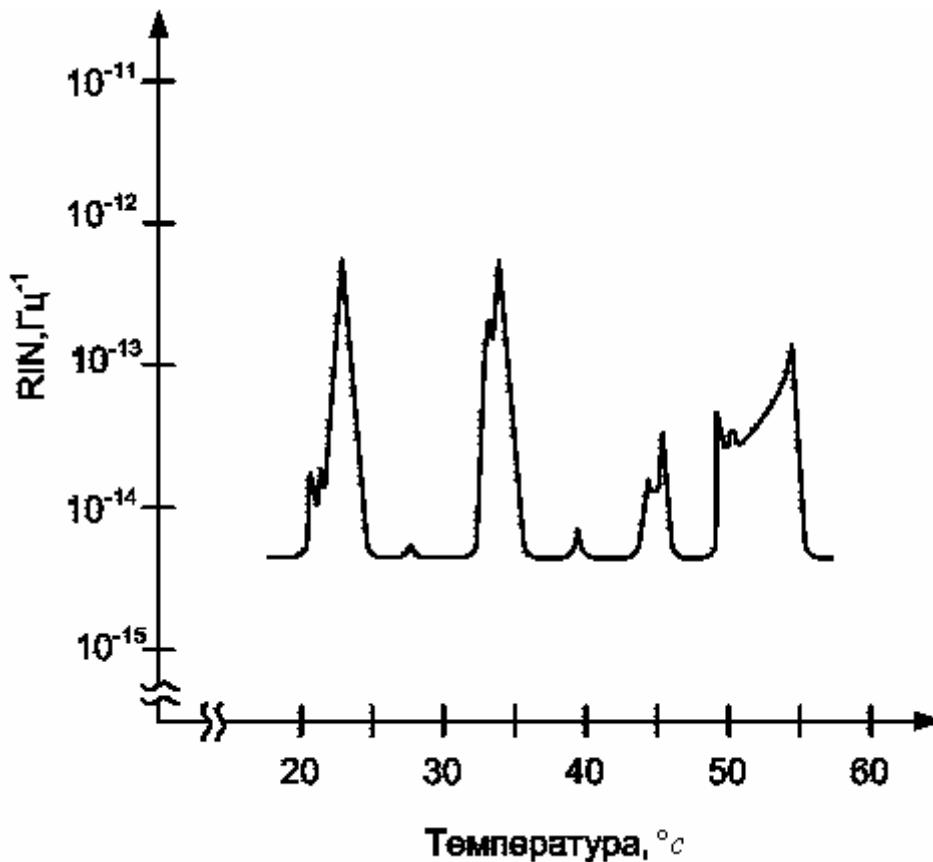


Рис.6.6. Шум, обумовлений перескакуванням моди в напівпровідниковому лазері (при відсутності відбитого світла), RIN – відносна інтенсивність шуму

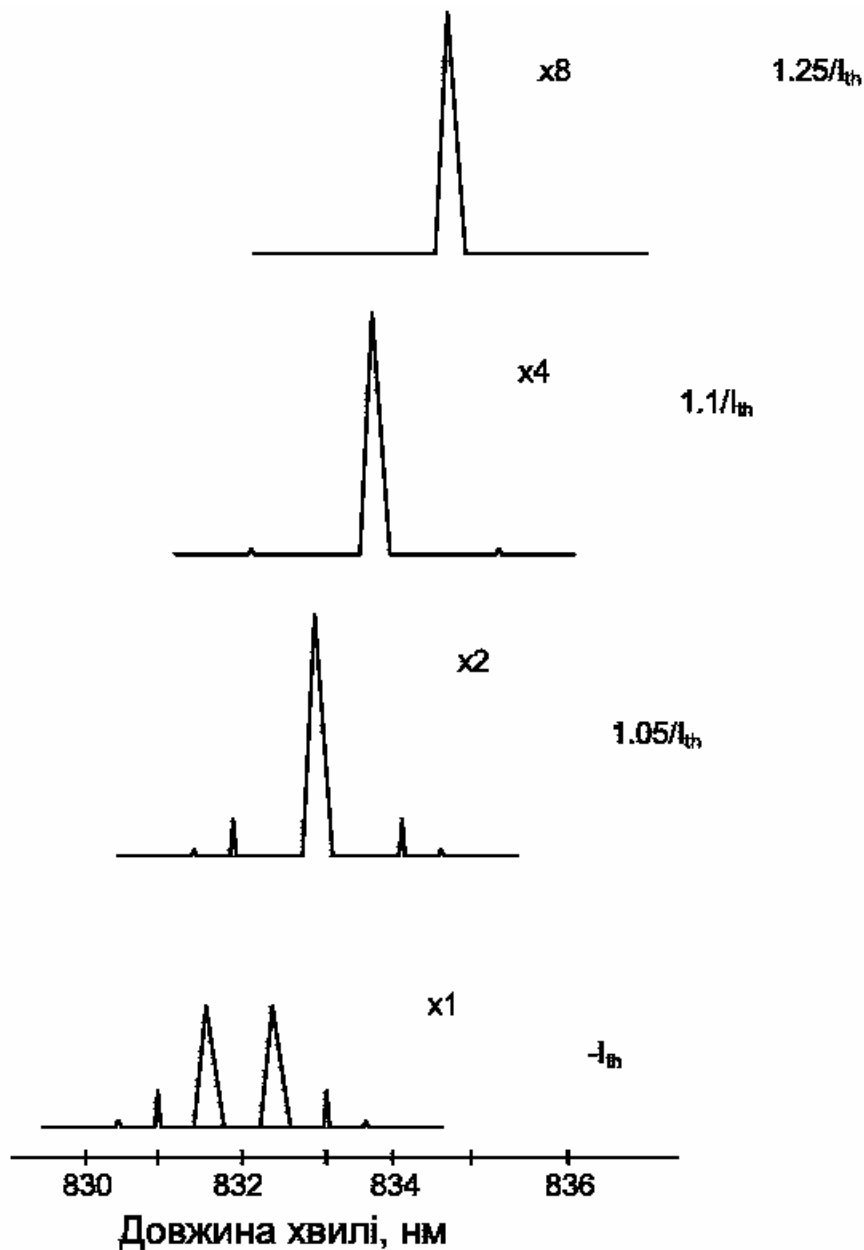


Рис.6.6. Спектр генерації лазера з керуючим коефіцієнтом заломлення

Це пов'язано з тим, що при збільшенні відбитого світла виникає багатомодова генерація і когерентність погіршується. На практиці придушення шуму, обумовленого відбитим світлом, здійснюють шляхом [3, 4, 28]:

- 1) використання розв'язувального пристрою;
- 2) використання лазерів з керованим підсиленням і здійснення високошвидкісної модуляції.

6.5. Конструкції напівпровідникових лазерів

Для волоконно-оптичних систем зв'язку необхідні лазери, що працюють у безупинному режимі при кімнатній температурі, і з цією метою були сконструйовані досить складні лазери на подвійній гетероструктурі (ПГС) із різних сполучень напівпровідникових матеріалів [4].

Зміна ширини забороненої зони вгорі і внизу активного шару ведуть до утворення потенціальних бар'єрів, що обмежують інжектуючі носії активним шаром. Число носіїв, що переборює цей бар'єр, пропорційне $\exp(\Delta/kT)$, де Δ – висота потенціального бар'єра. Щоб виник лазерний ефект, необхідна інверсія густини. У напівпровіднику це відбувається тоді, коли відстань між квазірівнями Фермі для електронів E_{fn} і дірок E_{fp} перевищує ширину забороненої зони, тобто $E_{fn}-E_{fp} > E_g$.

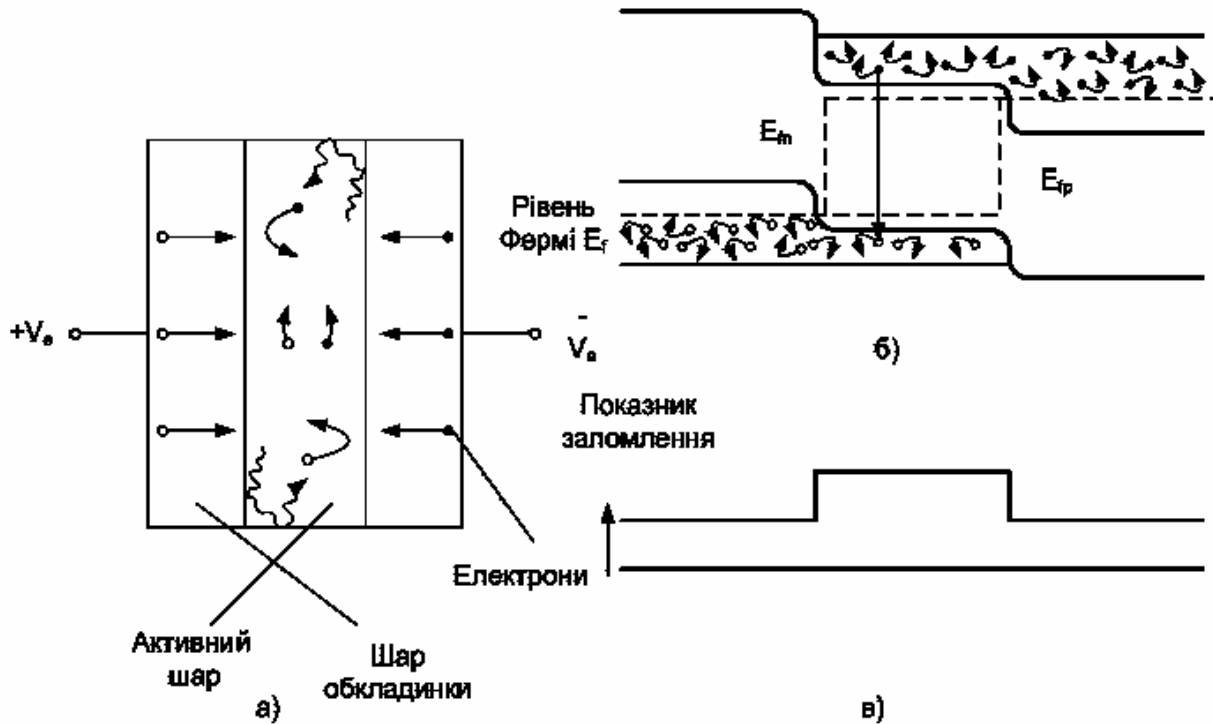


Рис.6.7. Схематичне зображення лазера з ПГС: а – ПГС-лазер із прямим зсувом; електрони і дірки інжектуються в активний шар, де вони обмежуються і рекомбінують з випромінюванням; б – діаграма енергетичних зон; в-діаграма показника заломлення в ПГС

У GaAs ця умова генерації відповідає винятково високій концентрації нерівноважних носіїв $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ тоді як в матеріалі без накачування $n = n_1 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Звідси випливає, що висока концентрація інжекттованих носіїв, обов'язкова для виникнення лазерного ефекту при низькому рівні розсіюваної потужності (що необхідно для безупинного режиму роботи), може бути отримана в результаті обмеження розмірів активного шару, що роблять тонким, звичайно тонше 0,5 мкм. Оскільки показник заломлення в напівпровідникових з'єднаннях АІІВ_V обернено пропорційний ширині забороненої зони, то показник заломлення активного шару повинний бути більший ніж у шарів, які покривають активну зону, і тому він утворить серцевину пластинчастого світлодіода. Отже, ширина активного шару є розрахунковим параметром, що визначає світловодні властивості і щільність струму, необхідну для досягнення інверсії густини.

Щоб здійснити безупинний режим роботи, потрібно домогтися узгодження кристалічних ґраток у всій ПГС. В таблиці 6.1 приведені параметри напівпровідникових з'єднань для лазерів, що працюють при кімнатній температурі.

Таблиця 6.1

Параметри напівпровідникових з'єднань для лазерів

Структура активної області	Структура оболонки	Робочий інтервал А, мкм	I_{\min} кА/см ²	Структура підкладки	Метод виготовлення
$Ga_x Al_{1-x}As$	$Ga_x Al_{1-x}As$	0,65... 0,9	0,5	CaAs	РФЕ МЛЕ ХОМОГФ
$Ga_x In_{1-x}As_yP_{1-y}$	InP	1,1...1,6	0,5	In	РФЕ ХОГФ МЛЕ
$GaAs_ySn_{1-y}$	$Ga_xAl_xAs_{1-y}Sb_y$	0,9...1,1	1,9	Плавний перехід до GaAs	РФЕ
GaAs	$In_xGa_{1-x}P$	0,9	11,2	GaAs	Комбіноване ХОГФ
$In_xGa_{1-y}As$	$In_xGa_{1-x}P$	0,85... 1,1	1,2	Плавний перехід до GaAs	Комбіноване ХОГФ

Примітка. РФЕ – рідинно-фазна епітаксія; МЛЕ – молекулярно-променева епітаксія; ХОГФ – хімічне осадження з газової фази; ХОМОГФ – хімічне осадження металоорганічних з'єднань з газової фази.

6.6. Смугові лазери

Смуговий лазер, активна область якого не доходить до країв напівпровідникового кристала, з'явився в результаті численних нових і оригінальних досліджень. В усіх лазерах ПГС оптичне обмеження досягається за рахунок стрибка показника заломлення на границях між гетеропереходами у вертикальному напрямку, однак лазерна генерація небажана по всій ширині кристала в зв'язку з тим, що це може призвести до: зростання граничного струму; ускладнення проблем тепловідведення; непридатності випромінювальної тонкої прямокутної апертури для ефективного узгодження з круглими симетричними світловодами; труднощів усунення багатониткової структури лазерної генерації; виникнення багатомодової генерації в горизонтальній площині.

Саме тому смугові структури стали широко застосовуватися у волоконно-оптичних системах зв'язку, причому в сучасних приладах ширина смуги варіюється в межах від 2 до 30 мкм.

Конструктори смугових структур виходили з необхідності забезпечити збалансоване світловодне поширення, тобто, роботу лазера в режимі однієї поперечної моди. Найпростішим смуговим лазером є структура, виготовлена глибокою імплантацією протонів. У цьому випадку матеріал по обох сторонах від активного об'єму роблять високоомним, шляхом бомбардування поверхні протонами з високою енергією (кілька сотень кілоелектронвольт). Накачування активного шару здійснюють струмом, що протікає через незбуджувальний матеріал із смугового контакту. Якщо ширина смужки порівнянна з дифузійною довжиною інжектуючих носіїв, то останні швидко рекомбінують на краях смужки, що веде до збільшення граничної щільності струму зі зменшенням ширини смужки. Така залежність у більшому чи меншому ступені властива смуговим лазерам усіх типів. Цьому сприяє також зростання утрат на випромінювання зі зменшенням ширини смужки. На рис.6.8 показані залежності граничної щільності струму від ширини смужки для декількох структур смугових лазерів з GaInAs. Збільшення граничного струму із зменшенням ширини смужки сильно залежить від обраної геометрії смугової структури.

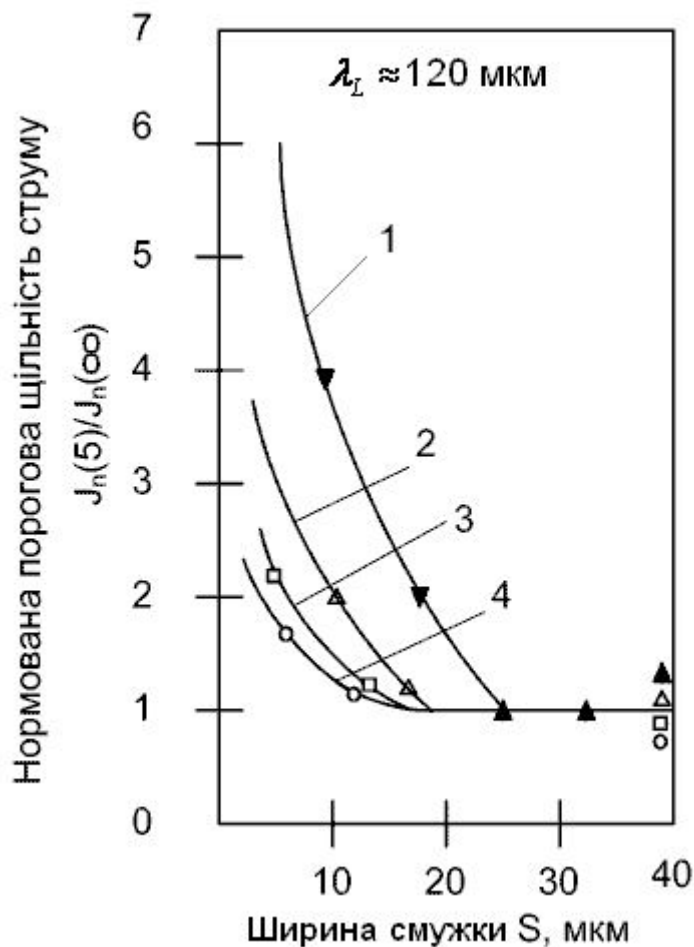


Рис.6.8. Залежність імпульсного граничного струму при кімнатній температурі від ширини смужки для чотирьох типів смугових діодних лазерів із ПГС

із GaAlAs/In: 1 – смужка, обмежена оксидом; 2 – смужка, обмежена імплантацією протонів; 3 – схована смужка, обмежена оксидом; 4 – схована смужка, обмежена переходом [4]

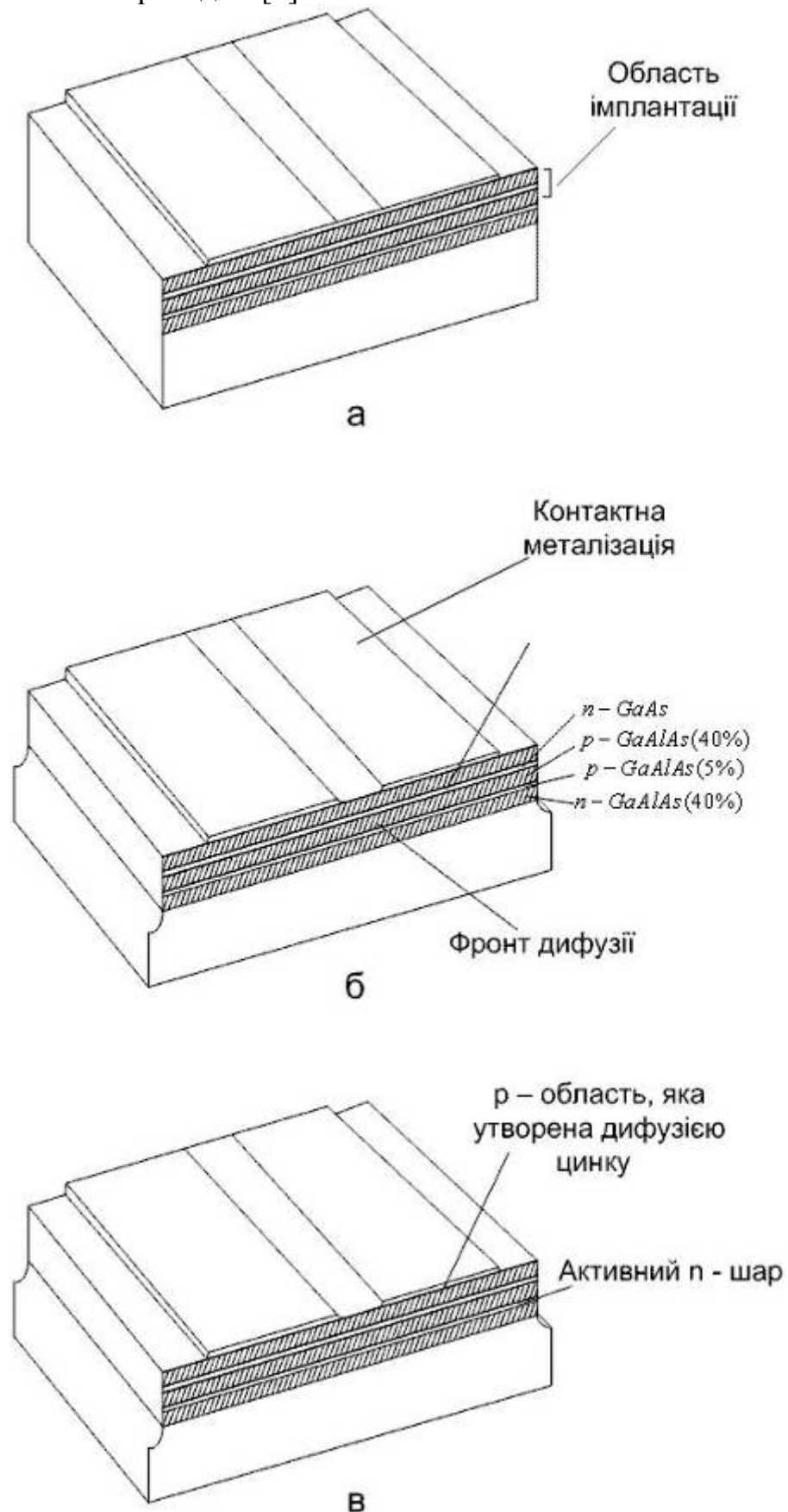


Рис. 6.9. Схематичне зображення структур смугових лазерів з GaAlAs утворених імплантацією протонів (а), мілкою дифузією домішки (планарна) (б) і глибокою дифузією домішки (планарна) (в) [4]

На рис.6.9 показані структури смугового лазера, виготовленого імплантацією протонів, і планарних лазерів, виготовлених мілкою і глибокою дифузією цинку. Останні дві структури являють собою удосконалені варіанти планарних структур Кобаяші, але в цих лазерах для обмеження струму областю центральної смужки використовують зворотнозміщений р-п перехід. Цей перехід з обмеженням здійснюють зменшенням товщини шару, що контактує з GaAs у смуговій області, і наступною дифузією цинку на глибину, яка недостатня для повного проникнення контактного шару n-типу в область поза смужкою.

У лазері з мілкою дифузією цинку фронт дифузії майже доходить до активного шару в області смужки, перед якою стоїть низькоомний канал для струму, що тече до активної смужки шириною приблизно 10 мкм. У лазері з глибокою дифузією, таким же чином, утворюється низькоомний канал для струму, але, крім того, вихідний активний n-шар перетворюється в р-шар у смуговій області, що веде до різкого обмеження розтікання струму. На рис.6.10 показані залежності оптичної потужності від струму для деяких лазерів, що генерують у безупинному режимі.

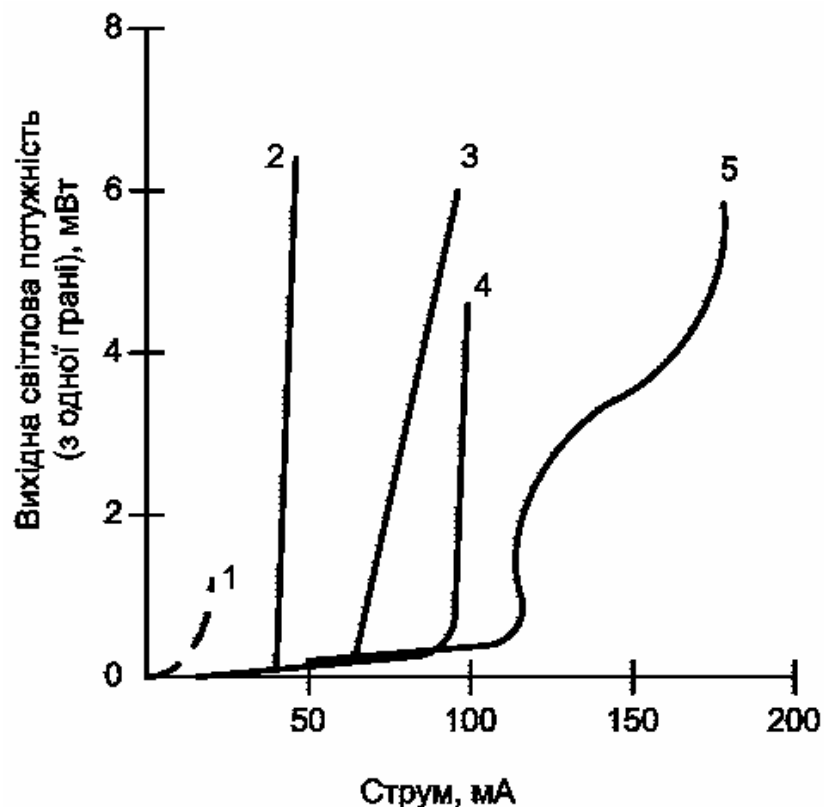


Рис.6.10. Ват-амперні характеристики деяких лазерів із ПГС GaAlAs, що генерують у безупинному режимі: 1–схована гетероструктура; 2 – смуговий лазер з поперечним переходом; 3–лазер з каналом у підкладці; 4 – оксидна смужка шириною 6 мкм; 5 – характеристика лазера з оксидною смужкою шириною 12 мкм, що має перегин

Вище порогу характеристика може залишатися дуже лінійною аж до рівнів оптичної потужності порядку декількох сотень міліват, якщо лазер багатомодовий (як, наприклад, у випадку планарного лазера із широкою смужкою, утвореною глибокою дифузією). Однак лазер, призначений для роботи в режимі однієї поперечної моди, має обмежену лінією ділянку (звичайно аж до значення $= 5$ мВт), вище якої на характеристиці з'являються вигини. Це відбувається тоді, коли лазер, що працює в режимі щонайнижчої поперечної моди, переходить у режим поперечної моди більш високого порядку. Отже, для одержання прогнозованих робочих характеристик потрібно мати повне уявлення про обмежувальні властивості світловода, зв'язаного зі смужкою.

Шлюссер провів аналіз світловідних властивостей смугового лазера, який оснований на використанні поняття нормованої частоти V , тобто

$$V = (2)\pi a / \lambda (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{1/2}. \quad (6.13)$$

Комплексна діелектрична проникність ε вводиться для описування областей посилення і втрат

$$\varepsilon = (n + jk)^2, \quad (6.14)$$

де n – дійсна частина показника заломлення; k – його уявна частина; λ – довжина хвилі у вільному просторі $2a$ – ефективна ширина світловода, індекси 1 і 2 відносяться відповідно до серцевини і оболонки. Цей підхід є дуже діючим: він дозволяє передбачити режим роботи на одній найнижчій моді при $V < 2$ і багатомодовий режим при великих значеннях V .

Вираз для нормованої частоти V у найпростішому випадку прямокутних світловодів з «стрибками показника заломлення», а саме із стрибком тільки дійсної частини або тільки уявної частини показника заломлення, спрощується [28]:

$$V = (2)\pi a / \lambda (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \text{ при } k_1 = k_2, \\ V = (2)\pi a / \lambda [(k_1^2 - k_2^2) - 2jn_1(V = (k_1 - k_2))]^{1/2} \text{ при } n_1 = n_2. \quad (6.15)$$

Ці рівняння відносяться до двох випадків світловідного поширення в смугових лазерах. Коли показник заломлення смужки перевищує показник заломлення навколишнього середовища, то світловідне поширення називають «світловідним поширенням, обумовленим показником заломлення». Якщо цей стрибок відсутній чи від'ємний, то оптичне обмеження (утримання) визначається винятково різницею уявних частин діелектричних проникностей. Таке розповсюдження називають «світловідним поширенням з підсиленням».

Застосування нормованої частоти веде до деяких помилок, тому що це розв'язування являє собою спрощене двовимірне розв'язування тривимірної

задачі і перестає бути справедливим через проникнення електричного поля в області над і під активним шаром. Комплексний показник заломлення можна скорегувати, скориставшись середньозваженим показником заломлення для багатьох шарів усередині активної смужки і поза нею, і цей підхід успішно застосовувався декількома дослідженнями.

Коли лазер генерує в режимі тільки однієї поперечної моди, то ватт-амперна характеристика залишається дуже плавною і неперервною, а також часто дуже лінійною. Однак з ростом рівня порушення профілю показника заломлення і коефіцієнта підсилення можуть значно змінюватися, що спричиняє збільшення V смужки. Збільшення V може виявитися достатнім для генерування моди більш високого порядку, і тоді на ватт-амперній характеристиці з'являються вигини, як на кривій для лазера з оксидною смужкою.

6.7. Смужки з оксидною ізоляцією

У приведеного на рис.6.11 смугового лазера з оксидною ізоляцією накачування струмом здійснюється в області, яка ширша контактної смужки на величину, що залежить від питомих опорів шарів на n- і p- сторонах переходу. Цей метод ізоляції широко застосовувався для лазерних структур, але дифузійна природа активованої смужки затрудняє аналіз світловідних властивостей структури в поперечному напрямку.

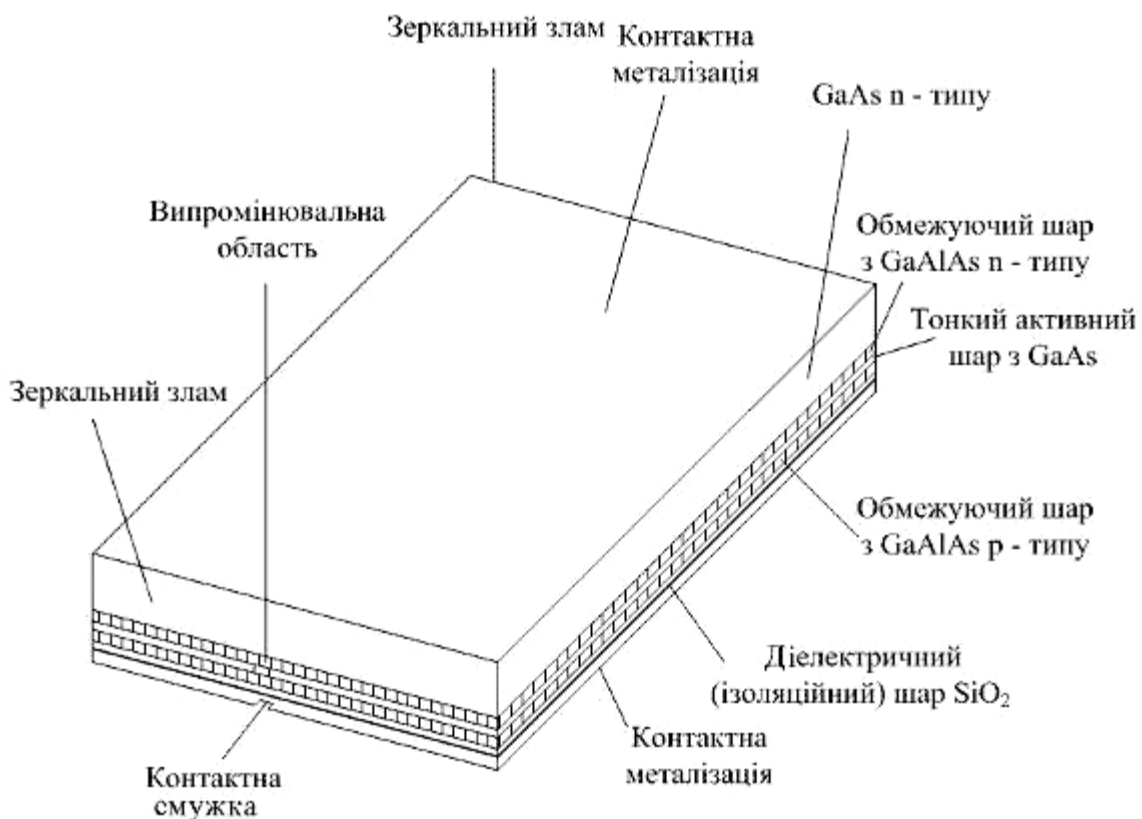


Рис.6.12. Структура лазера з GaAlAs/GaAs з оксидною смужкою

Авторами в роботі [28, 4] показано що існує три основних механізми світловідного поширення в лазерах з оксидними смужками. По-перше, це зменшення концентрації нерівноважних носіїв від середини контактної смужки веде до збільшення показника заломлення, що створює ефект розфокусування. У протилежність цьому, у лазерах із широким розломом спостерігається позитивне світловідне поширення, обумовлене збільшенням показника заломлення внаслідок змушеної рекомбінації уздовж осі, коли лазер працює на основній моді. Третій і домінуючий механізм виникає за рахунок уявної частини показника заломлення, що вносить вклад у світловідне поширення з посиленням. Оскільки ширина смуги варіюється, відносна роль цих механізмів світловідного поширення змінюється. Стабільна робота лазерів з оксидною смужкою в режимі найнижчої поперечної моди здійснювалася аж до рівнів вихідних оптичних потужностей порядку декількох міліватів. Це означає, що протилежна дія світловідного поширення з посиленням і розфокусуванням можна збалансувати в прийнятному динамічному діапазоні, якщо відповідним чином врахувати їх при конструюванні лазера.

6.8. Лазер із протонною ізоляцією

Лазерну структуру з протонною ізоляцією, про яку вперше повідомили Дімент і ін. [4] виготовляють, піддаючи ПГС, попередньо захищену металевими смужками, бомбардуванню протонами з високою енергією. Ця конструкція забезпечує краще обмеження струму, ніж проста оксидна смужка, і, крім того, має кращі термічні властивості завдяки відсутності шару силікатного скла (SiO_2).

Хвилевідне поширення досягається внаслідок збалансованого впливу розфокусування і фокусування, обумовлених змінами дійсної частини показника заломлення і світловідним поширенням з посиленням, причому винятково точний контроль цих факторів у процесі виготовлення можна здійснити завдяки відтвореності методу імплантації і різанням границі між імплантованою і неімплантованою областями. В даній структурі селекція мод можлива навіть у мілких імплантованих структурах, коли фронт імплантації не проникає в активний шар, і що короткі лазери зі смужкою шириною можуть мати дуже низький граничний струм (≈ 30 мА). Лазери з GaAlAs із ПГС працюють в неперервному режимі протягом понад 30 000 год., а прогнозований термін служби при температурі 20°C складає 10^5 годин. Лазери з оксидною і протонною ізоляцією, а також планарні лазери з мілкою дифузією відносяться переважно до лазерів, які мають світловідні поширення з підсиленням.

6.9. Смуговий лазер з поперечним переходом

Смуговий лазер з поперечним переходом (або СПП-лазер), запропонований Кіомейбом і ін., виготовляють досить тривіальними методами, зате він має зовсім нову структуру. Відповідно до останньої методики СПП-лазер одержують вирощуванням багат шарової ПГС із GaAlAs-типу на діе-

лектричній підкладці. Далі через смугову маску ведуть дифузію цинку для утворення р-n переходу (рис.6.13). Перехід в активному шарі, що містить найменшу кількість алюмінію, включається при меншій напрузі ніж р-n перехід у світловідних шарах з високим вмістом алюмінію, і фронт дифузії в діелектричній підкладці, природно, утворить канал з високим електричним опором. Отже, у такій структурі електрони і дірки інжектуються поперек центрального шару ПГС і гетеропереходи обмежують інжектуючі носії цим шаром. Ефективна ширина проміння цього смугового лазера при накачуванні визначається дифузійною довжиною інжектуючих носіїв при високій щільності струму (50 кА/см^2).

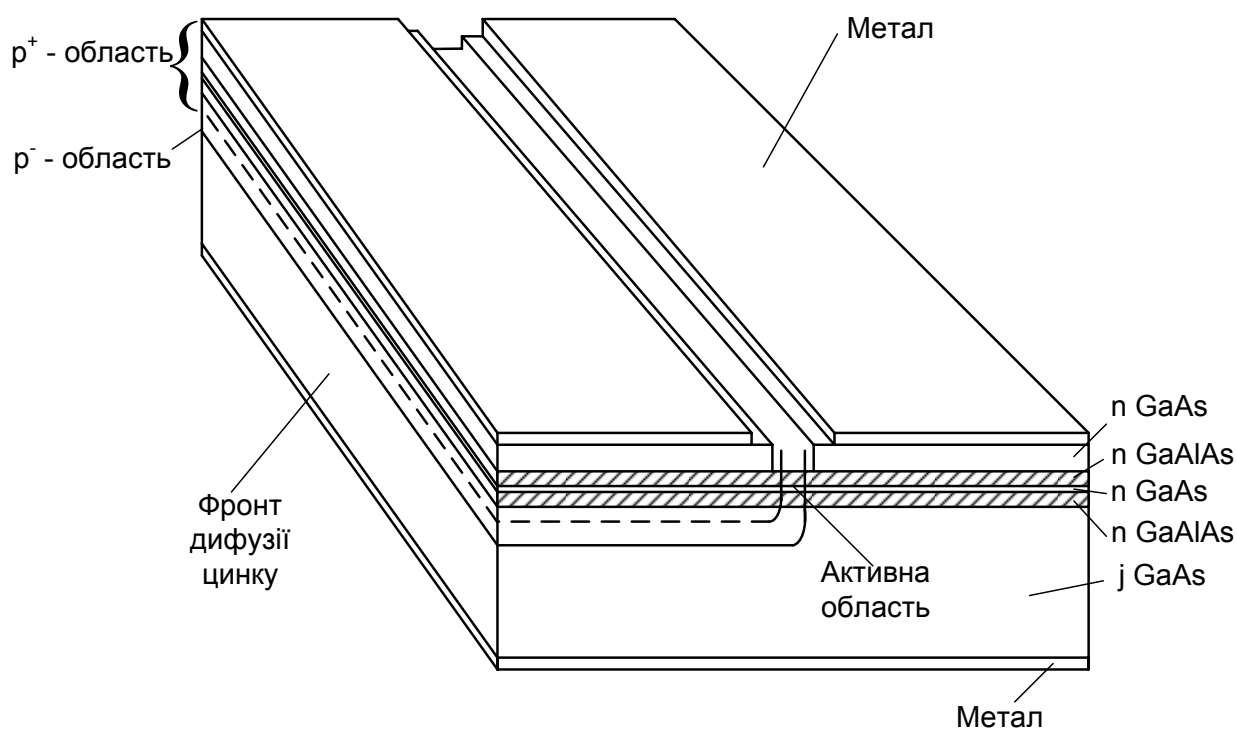


Рис.6.13. Структура смугового лазера з поперечним переходом

Світловідне поширення в горизонтальній площині (паралельно шарам гетероструктури) пов'язано з наявністю внутрішнього («вбудованого») профілю розподілу домішок, обумовленого дифузією цинку у високолегований матеріал n-типу. Плавне зменшення компенсації але з обох сторін переходу, веде до зменшення показника заломлення, унаслідок чого утвориться слабо виражений градієнтний світловід, ідеальний з погляду селекції поперечних мод.

Лазер такої конструкції має досить хороші характеристики. Він стійко працює протягом тривалих періодів часу в одному (подовжньому і поперечному) режимі в інтервалі температур від -20 до $+110$ °C і має граничний струм 30 мА при 25 °C.

Перші СПП-лазери, описані Намизайком і ін., характеризувалися занадто великим струмом витoku, що різко зростав з температурою. Це викликалось великою площею слабо зміщеного в прямому напрямку р-n пере-

ходу, що служив частиною смугової ізоляції. Однак застосування напівізолюючої підкладки в новітній структурі майже цілком усунуло цей недолік, і сучасний СПП-лазер являє собою найбільш перспективну структуру для волоконно-оптичних систем зв'язку.

6.10. Лазер з каналом у підкладці і придушенням мод вищого порядку

Режим генерації на одній поперечній моді в лазері з каналом у підкладці, запропонованому Анкн і ін., ґрунтується на іншому принципі. Як випливає з назви, лазер виготовляють створенням шаруватої ПГС на підкладці, у якій попередньо витравлюють канал (рис.6.14).

У цій структурі поперечні моди вищого порядку перетерплюють великі втрати при поширенні внаслідок того, що слабке поле таких мод, яке зникає, проникає в більш широку область, тобто в підкладку з матеріалу з більш вузькою забороненою зоною, і отже, великим поглинанням.

У лазерних структурах з вигнутим світловодом, сконструйованих Матсумото і Скіфресом та ін., подібний ефект реалізується зовсім іншим способом. У цих приладах смужку згинають так, що випромінювання енергії зі світловода відбувається в місці вигину. Утрати на випромінювання для поперечних мод вищого порядку перевищують втрати для щонайнижчої моди, порушення якої переважне, оскільки воно здійснюється за рахунок збільшення граничного струму. Фрескура, Скіфрес, Де Ваард і ін. знайшли, що нелінійність вихідного сигналу можна усунути аналогічним способом, здійснивши розташування дзеркал за допомогою кутових смужок, але й у цьому випадку приходиться розплачуватися збільшенням граничного струму. Лазери з каналом у підкладці, з вигнутим світловодом і з розміщеними дзеркалами, зображенні схематично на рис.6.14, слугують прикладами структур світловідного поширення з посиленням чи світловідного поширення з незначною зміною показника заломлення, яким властиві підвищені втрати при придушенні мод вищого порядку.

У лазері, що має підкладку з каналом, різко підвищується стабільність поперечної моди в горизонтальній площині і відбувається генерація на одній подовжній моді, у лазерах з вигнутою смужкою вигин смужки відфільтровує переважно моди вищого порядку, перегини на характеристиках, пов'язані з генерацією мод вищого порядку, усуваються підвищенням граничного струму і зниженням диференційної ефективності. У лазерах з кутовою смужкою зі збільшенням кута зменшується відображення поперечних мод вищого порядку на гранях кристала, що веде до згладжування перегинів. А у лазерах з каналом у підкладці відбувається переважно ослаблення поперечних мод вищого порядку внаслідок проникнення поля моди B в підкладку, що має втрати. Структура характеризується чудовою стабільністю моди, що дозволяє одержати лінійну ватт-амперну характеристику і реалізувати режим роботи на одній поперечній і одній подовжній модах. Технологія виготовлення приладу містить у собі формування мезасмуги травленням пластини, що містить гетероструктуру, і наступне заповнення областей по обидві сто-

рони від смужки багатоомним матеріалом, що має відповідні ширину забороненої зони і показник заломлення, а також кристалічні ґратки, погоджені з ґратками пластини. У результаті одержують нитковидну активну область, що повністю оточена матеріалом із широкою забороненою зоною.

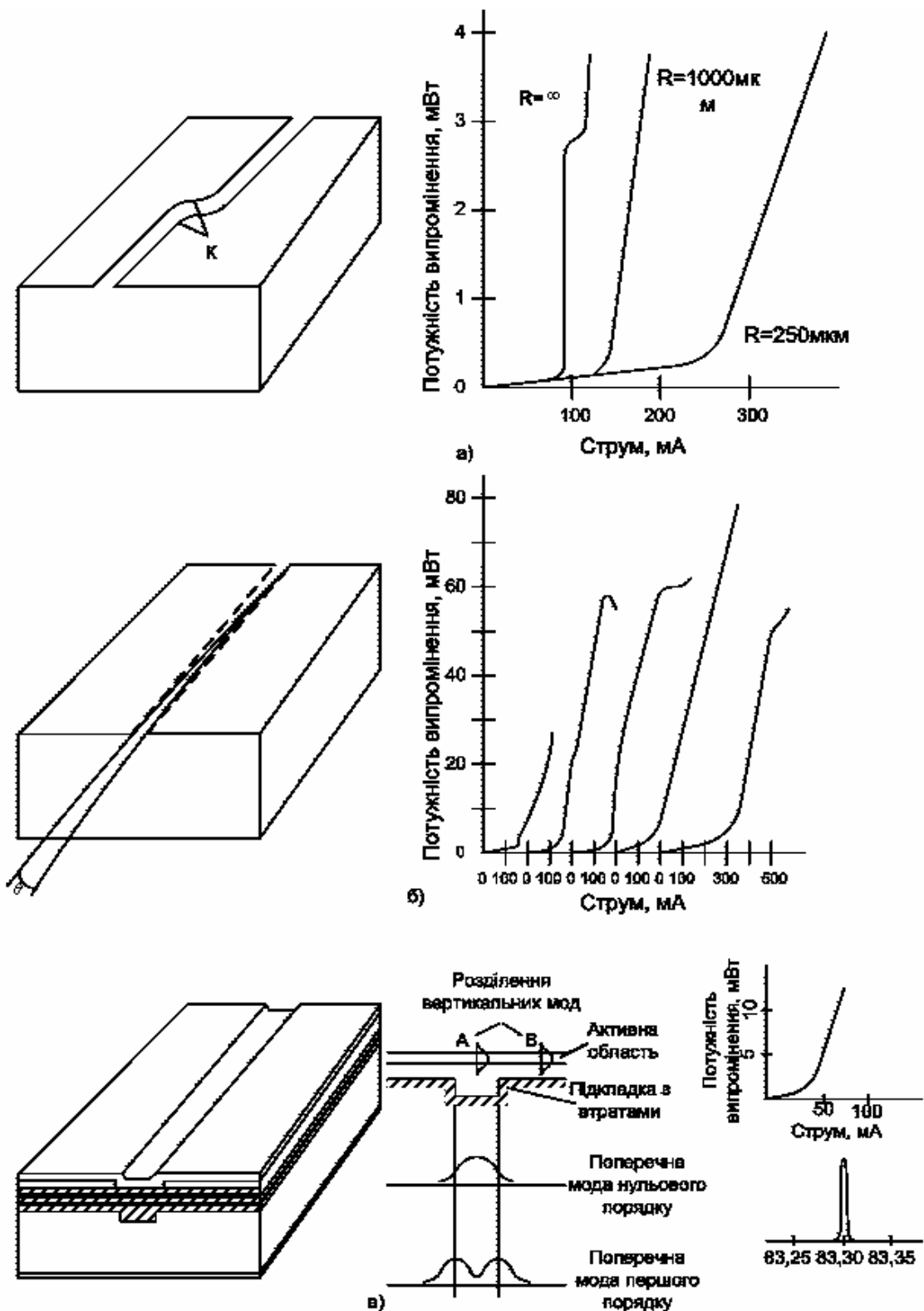


Рис.6.14. Структури лазерів, у яких утрати ростуть зі збільшенням порядку моди: а – лазери з вигнутою смужкою; б – лазер з кутовою смужкою; в – лазер з каналом у підкладці

6.11. Лазер зі схованою гетероструктурою

У лазері зі схованою гетероструктурою, розробленому Тоукадою (рис.6.15), повне обмеження інжектуючих неосновних носіїв у вертикальному і горизонтальному напрямках здійснюється шляхом досить складного процесу подвійного епітаксialного вирощування.

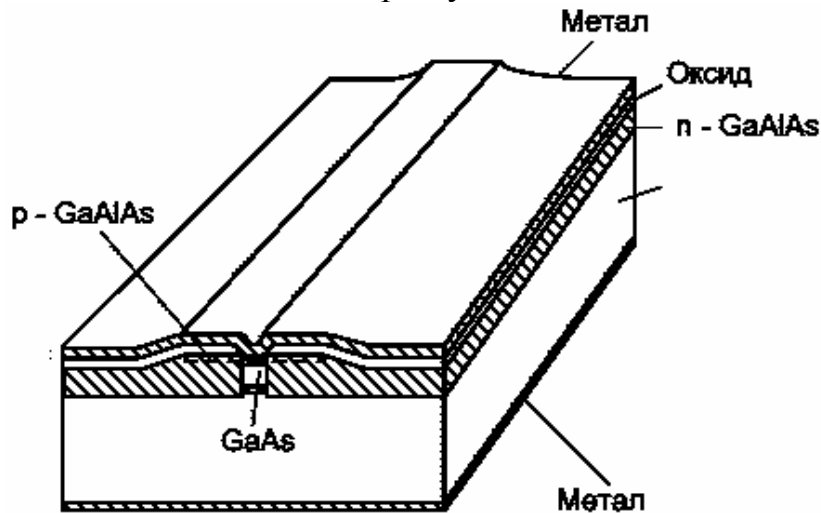


Рис.6.15. Лазер зі схованою гетероструктурою

Були виготовлені структури з граничним струмом усього 4,5 мА при ширині смуги 0,7 мкм, що до того ж мали високу лінійність і гарну частотну характеристику. Їхня вихідна потужність обмежена і гранична щільність оптичної потужності, що викликає необоротне ушкодження лазерів з GaAs, складає $\sim 1,1$ мВт/см² чи ~ 11 мВт/мкм². Щоб домогтися надійної генерації, необхідно працювати при рівнях потужності значно нижчих цієї межі, і на практиці потужність 1 мВт є максимальною робочою потужністю у неперервному режимі для лазерів зі схованою гетероструктурою, які мають активну область з малим поперечним перерізом для генерації в одномодовому режимі. Низьке значення напруги V потрібне для генерації однієї горизонтальної моди, означає, що добуток Δn і ширина світловода теж повинні бути малими. Наприклад, у випадку лазера зі смужкою шириною 5 мкм, що генерує на одній поперечній моді і з'єднаний зі світловодом зі східчастим профілем показника заломлення, повинне бути позитивним і меншим $2 \cdot 10^{-3}$, це вимагає дуже ретельного контролю складу матеріалу, використовуюваного для заповнення областей біля смужки. Надійність лазерів зі схованою гетероструктурою ще не досягла того рівня, який притаманний більш простим смуговим структурам. Ріст зародків на другій стадії епітаксialного осадження може погіршити експлуатаційні характеристики й утрудняє реалізацію структур з малою деформацією, що забезпечують найкращу надійність. Однак кругова симетрія розподілу випромінювання, малий граничний струм, лінійність і гарні модуляційні характеристики роблять цю структуру привабливою для одномодових світловідних систем і, можливо, для компонентів інтегральної оптики.

6.12. Селекція подовжніх мод

Спектри лазерів з резонатором Фабрі-Перо, утвореним нормально сколеними гранями, звичайно складаються із серій піків. На рис.6.16 показаний спектр такого багатомодового лазера. Енергетичні смуги, розділені інтервалом порядку 0,4 нм, відносяться до різних подовжніх мод, а в кожній смугі обумовлені горизонтальними поперечними модами вищого порядку. При правильному конструюванні смужової структури можна усунути поперечні моди вищого порядку, але більшість сучасних лазерів генерують кілька подовжніх мод (див. рис.6.16). СПП-лазер є винятком, тому що працює в повністю одномодовому режимі, це також справедливо й у відношенні лазера з каналом у підкладці.

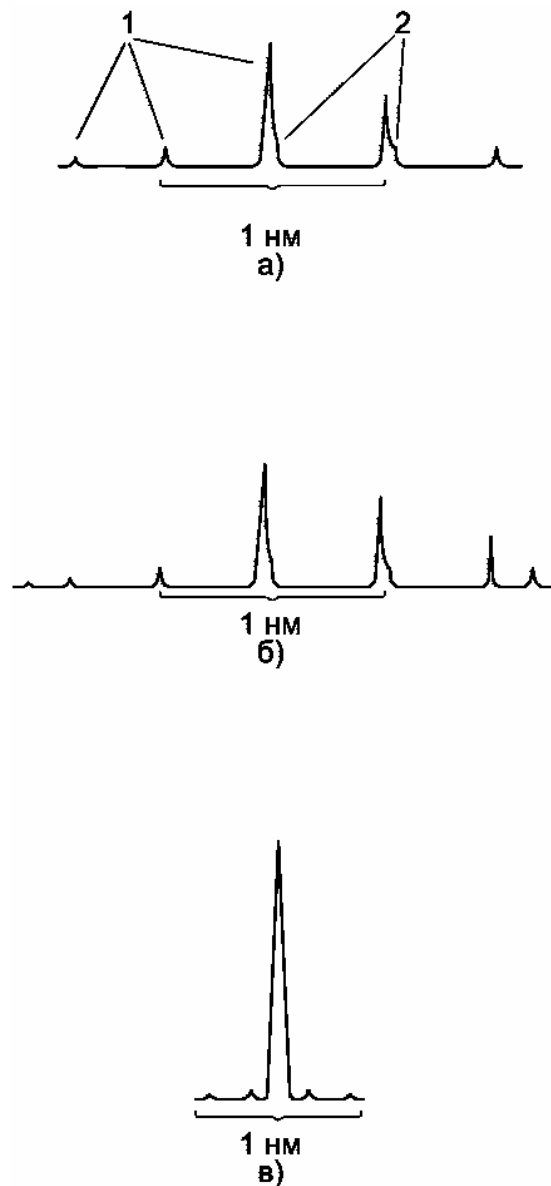


Рис.6.16. Спектри випромінювання ннжекційних лазерів:
а – багатьох поперечних і подовжніх мод; б – однієї поперечної і багатьох подовжніх мод; в – однієї поперечної моди

К.Іто й ін. [4, 3], досліджували флуктуацію інтенсивності в кожній по- довжній моді і знайшли, що потужність шуму в кожній моді перевищує по- вну потужність шуму більше ніж на 30 дБ (рис.6.17). Повний вихідний шум буде малим тільки за умови підтримки кореляції енергії в різних модах. Дис- персія в оптичних волокнах буде порушувати кореляцію через різну швид- кість поширення різних мод, і тому потужність шуму у детекторі буде пере- вищувати потужність шуму в джерелі. Отже, щоб система мала мінімальний шум і максимальну ширину смуги частот, лазер повинний працювати тільки на одній подовжній моді.

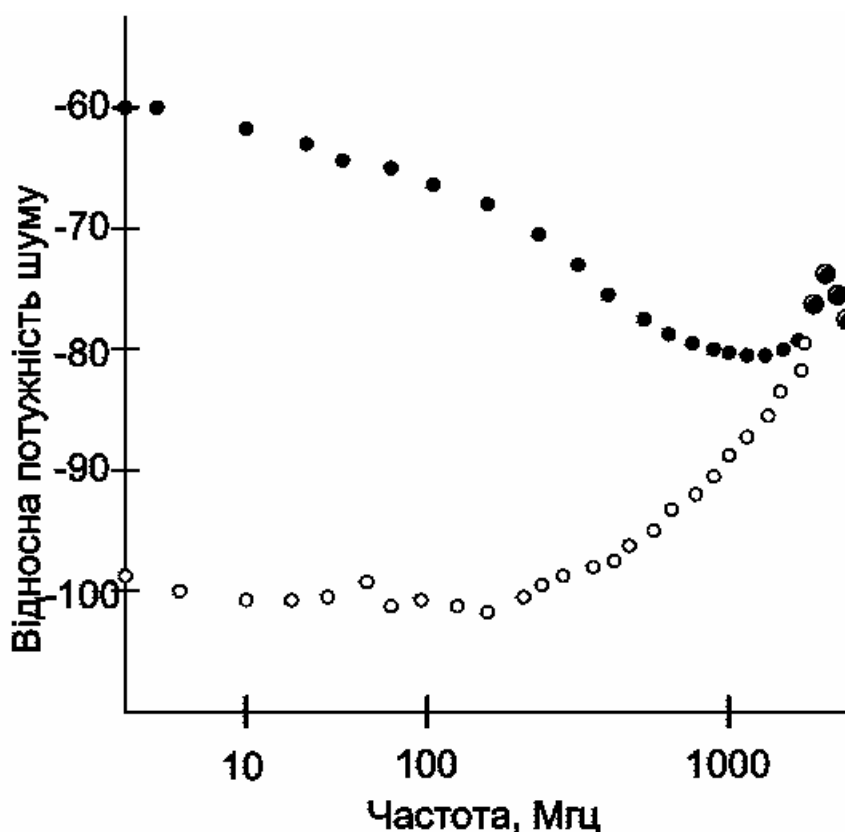


Рис.6.17. Частотна залежність потужності шуму в смузі частот 30 кГц для однієї моди і для усіх вихідних мод лазера, що генерує на багатьох подовжніх модах

Було запропоновано кілька способів селекції подовжніх мод. Оскільки інтервал між подовжніми модами обернено пропорційний довжині резонато- ра лазера, то число подовжніх мод у діапазоні довжин хвиль, у якому відбу- вається посилення можна зменшити, зробивши резонатор лазера дуже корот- ким. Були виготовлені лазери з резонаторами довжиною 50 мкм, але такі розміри утрудняють маніпулювання з кристалами, так що успіх даного мето- ду мінімальний.

Для здійснення селекції подовжніх мод були сконструйовані лазерні структури з вигнутим світловодом і з'єднаними смужками, у яких смужку згинають під кутом 90° чи змінюють по ширині уздовж довжини. На жаль, і цей метод дав маловтішні результати.

Інший підхід до рішення проблеми полягає в застосуванні лазерного резонатора, що має тільки один резонанс у смузі посилення; прикладами таких структур є лазери з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ) або лазери з розподіленим брегговським відбивачем (РБВ). У подібних структурах зворотний зв'язок забезпечується періодичним збурюванням уздовж світловідного активного шару, а не відбивачами, розташованими на торцях світловода, як у звичайних лазерах. Періодичність Λ збурення знаходять з умови Бреґга

$$\Lambda = \lambda / 2n ,$$

де λ – довжина хвилі у вільному просторі; n – ефективний індекс (порядок) моди у світловоді. Гетероструктурний лазер з GaAs, що випромінює на довжині хвилі 800 нм при $n=3,6$ вимагає періодичності порядку 111,1 нм для одержання брегговського відбиття.

На рис.6.18 наведена структура і спектр випромінювання при кімнатній температурі лазера з GaAs-GaAlAs з РЗЗ і каналом у підкладці. Технологія виготовлення таких приладів відрізняється великою складністю і вимагає високої точності періодичності дифракційних ґрат для здійснення селекції довжин хвиль. Крім того, як і в більш звичайних лазерах, важлива селекція поперечних мод. Однак у структурах з РЗЗ сколені краї приладу не є частиною об'ємного резонатора, і тому є можливість об'єднання декількох приладів на одному кристалі.. Таку інтеграцію лазерів з РЗЗ здійснили С.Аікі й ін. Кожен лазер випромінював на своїй довжині хвилі і генерував при кімнатній температурі при імпульсному накачуванні.

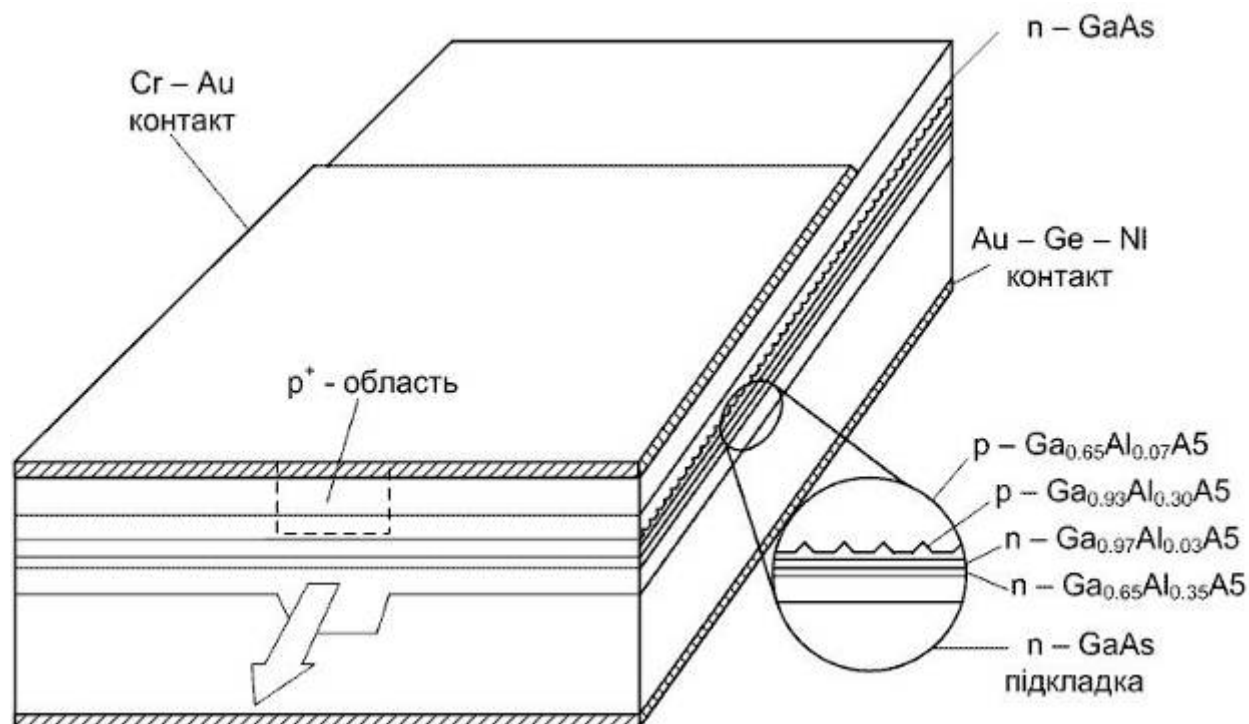


Рис.6.18. Структура лазера з РЗЗ і каналом у підкладці

Зручність створення дуже великого числа шарів з точно регульованими складом і товщиною за допомогою методів молекулярно-променевої і газофазної епітаксії дозволяє реалізувати ідею багатошарового бреггівського відбивача для світловідних структур. Так, на рис. 6.19 показана структура інжекційного лазера з поперечним бреггівським відбивачем. Селекція довжин хвиль, що виникає за рахунок відображення, у даному випадку гірша, ніж у резонаторі Фабрі-Перо, утвореному сколеними гранями, але, тим паче, цей метод додає як би додаткову “ступінь свободи” конструкціям лазерів, що у подальшому будуть забезпечувати кращу селекцію мод. Однак очевидно, що структура з РЗЗ істотно відрізняється від існуючої конструкції зі сколеними гранями, застосування якої вже добре відоме. Тепер перейдемо до розгляду селекції подовжніх мод із застосуванням звичайних лазерів.

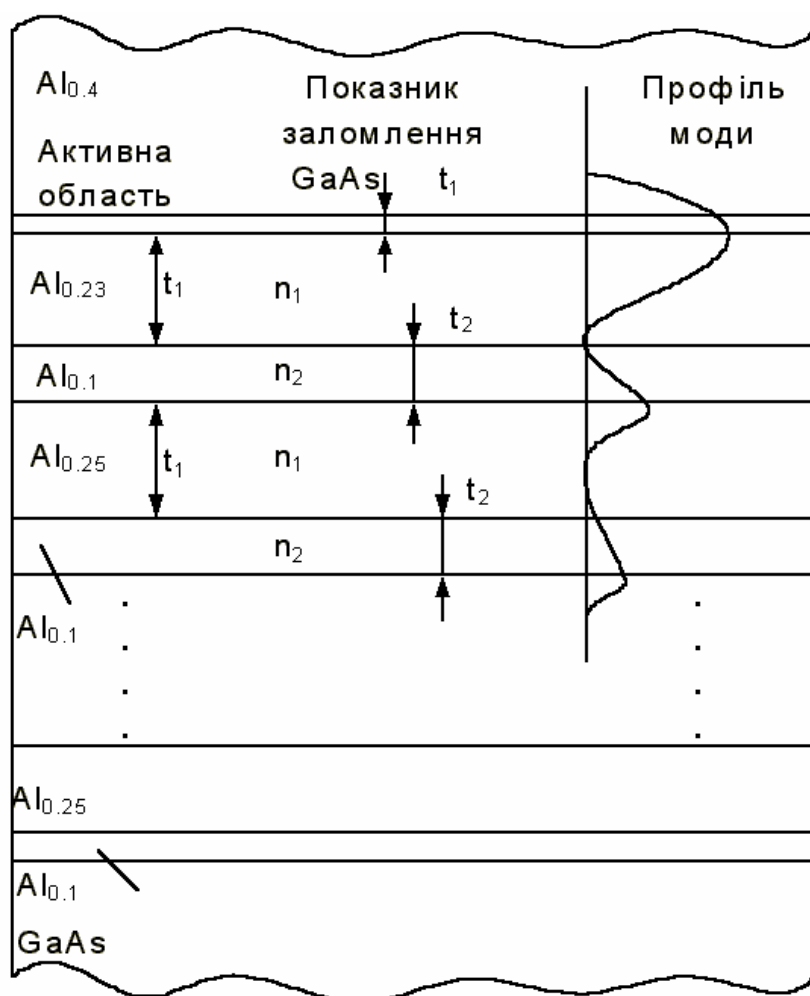


Рис.6.19. Багатошарова структура лазера з поперечним бреггівським відбивачем. Профіль розподілу інтенсивності обмеженого випромінювання

6.13. Селекція подовжніх мод у лазерах зі сколеними гранями

Смуговий лазер з поперечним переходом займає особливе місце серед інших смугових структур, оскільки за своєю природою він може генерувати тільки на одній моді. Основна відмінність цього лазера від всіх інших полягає в тому, що його активним шаром є високолегований матеріал р-типу. Те-

орія, метою якої є пояснення властивостей подовжніх мод у лазерах зі сколеними гранями, полягає в тому, що оптичне поле максимальне в пучностях стоячих хвиль однієї збудженої подовжньої моди. Отже, у цих пучностях змушена рекомбінація протікає швидше, тобто концентрація нерівноважних носіїв тут мінімальна. Звідси випливає, що концентрація нерівноважних носіїв максимальна у вузлах стоячої хвилі, де їхній внесок в основну подовжню моду мінімальний. Під час відсутності осьової дифузії інжектуючих носіїв, інші продольні моди в межах спектральної смуги підсилення здатні підсилюватися (через більш високий коефіцієнт та підсилення у вузлах першої моди) до рівня, коли може початися лазерна генерація, що приведе до виникнення безлічі подовжніх мод.

Теоретично осьова дифузія досить велика у високолегованому матеріалі р-типу й у нелегованому матеріалі, де розсіювання на домішках незначне, але мале в матеріалі n-типу чи в матеріалі р-типу з проміжною концентрацією домішки. Тому можна вважати, що в лазерах з високолегованими (p^+) чи нелегованими активними шарами генерація буде відбуватися на одній подовжній моді. Такий режим роботи здійснений на лазерах із широкими контактами і високолегованими активними р-шарами. Однак вимога високого значення осьової дифузії є не єдиною для одержання одномодового режиму в смугових лазерах і для генерації однієї подовжньої моди в реальних умовах не менш важливо забезпечити рівномірність тону накачування по всій ширині смужки. Отже, зробимо висновки [28]:

а) в оптичній системі з дисперсією лазер, що генерує на одній подовжній моді, має значно менший рівень шуму ніж лазер, що генерує на багатьох подовжніх модах;

б) лазери з РЗЗ, що працюють на одній подовжній моді, піддаються інтеграції і придатні для систем зі спектральним ущільненням, але відрізняються складністю технології;

в) режим однієї подовжньої моди можна реалізувати в лазерах зі сколеними гранями, якщо згладити змінні коефіцієнти та підсилення уздовж осі, наприклад за рахунок збільшення осьової дифузії нерівноважних носіїв шляхом використання нелегованих чи високолегованих акцепторами активних шарів.

6.14. Модуляція у лазерах

Між початком пропускання струму через лазер і початком генерації звичайно існує затримка в декілька наносекунд, обумовлена часом, затраченим на створення достатнього збудження. Зв'язок між концентрацією нерівноважних носіїв n і потоком фотонів P викликає поява загасаючих з часом релаксаційних коливань оптичної потужності відразу ж після виникнення генерації. Якщо розглядається одномодовий режим, то цей процес можна описати за допомогою системи простих кінетичних рівнянь

$$\frac{dn}{dt} = j/dq - n/\tau_n - g, \quad \frac{dP}{dt} = gP - P\tau_s + F_n/\tau_n, \quad (6.16)$$

де g – коефіцієнт підсилення, що приблизно лінійно залежить від концентрації нерівноважних носіїв, d – ширина активної області, q – заряд електрона, τ_s – індукований час життя, τ_n – спонтанний час життя і F – частка спонтанного випромінювання на генеруючій моді. Розв'язуючи дану систему рівнянь, можна пояснити поведінку імпульсної перехідної і частотної характеристик лазерів (див. рис.6.20).

Резонанс на частотній характеристиці і релаксаційні коливання на імпульсній характеристиці можна одержати, розв'язуючи систему кінетичних рівнянь, з яких для випадку малого сигналу випливає:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\tau_n \tau_s} \frac{(i_{cm} - i_u)}{I_u} \right\}^{1/2}, \quad (6.17)$$

де i_{cm} – струм зсуву чи кінцевий струм, i_u – граничний струм. Ці релаксаційні ефекти небажані у волоконно-оптичних системах, що вимагають мінімального перекручування переданої інформації. Перший пучок на імпульсній характеристиці може бути дуже вузьким при великому струмі збудження, розмах ВЧ струму дорівнює ± 4 мА, що дозволяє використовувати лазерні джерела для оцінювання частотних характеристик світловідних кабелів. Існує кілька типів одномодових (поперечних) лазерів з вузькими смужками, імпульсні характеристики яких не мають настільки явно виражених релаксаційних коливань, а на їхніх частотних характеристиках резонансні викиди відсутні аж до діапазону НВЧ.

Поліпшені характеристики вузькосмугових лазерів, що генерують на найнижчій моді, пояснюють у такий спосіб. У загальному випадку смужку накачують по ширині, що перевищує ширину оптичного поля але рівна половинній потужності. Індуковане випромінювання відбувається швидше всього по осі, де оптичне електричне поле основної моди максимальне, внаслідок чого по обидва боки смужки утворюються резервуари носіїв, здатних дифундувати до осі і тим самим згладжувати їхні поперечні розподіли (рис.6.21).

Нормальні релаксаційні коливання виникають у зв'язку з тим, що число фотонів зростає до рівня, який стаціонарно інжекцію носіїв підтримувати не в змозі. У випадку лазера з вузькою смужкою дифузія носіїв від її бічних сторін дозволяє підтримувати більш ефективно це початкове число фотонів.

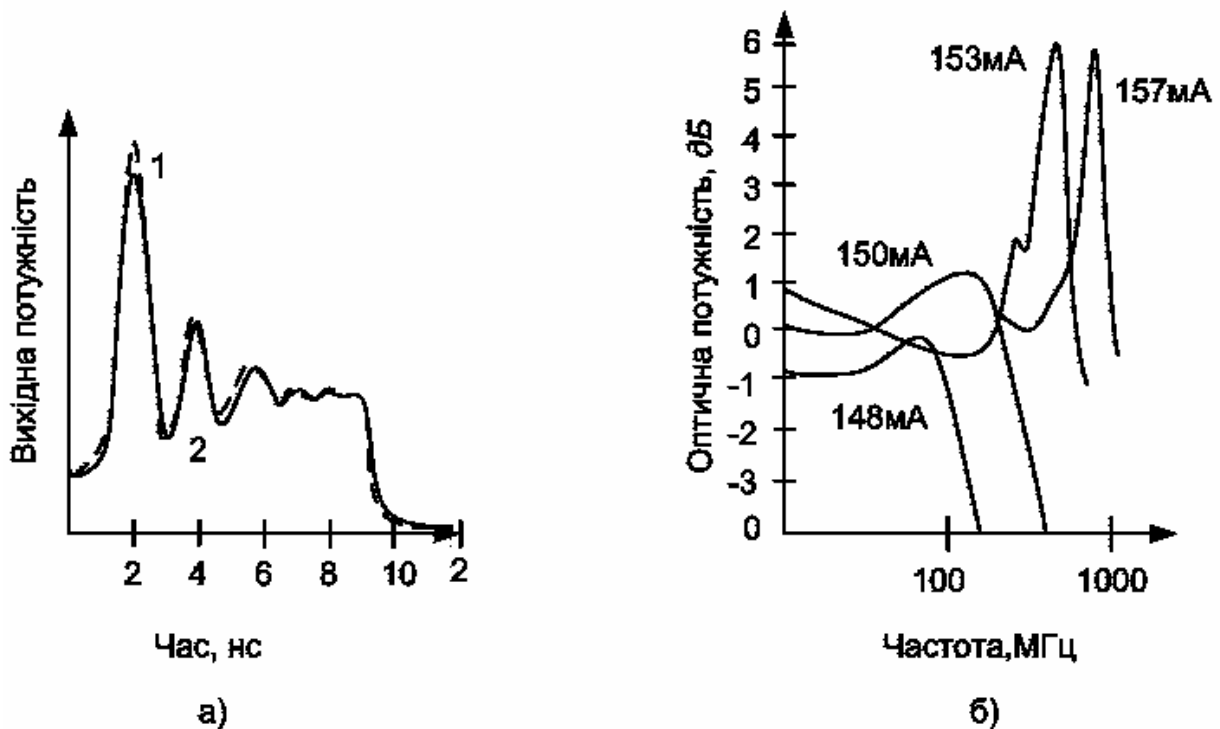


Рис.6.20. Перехідна імпульсна і частотна характеристики смугових лазерів з GaAlAs: а – порівняння теоретичної й експериментальної перехідних характеристик лазера з оксидною смужкою, який зміщується постійним струмом, рівним 0,9 від граничного значення (1 – результат розв’язування кінетичних рівнянь; 2 – експериментальні дані); б – частотна характеристика смугового лазера, утвореного глибокою дифузією цинку і має активну область, леговану германієм (концентрація 10^{18} см^{-3})

Очевидно, що досягнення максимальної резонансної частоти вимагає мінімізації τ_n і τ_s . Параметр τ_s являє собою індукований час життя чи час життя фотонів, яке можна зменшити, збільшуючи втрати в резонаторі лазера чи збільшуючи коефіцієнт пропускання граней лазера. Параметр τ_n відповідає спонтанному часу життя, що у високолегованих активних шарах обернено пропорційний концентрації донорної чи акцепторної домішки. Дифундуючі частинки, що визначають рівномірність коефіцієнта підсилення лазера, являють собою неосновні носії, якими в матеріалі р-типу є електрони. Електрони дифундують швидше дірок і тому ефективніше згладжують кожне зменшення числа нерівноважних носіїв ніж дірки. Отже, можна сказати, що для одержання найкращої частотної характеристики і широкої смуги частот, лазер повинен стабільно працювати на одній поперечній моді, мати високолегований активний р-шар для мінімізації τ_n бути коротким, мати грані з високим коефіцієнтом пропускання для мінімізації τ_s і, нарешті, мати вузьку смужку, у яку подається накачування по ширині, що перевищує ширину оптичного поля.

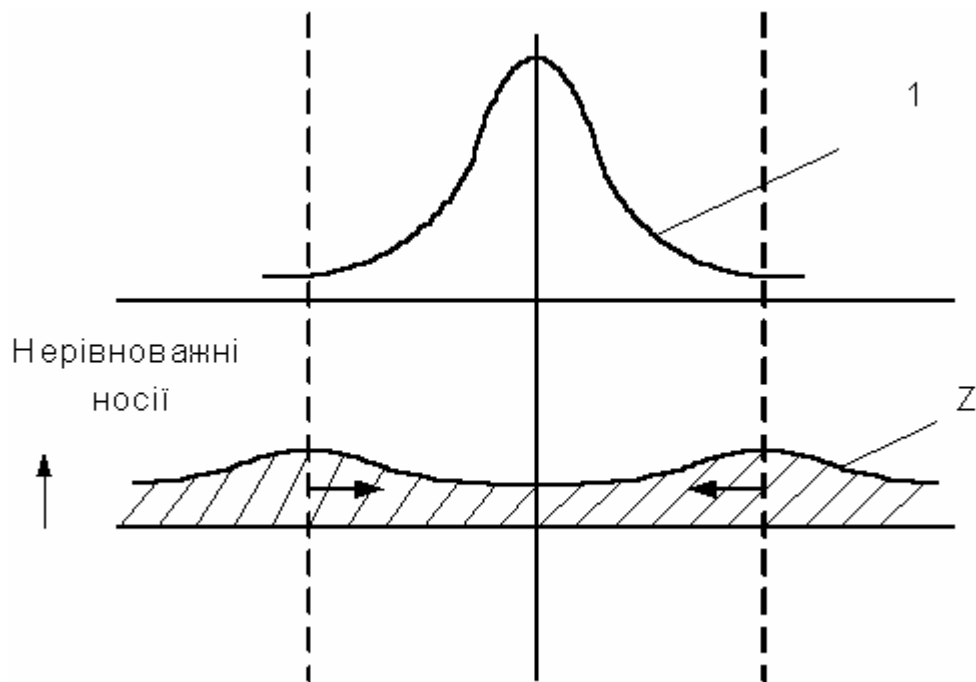


Рис.6.21. Електричне поле генеруючої моди викликає збідніння нерівноважними носіями в основному уздовж осі (крива 1). Поперечна дифузія носіїв компенсує рекомбінацію уздовж осі (крива 2)

6.15.Схеми збудження лазерів

Інжекційні лазери можна збуджувати безпосереднім пропусканням імпульсу струму, як показано на рис.6.22. Тимчасова затримка від моменту наростання імпульсу струму з нуля і до початку генерації залежить від амплітуди імпульсу струму, і при цьому спостерігаються великі нестаціонарні викиди, обумовлені релаксаційними коливаннями, зв'язаними з кожною модою, і динамічно змінюють світлові властивості із утворенням світловода. Цю умову збудження не можна вважати найкращою, якщо вимагаються вузька спектральна лінія і високе відношення сигнал-шум, але для зменшення потужності, що розсіюється, і ефективного збільшення терміну служби лазера можна використовувати малі коефіцієнти заповнення імпульсу (шпаруватість).

Імпульси струму можна формувати за допомогою цілого ряду швидкодіючих приладів, у тому числі кремнієвих біполярних транзисторів, польових транзисторів (ПТ) з GaAs, діодів Ганна, TRAPTT-діодов і діодів зі східчастим відновленням.

Зменшити затримку при включенні можна зробити збільшенням амплітуди імпульсу чи струму підтримуючи інверсію густини між імпульсами майже граничного значення шляхом додаткового зсуву постійним струмом (див. рис.6.22). Найкращу спектральну характеристику одержують тоді, коли лазер зміщують постійним струмом трохи вище граничного рівня, і щодо цього опорного значення на нього подають імпульс струму, амплітуда якого

менша необхідної для збудження поперечних чи подовжніх мод вищого порядку. У результаті одержують імпульс випромінювання з постійною вузькою спектральною лінією, що у сучасних лазерах зберігається аж до рівнів потужності порядку 10 мВт. Якщо постійна складова вихідного світлового сигналу не залишається мінімальною, то зв'язаний з нею дробовий шум буде різко знижувати експлуатаційні характеристики системи, і тому зсув і передавачі потрібно стабілізувати застосуванням зворотного зв'язку.

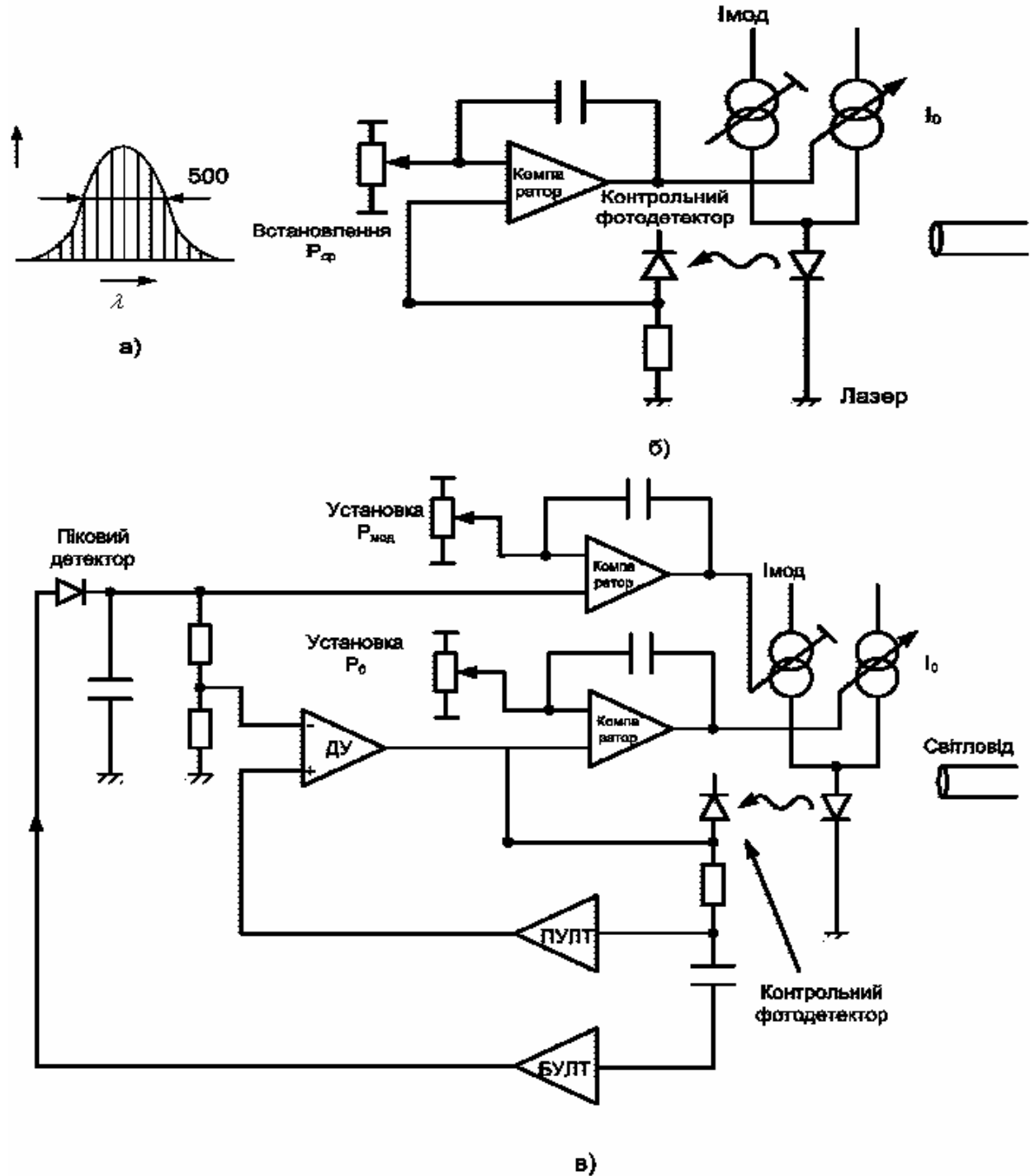


Рис.6.22. Характеристики лазера, збуджуваного звичайними схемами (а); контур зворотного зв'язку, що забезпечує стабільну середню вихідну потужність (б); схема стабілізації максимальної і мінімальної оптичної потужності в цифрових системах (в)

Це дозволить також компенсувати зміни параметрів приладів під дією температури чи деградації. Існують схеми керування лазером, у яких для регулювання постійного струму змішування і ВЧ коефіцієнта підсилення струму застосовується дискретизація оптичного сигналу з різним інформаційним наповненням. Такі схеми забезпечують сталість вихідної потужності й умови зсуву, що задаються, протягом усього терміну служби лазера, то при цьому споживається дуже велика потужність, тому що тут потрібні швидкодіючі підсилювачі і компаратори. Якщо можливе збереження сталості диференціальної ефективності при довготривалому терміні служби і при зміні температури, то досить застосувати схему електричного ВЧ збудження зі стабілізованим зворотним зв'язком і схему зі зворотним зв'язком для регулювання постійного струму зсуву.

Використовуючи зазначений метод попереднього зсуву постійним струмом до рівня, що лише трохи перевищує граничний, сконструйовано волоконно-оптичну лінію зв'язку довжиною 7 км із пропускну здатністю 800 Мбіт/с. Цей експеримент продемонстрував дуже широкі можливості систем з лазерними передавачами у відношенні розширення смуги частот.

6.16. Монтаж лазерів і тепловідвід

Постійне удосконалювання конструкції лазера, привело до різкого зниження граничного струму і підвищенню ККД, дозволило значно послабити вимоги до тепловідводу в режимі безупинної генерації при кімнатній температурі. Перші лазери безупинної дії припаювалися індієм до алмазних охолоджувачів і працювали при струмі 300 – 500 мА. Ці лазери повинні були розсіювати потужність порядку 0,5 Вт, тоді як сучасні лазери працюють при струмі від 5 до 120 мА. З приведеної на рис.6.23 температурної залежності граничного струму при різній висоті бар'єра в гетеропереході очевидна необхідність здійснення гарного теплового контакту при кріпленні лазерних кристалів. Аналіз теплового опору багат шарових структур показує найкращі результати при гальванічному нанесенні на структуру золотої контактної площадки, що слугує теплорозсіювачем.

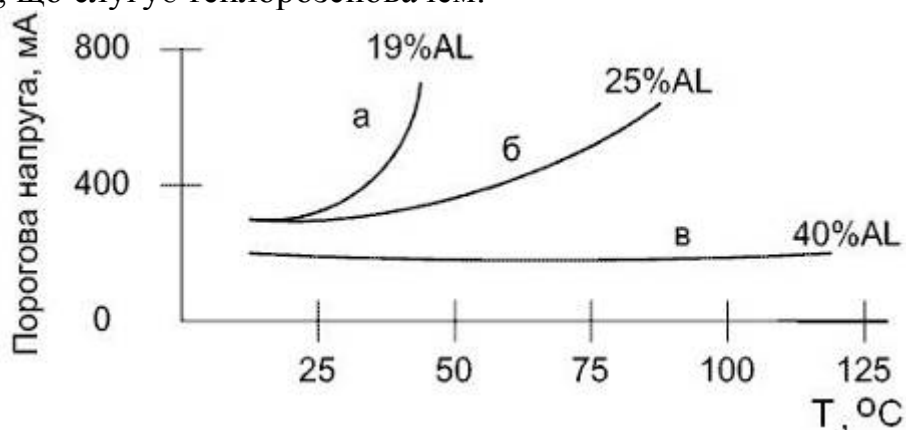


Рис.6.23. Залежність граничного струму в безупинному режимі від температури охолоджувачів лазерів із ПГС із GaAlAs

з різною висотою бар'єра в гетеропереходах

Кремнієві і мідні охолоджувачі можуть бути повністю адекватними для більшості застосувань. Це знайшло практичне підтвердження, але при цьому важливо відзначити, що для досягнення майже теоретичних значень теплового опору поверхні, що з'єднуються, повинні бути плоскими і припій повинні містити лише незначне число порожнин. Кроу й ін. при виготовленні застосували кремнієві охолоджувачі у вигляді монтажних площадок із плоскими поверхнями, і за допомогою спеціальних селективних травників у таких охолоджувачах витравлювали канавки для юстування світловода (рис.6.24). Також запропоновано використовувати охолоджувачі з виступами для приєднання дротових виводів і детекторів для керування контуром зворотного зв'язку (рис. 6.24).

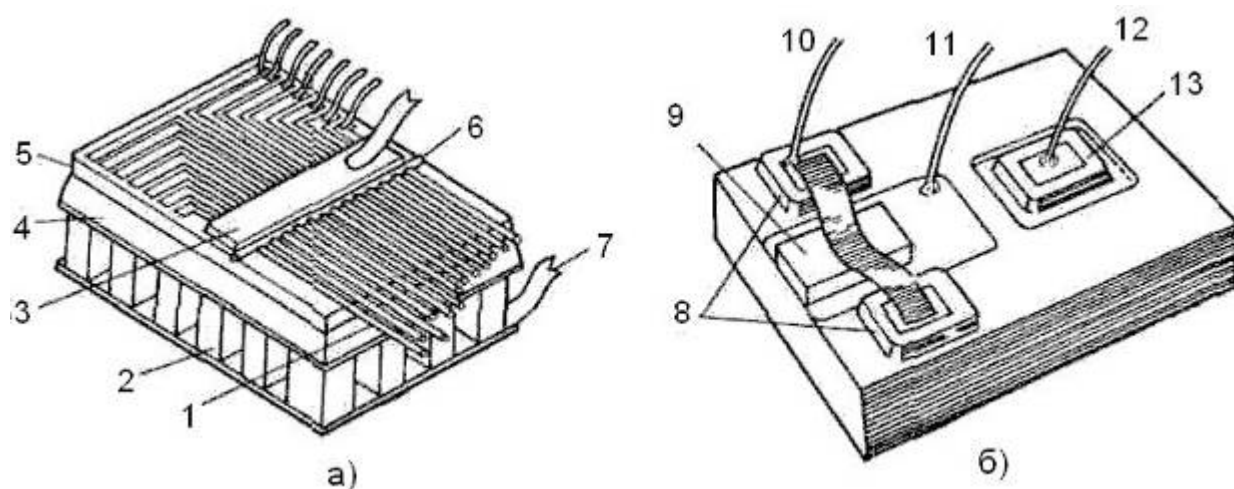


Рис.6.24. Корпус для багатоканальної лінії оптичного зв'язку, що має рельєфну кремнієву підкладку для розміщення оптичних компонентів (а); проста кремнієва монтажна площадка для смугового лазера, що має ізоляційні виступи і р-і-n детектор для безупинного контролю випромінювання із задньої грані лазера (б): 1–підкладка світловода; 2 – термоелектричний холодильник; 3 – лазерні ґрати; 4 – мідний тепловідвід; 5 – кремнієва підкладка; 6 – циліндрична лінза; 7 – підведення живлення до холодильника; 8 – ізольовані підкладки; 9 – лазер безупинної дії; 10 – виводи лазера; 11 – вивід заземлення; 12 – детектор; 13 – підкладка детектора у формі мези

Перераховані вище заходи полегшують вирішення проблеми з'єднання світловода з лазерами. Щоб забезпечити максимально ефективно введення розбіжного випромінювання смугового лазера у світловід, більшість з яких має малий кут введення, застосовують узгоджувальні лінзи. У системі з кремнієвою підкладкою, що має канавки (див. рис.6.24), часто як циліндричні лінзи використовують короткі відрізки світловода, однак поряд з ними застосовують також градієнтні лінзи (селфок-лінзи), сферичні лінзи з високим показником заломлення і волокна з узгоджувальними сферами на кінцях.

6.17. Об'ємні мікролазери

Об'ємні мікролазери являють собою мініатюрні твердотільні лазери на об'ємних (тобто не мають смугових властивостей) кристалах, активованих іонами неодиму. Мініатюрність конструкції визначається застосуванням ефективної системи накачування з використанням напівпровідникових лазерів і СВД на ПГС GaAlAs. Досить вузька (~ 100 ГГц) однорідна розширена лінія підсилення іонів неодиму в кристалах обумовлює досить високу монохроматичність випромінювання мікролазерів з характерною для іонів неодиму гарною температурною стабільністю центральної довжини хвилі. Спрямованість випромінювання мікролазерів вище ніж у напівпровідникових лазерів, це збільшує ефективність уведення їхнього випромінювання в одномодові світловоди.

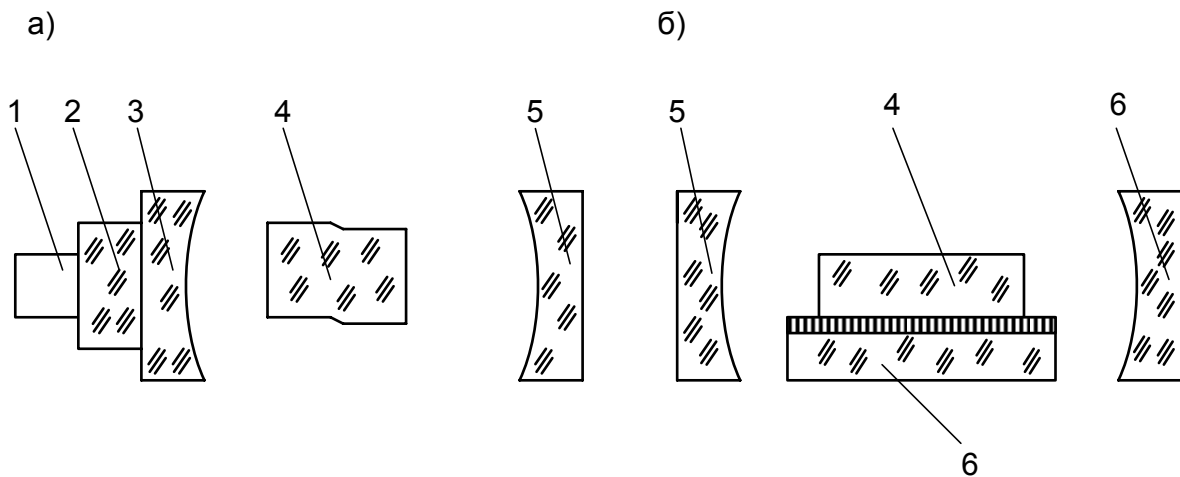


Рис.6.25. Конструкції об'ємних мікролазерів: а) – з торцевим накачуванням; б) – з поперечним накачуванням: 1 – СВД чи ЛД; 2 – колімувальна лінза; 3 – дзеркало резонатора, прозоре для випромінювання накачування; 4 – активний кристал, 5 – дзеркало резонатора; 6 – лінійка СВД на радіаторі

У мікролазерах, так само як і у волоконних лазерах, може здійснюватися подовжнє накачування в торець активного елемента і поперечне накачування лінійками СВД через бічну поверхню кристала (рис.6.25). В іншому випадку для збільшення ефективності накачування використовуються відбивачі. Генерація випромінювання в мікролазерах можлива з використанням цілого ряду активних середовищ: на кристалах з малою (близько 1 %) концентрацією неодиму Nd, із середньою (3–8 %) концентрацією цих іонів, наприклад кристала калій-гадоліневого вольфрамату, і на висококонцентрованих середовищах – кристалах $\text{LiNd}_4\text{O}_{12}$ і Nd_4O_{12} . Використання висококонцентрованих середовищ найбільш ефективно, підсилення в них досягає 10 дБ/см. Але кристали з високою концентрацією неодиму, як правило, мають малі розміри (<1 см) і використання їх як оптичних підсилювачів є досить проблематичним.

На основі мікролазера на кристалі $\text{LiNd}_4\text{O}_{12}$ створена конструкція одночастотного передавача з довжиною хвилі випромінювання 1,317 мкм для систем передачі з одномодовими волоконними світловодами. Вона схематично зображена на рис.6.26.

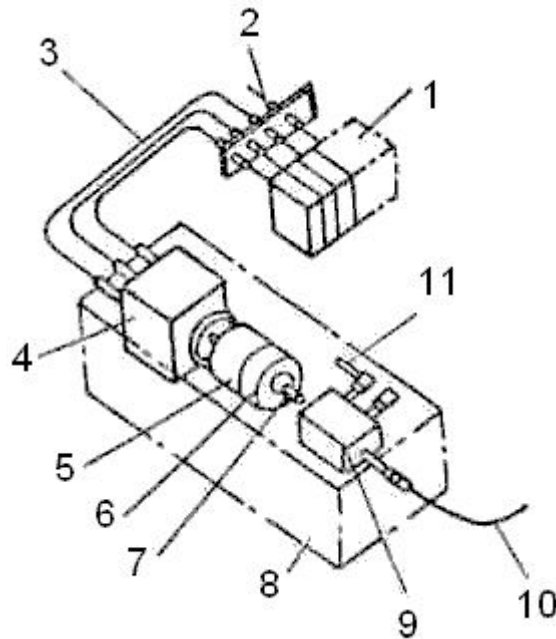


Рис.6.26. Одночастотний лазер на кристалі $\text{LiNd}_4\text{O}_{12}$: 1 – блок лазерних діодів накачування; 2 – рознімні оптичні з'єднувачі; 3 – багатомодове волокно; 4 – оптичний об'єднувач; 5 – резонатор лазера; 6 – оптичний вентиль; 7 – узгоджувальна градієнтна лінза; 8 – корпус; 9 – модулятор; 10 – одномодове волокно; 11 – рознімач для електричного сигналу

Конфокальний резонатор утворений зовнішніми дзеркалами, через одне з яких виробляється накачування кристала довжиною 300 мкм. Оригінальна схема накачування, що здійснюється 7 лазерами на GaAlAs. Випромінювання кожного з лазерів вводиться в багатомодовий волоконний світловод, а потім через об'єднувач на стрижневих градієнтних лінзах – в активний кристал. У блоці з резонатором лазера розташований оптичний вентиль, після якого випромінювання лазера за допомогою градієнтної лінзи вводиться в планарний електрооптичний модулятор, виконаний методом дифузії титана в кристал LiNbO_3 . Передавач, що працює в одночастотному режимі, має гарні характеристики: граничну потужність накачування – 6 мВт; потужність випромінювання на виході лазера – 1,4 мВт; втрати у вентилі, модуляторі і з'єднаннях – 9дБ; потужність, що вводиться в одномодове волокно – 0,17 мВт; смуга частот модуляції складає 2,8 ГГц, передавач працює з модуляцією в коді МК2 зі швидкістю 2 Гбит/с. Напруга, яка подається на модулятор при 100 %-ній глибині модуляції, складає 6 В. Ця конструкція демонструє високі можливості мікролазерів як джерел випромінювання для швидкісних систем передачі, однак необхідно відзначити, що досягається це завдяки складній технології виготовлення і юстуванню лазера, вентиля, модулятора й узгоджувальних елементів.

Приведений приклад характеризує загальні проблеми, які виникають перед розроблювачами мікролазерів для світловідних систем. Одною з переваг таких пристроїв перед напівпровідниковими лазерами є висока спрямованість випромінювання, що знімає необхідність в застосуванні зовнішнього планарного модулятора і відповідної узгоджувальної оптики.

Перспективним уявляється використання мікролазерів як джерел випромінювання для фазових ВОЛС. У цьому випадку модулятор не потрібний, спрощується конструкція і зростає потужність, що вводиться в одномодовий волоконний світловод.

Лазер на основі напівпровідникового р-n-переходу називають лазерним діодом. Якщо основою роботи СВД є спонтанна емісія, то в ЛД фотони генеруються за допомогою стимульованої (індукованої, змушеної) емісії. Це процес, при якому первинні фотони підштовхують збуджені атоми до генерації нових фотонів за рахунок стимулювання додаткових актів рекомбінації електронів і дірок. При стимульованому випромінюванні згенеровані і вихідні фотони мають ту саму фазу і частоту (довжину хвилі). Результуюче випромінювання близьке до когерентного, а його спектр звужується до декількох нанометрів (близький до монохроматичного).

Принципова відмінність лазера від інших випромінювачів у тому, що він є генератором електромагнітних коливань оптичного діапазону. З радіотехніки відомо, що для перетворення підсилювача в генератор, необхідне виконання амплітудних і фазових умов самозбудження. Стосовно до лазера амплітудна умова означає, що підсилення в активній області напівпровідника повинне перевищувати втрати (на поглинання в матеріалі і на випромінювання в зовнішнє середовище). Фазова умова вимагає введення позитивного зворотного зв'язку. У лазері, ця умова забезпечується переміщенням активного середовища у середину оптичного резонатора. У найпростішому випадку це резонатор типу Перо-Фабрі-Перо – два плоскопаралельних дзеркала.

Для виникнення стимульованої емісії необхідна інверсія населеності, тобто число збуджених електронів у зоні провідності повинне бути більше ніж дірок у валентній зоні. У лазерах інверсію забезпечують за допомогою накачування. У напівпровідниковому лазері накачування здійснюється інжекцією (впорскуванням) струму високої щільності в активний шар. Коефіцієнт підсилення світла активним середовищем пропорційний щільності струму, що протікає через неї. Характер випромінювання змінюється від спонтанного до стимульованого, коли підсилення перевищує усі види втрат (амплітудна умова генерації). Необхідний для цього струм інжекції називається граничним струмом I_p .

На рис.6.27 зображена конструкція ЛД із керованим підсиленням. Типова ширина активної зони ЛД складає 5-10 мкм, товщина – 0,1...0,2 мкм, а довжина резонатора – приблизно 300 мкм. Торцеві (випромінювальні) грані лазерного кристала сколюються або поліруються і являють собою напівпрозорі плоскопаралельні дзеркала (об'ємний резонатор Перо-Фабрі-Перо). Випромінювання виходить одночасно через обидві грані і його параметри (ширина спектра і ДН) приблизно однакові.

$$\lambda = 850\text{нм} \quad \lambda = 1300\text{нм}$$

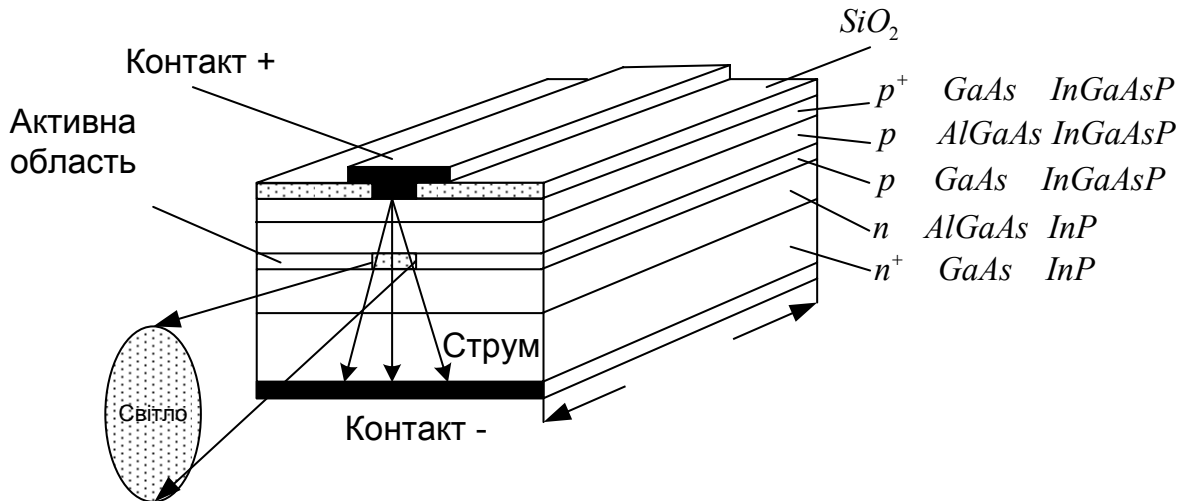


Рис.6.27. Конструкція лазерного діода з керованим підсиленням

Контрольні питання

1. Лазерний ефект у напівпровідниках.
2. Умови підсилення і генерація оптичного випромінювання.
3. Нарисуйте енергетичну діаграму інжекції носіїв у рп-перехід.
4. Поріг генерації і ККД напівпровідникового лазера.
5. Конструкції напівпровідникових лазерів.
6. Шуми в напівпровідникових лазерах.
7. Структура контактного смужкового лазера.
8. Нарисуйте діаграму спрямованості випромінювання напівпровідникового лазера при струмах інжекції нижче і вище граничного.
9. Зовнішній квантовий вихід напівпровідникового лазера.
10. Нарисуйте ватт-амперні характеристики лазерів із ПГС GaAlAs.
11. Основні параметри напівпровідникових лазерів.
12. Модуляція у лазерах.
13. Схеми збудження лазерів.
14. Монтаж лазерів і тепловідведення.
15. Об'ємні мікролазери.
16. Конструкція лазерного діода з керованим підсиленням.

7. СВІТЛОВИПРОМІНЮВАЛЬНІ ДІОДИ

7.1. Світловипромінювальні діоди для оптичної передачі інформації. Конструкція

Серед світловипромінювальних діодів (СВД) розрізняють діоди для індикації, для оптичного зв'язку, а також ті які мають високу потужність випромінювання. У даному розділі розглядаються діоди, які використовуються в оптичному зв'язку. СВД у порівнянні з напівпровідниковими лазерами мають більш широкий спектр випромінювання, смуга модуляції в них вужча, а ефективність зв'язку з оптичним волокном нижча. Однак не будучи «пороговим приладом», вони мають також ряд переваг: висока надійність (великий термін служби), простота виготовлення, низька собівартість. Тому вони знаходять широке застосування як джерела світла в системах передачі на невеликі відстані із шириною смуги до декількох десятків МГц, наприклад для внутрішнього зв'язку в межах будинку, літака, корабля, автомобіля і так далі.

За способом виведення випромінювання СВД розділяються на діоди з поверхневими випромінювачами і на діоди з торцевими випромінювачами. У напівпровідникових лазерах зазвичай використовується подвійна гетероструктура. СВД з метою спрощення конструкції і технології виготовлення будуються на структурах з гомопереходами [4].

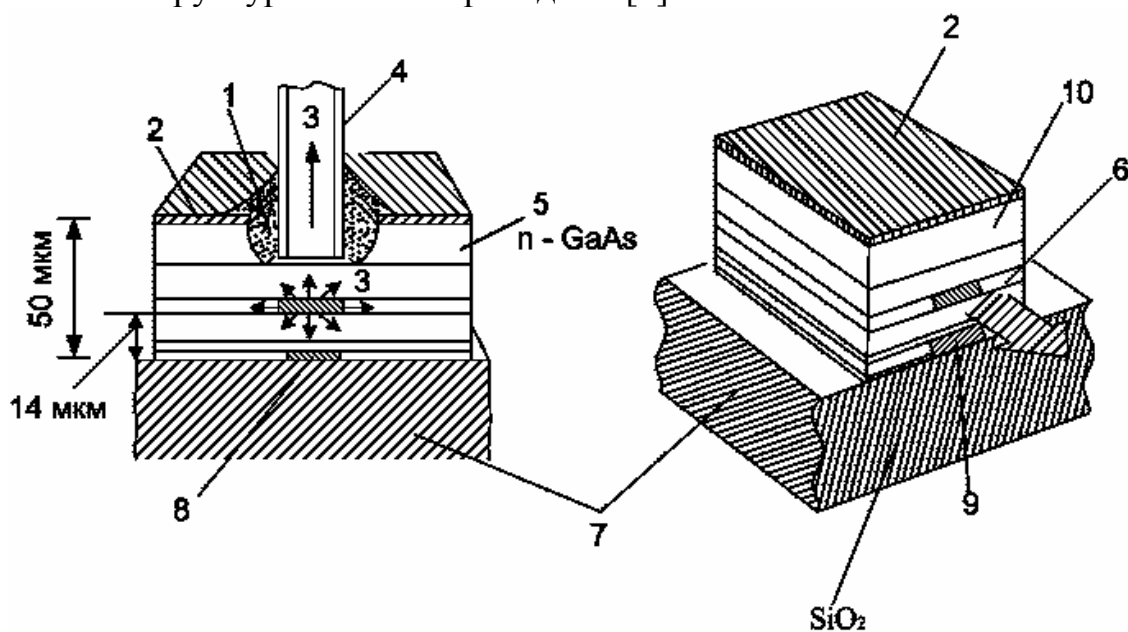


Рис.7.1. Структура СВД з поверхневим випромінювачем (а) і з торцевим випромінювачем (б): 1– епоксидна смола; 2 – омичний контакт; 3 – випромінювання; 4 – оптичне волокно; 5 – підкладка на n-GaAs; 6 – активний шар; 7 – тепловідвід; 8 – нижній омичний контакт (діаметром 50 мкм), 9 – нижній омичний контакт (ширина 65 мкм); 10 – підкладка

У СВД з поверхневим випромінювачем світло випромінюється в напрямку, перпендикулярному поверхні переходу (рис.7.1, а). Для поліпшення відведення тепла від активного шару одна сторона нарощеного шару притискається до тепловідводу, а виведення випромінювання здійснюється з боку

підкладки. Для виведення випромінювання через поглинаючу підкладку на арсеніді галію в AlGaAs СВД у підкладці вирізається круглий отвір і вводиться оптичне волокно, як це показано на рис.7.1, а. Таку конструкцію діода називають діодом Барраса. Відома також конструкція діода, яка погіршує характеристику тепловідведення і виведення випромінювання здійснюють з прощеного шару. У GaInAsP СВД підкладка з InP є прозорим вікном, і при виведення випромінювання з GaInAsP активного шару можна і не робити спеціального отвору. Область світлового випромінювання звичайно являє собою коло діаметром 50 – 75 мкм. Оскільки площа світлового випромінювання велика, то для збільшення яскравості випромінювання густина струму повинна бути високою, у межах від декількох кА/см² до 15 кА/см² [3, 4].

У СВД з торцевими випромінювачами виведення випромінювання, що виходить з активного шару, здійснюється з торця, як у напівпровідникових лазерах. Тому, що в цьому випадку генероване випромінювання при виведенні назовні проходить через активний шар, має місце сильне самопоглинання і ККД виведення випромінювання не може бути також високим, як у раніше розглянутого типу діодів. Тому застосовується такий спосіб: по сусідству з активним шаром формується світловідний шар з малими внутрішніми втратами, активний шар робиться тонким, порядку 0,03 – 0,1 мкм. У результаті світло, поширюючись у шарі покриття, має невеликі втрати на поглинання.

Для запобігання лазерній генерації застосовують ряд заходів:

- 1) збільшується товщина активного шару, підвищується гранична густина струму J_{th} ;
- 2) формується область, у якій відсутнє оптичне випромінювання;
- 3) на торці наноситься просвітлювальне покриття.

Оскільки площа світлового випромінювача невелика, розміром кілька квадратних мікрометрів, то й оптичний вихід не може бути високим. Однак у порівнянні з діодами з поверхневим випромінювачем яскравість виявляється в 5–10 разів більшою.

7.2. Характеристика потужності оптичного випромінювання

Якщо струм інжекції позначити через I , то потужність оптичного випромінювання СВД P описується у вигляді [4]

$$P = \eta_{ex} h\nu \left(\eta_{spont} \frac{I}{q} \right), \quad (7.1)$$

де η_{ex} – ККД виведення випромінювання, $h\nu$ – енергія фотона, η_{spont} – ККД світлового випромінювання, I/q – число носіїв, інжекттованих в активний шар в одиницю часу, q – заряд електрона.

Якщо час життя випромінювальної і безвипромінювальної рекомбіна-

ції позначити відповідно через τ_r і τ_{Nr} , то ККД світлового випромінювання буде зображатися у вигляді

$$\eta_{spont} = \frac{1}{1 + \tau_r / \tau_{Nr}} . \quad (7.2)$$

Тобто, зі збільшенням складової безвипромінювальної рекомбінації ККД світлового випромінювання падає.

У η_{ex} враховується ефект зменшення виведеного випромінювання за рахунок самопоглинання в активному шарі, френелівського відбиття від граней кристала і повного внутрішнього відбиття. Оскільки $P/h\nu$ відповідає числу випромінених фотонів в одиницю часу, то добуток η_{ex} / η_{spont} описує зовнішню квантову ефективність. При цьому зовнішня квантова ефективність у СВД з поверхневими випромінювачами складає близько 3%, а в СВД з торцевими випромінювачами – 0,5 – 1%, тобто менше в порівнянні з лазерами.

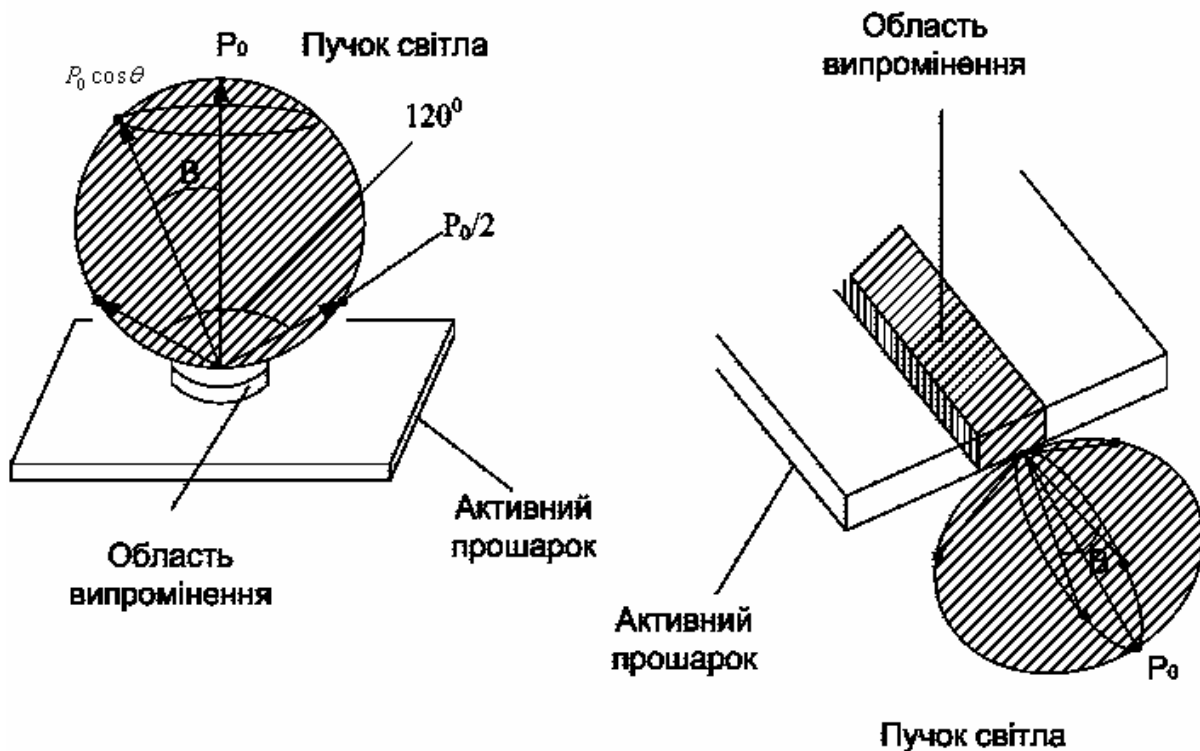


Рис.7.2. Форми пучка випромінювання СВД з поверхневим випромінювачем (а) і з торцевим випромінювачем (б)

Залежність між струмом і потужністю оптичного випромінювання в СВД, як видно з формули (7.1), при постійному η_{spont} носить лінійний характер. Практично зі збільшенням струму інжекції через зростання безвипромінювальної рекомбінації виникає нелінійність у вигляді опуклості, як показано на рис.7.9, що особливо помітна в GaInAsP СВД. Причиною нелінійності є такі механізми безвипромінювальної рекомбінації [4]:

- 1) рекомбінація на границі розподілу гетеропереходів;
- 2) витік (просочування) інжекттованих зарядів через гетеробар'єр;
- 3) оже-рекомбінація.

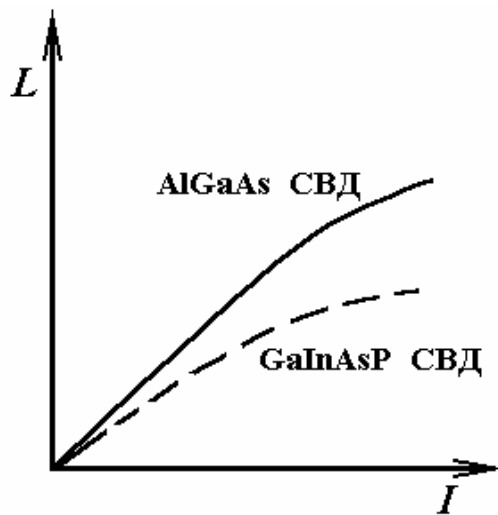


Рис.7.3. Залежність потужності оптичного випромінювання L на виході СВД від струму I

Зокрема, у GaInAsP СВД ширина забороненої зони невелика і значний ефект Оже. Цей ефект зростає пропорційно квадрату концентрації носіїв, тому навіть у AlGaAs СВД з великим рівнем легування ($5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), він стане дуже значним, що призведе до різкого зменшення ККД світлового випромінювання.

7.3. Ефективність зв'язку з волоконним світловодом

Спонтанне оптичне випромінювання СВД є ізотропним. Пучок світла, що виходить з поверхневого випромінювача, як видно з рис.7.2, а, має форму (картину поля в далекій зоні), що розширюється в площині, і для заданого кута θ (кут між даною точкою і нормаллю до світловипромінювальної поверхні) може бути приблизно зображений косинусоїдальною залежністю, як у законі Ламберта. Інтенсивність падає вдвічі при куті 120° . При таких великих кутах розходження ефективність зв'язку з волоконним світловодом мала.

Тому при потужності оптичного випромінювання 2–5 мВт введення у волокно навіть при використанні лінз виявляється порядку 100–300 мкВт.

Оскільки в СВД з поверхневим випромінювачем має місце безпосереднє оптичне випромінювання, то ніяких проблем, зв'язаних із вторинним поглинанням в активному шарі, тут не виникає. Однак через великий кут випромінювання помітної ролі набуває складова, обумовлена повним відбиттям від границі розподілу з кристалом (критичний кут близько 17°). Утрати, обумовлені френелевським відбиттям також мають місце. У результаті значення η_{ex} теоретично наближається до 3%.

У СВД з торцевим випромінювачем у напрямках, що лежать у площині переходу, як показано на рис.7.2, б, має місце розширення пучка випромінювання відповідно до закону Ламберта. Вертикальний напрямок визначається розподілом поперечних мод, тому кут випромінювання виявляється порівняно невеликим. У зв'язку з цим утрати зв'язку з волоконним світловодом у

СВД з торцевим випромінювачем виявляються на декілька децибел менші в порівнянні із СВД з поверхневим випромінювачем, як це показано на рис.7.4. Однак абсолютні значення потужності оптичного випромінювання, що вводяться усередину волоконного світловода, виявляються невеликими, порядку 1–2 мВт, тобто того ж порядку, що й у СВД з поверхневим випромінювачем.

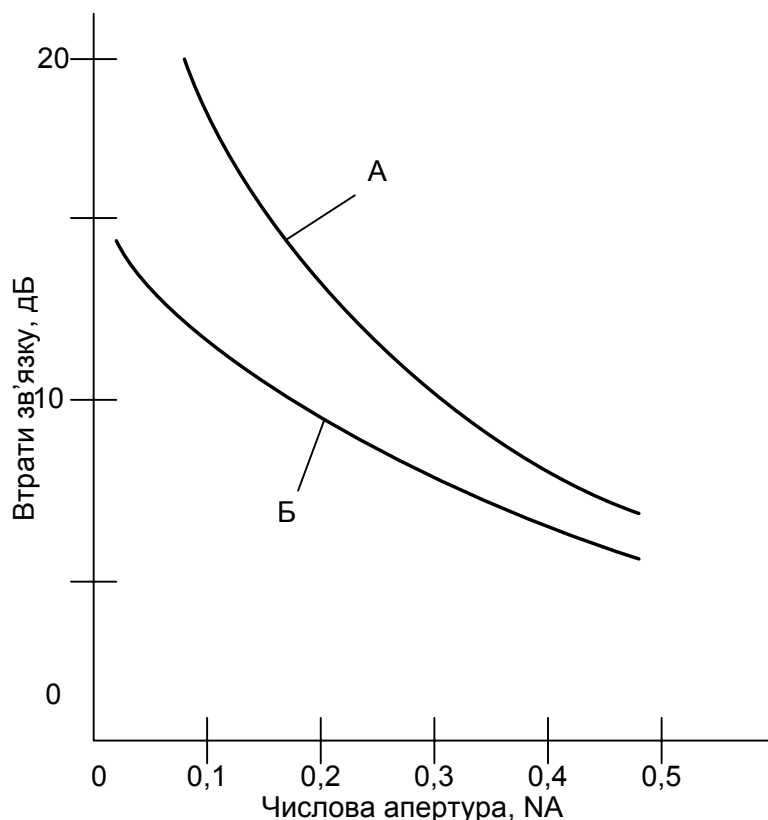


Рис.7.4. Розрахункові значення втрат при безпосередньому зв'язку СВД з оптичним волокном: А – СВД з поверхневим випромінювачем; Б – СВД з торцевим випромінювачем

Втрати зв'язку СВД з волоконним світловодом, як видно з рис.7.4, знижуються пропорційно квадрату числової апертури оптичного волокна. Тому в оптичних системах передачі з використанням СВД застосовується оптичне волокно з великою числовою апертурою.

Якщо в СВД з поверхневим випромінювачем діаметр D_1 джерела оптичного випромінювання буде більший діаметра D_f серцевини оптичного волокна, то втрати зв'язку будуть рости пропорційно $(D_f / D_1)^2$, тому оптимальним є $D_1 \leq D_f$. Крім того, ефективність зв'язку можна поліпшити шляхом використання лінз. Якщо діаметр джерела оптичного випромінювання зробити меншим діаметра серцевини оптичного волокна, використовувати лінзу з кратністю збільшення $M = D_f / D_1$ і збільшити діаметр світлового пучка до діаметра серцевини, то ефективність зв'язку виявиться максимальною і приблизно буде зображатися виразами:

$\eta_f = M^2 \cdot NA^2$ – (волокно з показником заломлення, що східчасто змінюється) $\eta_f = \frac{1}{2} M^2 \cdot NA^2$ – (волокно з розподіленим показником заломлення).

Оскільки $M = 1$ відповідає випадку відсутності лінзи, то з вищенаведених формул видно, що ефективність зв'язку зростає пропорційно квадрату кратності збільшення лінзи. На рис.7.5, а і б приведені конструкції СВД, у яких використовується вищеописаний лінзовий ефект.

Таким чином, з погляду оптичного зв'язку бажано мати СВД з невеликим діаметром джерела оптичного випромінювання.

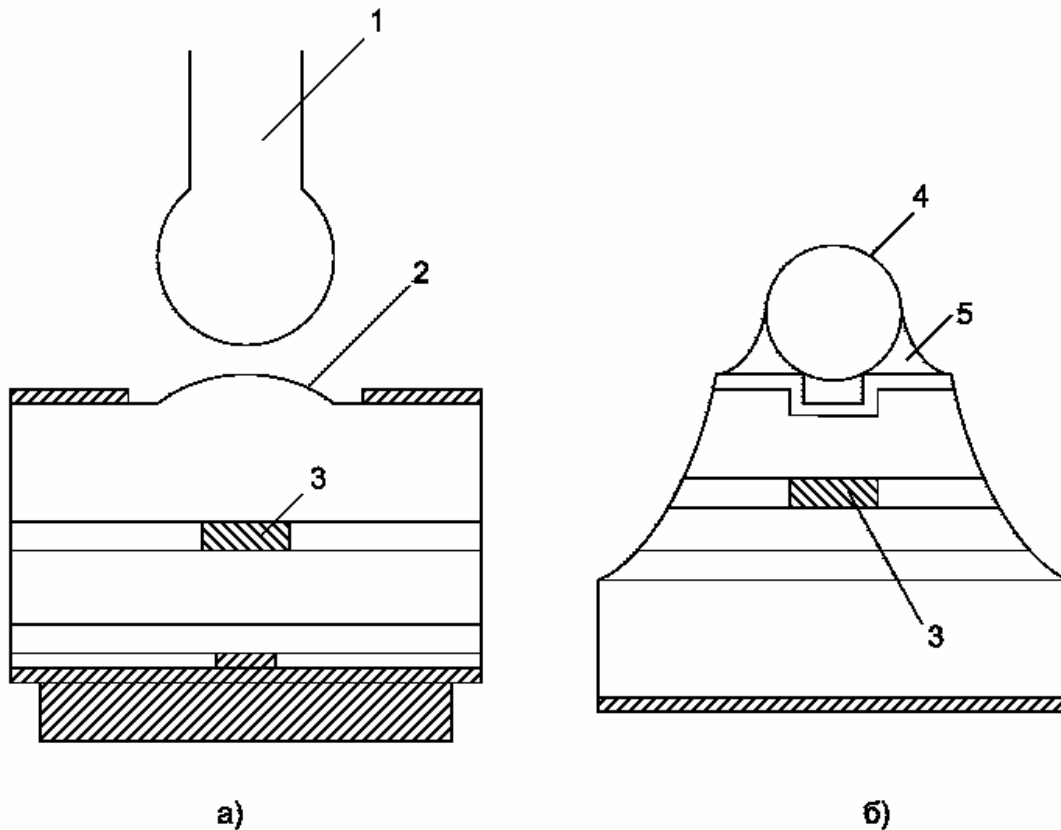


Рис.7.5. Типи СВД з лінзами: 1-оптичне волокно; 2-лінза з InP; 3-область оптичного випромінювання; 4-сферична лінза; 5 - епоксидна смола

7.4. Ширина спектральної смуги СВД

Якщо припустити, що в розподілі інжекттованих носіїв усередині енергетичної зони найбільший внесок у випромінювання СВД вносять носії в енергетичній смузі шириною $3kT$, тоді повна ширина спектральної смуги на піввисоті буде мати вигляд

$$\Delta\lambda = \frac{3kT}{hc} \lambda^2, \quad (7.3)$$

де h – постійна Планка, k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура.

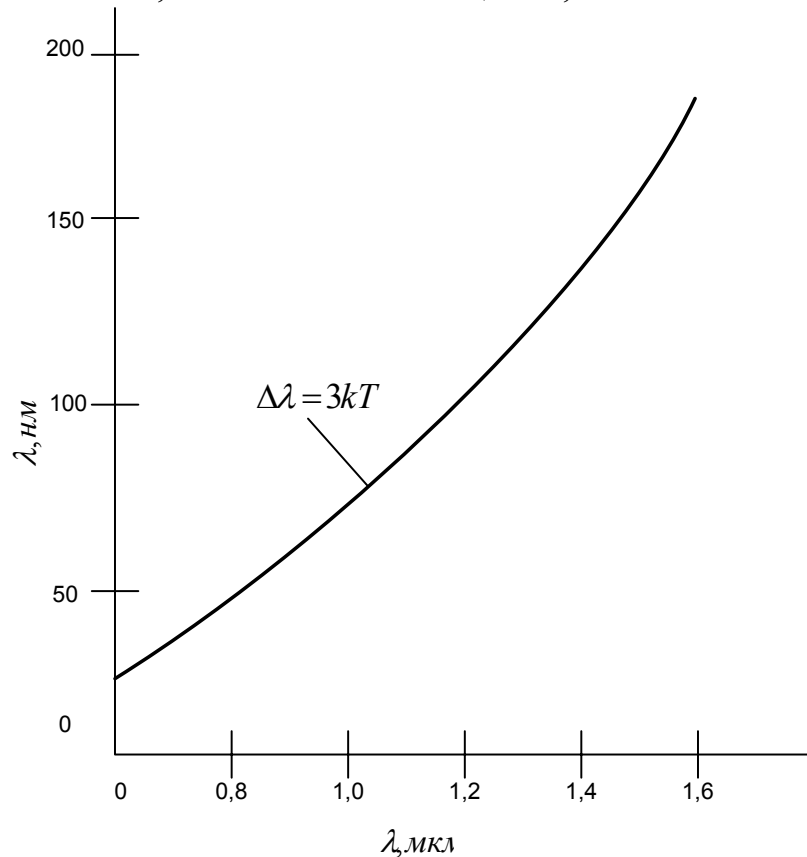


Рис.7.6. Залежність ширини спектральної смуги $\Delta\lambda$ на піввисоті від довжини хвилі λ (суцільна лінія відповідає розрахунковим значенням)

На рис.7.6 показана залежність між шириною спектральної смуги і довжиною хвилі випромінювання, при цьому суцільною лінією зображена крива, розрахована за вищенаведеною формулою. Як видно з рисунка, дані розрахунку й експерименту збігаються. Так, для GaInAsP СВД на довжині хвилі 1,3 μm λ складає 100–110 нм, а для AlGaAs СВД на довжині хвилі 0,85 μm $\Delta\lambda$, виявляється рівною 30–45 нм.

7.5. Модуляційна характеристика СВД

Модуляція інтенсивності випромінювання в СВД здійснюється шляхом модуляції струму інжекції, причому смуга модуляції обмежується часом життя інжектованих носіїв. Промодульована потужність оптичного випромінювання описується таким виразом:

$$L_m(\omega) = \frac{L_m(0)}{\sqrt{1 + (2\pi\tau_s f)^2}}. \quad (7.4)$$

На рис.7.7 приведена модуляційна характеристика СВД. Смуга модуляції звичайно визначається за частотою, на якій визначаюча здатність ($\sim L_m^2(\omega)/L_m^2(0)$) зменшується вдвічі, іншими словами, коли має місце таке співвідношення [4]:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_s} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{Nr}} \right). \quad (7.5)$$

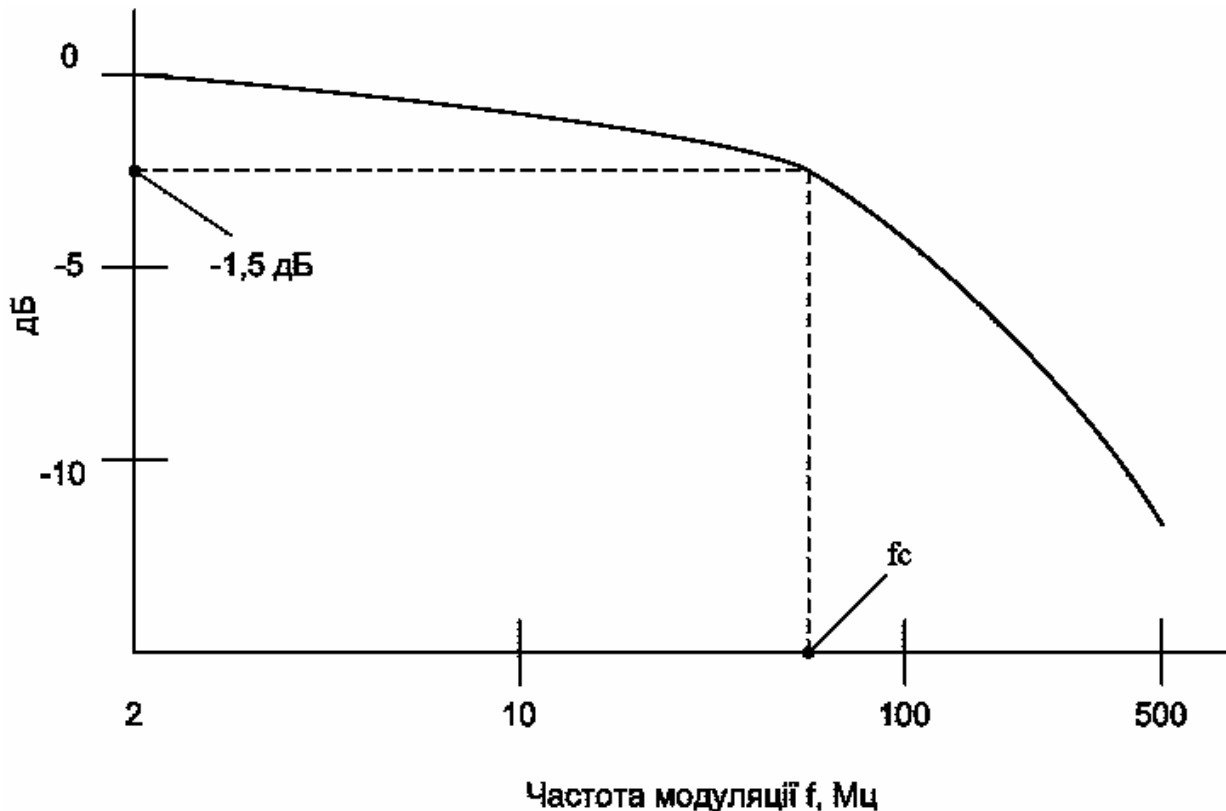


Рис.7.7. Модуляційна характеристика СВД. Вісь ординат відповідає значенням $|L_m(\omega)/L_m(0)|$ у децибелах

При модуляції на частоті, що перевищує f_c , концентрація носіїв в активному шарі змінюється не тільки в залежності від часу життя носіїв τ_s , тому модуляційна чутливість, як показано на рис.7.7, буде падати. Далі, варто звернути увагу на те, що відповідно до вищенаведеної формули смуга модуляції визначається впливом двох складових: випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінацій.

Складова випромінювальної рекомбінації $1/\tau_r$ пропорційна сумі концентрацій легуючої домішки p_0 й інжекттованих носіїв n і виражається формулою:

$$\frac{1}{\tau_r} = B(p_0 + n), \quad (7.6)$$

де B – коефіцієнт рекомбінації.

Якщо вважати $n = \tau_r J / qd$, то час життя τ_r можна показати як функцію концентрації легуючої домішки p_0 і густини струму інжекції J :

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{2J / qd}{\left[p_0^2 + 4J / qdB \right]^{1/2} - p_0} . \quad (7.7)$$

В активному шарі n-типу замість p_0 в цій формулі буде n_0 .

При незначній безвипромінювальній рекомбінації смуга модуляції визначається формулою (7.7), тобто вона є функцією p_0 , J і d . Значення B визначається експериментально і виявляється рівним $5 \cdot 10^{-11} - 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$. На рис.7.8 приведені розраховані смуги модуляції при $B = 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$. При невеликій концентрації домішок в активному шарі смуга модуляції зростає пропорційно $\sqrt{J/d}$. У цьому випадку f_c приблизно визначається виразом

$$f_c \approx \sqrt{\frac{BJ}{qd}} . \quad (7.8)$$

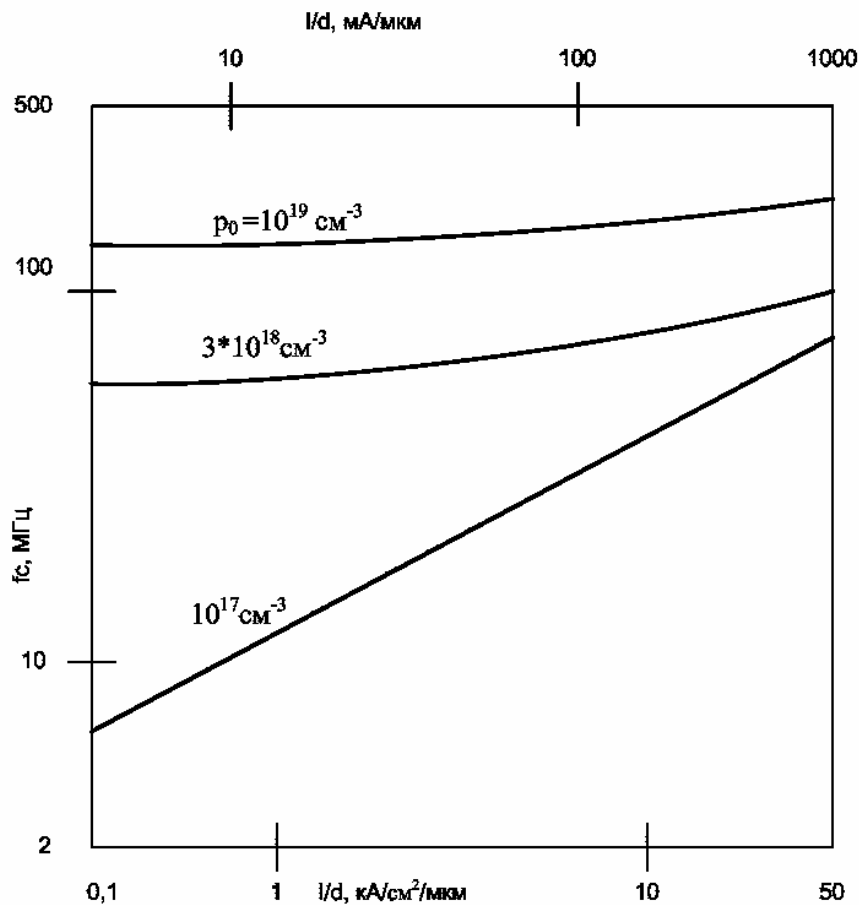


Рис.7.8. Залежність смуги модуляції від густини струму інжекції

Розрахунки отримані на підставі формули (7.8): $B = 10^{-10}$ см³/с; d – товщина активного шару; діаметр джерела випромінювання 50 мкм.

Для забезпечення швидкодії необхідно або збільшувати струм інжекції, або зменшувати товщину активного шару СВД. Однак густина струму J через теплове випромінювання звичайно не перевищує 15 кА/см². Це значення в СВД з діаметром джерела випромінювання 50 мкм і товщиною $d=1$ мкм відповідає струму $I \approx 300$ мА. Частота f_c при цьому дорівнює 50 МГц [4].

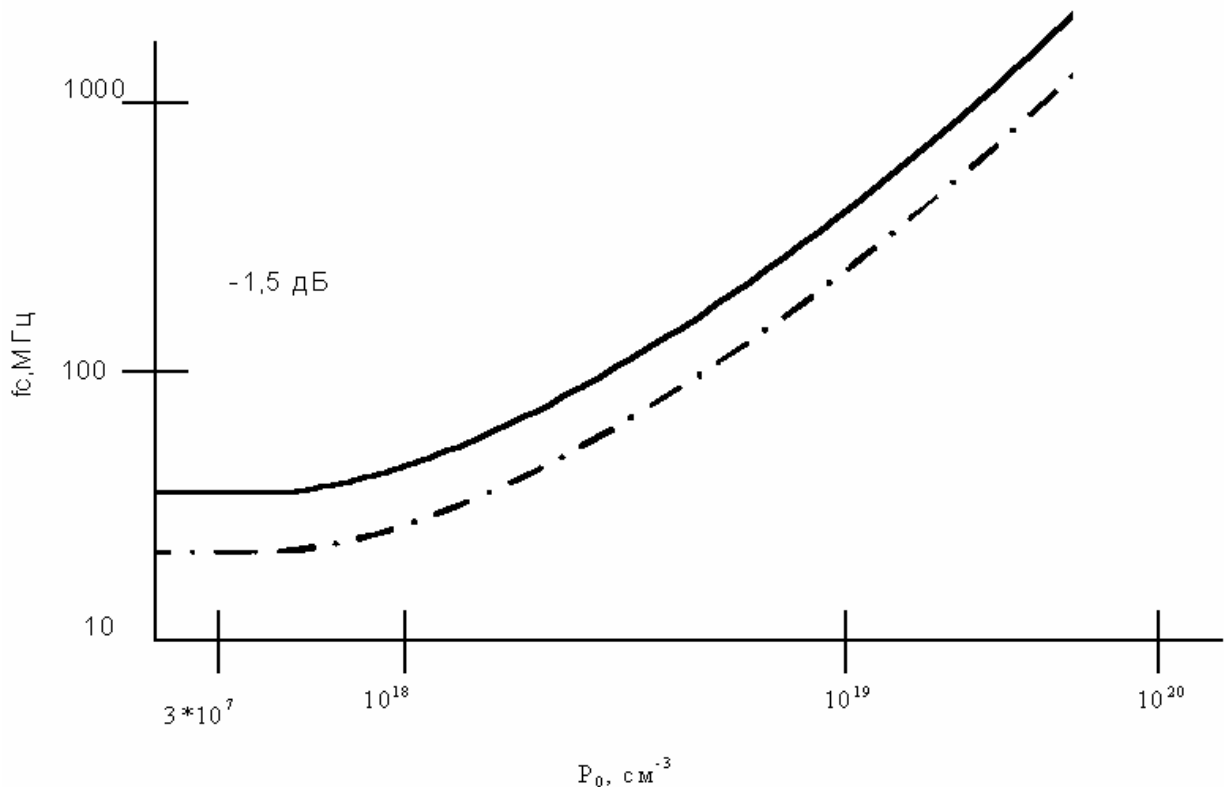


Рис.7.9. Залежність смуги модуляції f_c від концентрації домішки p_0 ($J/d = 5$ кА/см²/мкм; пунктирна лінія побудована за наближеною формулою $f_c \approx (B/2\pi)p_0$)

З іншого боку, при високій концентрації домішок смуга модуляції розширюється. У цьому випадку, як видно з рис.7.8, залежність f_c від J/d зникає і $f_c \approx (B/2\pi)p_0$. На рис.7.9 показана залежність між f_c і концентрацією домішки. Якщо концентрація домішки $p_0 \geq 10^{19}$ см⁻³, то швидкодія СВД може досягти частот порядку декількох сотень МГц.

Однак з підвищенням концентрації домішки виникають проблеми, пов'язані з різким зростанням безвипромінювальної рекомбінації і зменшенням ККД джерела випромінювання. Приведена на рис.7.10 залежність максимальної потужності випромінювання від смуги модуляції для реальних СВД з поверхневими випромінювачами показує, що у швидкодіючих діодах зі збільшенням смуги, потужність випромінювання різко падає. Оскільки в СВД і ефективність зв'язку з волокном також виявляється низькою, то прагнення

мати по можливості велику потужність випромінювання, приводить до виготовлення таких діодів, у яких f_c складає кілька десятків мегагерц.

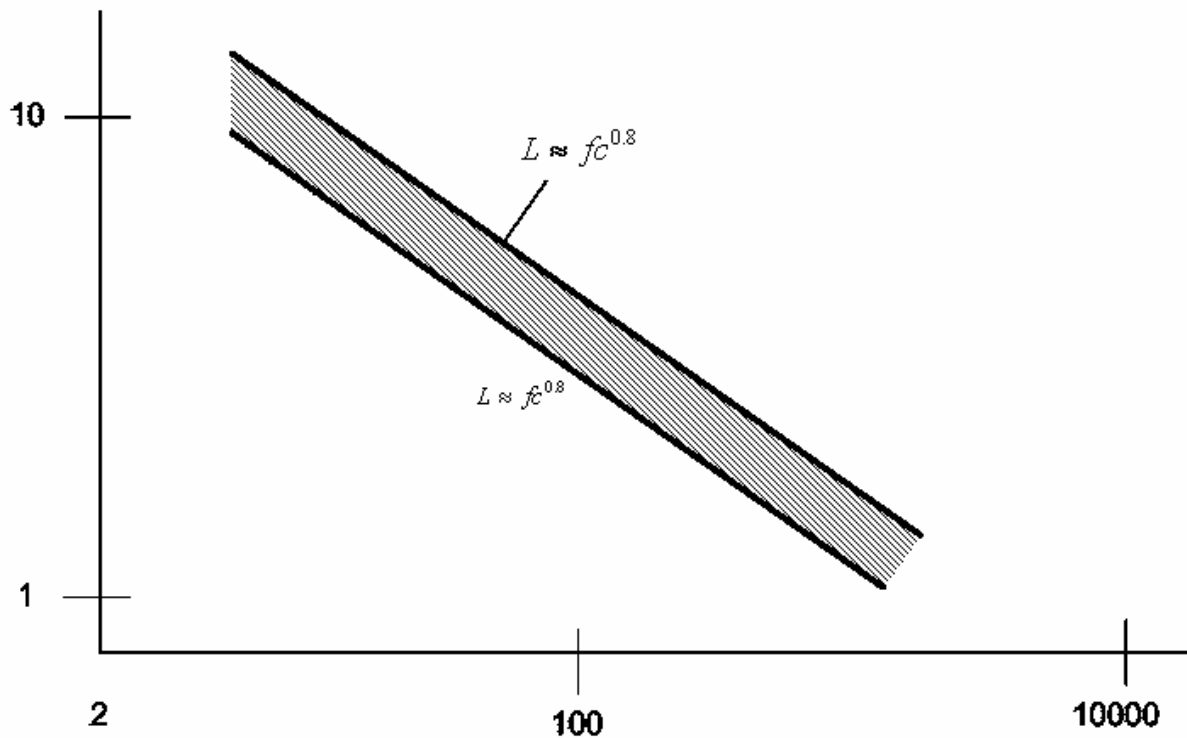


Рис.7.10. Залежність між максимальною потужністю випромінювання L , мВт і смугою модуляції f_c , МГц ($I = 300$ мА, $D_1 = 50$ мкм)

Контрольні питання

1. Принцип роботи світловипромінювального діода.
2. Нарисуйте структуру світловипромінювального діода з поверхневим випромінювачем і з торцевим випромінювачем.
3. Які матеріали використовуються для виготовлення світловипромінювальних діодів?
4. Квантовий вихід люмінесценції.
5. Залежність внутрішнього квантового виходу від густини струму.
6. Залежність яскравості світловипромінювального діода від величини струму і рівня легування матеріалу.
7. Модуляційні характеристики світловипромінювальних діодів.
8. Конструкції світловипромінювальних діодів.
9. Основні параметри світловипромінювального діода.
10. Коефіцієнт корисної дії світловипромінювального діода.

8. СТРУКТУРА Й ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ФОТОПРИЙМАЛЬНИХ ПРИСТРОЇВ

8.1. Структурні схеми ФПП

Найпростіша структурна схема ВОСП складається з трьох елементів: оптичного передавального пристрою (ОПП), волоконно-оптичного кабелю і фотоприймального пристрою (ФПП). В ОПП переданий електричний сигнал перетвориться в оптичний, котрий поширюється у ВОК. У ФПП оптичний сигнал знову перетвориться в електричний, підсилюється і проходить відповідну обробку.

З метою збільшення пропускної здатності світловода використовується одночасна передача в різних ділянках оптичного діапазону, який називається методом передачі зі спектральним поділом каналів (СПК) [34]. Канали вводяться в лінію за допомогою спеціального пристрою – мультиплексора, а розділяються за допомогою демультіплексора. Мінімальний інтервал довжин хвиль між сусідніми каналами залежить від швидкості передачі, якості мультиплексора і демультіплексора, ширини спектра випромінювача, вимог до перехідних перешкод.

Способи передачі і прийому сигналів до ВОСП у великій мірі визначаються параметрами застосовуваних компонентів. Основними джерелами випромінювання у ВОСП є напівпровідникові лазери. Спектр випромінювання СВ може містити кілька спектральних ліній (мод). Ширина однієї спектральної лінії СЛ складає 100 МГц і більше, причому чим вона ширша, тим менше час когерентності оптичного сигналу. Коливання із широкою спектральною лінією аналітично можна зобразити у вигляді синусоїди з випадково змінною фазою й амплітудою. У звичайних напівпровідникових лазерах рівень флуктуації фази на багато порядків перевищує рівень амплітудної флуктуації, у зв'язку з чим для передачі інформації з необхідною вірогідністю використовують амплітудну модуляцію, що прийнято називати модуляцією за інтенсивністю випромінювання.

Цифрова передача звичайно відбувається за допомогою бінарної імпульсно-кодової модуляції (ІКМ). При аналоговій передачі інформаційний сигнал модулює піднесучу частоту, як правило, НВЧ діапазону, що, у свою чергу, керує потужністю випромінювача. Прийом у всіх випадках здійснюється за допомогою фотоелектричних напівпровідникових приймачів випромінювання (ФПП), що перетворюють енергію коливань оптичного діапазону в електричну енергію. Електричний сигнал підсилюється до необхідного рівня підсилювачем низької частоти.

Структурна схема приймача, яка використовується в сучасних ВОСП показана на рис.8.1, а [34]. У радіотехніці такий приймач називається приймачем прямого підсилення, однак в оптичному зв'язку більш застосовна назва “приймач із прямим детектуванням”.

Поява напівпровідникового лазера, в якому зроблені необхідні зміни для звуження спектральної лінії, створила умови для розвитку систем коге-

рентного зв'язку (СКЗ) [34]. Даний термін вимагає деякого пояснення, оскільки до складу СКЗ включені також системи з некогерентною обробкою інформаційних сигналів у гетеродинному приймачі до тимчасової когерентності використовуваних оптичних генераторів просторової когерентності, які змішуються в приймачі прийнятого й опорного оптичних сигналів. Час когерентності характеризує кореляцію фаз процесу випромінювання в деякій точці простору в різні моменти.

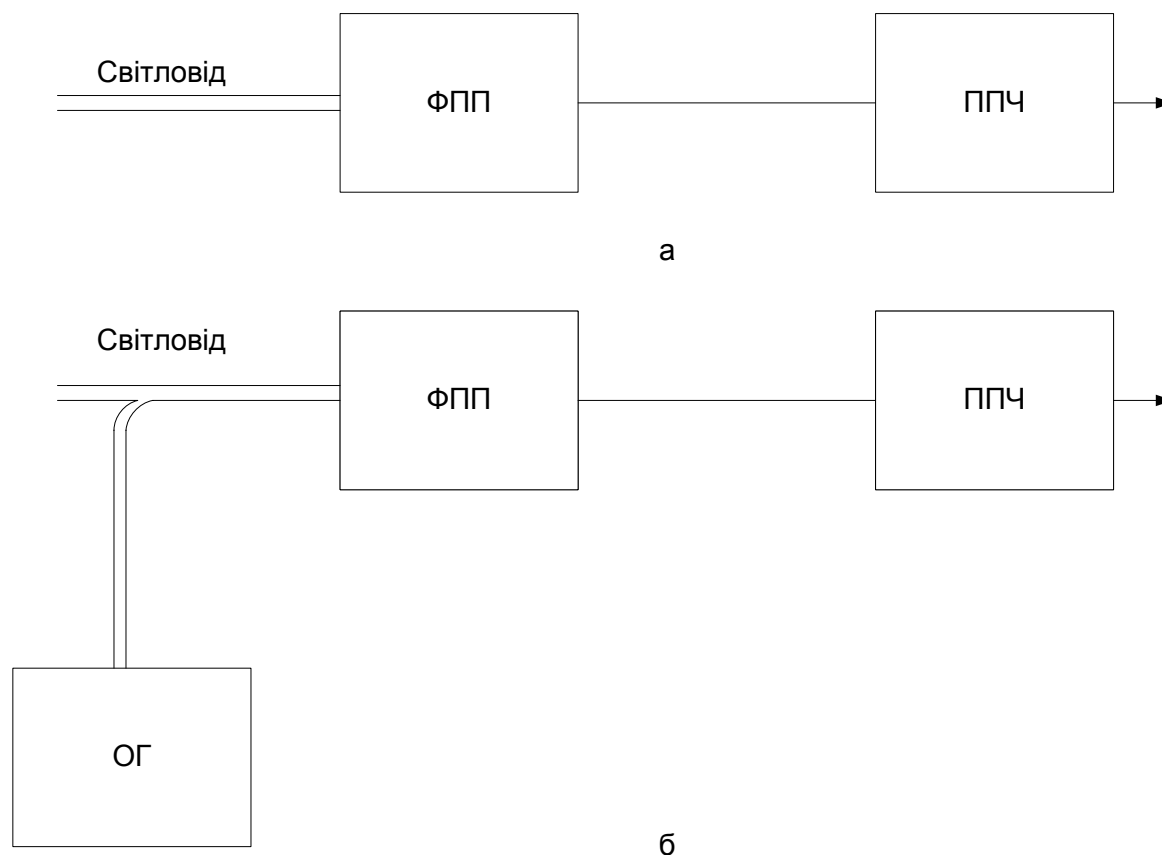


Рис.8.1. Структурні схеми некогерентного (а) і когерентного (б) приймачів

Для передачі інформації в цифровій і аналоговій формі в СКЗ застосовується як амплітудна, так і кутова модуляція. Модульований оптичний сигнал поширюється по звичайному одномодовому волоконному світловоду. Прийом здійснюється за допомогою гетеродинного чи гомодинного методу. На рис.8.1, б показана структурна схема когерентного приймача. На вхід ФПП разом з сигналом надходить випромінюваний оптичний сигнал опорного генератора (ОГ) –лазера з вузькою спектральною лінією. Результуючий фотострум пропорційний квадрату амплітуди поля. Після детектування в спектрі струму з'являється складова різницевої частоти коливань сигналу і гетеродина. Подальше підсилення відбувається в підсилювачі проміжної частоти (ППЧ). У тому випадку, коли проміжна частота відмінна від нуля, говорять про гетеродинний прийом, коли вона дорівнює нулю, приймач називають гомодинним.

В даний час в оптичному діапазоні дуже часто використовують системи передачі з прямим детектуванням (ВОСПД) [34]. Вони розвиваються

шляхом підвищення пропускної здатності за рахунок збільшення інформаційної швидкості і спектрального поділу каналів, шляхом збільшення довжини ділянки зв'язку, в основному за рахунок використання оптичних волокон з малою дисперсією переходу в спектральному діапазоні 1,5 мкм, застосування лазерів з високою стабільністю спектра випромінювання, удосконалювання техніки зрощування і поліпшення ефективності введення в оптичне волокно випромінювання напівпровідникового лазера, підвищення чутливості ФПП.

Розглянемо деякі переваги оптичних СКЗ у порівнянні з ВОСПД [34]:

1. Підвищення чутливості прийому за рахунок застосування гетеродинного чи гомодинного детектування; завадостійкість видів модуляції (ЧМ, ФМ) і когерентних методів демодуляції, що дозволяє збільшити довжину регенераційної ділянки в магістральних системах зв'язку чи число відводів у локальних і абонентських мережах зв'язку.

2. Підвищення пропускної здатності системи передачі за рахунок застосування частотного поділу каналів (ЧПК) в оптичному діапазоні з перенесенням операцій поділу каналів у радіочастотний діапазон, що в поєднанні з уже використовуваним у ВОСПД методом СПК дозволяє реалізувати системи зв'язку із надвеликою пропускною здатністю.

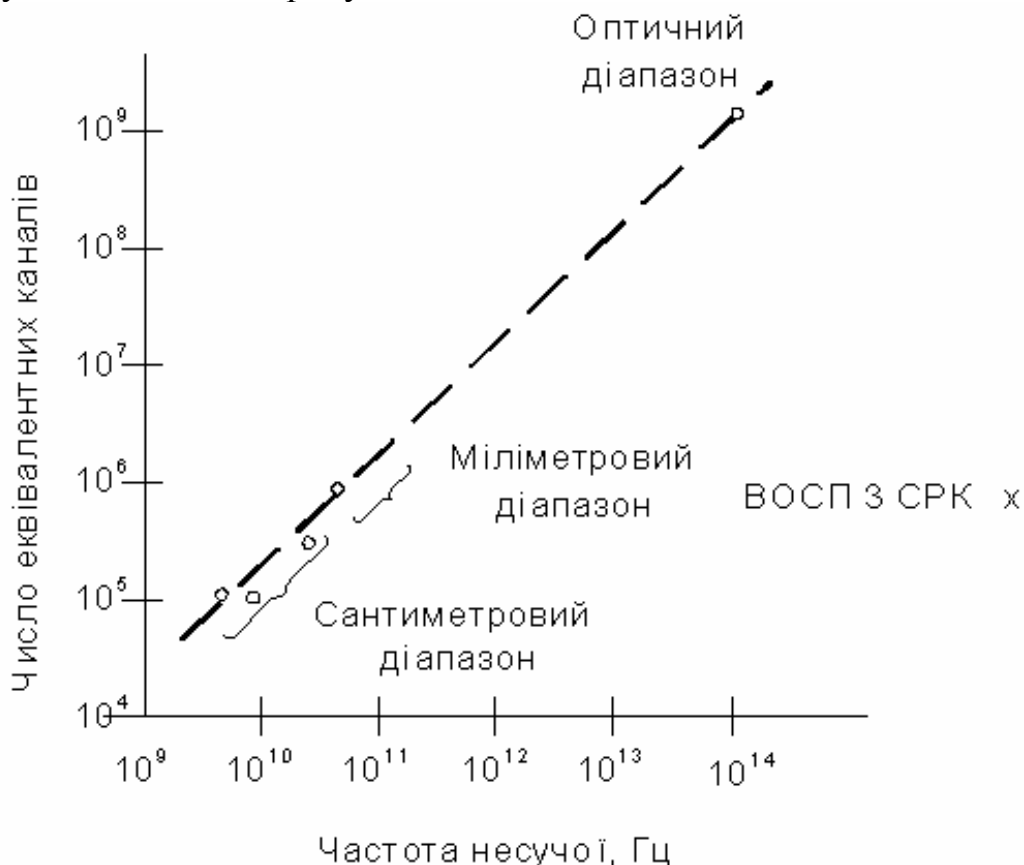


Рис.8.2. Залежність пропускної здатності системи передачі від несучої частоти

3. Можливість вибору одного каналу в багатоканальній СКЗ за рахунок плавної чи східчастої перебудови частоти випромінювання оптичного гетеродина приймача, як це робиться, наприклад, у мережах телевізійного транс-

лювання, що дозволяє здійснити принципово нові форми побудови і функціонування волоконно-оптичних мереж зв'язку.

4. Можливість створення цифрової системи зв'язку з так званим гібридним лінійним трактом за рахунок застосування в проміжних підсилювальних пунктах прямої ретрансляції сигналів в оптичному діапазоні за допомогою оптичних підсилювачів, що дозволяє значно збільшити довжину регенераційної ділянки в цифрових системах передачі.

5. Можливість вирівнювання групового часу передачі в підсилювачі проміжної частоти радіочастотного діапазону, що здійснюється набагато простіше ніж в оптичному діапазоні.

До недоліків оптичних СКЗ крім очевидного ускладнення структурної схеми ФПП можна віднести висування значно більш жорстких вимог до довгострокової (температурний дрейф, зміна струму накачування) і короткочасної (амплітудні і фазові шуми) стабільності напівпровідникових лазерів, що використовуються як задаючий генератор в оптичному передавальному пристрої й в опорному генераторі гетеродинного (гомодинного) ФПП. Крім того, СКЗ набагато більш критичні до різних шумів і завад у лінійному тракті і мають тенденцію до посилення паразитних ефектів [34, 35, 36].

Фотоприймальні пристрої ВОСПД і СКЗ входять до складу регенераторів і кінцевих станцій. Вимоги до ФПП встановлюються з урахуванням специфіки кожної системи передачі, однак, можна сформулювати загальні вимоги, характерні для більшості систем.

Фотоприймальний пристрій у єдиному конструктивному виконанні називають приймальним оптичним модулем (ПРОМ). Іноді ПРОМ є лише частиною ФПП, у який входять: оптичний з'єднувач (рознімач), приймач випромінювання, попередній підсилювач електричних сигналів і схема стабілізації режимів приймача.

Фотоприймальний пристрій чи ПРОМ характеризується системою параметрів, найважливішими з яких є [34, 35, 36]:

1) робоча довжина хвилі, для якої нормовані параметри ПРОМ, (вимірюється в мікрометрах);

2) смуга пропускання, тобто інтервал частот, у якому модуль коефіцієнта передачі більше чи дорівнює половині його максимального значення;

3) напруга шуму, тобто середньоквадратичне значення флуктуації вихідної напруги в заданій смузі частот під час відсутності оптичного сигналу на його вхідному оптичному полюсі;

4) відношення сигнал-шум – відношення амплітуди змінної складової вихідної напруги при заданих характеристиках прийнятого оптичного сигналу до середньоквадратичного значення флуктуації вихідної напруги при прийомі немодульованого оптичного випромінювання тієї ж середньої потужності;

5) коефіцієнт помилок – відношення числа помилок у цифровому сигналі електровз'язку на виході ПРОМ (чи ФПП) за даний інтервал часу до числа символів у цьому інтервалі;

6) поріг чутливості – мінімальна середня потужність оптичного сигналу

на вході при заданих характеристиках цього сигналу, при яких забезпечується задане відношення шуму чи заданий коефіцієнт помилок. Усереднення проводиться протягом інтервалу часу, який у багато разів перевищує період модульованої частоти, чи тривалість світлового імпульсу. Поріг чутливості вимірюється в ватах чи децибелах відносно одного мілівата (дБм);

7) динамічний діапазон – відношення максимальної середньої потужності оптичного сигналу на входному полюсі ПРОМ, при якому характеристики модуля не виходять за припустимі межі, до його порогу чутливості, виражене в децибелах.

8.2. Структурні схеми ФПП

Розглянемо структурні схеми ФПП, які застосовуються в системах некогерентного і когерентного зв'язку.

На рис.8.3 [34] наведена структурна схема ФПП з прямим детектуванням. Оптичний з'єднувач (ОЗ) здійснює уведення випромінювання у ФПП і узгодження з приймачем випромінювання. Пристрій повинен забезпечувати високу надійність з'єднання і мінімальні втрати потужності при введенні. Фотоелектричний напівпровідниковий приймач випромінювання (ФЕНП) перетворює оптичний сигнал в електричний. Як приймач випромінювання найчастіше використовують фотодіод чи лавинний фотодіод. У ньому відбувається внутрішнє підсилення детектованого сигналу. Тип приймача вибирається відповідно до заданої довжини хвилі.

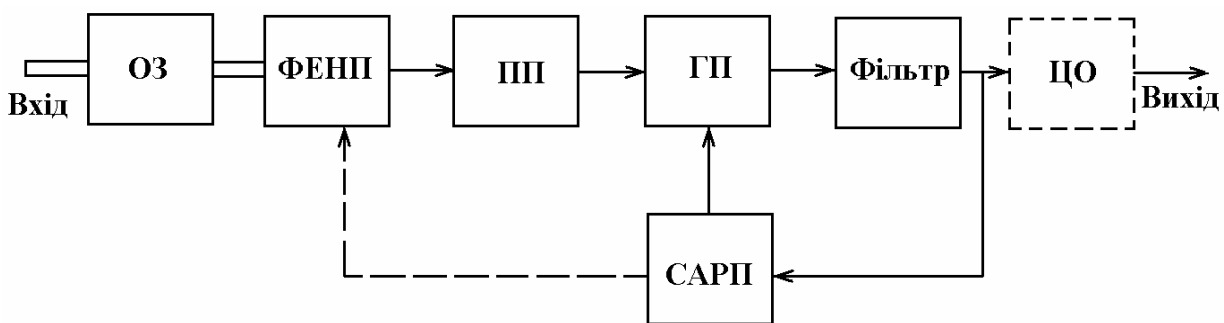


Рис.8.3. Структурна схема ФПП з прямим детектуванням

Попередній підсилювач (ПП) підсилює електричний сигнал, забезпечуючи найбільше відношення сигналу до шуму. Головною задачею проектування ФПП є досягнення мінімального порогу чутливості. Чим менший цей поріг, тим більша довжина регенераційної чи підсилювальної ділянки. Тому ПП повинен бути добре узгоджений з ФЕНП, забезпечуючи одночасно ефективну передачу енергії сигналу і малий рівень шуму. Вхідний каскад ПП виконується на польовому чи біполярному транзисторі, може мати високий чи низький вхідний опір. Головний підсилювач (ГП) здійснює підсилення, необхідне для роботи пристрою обробки сигналу. Фільтр коректує амплітудно-частотну характеристику лінійного тракту, компенсуючи спотворення, внесені лінією і вхідним ланцюгом ПП. Підбираючи параметри фільтра, мо-

жна одержувати максимум відношення шуму чи мінімум імовірності помилки. Фільтр з'єднується з головним підсилювачем. Після головного підсилювача і фільтра сигнал надходить у схему цифрової обробки (ЦО) (у цифрових ВОСП) чи до споживача інформації.

Фотоприймальний пристрій, як правило, працює при рівнях вхідної потужності, що перевищують поріг чутливості. Запас вхідної потужності необхідний для забезпечення надійності зв'язку, тому що з часом потужність передавача зменшується. Велика потужність може виявитися на вході приймача при використанні короткої з'єднувальної лінії. Тому, як правило, динамічний діапазон ФПП повинен перевищувати 20 дБ. Для збільшення динамічного діапазону слугує пристрій автоматичного регулювання підсилення (АРП). До складу схеми АРП (САРП) входить детектор АРП з підсилювачем чи формувальним пристроєм. У випадку застосування лавинного фотодіода додаткове регулювання здійснюється зміною його електричного режиму.

Узагальнена структурна схема ФПП системи когерентного зв'язку (СКЗ) наведена на рис.8.4. Коливання оптичного опорного генератора (ООГ), частота якого ідентична частоті переданого по світловоду оптичного сигналу (гомодинний приймач) відрізняється від неї на величину проміжної частоти, що знаходиться в радіочастотному діапазоні, (гетеродинний приймач), додається за допомогою оптичного гібридного з'єднання (ОГЗ) з оптичним сигналом і подається на вхід приймального оптичного модуля. В ООГ використовується перестроювальний одночастотний напівпровідниковий лазер з високим ступенем монохроматичності випромінювання. Перестроювання генератора необхідне для роботи схеми автоматичного підстроювання частоти (АПЧ).

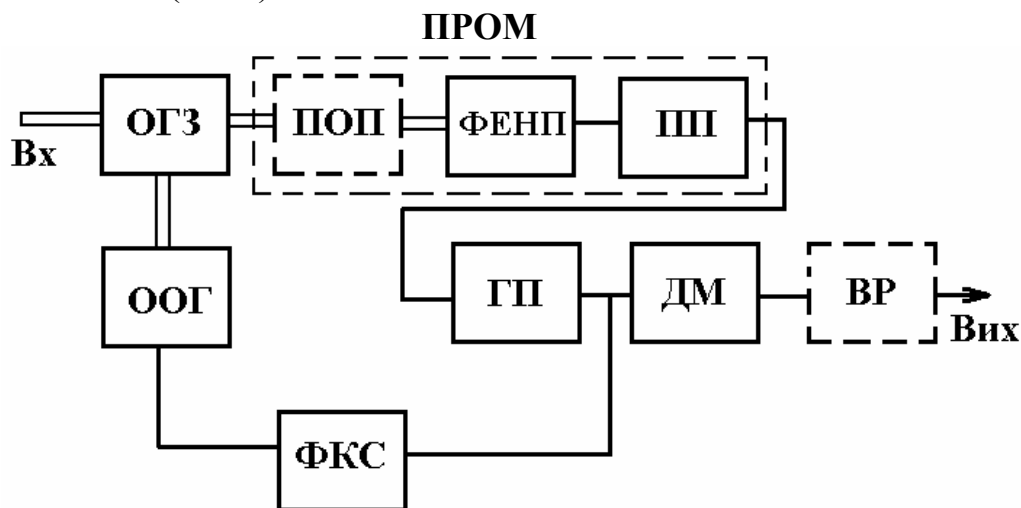


Рис.8.4. Структурна схема ФПП системи когерентного зв'язку
 Детектування бітів прийнятого й опорного коливань відбувається у ФЕНП, з виходу якого сигнал різницевої частоти надходить у попередній підсилювач (ПП) з малим рівнем шуму, де і підсилюється. Розглянута частина схеми працює як перетворювач, що знижує частоту в гетеродинному приймачі, чи фазовий детектор при гомодинному прийомі. На виході ПРОМ у першому

випадку з'являється радіочастотний сигнал проміжної частоти (ПЧ), у другому випадку відеосигнал, пропорційний фазовій помилці. До складу ПРОМ може бути додатково введено попередній оптичний підсилювач (ПОП).

Основне підсилення сигналу відбувається в головному підсилювачі, який може бути смуговим підсилювачем радіочастоти чи відеопідсилювачем. Смуга пропускання підсилювача ГП приблизно дорівнює подвоєній смузі сигналу. Подальша обробка сигналу здійснюється в демодуляторі (ДМ), де можуть використовуватися методи когерентної чи некогерентної демодуляції, які широко відомі в радіотехніці. Потім сигнал надходить на вхід відеорегенератора (ВР). У гомодинному приймачі, побудованому на основі схеми фазового автопідстроювання, сигнал з виходу ГП після відповідної лінійної обробки надходить на вхід ВР. Ще одним елементом ФПП є формувач керуючого сигналу (ФКС). У гетеродинному приймачі це схеми АПЧ гетеродина, а в гомодинному автопідстроювання.

8.3. Модуляція і демодуляція

Параметри сигналів на вході ФПП, від обробки сигналів залежать, зокрема, від способу модуляції і можливостей модуляторів. Модуляція світлового випромінювання може бути внутрішня і зовнішня. У першому випадку відбувається керування самим джерелом випромінювання. В другому випадку воно відбувається за допомогою зовнішніх оптичних пристроїв і впливає на параметри сформованого випромінювання.

Найбільше поширення у ВОСПІ одержала амплітудна модуляція чи модуляція за інтенсивністю. Вона застосовується у системах із прямим детектуванням і СКЗ. Амплітудна модуляція може бути безупинною й імпульсною, здійснюватися аналоговими чи цифровими сигналами. При аналоговій передачі використовуються звичайна АМ, АІМ, ЧІМ, ФІМ, ШІМ, при цифровій передачі імпульсно-кодова модуляція (ІКМ, точніше, ІКМ АМ), а також позиційно-імпульсна модуляція (ПІМ). У випадку ІКМ (рис.8.5) вихідний цифровий сигнал має два рівня. Символам 1 і 0 відповідають одинична і нульова потужності оптичного випромінювання. У випадку ПІМ вихідний сигнал – багаторівневий (трирівневий). Тактовий інтервал складається з декількох відрізків – позицій, мінімальне число яких дорівнює числу рівнів переданого сигналу. На рис.8.5 тактовий інтервал розділений на чотири частини. Четверта частина є захисним інтервалом. Різним символам відповідають імпульси світла, що займають різні положення у середині тактового інтервалу. Позиційно-імпульсна модуляція вимагає більш широкої смуги пропускання тракту.

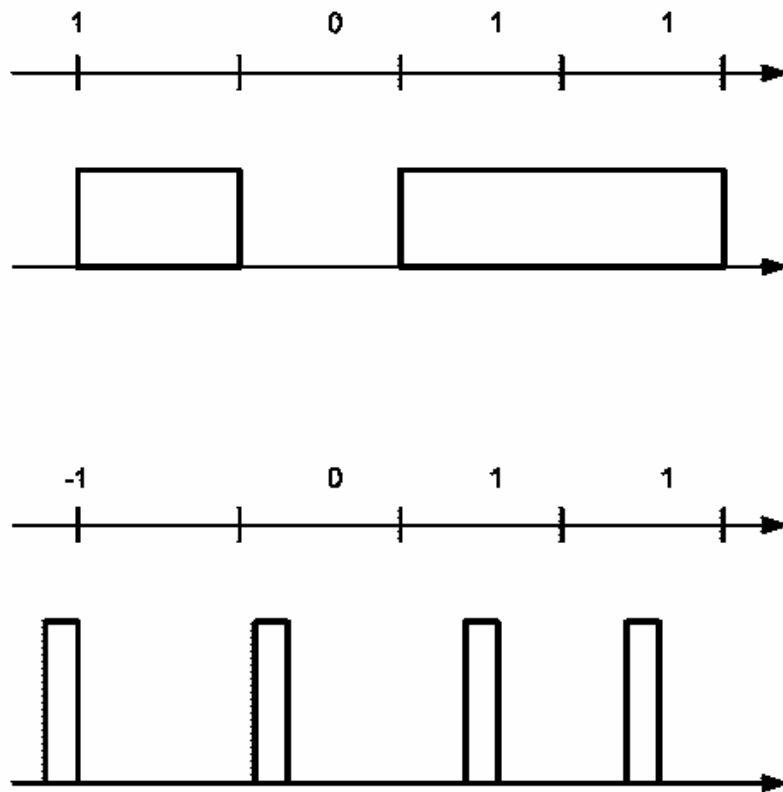


Рис.8.5. Приклади ІКМ (а) і ПІМ (б)

Якщо модуляція виробляється гармонічним коливанням з частотою ω , потужність оптичного випромінювання змінюється за законом

$$P = P_0(1 + m_\Omega \cos \omega t),$$

де P – середня потужність; m_Ω – коефіцієнт модуляції.

Імпульсну модуляцію, при якій виникає дворівневий оптичний сигнал, прийнято характеризувати співвідношенням інтенсивності (потужності випромінювання) r , що відповідають паузі і посилю. Якщо в паузі між імпульсами потужність передавача дорівнює 0, то $r = 0$.

Найчастіше використовується внутрішня модуляція інтенсивності. Вона відбувається при зміні струму I_d у ланцюзі живлення світловипромінювального діода, (СВД) чи напівпровідникового лазера (НПЛ). Модуляційна характеристика світловипромінювального діода (рис.8.6, а) зберігає лінійність у широких межах. При великих струмах відбувається обмеження вихідної потужності, пов'язане з тепловими ефектами. Модуляційна характеристика лазера (рис.8.6, б) має дві лінійних ділянки: у режимі люмінесценції і когерентному режимі. В останньому випадку вихідна потужність пропорційна різниці $I_d - I_p$, де I_p – пороговий струм. Верхній загин модуляційної характеристики пов'язаний зі зміною параметрів активного середовища лазера.

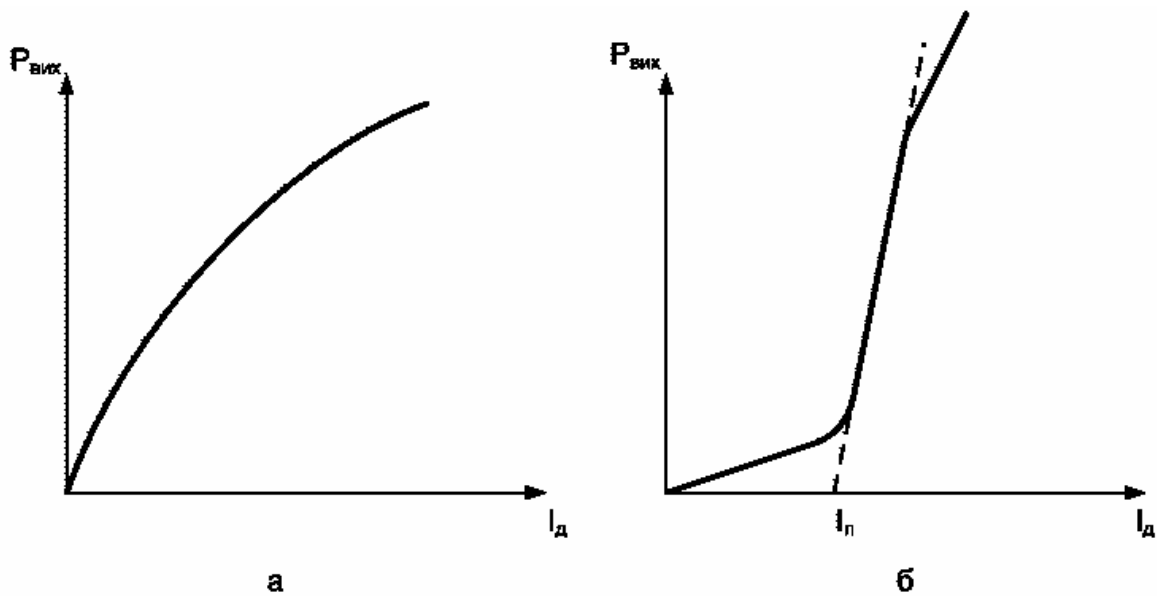


Рис.8.6. Залежність вихідної потужності світловипромінювального діода (а) і напівпровідникового лазера (б) від струму діода

При великих струмах накачування можливе збільшення числа порушуваних мод, що супроводжується появою стрибків струму. У процесі модуляції випромінювання НПЛ, коли потрібно одержати великі значення m_Ω виникають помітні нелінійні спотворення, що впливають на передачу багатоканального чи широкосмугових сигналів, зокрема телевізійних. При цьому модуляція відбувається в два етапи: спочатку кутова модуляція піднесучої частоти, а потім модуляція світлового випромінювання коливанням піднесучої частоти.

Відносно низький внутрішній опір СВД і НПЛ, а також малий час життя електронів в активній області дозволяють здійснювати гармонічну модуляцію цих джерел у дуже широкому діапазоні частот. З ростом частоти в СВД зменшується глибина модуляції. Коефіцієнт модуляції випромінювання виявляється пропорційним $(1 + \omega^2 \tau_e^2)^{-1/2}$, де τ_e – час життя електронів. Для СВД з арсеніду галію τ_e складає одиниці наносекунд. При $\tau_e = 2$ нс коефіцієнт модуляції зменшується в $\sqrt{2}$ разів на частоті близько 80 МГц. У НПЛ при внутрішній модуляції робочий діапазон частот обмежується коливальною системою лазера. Найнижчій добротності резонатора НПЛ, рівній 10^4 , відповідає смуга пропускання ($\lambda = 0,85$ мкм) приблизно 35 ГГц. Інше обмеження пов'язане з резонансними явищами, що виникають в активному середовищі. Частота резонансу f_p [35]

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{I_e - I_p}{I_p} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\tau_e \tau_f} \right),$$

де τ_f – час життя фотонів (1...10 пс). На рис.8.7 показаний графік залежності резонансної частоти від відношення струму накачування до порогового

струму для $\tau_e=1$ нс і $\tau_f=1$ пс. При модуляції струму накачування з частотою, рівною резонансній, глибина модуляції збільшується, а з більшою резонансною частотою – швидко зменшується (падіння складає приблизно 40 дБ на октаву). На рис.8.8 приведена залежність коефіцієнта модуляції від частоти для двох амплітуд струму накачування $I_{M2} > I_{M1}$ [35]. Як тільки амплітуда струму діода стає більшою, починає виявлятися нелінійний характер коливної системи, виникає стрибкоподібна зміна m_Ω . Таким чином, верхня модулююча частота СВД виходить істотно нижча в порівнянні з НПЛ.

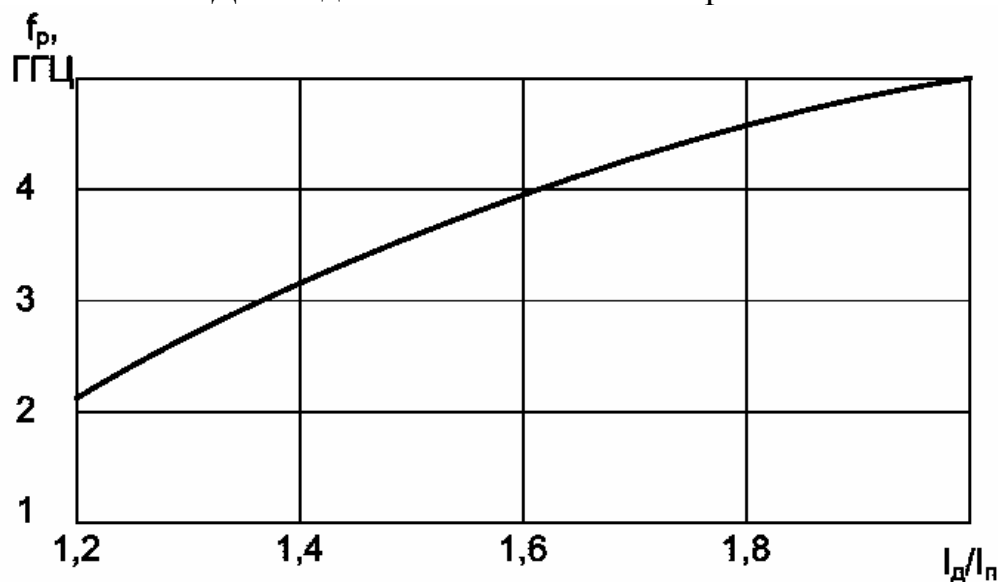


Рис.8.7. Залежність резонансної частоти від відношення струму накачки до порогового струму

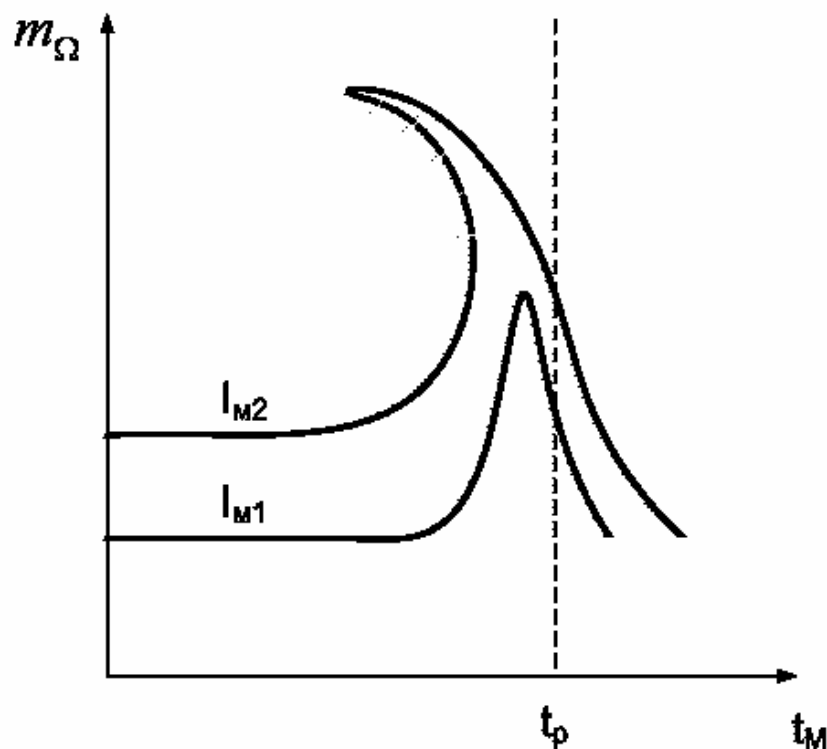


Рис.8.8. Залежність коефіцієнта модуляції від частоти

Розглянемо деякі особливості імпульсної модуляції. У процесі модуляції випромінювання СВД і НПЛ виникає затримка світлових імпульсів. Імпульси струму заряджають ємність переходу, потім через час порядку τ_e починається спонтанне випромінювання. Після закінчення імпульсу струму випромінювання ще продовжується на протязі часу τ_e . У лазері когерентне випромінювання починається тільки тоді, коли різницю концентрації електронів у зоні провідності і валентній зоні виявляється достатньою для виникнення автоколиваний. Діоди СВД і НПЛ відрізняються часом затримки імпульсів і виникненням у лазері коливального переходного процесу, що спотворює вершину імпульсу.

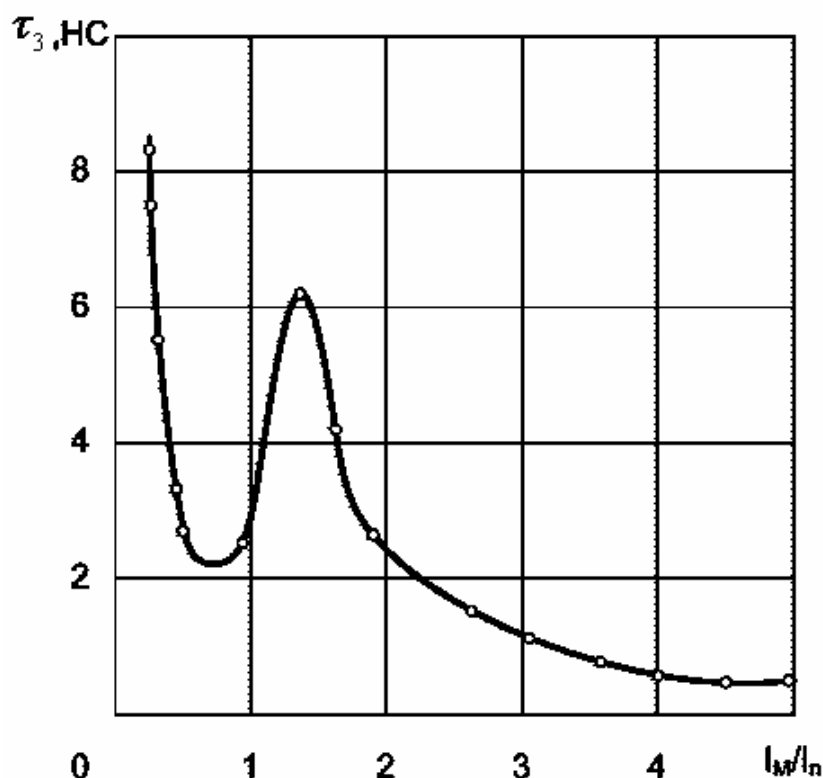


Рис.8.9. Залежність часу затримки випромінювання від відношення амплітуди імпульсів струму до граничного струму

На рис.8.9 [34] показана експериментальна залежність часу затримки випромінювання τ_e НПЛ на гетеропереході від відношення амплітуди імпульсів струму I_M до порогового струму I_p . Ділянка кривої, де $I_M/I_p < 1$, відповідає люмінесцентному режиму. При переході в когерентний режим $I_M/I_p > 1$ збільшується внесок змушеного випромінювання, зростає час затримки. У когерентному режимі затримка імпульсів випромінювання [34]

$$\tau_3 = \tau_{3\min} + \tau_e \ln \left[I_M / (I_M - I_p) \right],$$

де $\tau_{3\min}$ – мінімальний час затримки, що не залежить від I_M .

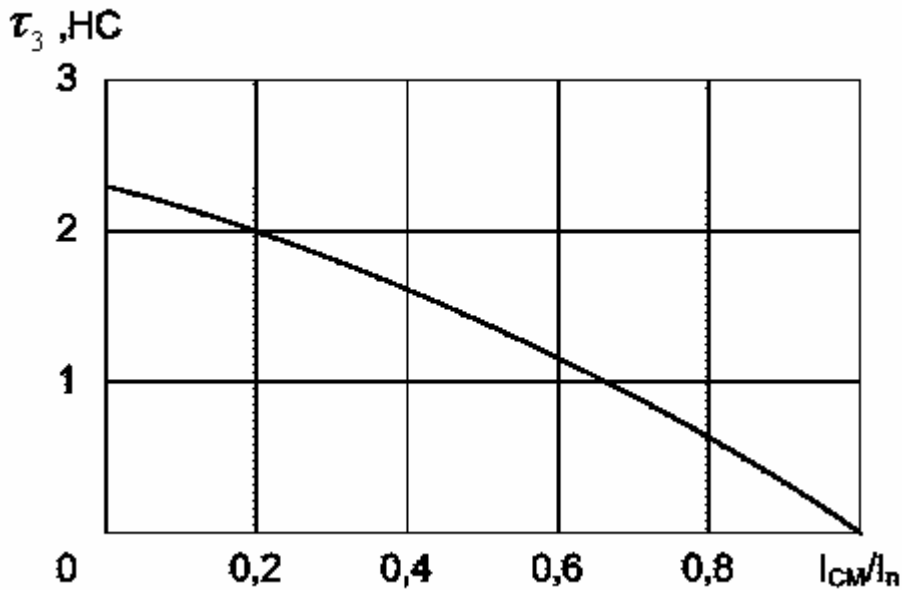


Рис.8.10. Залежність часу затримки випромінювання від відношення струму зсуву до порогового струму

Значення $\tau_{3\min}$ різних екземплярів лазерів між собою і складають приблизно 10^{-10} с при кімнатній температурі. Затримка імпульсів може привести до скачка фази при здійсненні АІМ, погіршення якості гетеродинного прийому. З деградацією лазера збільшується пороговий струм, що приводить до збільшення часу затримки. Для зменшення останнього в НПЛ використовується додатковий зсув постійним струмом I_{CM} . У цьому випадку [35]

$$\tau_3 \approx \tau_e \ln \left[\frac{(I_M - I_{CM})}{(I_M - I_p)} \right].$$

Даний вираз справедливий, коли $I_{CM} < I_p$ і $I_M > I_p$. На рис.8.10 показаний графік функції $\tau_3(I_{CM}/I_p)$, побудований для $I_M/I_p=2$ і $\tau_e=3,35$ нс.

Додатковий зсув зменшує запізнювання, пов'язане із зарядом ємності переходу і спонтанним випромінюванням, зменшує час затримки світлового імпульсу. Коли $I_M/I_p \rightarrow 1$, $\tau_e \rightarrow 0$. При безупинній передачі аналогових сигналів зсув на НПЛ використовується для зменшення нелінійних спотворень. Застосований зсув приводить до збільшення відношення інтенсивностей r , зменшення коефіцієнта модуляції m_Ω , а і те, і інше до збільшення порога чутливості ФПП.

При прийомі сигналів з АМ у схемі з прямим детектуванням фотострум пропорційний оптичній потужності. При передачі на піднесучій частоті після детектування світла здійснюється піднесуча демодуляція. У СКЗ сигнал на виході змішувача пропорційний амплітуді електричного поля оптичного сигналу. Після підсилення на проміжній частоті в гетеродинному приймачі відбувається звичайне амплітудне детектування.

Фазова і частотна модуляції застосовуються лише в СКЗ. Найчастіше ці види модуляції реалізуються за допомогою електрооптичних модуляторів. При зміні напруженості електричного поля в кристалі змінюється показник заломлення і фаза вихідного оптичного коливання. Демодуляція випромінювання відбувається так само, як у системах радіодіапазону.

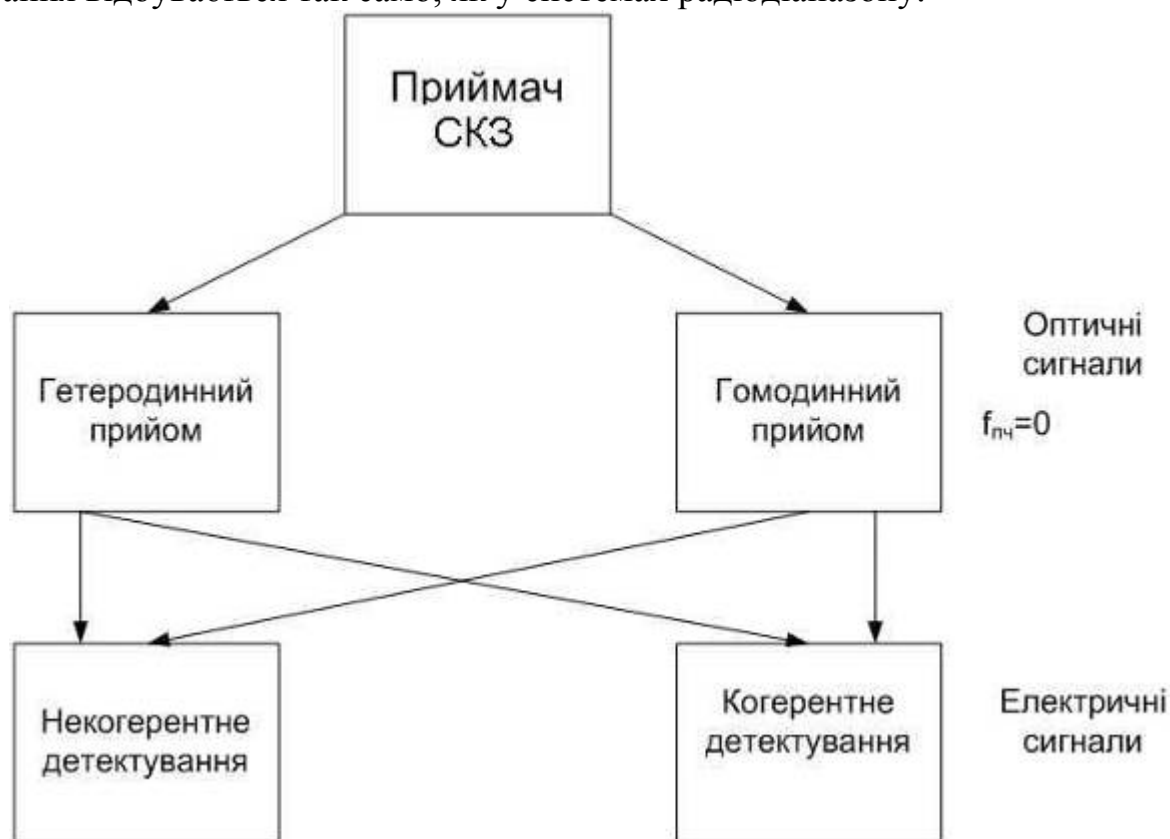


Рис.8.11. Способи демодуляції сигналів у ФПП систем когерентного зв'язку [34]

В оптичних цифрових СКЗ використовуються способи модуляції і демодуляції, розроблені для цифрових систем передачі радіочастотного діапазону. Крім трьох основних способів модуляції – ІКМ АМ, ІКМ ЧМ і ІКМ ФМ – існують різновиди, наприклад фазорізницева модуляція (ІКМ ФРМ), мінімальна частотна модуляція й ін.

Вимоги до ФПП встановлюються з врахуванням специфіки кожної системи передачі. Однак можна сформулювати характерні вимоги для більшості систем [34]:

1. ФПП повинен забезпечувати задану якість прийому сигналу при мінімально можливому рівні вхідної потужності. Задоволення цієї вимоги дозволить збільшити довжину ділянки зв'язку при фіксованій потужності чи передавача при тій же довжині, знизити необхідну потужність передавача. Зменшення потужності передавача, у свою чергу, створить передумову для збільшення терміну служби лазера – найненадійнішого елемента ВОСП.

2. ФПП повинен зберігати необхідну якість прийому при зміні рівня вхідного сигналу. Зміна рівня може бути визвана використанням у лінії світловодів різної довжини, наявністю відводів зі зміною загасання сигналів, що

пройшли різні відстані (наприклад, у кільцевій мережі), зменшення потужності оптичного передавача.

3. Приймальний пристрій повинний забезпечити тривалу надійну роботу в умовах навколишнього середовища. Працездатність ФПП повинна зберігатися при зміні вологості і температури. Особливо великі вимоги до надійності пристроїв, доступ до яких утруднений чи неможливий, наприклад у підводних системах зв'язку.

4. ФПП повинен дозволити здійснити стикування із каналостворюючою чи іншою кінцевою апаратурою.

5. Споживана від джерела живлення потужність повинна бути по можливості малою, необхідна стабільність напруги живлення високою.

Режими роботи ФПП ВОСПІ істотно відрізняються від режимів ФПП, застосовуваних в атмосферному зв'язку чи оптичній локації. Головна відмінність полягає в стабільності каналу і відсутності фонового засвічування. Разом з тим у ВОСПІ виникають специфічні перешкоди, пов'язані з поширенням сигналів по світловодах.

Техніка фотоприймальних пристроїв розвивається в напрямках підвищення швидкодії, освоєння нових спектральних діапазонів, удосконалювання технології виготовлення, конструкцій і поліпшення основних параметрів відповідно до приведених вимог.

8.4. Взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниками

Під час дії оптичного випромінювання на тверде тіло виникає механізм обміну енергією між твердим тілом і світлом. Якщо через I позначити інтенсивність світла, тобто кількість світлової енергії, яка проходить за одиницю часу через нормальний одиничний переріз, то коефіцієнт відбиття R визначає частку енергії, яка відбивається на границі тіла [8, 9]

$$R = \frac{I_R}{I_0} , \quad (8.1)$$

де I_R – інтенсивність відбитого світла, I_0 – інтенсивність падаючого світла.

Залежність коефіцієнта відбиття від частоти $R(\nu)$, або довжини хвилі $R(\lambda)$ отримали назву спектра відбиття. Світло, яке падає на тверде тіло, поглинається ним у відповідності із законом Бугера-Ламперта [7, 8]

$$I(x) = I_0(1 - R)e^{-\alpha x} , \quad (8.2)$$

де x – відстань від границі тіла до даної точки уздовж променя, α – коефіцієнт поглинання. Величина, яка є оберненою до коефіцієнта поглинання α^{-1} , дорівнює товщині прошарку, після проходження якого інтенсивність світла зменшується в e раз. Залежність коефіцієнта поглинання від частоти

$\alpha(\nu)$ або довжини хвилі $\alpha(\lambda)$ отримала назву спектра поглинання тіла. Іноді замість коефіцієнта поглинання розглядають показник поглинання $n\alpha$, який пов'язаний з коефіцієнтом поглинання α співвідношенням [8]

$$\alpha = \frac{4\pi n\alpha}{\lambda} . \quad (8.3)$$

Відповідно до електромагнітної теорії світла [37] коефіцієнт відбиття при нормальному падінні визначається через показники переломлення і поглинання [8]

$$R = \frac{(n-1)^2 + n^2x^2}{(n+1)^2 + n^2x^2} = \frac{(n-1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi}\alpha^2}{(n+1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi}\alpha^2} . \quad (8.4)$$

Із закону (8.4) видно, що з ростом поглинання зростає і відбиття, так $R \approx 1$ при $x \gg 1$, тобто існує повне відбиття падаючого світла. Цим пояснюється значне відбиття світла металами. З другого боку, із (8.4) випливає, що процес відбиття існує і за відсутності поглинання, так $R \neq 0$ при $\alpha = 0$, отже

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (8.5)$$

при нормальному падінні світла.

Закон Бугера-Ламперта дозволяє визначити коефіцієнт поглинання α через концентрацію поглинаючих центрів N і ефективний переріз поглинання одного фотона σ за одиницю часу

$$\alpha = \sigma N . \quad (8.6)$$

Якщо взяти величину $(\sigma N)^{-1}$, то її можна визначити як середню довжину вільного пробігу l_f фотона в середовищі поглинання

$$l_f = (\sigma N)^{-1} = \alpha^{-1} . \quad (8.7)$$

Коефіцієнт поглинання α є імовірність поглинання фотона на відстані в одиницю довжини. Ефективний переріз σ залежить від енергії фотона і природи поглинаючих центрів. Якщо в напівпровіднику існують поглинаючі центри N_i різної природи, які характеризуються своїм ефективним перерізом $\sigma_i(\nu)$, то

$$\alpha_i(\nu) = \sigma_i(\nu)N_i . \quad (8.8)$$

Повний коефіцієнт поглинання α є сумою коефіцієнтів поглинання різної природи, тому що імовірність незалежних процесів підсумовується

$$\alpha(\nu) = \sum_i \alpha_i(\nu) = \sum_i \sigma_i(\nu) N_i . \quad (8.9)$$

Таким чином, повний спектр поглинання складається із спектрів поглинання будь-яких поглинаючих центрів.

Для обчислення α необхідно врахувати закони збереження енергії і імпульсу. Проте, не виконуючи цих складних обчислень, можна провести оцінювання α . При поглинанні фотона атомом основної речовини і дефектами ґратки величину ефективного перерізу поглинання можна вважати такою, яка дорівнює площі геометричного перерізу атома або дефекту для тих частот, які забезпечують виконання закону збереження енергії, тому вважаємо $\sigma \sim (10^{-16} \div 10^{-17}) \text{ см}^2$.

Якщо світло поглинають атоми основної речовини, то $N = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ і $\alpha \approx (10^{-16} \div 10^{-17}) \cdot 10^{22} = (10^5 \div 10^6) \text{ см}^{-1}$. При цьому значенні довжини вільного пробігу фотонів, які здатні відірвати електрон від атома, що відповідає умові $h\nu \geq \Delta E_g$, отримаємо величину $l_f \sim (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ см}$. Це грубе оцінювання дає правильний порядок коефіцієнта поглинання атомами основної речовини. Такий вид поглинання отримав назву власного або фундаментального.

При поглинанні світла дефектами (домішковими атомами, вакансією тощо) їх доля поглинання пропорційна відношенню концентрації дефектів N_{def} до концентрації атомів основної речовини.

Згідно з класифікацією, яку зроблено у роботі [8], існують такі види поглинання світла у напівпровідниках:

- власне або фундаментальне поглинання світла, яке приводить до переходу електрона із зв'язаного стану у вільний, тобто із валентної зони у зону провідності. Власне поглинання можливе за умови $h\nu \geq \Delta E_g$. Воно існує у видимій і близькій інфрачервоній областях в залежності від ширини забороненої зони;
- домішкове поглинання викликане іонізацією домішкових атомів, що відповідає переходу електронів від домішкових атомів у зону провідності або із валентної на енергетичні рівні домішок;
- під дією електричного поля світлової хвилі відбувається її поглинання вільними носіями заряду, при цьому на прискорення вільних носіїв заряду хвиля віддає частку своєї енергії, що приводить до її послаблення;
- взаємодія світлової хвилі з коливаннями ґратки отримала назву ґраткового поглинання або поглинання світла за рахунок коливань ґратки;
- процес утворення зв'язаної пари електрон-дірка при поглинанні світла отримав назву екситонного поглинання;
- поглинання світла сукупністю вільних електронів і дірок називається плазмовим поглинанням.

Отже, можна сказати, що всі зовнішні впливи, які змінюють стан атомів основної речовини, такі як температура, ступінь легування, тиск, магнітні і електричні поля, радіація впливають на спектр поглинання.

8.5. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках

Зміна електричного опору напівпровідника під дією випромінювання отримала назву фоторезистивного або внутрішнього фотоелектричного ефекту. Фізична природа цього явища полягає в збільшенні концентрації носіїв заряду у напівпровіднику при дії світла. Фоторезистивний ефект можна описати величиною світлової провідності σ_f [8]

$$\sigma_f = q_n \mu_n \delta_n + q_p \mu_p \delta_p, \quad (8.10)$$

де δ_n, δ_p – надлишкові концентрації електронів і дірок, які створені світлом. Якщо $\sigma_f > 0$, то резистивний ефект є позитивним, якщо $\sigma_f < 0$ – негативним. Провідність $\sigma_0 = \sigma_T$, яка викликана рівноважними носіями заряду, отримала назву темної. Повна провідність складається з темної і світлової провідностей [8]

$$\sigma = q_n \mu_n (n_0 + \delta_n) + q_p \mu_p (p_0 + \delta_p) = \sigma_T + \sigma_f, \quad (8.11)$$

Власне поглинання світла приводить до генерації електронів і дірок у рівних кількостях, тобто $\delta_n = \delta_p$. Екситонне поглинання світла приводить до створення зв'язаної пари електрон – дірка, яка є нейтральним утворенням, тому екситонне поглинання не збільшує концентрації носіїв заряду. Якщо екситон у кристалічній ґратці дисоціює, то це приводить до появи двох вільних носіїв заряду електрона і дірки.

При поглинанні світла домішковими атомами або F – центрами зростає концентрація носіїв заряду одного типу. Якщо концентрація нерівноважних носіїв заряду перевищує концентрацію темнових основних носіїв, то змінюється тип провідності напівпровідника.

Коливання ґратки при поглинанні світла приводить до зростання концентрації носіїв заряду за рахунок вторинного ефекту, який полягає в зростанні концентрації фотонів, які віддають свою енергію на збудження носіїв заряду.

Вільні носії заряду, якщо вони поглинають світло, порушують рівноважний розподіл по квантових станах, хоча їх концентрація не змінюється, при цьому їх енергія зростає, що змінює рухливість, а це в свою чергу, змінює провідність.

При дії світла на напівпровідник зростає його провідність, проте в деяких випадках може зростати і його опір. Це пояснюється тим, що порушується стан рівноваги між темною генерацією і рекомбінацією поблизу поверхні напівпровідника за рахунок дії світла, що в свою чергу, приводить до

зростання швидкості рекомбінації в об'ємі. Таким чином, зменшується концентрація основних носіїв заряду, а отже зростає опір напівпровідника.

Для опису фоторезистивного ефекту необхідно визначити розподіл носіїв заряду за рахунок дії світла на концентрацію носіїв заряду. Світлова концентрація носіїв заряду визначається на основі розв'язання одновимірного рівняння неперервності [7, 8, 9, 37]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n + \frac{1}{q_n} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (8.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q_p} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}, \quad (8.13)$$

де G_n , G_p – складові, які визначають швидкість генерації електронів і дірок, n_0 , p_0 – рівноважна концентрація електронів і дірок, n , p – концентрація електронів і дірок, які генеровані світлом, τ_n^f , τ_p^f – час їх життя, якщо в напівпровіднику відсутній струм, тобто $j_n = j_p = 0$, то рівняння (8.12) і (8.13) набуває вигляду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (8.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}. \quad (8.15)$$

В стаціонарному стані $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$, тому при відомих значеннях швидкості генерації G_n і G_p , рівняння (8.14) і (8.15) мають розв'язок [8]

$$n - n_0 = \delta n = G_n \tau_n^f, \quad (8.16)$$

$$p - p_0 = \delta p = G_p \tau_p^f. \quad (8.17)$$

Вирази (8.16) і (8.17) отримали назву першого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту. Вони визначають залежність світлової провідності від інтенсивності світла і діапазону спектра

$$\sigma_f = q_p \mu_p (G_p \tau_p^f + b G_n \tau_n^f) = \Delta \sigma, \quad (8.18)$$

де $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – відношення рухливості електронів до рухливості дірок. Аналіз

(8.18) показує, що світлова провідність залежить від довжини падаючого світла і його інтенсивності. Швидкість генерації визначається інтенсивністю

світла I і коефіцієнтом поглинання α . Якщо в одиниці об'єму поглинається енергія

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I, \quad (8.19)$$

то інтенсивність світла I можна виразити через потік фотонів $n_f = I/h\nu$, при цьому число фотонів, які поглинаються в одиниці об'єму за одиницю часу, буде дорівнювати [8]

$$\frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dI}{dx} = (-)n_{f1} = \frac{\alpha I}{h\nu} = \alpha n_f. \quad (8.20)$$

Отже, число фотонів n_{f1} , які поглинаються за одиницю часу в одиниці об'єму дорівнює добутку коефіцієнта α і потоку фотонів n_f . Якщо кожний фотон, який поглинається з імовірністю η , породжує вільного носія заряду (або пару електрон-дірка), то величина ηn_{f1} визначається як швидкість генерації носіїв заряду [38, 39]

$$G_n = \eta_n n_{f1} = \eta_n \alpha n_f, \quad (8.21)$$

$$G_p = \eta_p n_{f1} = \eta_p \alpha n_f. \quad (8.22)$$

Величина η_n і η_p отримали назву квантового виходу фотоіонізації. Якщо світлова провідність виникає за рахунок поглинання домішковими станами, то одна із складових η_n або η_p дорівнює нулю. З фізичних уявлень видно, що величина η може приймати значення одиниці або нуля. Експериментальні вимірювання показують, що η має різні значення як більше, так і менше одиниці. Проте це не означає, що один фотон безпосередньо може генерувати декілька вільних носіїв заряду. Це означає, що в напівпровіднику мають місце вторинні ефекти, при яких на кожний квант, який поглинається, припадає ефективне число вільних носіїв η_n і η_p , що перевищують одиницю. Враховуючи рівняння (8.21) і (8.22), вираз для густини струму, який викликаний світловою провідністю, має вигляд [8]

$$j_f = \sigma_f E = q_p \mu_p (\eta_p \tau_p^f + b \eta_n \tau_n^f) \alpha n_f E. \quad (8.23)$$

Якщо через l позначити розміри напівпровідника в напрямку поля і через U – напругу на ньому, то $E = U/l$, $\mu_p E = V_{dp}$, $\mu_n E = V_{dn}$. Час дрейфу для електронів визначається як $t_n = l/V_{dn}$, а для дірок - $t_p = l/V_{dp}$. Напруженість

електричного поля можна виразити через час, за який носії заряду проходять через напівпровідник, отже

$$E = \frac{V_{dp}}{\mu_p} = \frac{l}{\mu_p t_p} = -\frac{l}{\mu_n t_n} . \quad (8.24)$$

При підстановці (8.24) у (8.23) отримаємо таке рівняння [8]

$$j_f = \left(q_p \mu_p \eta_p \tau_p^f \frac{l}{\mu_p t_p} - q_n \mu_n \eta_n \tau_n^f \frac{l}{\mu_n t_n} \right) \alpha n_f = q_p \left(\eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} - \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} \right) \alpha n_f l . \quad (8.25)$$

Якщо зразок напівпровідника досить тонкий, а поглинання світла достатньо слабке, то величина αn_f у всіх точках поверхні буде однаковою, Позначивши через $n_{f\Sigma}$ повне число фотонів, які поглинув напівпровідник у своєму об'ємі, величину фотоструму можна записати у вигляді [8]

$$I_f = K_1 q_p n_{f\Sigma} , \quad (8.26)$$

де

$$K_1 = \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} + \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} . \quad (8.27)$$

Повна генерація носіїв заряду за одиницю часу при $\eta_n = \eta_p = \eta$ описується виразом [8]

$$G = \eta n_{f\Sigma} . \quad (8.28)$$

Величина K_1 , яка визначається (8.27), отримала назву коефіцієнта підсилення. З врахуванням (8.28) формула для фотоструму записується у вигляді [8]

$$I_f = G q_p K_1 . \quad (8.29)$$

Вираз (8.29) отримав назву другого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту.

Якщо напруженість електричного поля у напівпровіднику досить велика, то час прольоту $t = l/V_d$ може стати меншим часу життя носіїв заряду. Рівняння (8.29) є справедливим для випадку, коли контакти мають омичний характер, тобто виконується умова рівності носіїв заряду, які увійшли через один омичний контакт і які вийшли з іншого омичного контакту.

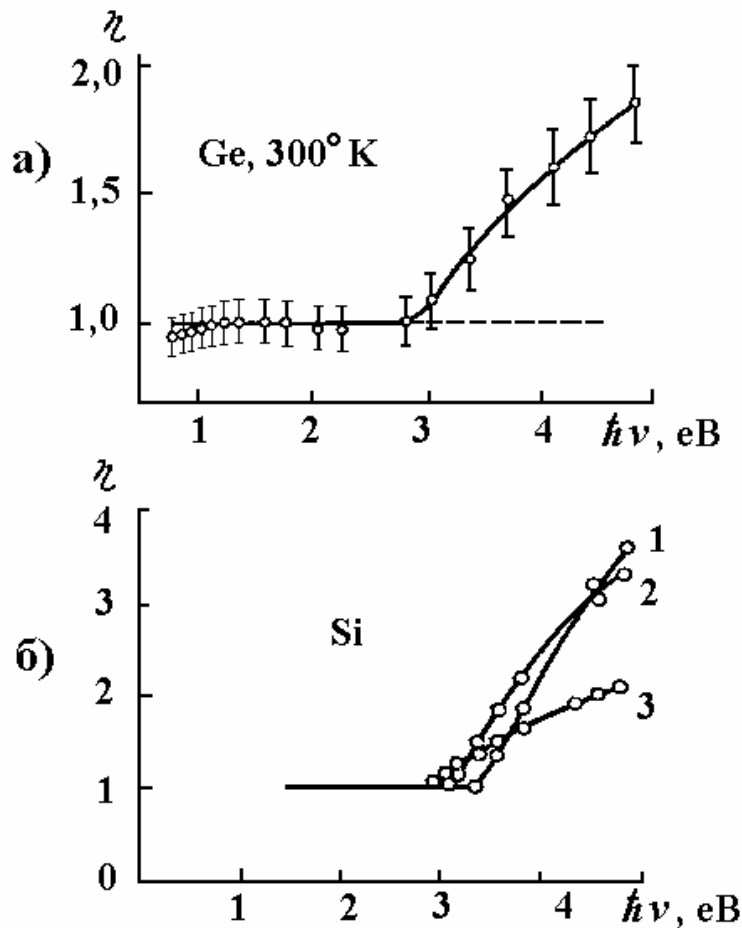


Рис.8.12.Спектральна залежність квантового виходу в германії (а) і вплив температури на спектральну залежність квантового виходу кремнію (б) [8]

Квантовий вихід визначається на основі рівняння (8.25) при експериментальному визначенні фотоструму I_f . На рис.8.12,а подана спектральна характеристика квантового виходу для Ge, з якої видно, що до 2,7 еВ квантовий вихід дорівнює одиниці. При подальшому зростанні енергії фотонів квантовий вихід перевищує одиницю. Це пояснюється тим, що при поглинанні фотона у результаті прямого переходу квазіімпульси електрона і дірки дорівнюють один одному, а їх кінетичні енергії обернено пропорційні ефективним масам. Коли кінетична енергія однієї з частинок досягає величини, яка дорівнює ширині забороненої зони, то “гарячий” носій заряду може віддати свою енергію на створення додаткової пари вільних електрона і дірки. Якщо $m_n = m_p$, то границя росту квантового виходу лежить в області $\hbar\nu = 3\Delta E_g$, а при $m_p > m_n$ - в області $\hbar\nu = 2\Delta E_g$. При підвищенні температури ширина забороненої зони зменшується, що приводить до зміщення границі росту η у бік менших енергій. Це підтверджують експериментальні криві для Si, які подані на рис.8.12,б. Отже, можна зробити висновки, що значення квантового виходу більше одиниці пов’язано із вторинним ефектом, який викликаний ударною іонізацією, а не безпосереднім утворенням двох пар носіїв заряду одним фотоном.

Величина світлової провідності залежить від інтенсивності світла, яка, в свою чергу, визначається процесами рекомбінації. Якщо рекомбінація лінійна, то надлишкова концентрація пропорційна інтенсивності світла, тобто [8]

$$\sigma_f \sim I, \quad I_f \sim I . \quad (8.30)$$

Якщо рекомбінація має квадратичний характер, то

$$\sigma_f \sim \sqrt{I}, \quad I_f \sim \sqrt{I} . \quad (8.31)$$

В загальному випадку можна вважати, що

$$\sigma_f \sim I^\gamma . \quad (8.32)$$

При $\gamma = 1$ фоторезистивний ефект отримав назву лінійного, при $\gamma < 1$ – нелінійного і при $\gamma > 1$ – надлінійного.

Спектральна залежність фотопровідності визначається спектральною залежністю швидкості генерації. Для домішкового внутрішнього фотоефекту криві $\sigma_f(\lambda)$ достатньо добре збігаються з кривими поглинання $\alpha(\lambda)$ [7, 8].

Спектральна залежність фоторезистивного ефекту, що відповідає власному поглинанню, відрізняється від спектрів власного поглинання. Положення границі власного фоторезистивного ефекту відповідає границі власного поглинання, проте з ростом енергії фотонів спектральна крива внутрішнього фотоефекту проходить через максимум і швидко зменшується, незважаючи на те, що поглинання світла в цій області досить велике (рис.8.13) [8].

Характеристикою речовини є фоточутливість S_f , яка визначається відношенням світлової провідності до інтенсивності світла [8]

$$S_f = \frac{\sigma_f}{I} \left[\frac{m}{\text{Ом} \cdot \text{Вт}} \right]. \quad (8.33)$$

Спектральна характеристика фоторезистивного ефекту визначається як залежність фоточутливості від частоти або довжини хвилі світла. Фоторезистивний ефект використовується для створення фоторезисторів, які в подальшому будуть використані для створення частотних фоточутливих перетворювачів.

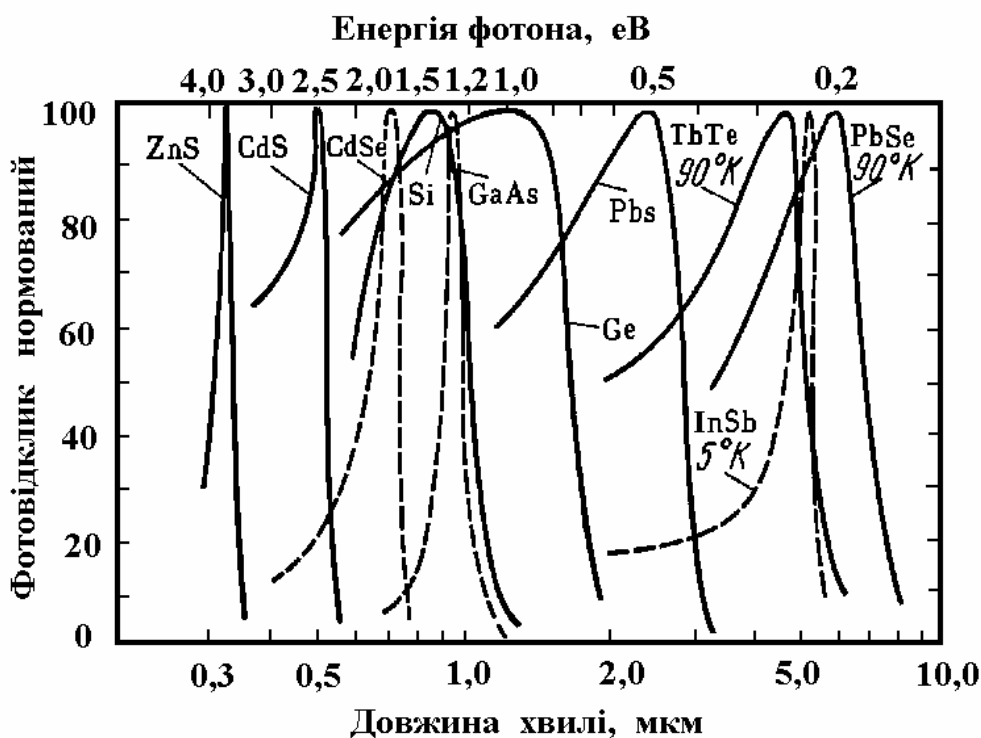


Рис.8.13.Спектри фоторезистивного ефекту в області власного поглинання [8]

8.6. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках

Розглянемо однорідний напівпровідник, на який падає світло. Інтенсивність світла зменшується з проникненням його вглиб напівпровідника відповідно до закону Бугера-Ламперта. Поглинання світла приводить до генерації носіїв заряду, швидкість якої падає згідно з експонентою. Нерівномірною генерацією носіїв заряду приводить до того, що вони дифундують вглиб напівпровідника. Проте коефіцієнт дифузії електронів і дірок мають різні значення, тому існує просторовий розподіл рухомих носіїв заряду. Електрони, які мають більшу рухливість, переміщуються вглиб напівпровідника на більшу відстань ніж дірки. Освітлена поверхня заряджається позитивно, а неосвітлена – негативно. Це приводить до виникнення електричного поля, яке направлене уздовж проміння світла.

Виникнення електричного поля в однорідному напівпровіднику при його освітленні отримало назву ефекту Дембера [7, 8, 9]. Цей ефект існує в напівпровіднику при відсутності струму, тому вважаємо $\vec{j} = 0$. На основі цього міркування визначається напруженість електричного поля [8]

$$\vec{E} = -\frac{\vec{j}_{Dn} + \vec{j}_{Dp}}{\sigma_n + \sigma_p}, \quad (8.34)$$

де \vec{j}_{Dn} – дифузійна густина струму електронів, \vec{j}_{Dp} – дифузійна густина струму дірок, $\sigma_n = q_n \mu_n n$, $\sigma_p = q_p \mu_p p$, $(\sigma_n + \sigma_p)$ – нерівноважна питома провідність.

Аналіз (8.34) показує, що при неоднорідному освітленні напівпровідника виникають дифузійні потоки електронів і дірок, які прямують вглиб його об'єму, причому дифузійні струми \vec{j}_{Dn} , \vec{j}_{Dp} направлені у протилежні боки. Розподіл зарядів утворює електричне поле, яке викликає дрейфовий струм, який компенсує дифузійний струм. Електричне поле \vec{E} визначається різницею дифузійних потоків електронів і дірок.

Електричне поле, яке виникає при ефекті Дембера, має такий напрямок, при якому воно гальмує дифузію більш рухливих носіїв заряду і прискорює дифузію менш рухливих носіїв заряду. Це явище отримало назву біполярної дифузії. Воно описується за допомогою рівняння неперервності. Для стаціонарного стану рівняння неперервності має вигляд [7, 8, 9, 37]

$$D \frac{d^2(n - n_0)}{dx^2} + \mu_E E \frac{d(n - n_0)}{dx} - \frac{n - n_0}{\tau^f} = G, \quad (8.35)$$

де

$$\text{коефіцієнт біполярної дифузії} \quad D = \frac{D_n \sigma_{p0} + D_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}}, \quad (8.36)$$

$$\text{біполярна дрейфова рухливість} \quad \mu_E = \frac{\mu_n \sigma_{p0} + \mu_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}}, \quad (8.37)$$

$$\text{швидкість "біполярної" генерації} \quad G = \frac{G_n \sigma_{p0} + G_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}}. \quad (8.38)$$

Зробимо такі позначення:

$$L^2 = D\tau^f, \quad (8.39)$$

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau^f}{D\tau^f} = \frac{l_E}{L^2}, \quad (8.40)$$

тоді рівняння (8.35) можна переписати у вигляді [8]

$$\frac{d^2(n - n_0)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n - n_0)}{dx} - \frac{n - n_0}{L^2} = -\frac{G}{D}. \quad (8.41)$$

Загальний розв'язок однорідного рівняння (8.41) описується виразом

$$(n - n_0) = Ae^{-x/l} + Be^{x/l}, \quad (8.42)$$

де коефіцієнти A і B визначаються з граничних умов для концентрації і струмів з врахуванням поверхневої рекомбінації. Частковий розв'язок неоднорідного рівняння можна знайти, якщо відома залежність $G(x)$. При генеруванні носіїв заряду світлом

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x} . \quad (8.43)$$

В цьому випадку частковий розв'язок має вигляд [8]

$$(n - n_0) = - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right]} . \quad (8.44)$$

Аналіз (8.44) показує, що при малих напруженостях електричних полів E розподіл нерівноважної концентрації визначається дифузійною довжиною L . В області великих електричних полів довжина затягування дорівнює довжині дрейфу для домішкового напівпровідника. Проте, чим ближче напівпровідник до власної електропровідності, тим ближче довжина затягування до дифузійної довжини. У власному напівпровіднику електричне поле, незалежно від його величини, не впливає на розподіл надлишкової концентрації.

Отже, ефект Дембера полягає у виникненні електричного поля у напрямку променя світла, яке поглинається напівпровідником. Напруженість поля або електрорушійна сила пропорційні різниці коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, оскільки поле Дембера компенсує різницю дифузійних струмів електронів і дірок. Якщо коефіцієнти дифузії рівні між собою, то струми чисельно рівні і протилежно направлені, що відповідає нульовому значенню поля Дембера.

Розподіл нерівноважних електронів і дірок об'ємними електричними полями, які існують в неоднорідних напівпровідниках, приводять до виникнення нерівноважних об'ємних полів, які утворюють струм у зовнішньому колі. Фотогальванічний ефект полягає в тому, що при генерації нерівноважних носіїв заряду виникає електрорушійна сила в області р-п переходу або випрямного контакту металу і напівпровідника.

8.7. Лавинні і р-і-п фотодіоди

У швидкодіючих фотоприймачах зі смугою частот до декількох гігагерц застосовуються фотодіоди (ФД) з р-і-п-структурою і лавинні фотодіоди (ЛФД) [3, 4, 35].

ФД із р-і-п-структурою складається, як показано на рис.8.14, а, з n^+ -підкладки, слабологованого шару (і-шару) і тонкого p^+ -шару товщиною до 0,3 мкм. Під час прикладення зворотного зсуву збіднений шар поширюється на весь і-шар власної провідності. У результаті зменшується ємність переходу, розширюється область поглинання світла і підвищується чутливість ФД. Падаюче світло, загасаючи за експонентним законом в залежності від значення коефіцієнта поглинання α , викликає появу фотозбуджених носіїв заряду.

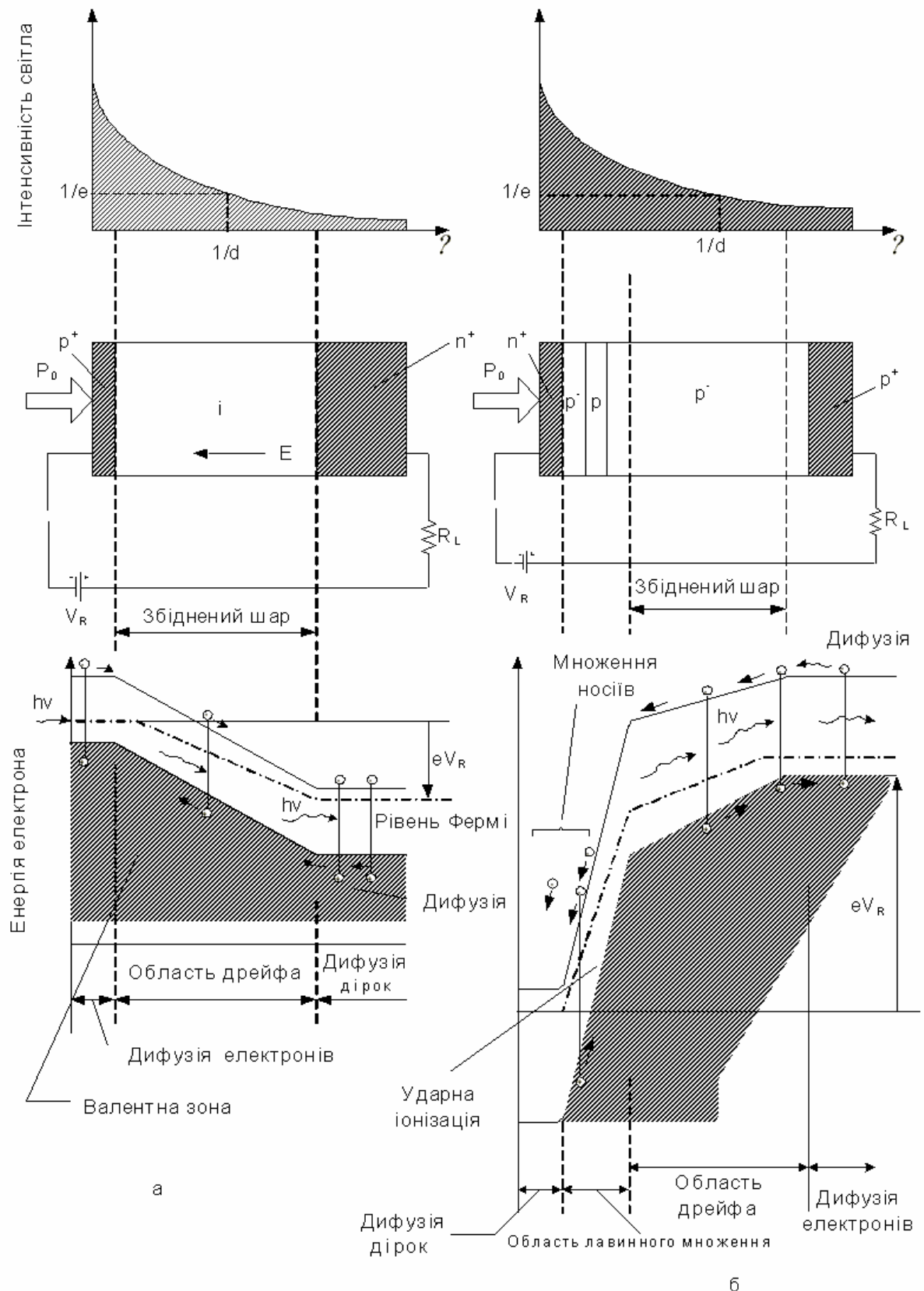


Рис.8.14. Принцип роботи р-і-п-ФД (а) і ЛФД (б): E – електричне поле; P_0 – падаюче світло; eV_R – прикладена напруга. Інтенсивність світла P_0 змінюється за законом $P_0(1 - R)e^{-\alpha x}$ [4]

Фотозбуджені носії, що з'явилися в збідненому шарі, прискорюються електричним полем збідненого шару ($\geq 10^3$ В/см) до швидкості насичення дрейфу ($\sim 10^7$ см/с). Цю область називають областю дрейфу. Тому що фотозбуджені носії за межами збідненого шару в p^+ - і n^+ - шарах рухаються за рахунок дифузії, то їхня швидкість руху, рівна $\approx 10^4$ см/с, виявляється на три порядки нижча швидкості дрейфу. Цей дифузійний струм є причиною погіршення швидкодії ФД, що виявляється у вигляді «хвоста» імпульсної характеристики. Оскільки ці фотозбуджені носії переміщуються на відстань порядку дифузійної довжини і рекомбінують, то тим самим зменшується квантовий вихід. Щоб одночасно задовольнити вимоги швидкодії і високого квантового виходу, необхідно, щоб область поглинання світла знаходилася в збідненому шарі. Для цього при проектуванні фотодіода роблять p^+ шар якомога тоншим, а товщину i -шару вибирають більшою довжини поглинання світла (величина $1/\alpha$). При цьому, як показано на рис.8.15, довжина поглинання для кремнію на довжині хвилі 0,8 мкм складає 10 – 20 мкм, а величина робочої напруги, необхідна для одержання досить широкого збідненого шару, виявляється порівняно низькою – порядку 10 – 20 В.

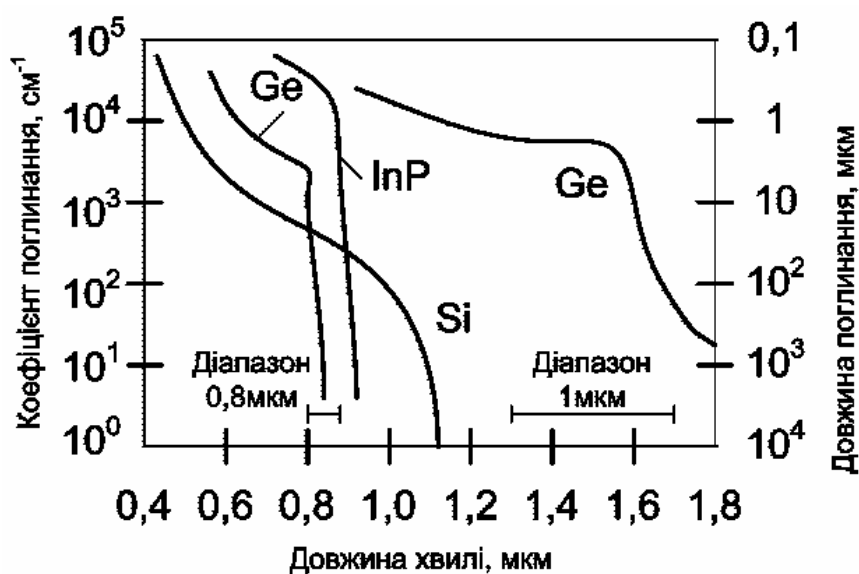


Рис.8.15. Залежності коефіцієнта поглинання і довжини поглинання від довжини хвилі

У ЛФД збіднений шар, що виникає під час прикладення зворотної напруги, також необхідно розглядати як область поглинання світла, однак для створення ударної іонізації за допомогою фотозбуджених носіїв поруч із p - n -переходом створюють область з високим значенням напруженості електричного поля (більше 10^5 В/см), що розглядають як область лавинного множення [4]. Якщо фотозбуджені носії, що виникли в результаті поглинання світла в області дрейфу, інжектують в область лавинного множення, то під дією безупинної ударної іонізації виникне лавинне множення фотозбуджених носіїв. Звичайно ЛФД, завдяки ефекту лавинного множення, мають більшу чутливість у порівнянні зі звичайними ФД. Якщо напругу зсуву позначити через V ,

а прикладену напругу через V_B , то коефіцієнт множення M приблизно може бути показаний емпіричною формулою Міллера [35]:

$$M = \frac{1}{1 - (V/V_B)^2} \quad (n = 2 \sim 6). \quad (8.45)$$

Він приймає різні значення в залежності від напруги зсуву. При $V \approx V_B$ з підвищенням напруги відбувається різке збільшення коефіцієнта множення, що може приймати високі значення порядку $M=1000$. З іншого боку, коефіцієнт множення сильно змінюється при зміні напруги і температури, що є недоліком. При цьому температурний коефіцієнт змін напруги пробою складає $\approx 0,2\%/^{\circ}\text{C}$. У схемі зсуву ЛФД необхідно передбачити засоби, які б усували вплив цих змін.

На рис.8.16 приведені конструкції ЛФД і р-і-п ФД. Ці конструкції можуть змінюватися в залежності від властивостей матеріалів. Для запобігання відбиття світла від поверхні усі ФД покриваються просвітлювальною плівкою. Захисне кільце по периметру р-п переходу слугує для підвищення напруги пробою, попередження локального лавинного пробою (мікроплазми) і здійснення рівномірного лавинного підсилення. У кремнієвому ЛФД через розширення збідненого шару до 20 мкм і більше робоча напруга падає. Тому область збідненого шару формують у вигляді $p(\pi)$ - шару низької концентрації, а лавинну область, що вимагає великої напруженості електричного поля, – як р-шар з високою концентрацією носіїв.

На рис.8.16, а приведена конструкція ЛФД зі структурою $n^+ - \pi - p - \pi - p^+$ і $n^+ - p - \pi - p^+$. У першому випадку помірним стримуванням напруженості електричного поля в області лавинного множення виявляється можливим одержати широкий збіднений шар з високим квантовим виходом. При цьому напруга пробою виявляється низькою, а швидкодія – високою. Наприклад, при $V_B = 100 - 150$ В швидкодія виявляється рівною приблизно 300 пс. У Ge, як видно з рис.8.15, на довжинах хвиль, менших 1,5 мкм, значення α виявляється високим і рівним 10^4 см^{-1} , а довжина поглинання стає нижчою декількох мікрометрів. Тому в Ge ЛФД не потрібно широкого збідненого шару, як у Si ЛФД, і він може бути виконаний у вигляді простої $p^+ - n$ - структури, як показано на рис.8.16, в. Однак на довжинах хвиль, близьких до 1,55 мкм, α зменшується і виникає необхідність у розширенні збідненого шару, тому ФД виготовляють у вигляді $p^+ - n - \pi - n$ - структури.

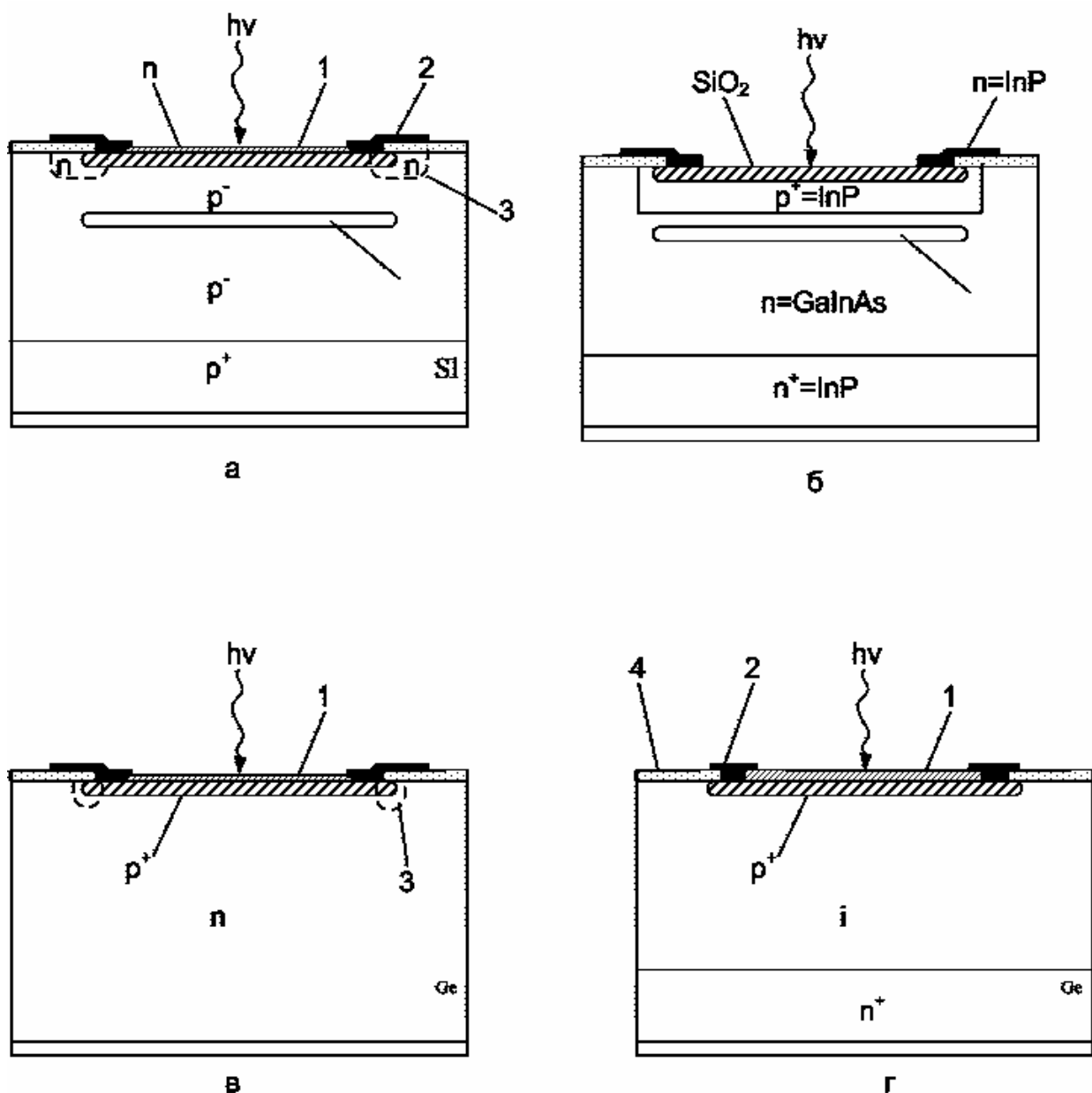


Рис.8.16. Конструкція ЛФД і рin-ФД: а – кремнієвий ЛФД; б – GaInAs-ЛФД; в – германієвий ЛФД; г – рin-ФД. 1 – просвітлювальна плівка; 2 – електрод (омічний контакт); 3 – захисне кільце; 4 – ізоляція

Напруга пробою при цьому складає порядку 30 В, а швидкодія – порядку 200 – 250 пс. У GaInAs ЛФД р-n перехід відділений від області поглинання світла і сформований усередині шару InP-діафрагми. Лавинне множення здійснюють усередині InP. Це пов'язано з тим, що в р-n переході в GaInAs легко виникає тунельний пробій. Діапазон сприйманих довжин хвиль лежить у межах 0,95 – 1,65 мкм, а квантовий вихід складає 70 – 80%.

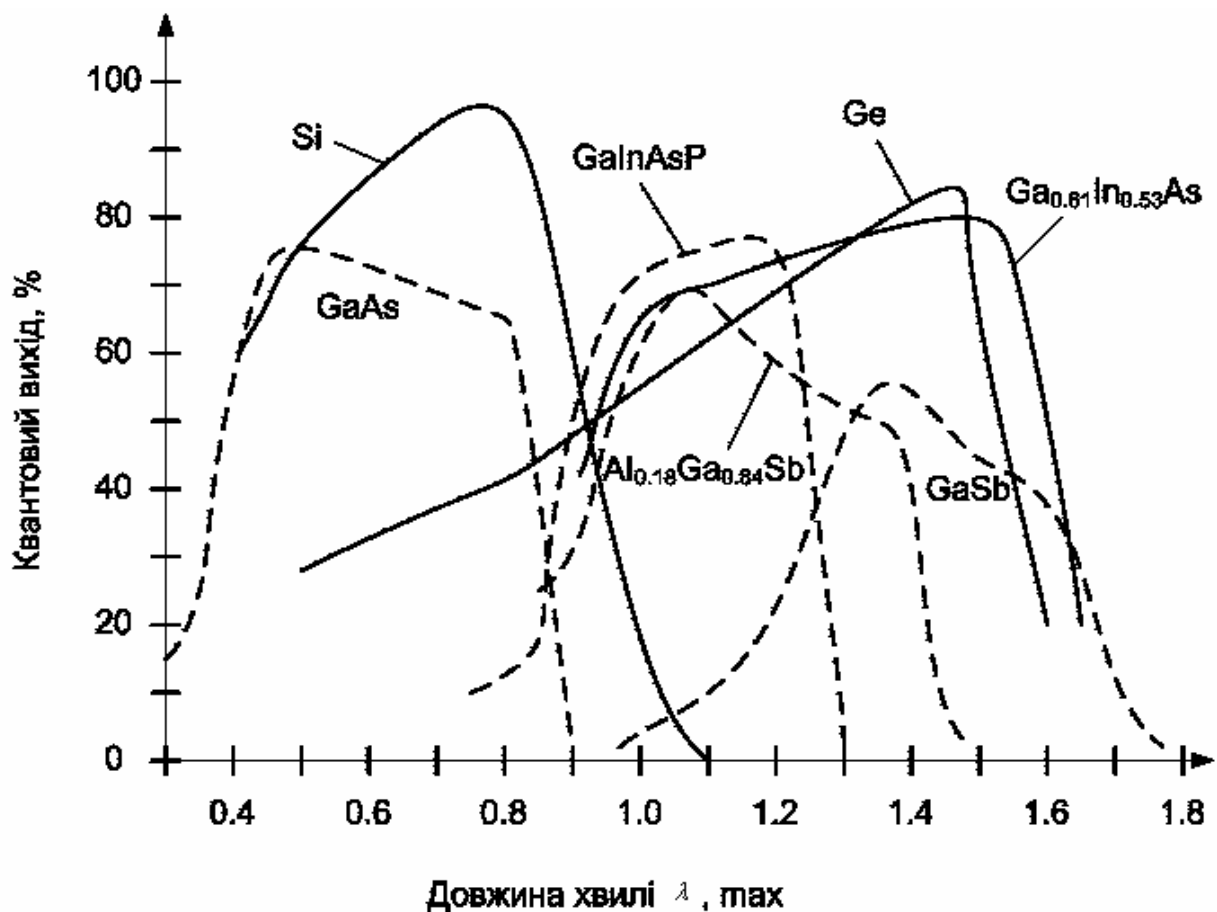


Рис.8.17. Характеристика спектральної чутливості фотоприймача [4, 31, 44]

8.8. Характеристика спектральної чутливості фотодіодів

Якщо потужність оптичного випромінювання позначити через p_0 то число падаючих фотонів буде дорівнювати $p_0/h\nu$, а число носіїв, збуджених цими квантами світла, складе I_{p0} , де I_{p0} – фотострум. Отже, якщо квантовий вихід позначити через η , то

$$I_{p0} = \eta \frac{e}{h\nu} p_0. \quad (8.46)$$

Квантовий вихід η покажемо у вигляді виразу:

$$\eta = (1 - R)(1 - e^{-\alpha L_a}), \quad (8.47)$$

де L_a – ширина області поглинання світла.

Із зменшенням коефіцієнта відбиття від поверхні кристала і збільшенням ширини області поглинання світла в порівнянні з довжиною поглинання підвищується квантовий вихід. На рис.8.17 приведений приклад спектральної чутливості фотоприймача. Границя чутливості в області великих довжин

хвиль визначається шириною забороненої зони матеріалу E_g , а падіння чутливості в області коротких хвиль викликане зменшенням довжини поглинання, поглинанням світла поблизу поверхні і зростанням утрат за рахунок поверхневої рекомбінації фотозбуджених носіїв. При наявності шару діафрагми з великим значенням ширини забороненої зони, як, наприклад, у GaInAs ЛФД, можна одержати майже постійну чутливість аж до краю поглинання в шарі діафрагми.

8.9. Швидкодія фотодіодів

Швидкодія обмежена часом пробігу фотозбуджених носіїв і постійної часу RC-ланцюжка. В області дрейфу швидкість дрейфу досягає $\sim 10^7$ см/с, так що час пробігу при ширині збідненого шару 100 мкм виявляється невеликим, близько 1 нс. При ширині кілька десятків мікрометрів і нижче виходить швидкодія порядку декількох гігагерц. Електростатична ємність визначається сумою паразитної ємності корпусу і ємності переходу, що залежить від діаметра фотоприймальної частини і збідненого шару. Вона складає 1 – 2 пФ. Отже, якщо опір навантаження вважається рівним 50 Ом, то постійна часу RC-ланцюжка буде складати 50 – 100 пс. Однак при збільшенні опору навантаження з метою підвищення відношення сигнал/шум відбувається зниження швидкодії [4].

В ЛФД швидкодія обмежується також часом пробігу в області лавинного пробігу τ_{eff} і коефіцієнт множення $M(f)$ приймає вигляд [4]

$$M(f) = \frac{M_0}{\sqrt{1 + (2\pi f M_0 \tau_{eff})^2}}, \quad (8.48)$$

де M_0 – коефіцієнт множення за постійним струмом. Ширина смуги f_c , при якій $M^2(f) = M_0^2 / 2$, дорівнює

$$f_c = \frac{1}{2\pi \tau_{eff} M_0}, \quad (8.49)$$

і зменшується обернено пропорційно коефіцієнту множення. У кремнієвому ЛФД при $M=100$ f_c виявляється порядку 1,5 ГГц. Добуток $\tau_{eff} M_0$ можна розглядати як час наростання коефіцієнта множення, необхідний для досягнення ним значення M_0 в результаті повторюваної ударної іонізації.

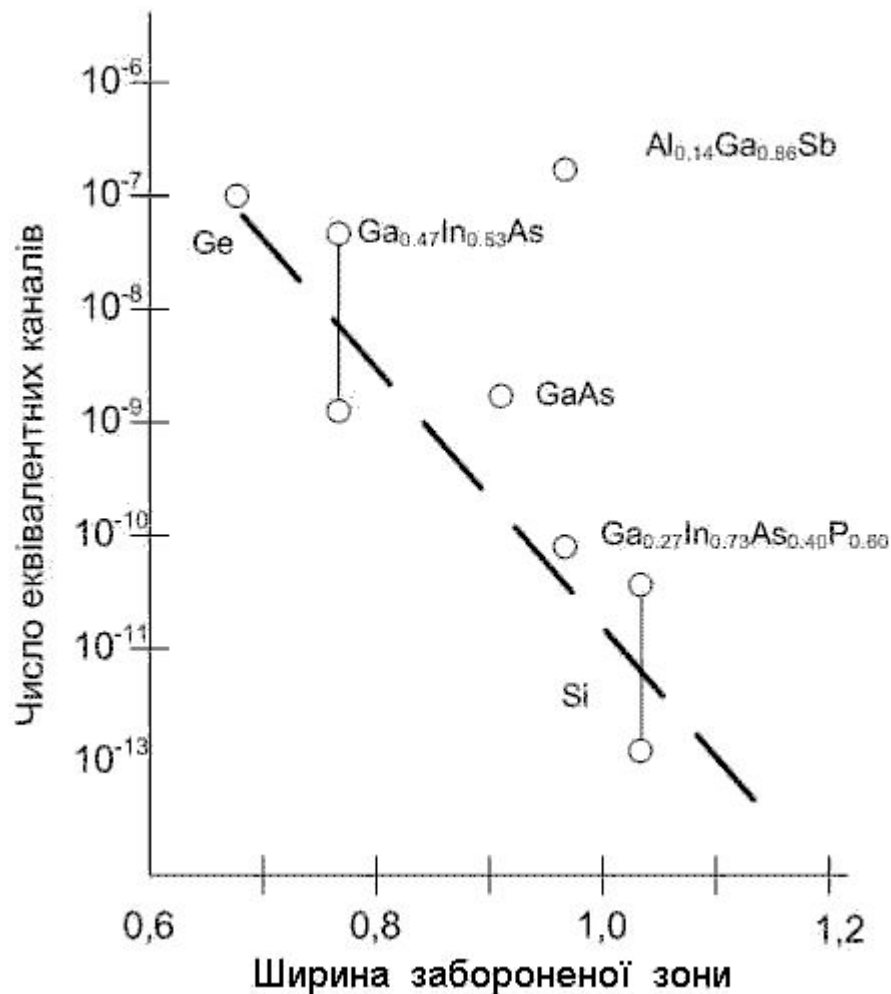


Рис.8.18. Темновий струм фотоприймачів (площа фотоприймальної частини $4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$) у залежності від ширини забороненої зони E_g , eВ [4]

8.10. Темновий струм і шум лавинного множення

Струм, що протікає у фотоприймачі незалежно від фотоструму, називається темновим струмом. Темновий струм являє собою суму зворотного струму I_d , що протікає через перехід, і струму поверхневого витоку I_{SL} . Оскільки темновий струм викликає дробовий шум і тим самим погіршує відношення сигнал/шум, то бажано, щоб він був якомога меншим. На рис.8.18 приведені залежності вимірних значень темного струму від ширини забороненої зони матеріалу в області поглинання, отримані для різних фотоприймачів. З рисунка видно, що при збільшенні ширини забороненої зони зменшується складова I_d , і тому темновий струм різко падає.

Дробовий шум виникає при утворенні фотоносіїв за рахунок поглинання квантів світла, а також у процесі лавинного множення в ЛФД. Тому середньоквадратичне значення повного струму фотоприймача, обумовленого дробовим шумом, буде представлятися у вигляді

$$\bar{i}_s^2 = 2e[(I_{po} + I_d)M^2 F(M) + I_{SL}]B_f, \quad (8.50)$$

$F(M)$ визначається за формулою Макінтайра [4]

$$F(M) = M \left[1 - (1 - k) \left(\frac{M - 1}{M} \right)^2 \right], \quad (8.51)$$

де $F(M)$ – коефіцієнт шуму лавинного множення (коефіцієнт надлишкового шуму), B_f – ширина смуги пропускання підсилювача, k – відношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок; знаменник являє собою коефіцієнт іонізації носіїв, інжекттованих в область лавинного множення. У випадку фотодіода у вищенаведеній формулі $M = 1$.

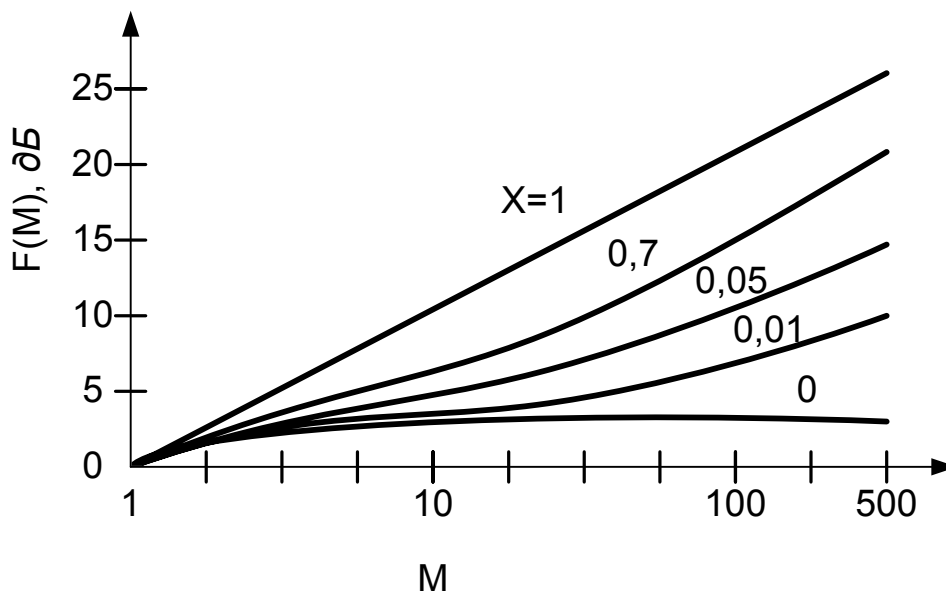


Рис.8.19. Залежність коефіцієнта шуму лавинного множення $F(M)$ від коефіцієнта множення M

Тому, що в процесі лавинного множення число зіткнень обмежено, то коефіцієнт лавинного множення досягає деякого граничного значення, а статистичний розкид числа зіткнень виявляється у вигляді дробового шуму (шуму лавинного множення). Величина шуму лавинного множення визначається $F(M)$. На рис.8.19 приведені характеристики $F(M)$, обчислені за формулою (8.51), з яких видно, що $F(M)$ зростає зі збільшенням коефіцієнта лавинного множення, але в цілому має більш низький рівень у матеріалах з меншим значенням відношення коефіцієнтів іонізації. Тому для зменшення шуму необхідно, щоб різниця між коефіцієнтом іонізації електронів α і коефіцієнтом іонізації дірок β була по можливості більшою і щоб носії, інжекттовані в область лавинного множення, мали великий коефіцієнт іонізації. На рис.8.20 приведені залежності коефіцієнтів іонізації α , β і відношення

k - коефіцієнтів іонізації носіїв, інжектованих у Si, Ge і InP, від напруженості електричного поля. У кремнії область лавинного множення формується інжекцією електронів у р- область при $\alpha > \beta$. Коефіцієнти іонізації α , β сильно залежать від напруженості електричного поля. Крім того, із зниженням напруженості різниця між α і β зростає. Тому для зменшення шуму бажано мати помірно низьку напруженість електричного поля області лавинного множення.

У кремнії темновий струм невеликий, порядку 10^{-12} А, і при k у межах 0,05–0,1 шум лавинного множення теж невеликий. Ge ЛФД в області великих довжин хвиль характеризується великим значенням темнового струму, значенням k , близьким до одиниці, а також великим шумом лавинного множення. Усе це обмежує можливість зменшення рівня шуму. Тому в даний час ведеться розробка GaInAs ЛФД, у яких значення k приблизно таке, як у InP.

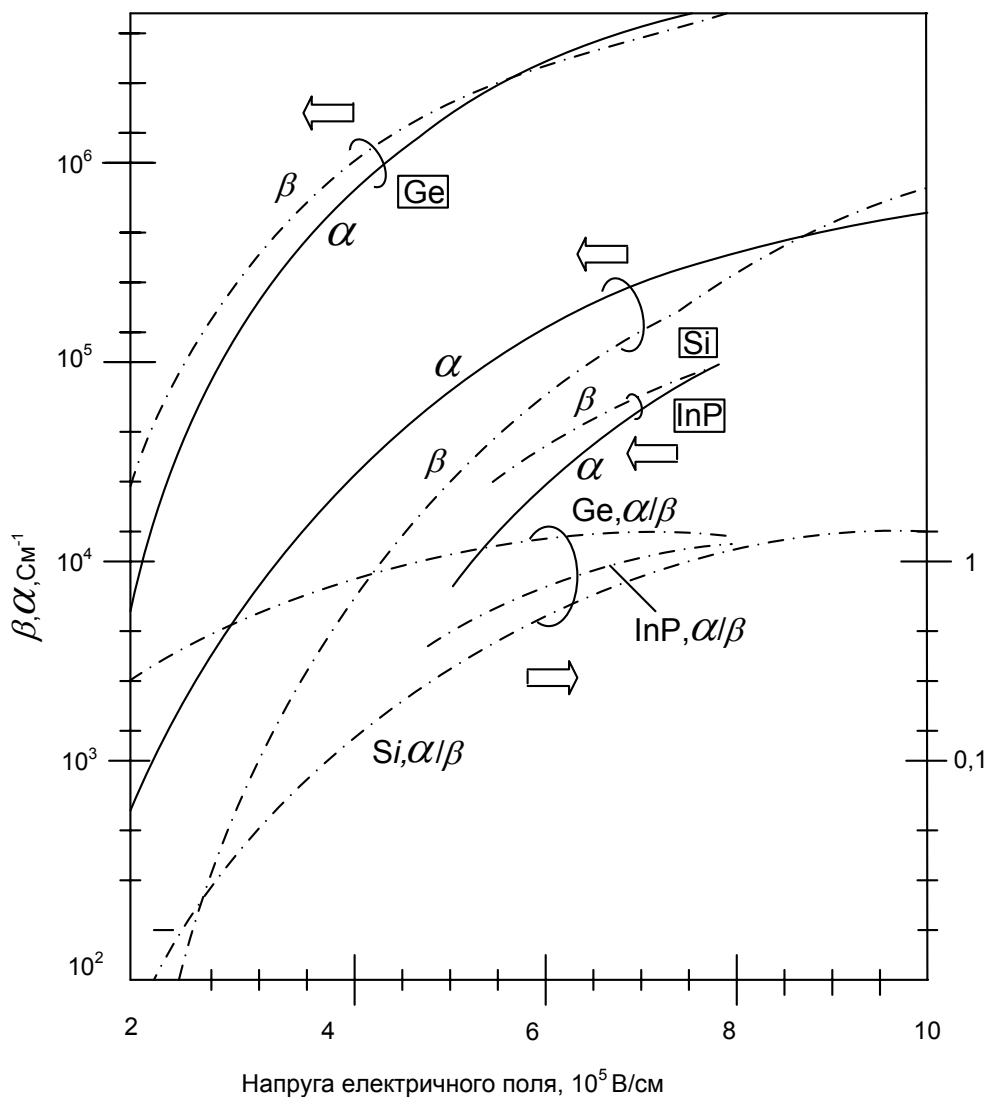


Рис.8.20. Залежність коефіцієнта іонізації електронів α , коефіцієнта іонізації дірок β і їх відношення k від напруженості електричного поля [4]

8.11. Відношення сигнал/шум фотодіодів

Максимальне значення напруги сигналу складає $(2I_{po}M)^2 R$. Якщо через F_t позначити коефіцієнт шуму підсилювача, то одержимо вираз для відношення сигнал/шум [4]:

$$\frac{S}{N} = \frac{(2I_{po}M)^2 R}{2e[(I_{po} + I_d)M^2 F(M) + I_{SL}]B_f R + 4k_B T B_f F_t}, \quad (8.52)$$

де $4k_B T B_f F_t$ являє собою тепловий шум.

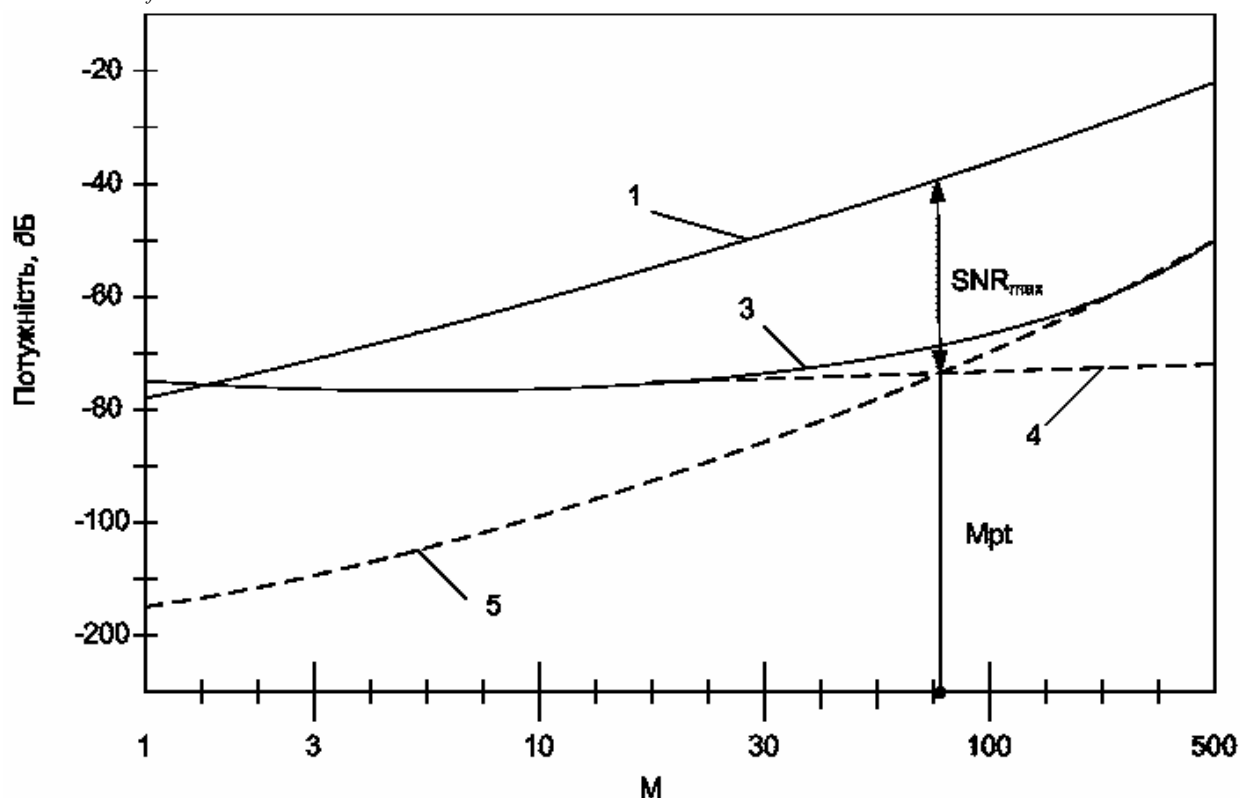


Рис.8.21. Залежності потужності вихідного сигналу і потужності шумів від коефіцієнта множення M в лавинному фотодіоді ($\lambda=0,85$ мкм, $R=50$ Ом, $I_d = I_{SL} = 0$, $P_o = 30$ дБм, $F_t = 5$, $B_f = 400$ МГц, $k = 0,1$): 1 – потужність сигналу $\sim M^2$, 2 – SNR_{\max} (максимальне значення відношення сигнал/шум); 3 – сумарна потужність шумів; 4 – потужність теплового шуму; 5 – потужність дробового шуму $\sim M^2 F$

На рис.8.21 приведені приклади зміни потужності сигналу і потужності різних шумів у залежності від коефіцієнта множення M . При невеликих значеннях коефіцієнта множення M дробовий шум лавинного множення менший теплового шуму. Тому зі збільшенням коефіцієнта множення сигнал буде рости, а шум буде залишатися майже незмінним, завдяки чому при множенні буде поліпшуватися відношення сигнал/шум. З іншого боку, якщо при збільшенні коефіцієнта множення, дробовий шум лавинного множення

перевищить тепловий шум і досягне великої величини, що залежить до того ж від коефіцієнта множення, то подальше збільшення коефіцієнта множення приведе до погіршення відношення сигнал/шум. При рівності дробового і теплового шумів має місце оптимальний коефіцієнт множення M_{opt} , при якому відношення сигнал/шум є максимальним. Для одержання в ЛФД оптимального коефіцієнта множення $M = M_{opt}$ користуються регулюванням напруги зсуву. Мінімальний рівень прийнятого сигналу у фотоприймачі визначають у вигляді середньої потужності оптичного випромінювання, що попадає у фотоприймач і необхідної для одержання відношення сигнал/шум з імовірністю помилки 10^{-9} , рівного 21,59 дБ. Значення мінімального рівня сигналу можна розрахувати за формулами (8.46) і (8.52).

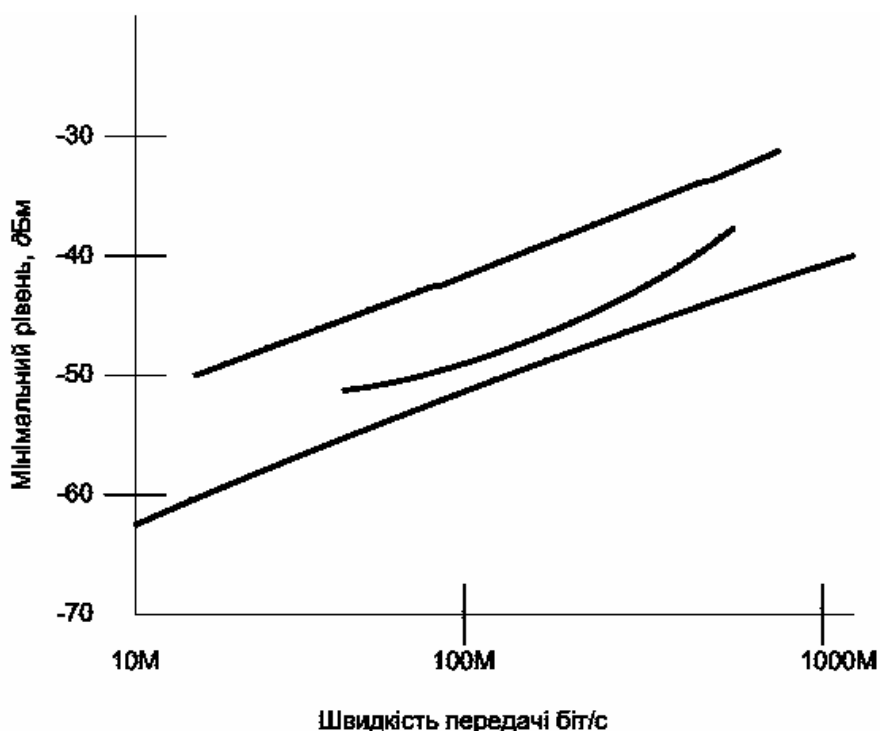


Рис.8.22. Мінімальний рівень прийнятого сигналу різних фотоприймачів (частота помилок по бітах BER= 10^{-9}): 1 – на германієвому лавинному фотодіоді (1,3 мкм); 2 – на GaInAs-польовому транзисторі з р-і-п структурою (1,3 мкм); 3 – на кремнієвому лавинному фотодіоді (0,83 мкм)

На рис.8.22 приведені мінімальні рівні прийнятого сигналу для різних фотоприймачів, які застосовуються у даний час. У фотоприймачі на Ge ЛФД через високий рівень шуму мінімальний рівень прийнятого сигналу також виявляється високим. У фотоприймачі на GaInAs польовому транзисторі з р-п структурою, що представляє собою комбінацію фотодіода з р-п структурою і польового транзистора з низьким рівнем шуму, можна одержати мінімальний рівень прийнятого сигналу, кращий ніж у фотоприймачі на Ge ЛФД у смузі шириною кілька сотень МГц.

Контрольні питання

1. Фізичний механізм взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками.
2. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках
3. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках.
4. Яка залежність фотопровідності від інтенсивності опромінення.
5. Основні характеристики фотодіодів.
6. Фізичні основи роботи фотодіодів.
7. Як залежать спектральні характеристики фотодіодів від напівпровідникового матеріалу?
8. Нарисуйте ВАХ фотодіодів.
9. Нарисуйте структури р-і-п та лавинних фотодіодів.
10. Структура кремнієвих р-і-п фотодіодів з фронтальним і боковим освітленням.
11. Принцип роботи р-і-п фотодіодів і ЛФД.
12. Швидкодія фотодіодів
13. Темновий струм і шум лавинного множення у лавинному фотодіоді.
14. Відношення сигнал/шум фотодіодів.

Список літератури

1. Свечников С.В. Интегральная оптика. – К.: Наукова думка, 1989. – 166с.
2. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М.: Радио и связь, 1990. –224 с.
3. Дж. Гауэр. Оптические системы связи. – М.: Радио и связь, 1989. –504 с.
4. Суэмацу Я. и др. Основы оптоэлектроники. – М.: Мир, 1988. – 288 с.
5. Корнійчук В.І., Мосорін П.Д. Волоконно-оптичні компоненти, системи передачі та мережі. – Одеса: Друк, 2001. –234 с.
6. Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. Оптические системы передачи: Учебник для студентов вузов. – К.: Техніка, 1994. – 391 с.
7. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Радио и связь, 1990. –264 с.
8. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975.–583 с.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
- 10.Теумин И.И. Волноводы оптической связи. –М.: Связь, 1978. –168 с.
- 11.Алан Снайдер, Джон Лав. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.
- 12.Убайдулаев Р.Р. Волоконно-оптические сети. – М.: Эко-Трендз, 2000. –206 с.
- 13.Скляр О. Современные волоконно-оптические системы передачи. Аппаратура и элементы. –М., 2001. – 240 с.
- 14.Гроднев И.И. Волоконно-оптические линии связи. – М.: Радио и связь, 1990. –224 с.
- 15.Оокоси Е. Оптоэлектроника и оптическая связь. – М.: Мир, 1988. – 265 с.
- 16.Справочник по волоконно-оптическим линиям связи / Л.М. Андрушко, В.А. Вознесенский, В.Б. Каток и др. Под ред. С.В. Свечникова и Л.М. Андрушко. – К.: Техніка, 1988. – 239 с.
- 17.Бутусов М.М., Верник С.М., Балкин С.Л. и другие. Волоконно-оптические системы передачи. -М.: Радио и связь, 1992 –416с.
- 18.Гроднев И.И. Оптоэлектронные системы передачи информации. – М.: Знание, 1991. – 64 с.
- 19.Шереметьев А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь. – М.: Радио и связь, 1991. – 192с.
- 20.Строительство и техническая эксплуатация волоконно-оптических линий связи/ Под ред. Б.В. Попова. – М.: Радио и связь, 1995.
- 21.ГОСТ 26599-85. Компоненты волоконно-оптических систем передачи. Термины и определения. – 20 с.
- 22.Каток В. Б., Гончаров А. В. Механические параметры и стойкость разъемных оптических соединителей к воздействию окружающей среды. Методы испытания // Зв'язок. –2000. –№3. –С. 30 – 32.
- 23.Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергоиздат, 1985. –391с.

- 24.Орешкин П.Г. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1977. – 447 с.
- 25.Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. –Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
- 26.Осадчук В.С., Осадчук О.В. Транзистори. –Вінниця: ВДТУ, 2003. – 207 с.
- 27.Осадчук В.С. Основи функціональної мікроелектроніки. – Вінниця: ВДТУ, 1998. – 245 с.
- 28.Машкевич В.С. Кинетическая теория лазеров. – М.: Наука, 1971. – 470 с.
- 29.Ишанин Г.Г. Источники и приемники излучения. М.: Радио и связь. 1987. – 185с.
- 30.Мухин Ю.А. Оптоэлектроника. –М.: МЭИ, 1979. – 79 с.
- 31.Носов Ю.Р.Оптоэлектроника. –М.: Сов. радио, 1977. –231 с.
- 32.Моршнев С.К., Франценсон А.В. Системы когерентной оптической связи // Квантовая электроника. – 1985. – № 9. – С. 1786-1806.
- 33.Шереметьев А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь. – М.: Радио и связь, 1991. – 192с.
- 34.Шевцов Э.А. Белкин М.Е. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи. – М.: Радио и связь, 1992. – 224 с.
- 35.У.Тсанга. Техника оптической связи. Фотоприемники. –М.: Мир, 1988. –526с.
- 36.Ботез Д., Херковец Дж.. Компоненты оптических систем связи: Обзор //ТИИЭР, 1980. –Т. 10. –№6. –С.57–107.
- 37.Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. –М.:Из-во министерства просвещения РСФСР, 1962. –591 с.
- 38.Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. –Вінниця: “Універсум-Вінниця”, 2000. – 303 с.
- 39.Осадчук В.С., Осадчук О.В., Вербицький В.Г. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі. –Вінниця:«Універсум-Вінниця», 2001. – 195 с.
- 40.Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові перетворювачі інформації. Навчальний посібник. –Вінниця: ВНТУ, 2004. – 208 с.
- 41.Глазер В. Световодная техника. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 432 с.
- 42.Унгер Х.Г. Планарные и волоконные волноводы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 656 с.
- 43.Справочник по лазерной технике. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 467 с.
- 44.Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. –М.: Энергоатомиздат, 1990. –256 с.
- 45.Микаелян А.Л. Оптические методы в информатике. – М.: Наука, 1990. – 232с.

Навчальне видання

**Володимир Степанович Осадчук
Олександр Володимирович Осадчук**

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ

Навчальний посібник

Оригінал-макет підготовлено авторами

Редактор В.О. Дружиніна
Коректор З.В. Поліщук

Навчально-методичний відділ ВНТУ
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе , 95, ВНТУ

Підписано до друку
Формат 29,7x42 ¼
Друк різнографічний
Тираж прим.
Зам. №

Гарнітура Times New Roman
Папір офсетний
Ум. друк. арк.

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького національного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе , 95, ВНТУ