

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ ІНФОРМАЦІЇ

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як лабораторний практикум для студентів спеціальностей “Радіотехніка”, “Апаратура радіозв’язку, радіомовлення і телебачення”, “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, “Електронні пристрої та прилади”. Протокол № 11 від 30 червня 2004 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 інформації. Лабораторний практикум. Навчальний посібник — Вінниця: ВНТУ, 2005. — 132 с.

У практикумі подані теоретичні і фізичні принципи роботи волоконно-оптичних систем передачі інформації на основі оптоелектронних приладів у вигляді лабораторних робіт. Лабораторний практикум підготовлено у відповідності з планом кафедри та програми до дисципліни “Волоконно-оптичні системи передачі інформації”

Навчальний посібник розрахований на студентів радіоелектронних спеціальностей всіх форм навчання.

УДК 621.383
© В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

ЗМІСТ

Вступ	4
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1 Вивчення характеристик оптичного волокна. Східчасте волокно. Числова апертура і міжмодова дисперсія	5
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2	
Дослідження некогерентної закритої лінії зв'язку	15
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3 Дослідження відкритої некогерентної лінії зв'язку	28
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 Дослідження статичних характеристик напівпровідникових фоторезисторів	46
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5 Дослідження статичних характеристик напівпровідникових фотодіодів	59
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6 Дослідження роботи фотодіодного оптрона в імпульсному режимі	73
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 7 Дослідження характеристик частотного оптичного перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором	86
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №8 Дослідження характеристик інжекційних світлодіодів	97
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 9 Вивчення характеристик напівпровідникового лазера	109
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №10 Дослідження статичних характеристик оптрона на одноперехідному фототранзисторі	119
Література	130

ВСТУП

Робота волоконно-оптичних систем передачі інформації базується на досягненнях функціональної електроніки, радіотехніки, схемотехніки та оптики. Розвиток цього напрямку техніки був забезпечений завдяки значним досягненням оптоелектроніки у створенні високонадійних як передавальних пристроїв світла, так і фотоприймальних приладів. В якості оптичного середовища для передачі інформації використовуються волоконні лінії. Отже, основою волоконно-оптичних систем є оптоелектронні прилади, які базуються на основі використання електричних і оптичних явищ у твердих тілах. Тому дослідження їх оптичних і електричних параметрів та характеристик відіграє значну роль у підвищенні ефективності розробки і застосування волоконно-оптичних систем.

Робота оптоелектронних приладів базується на використанні електричних і оптичних носіїв заряду, що викликає необхідність вивчення фізичних процесів взаємодії світла з речовиною в цих приладах. Самі прилади реалізуються на конструктивно-технологічних засадах сучасної мікроелектроніки.

Основними задачами при практичному дослідженні волоконно-оптичних систем передачі інформації є придбання студентами навичок в аналізі процесів в оптоелектронних структурах, методах та системах визначення їх параметрів та застосування їх на практиці, проектуванні та виробництві.

Лабораторний практикум складається з опису десяти лабораторних робіт, які включають вивчення характеристик оптичного волокна, дослідження некогерентної лінії зв'язку, відкритого та закритого типу, дослідження характеристик напівпровідникових фоторезисторів та фотодіодів, вивчення роботи фотодіодних та транзисторних оптронів в імпульсному режимі, дослідження характеристик частотного оптичного перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором, дослідження характеристик інжекційних світлодіодів, вивчення характеристик напівпровідникового лазера.

Зміст лабораторних робіт складається з мети роботи, теоретичних відомостей, опису лабораторної установки, домашнього завдання, робочого завдання, методичних вказівок стосовно виконання роботи, складу звіту, контрольних питань.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1

ВИВЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧНОГО ВОЛОКНА. СХІДЧАСТЕ ВОЛОКНО. ЧИСЛОВА АПЕРТУРА І МІЖМОДОВА ДИСПЕРСІЯ

Мета роботи - вивчення основних характеристик оптичного волокна, дослідження властивостей східчастого волокна.

1. Теоретичні відомості

Східчасте волокно. Числова апертура і міжмодова дисперсія

Ефект хвилевідного поширення світла в прозорому діелектричному середовищі, показник заломлення якого більше показника заломлення навколишнього середовища, був продемонстрований Тіндаллом на прикладі водяного струменя в 1870 р. під час читання лекції в Королівському інституті. Рис.1, а ілюструє явище заломлення світла на границі розподілу двох середовищ з різними показниками заломлення, що підпорядковується закону Снелля, сформульованому в 1621 р. На рис.1 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:

$$n_1 \sin \Theta = n_2 \sin \Theta' , \quad (1)$$

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.1, б), тобто при $\Theta = \Theta_c$

$$n_1 \sin \Theta_c = n_2 . \quad (2)$$

Якщо кут падіння $\Theta > \Theta_c$ (рис.1 в), має місце явище повного внутрішнього відбиття, що не супроводжується якими-небудь втратами 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 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 сер-

цевина – оболонка і не буде послаблятися за умови, що кут падіння променя на границю розподілу Θ буде більшим критичного кута Θ_c .

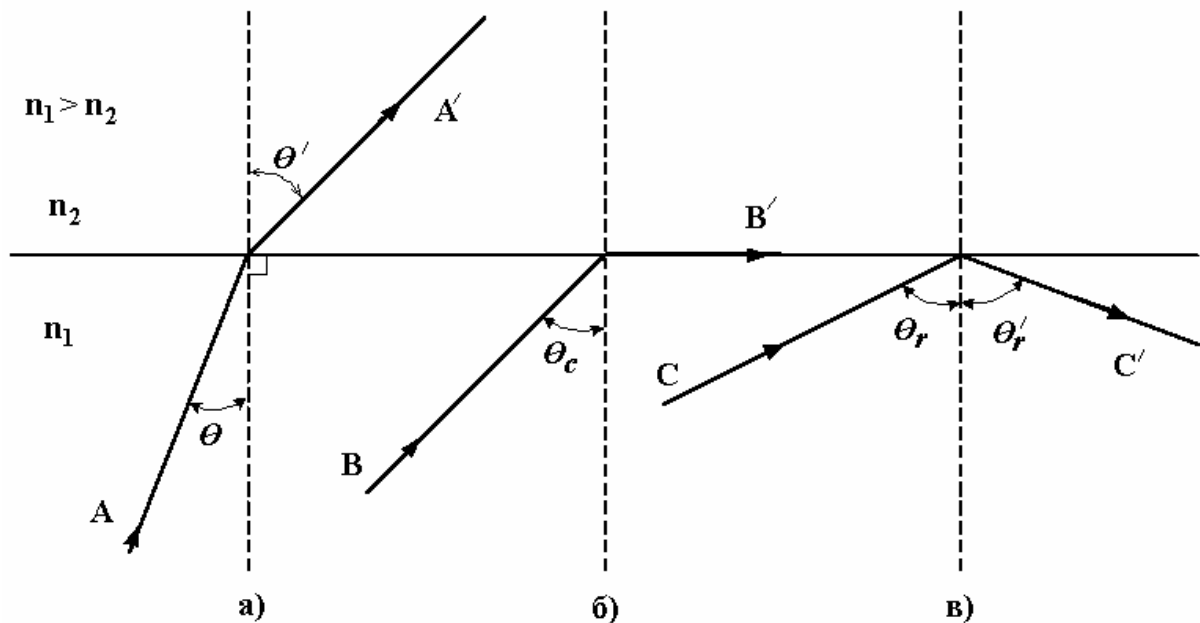


Рис.1. Відбиття і повне внутрішнє відбиття на границі діелектриків:
 а – промінь AA' заломлюється відповідно до закону Снелля; б – промінь BB' – критичний промінь; в – промінь CC' зазнає повне внутрішнє відбиття на границі діелектриків

Для виконання цієї умови необхідно, щоб кут нахилу променя до оптичної осі волокна $\varphi = \pi/2 - \Theta$ був менше $\varphi_m = \pi/2 - \Theta_c$, а кут падіння α променя на торець волокна був меншим визначеної величини α_m . Для визначення величини кутів α_m і φ_m скористаємося законом Снелля, прийнявши $n_a = 1$

$$\sin \alpha = n_1 \sin \varphi = n_1 \cos \Theta. \quad (3)$$

При куті падіння, рівному критичному,

$$\sin \alpha_m = n_1 \sin \varphi_m = n_1 \cos \Theta_c. \quad (4)$$

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 осевого променя до $l/\cos \varphi_m$ для самого похилого (критичний промінь BB'), де l – відстань по осі волокна.

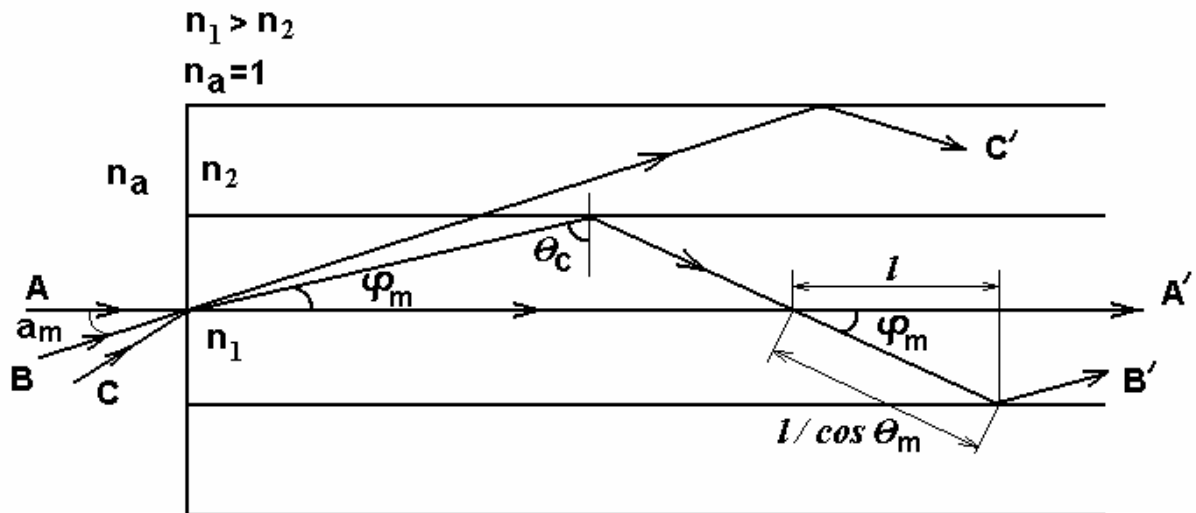


Рис.2. Поширення світла в оптичному волокні: AA' – осьовий промінь, BB' – промінь, що поширюється під критичним кутом для поверхні $n_1 n_2$

Скористаємося виразом (2) і виразимо $\sin \alpha_m$, через показники заломлення серцевини й оболонки

$$n_1 \sin \Theta_c = n_2, \quad \cos \Theta_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / n_1, \quad \sin \alpha_m = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Введемо позначення

$$\Delta n = n_1 - n_2, \quad (6)$$

$$n = (n_1 + n_2) / 2. \quad (7)$$

У результаті одержимо

$$\sin \alpha_m = (2n\Delta n)^{1/2}. \quad (8)$$

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

$$(NA) = \sin \alpha_m = (2n\Delta n)^{1/2}. \quad (9)$$

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.3. У цьому випадку потужність, випромінювана в одиницю тілесного кута в напрямку під кутом Θ до нормалі до його поверхні, визначається виразом

$$I(\Theta) = I_0 \cos \Theta . \quad (10)$$

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

$$\Phi_0 = \int_0^{\pi/2} (I_0 \cos \Theta)(2\pi)(\sin \Theta)d\Theta = -2\pi I_0 \left[\cos^2 \Theta / 2 \right]_{\Theta=0}^{\pi/2} = \pi I_0 . \quad (11)$$

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

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

$$\Phi / \Phi_0 = (NA)^2 = 2n\Delta n . \quad (12)$$

Звідси ясно, 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 виготовлення 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 відбиваючу поверхню. Вона називається згасаючою 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 відбиваючій поверхні, може привести до перетворення згасаючої хвилі в хвилю поширення. У джгуті з волокон без оболонок умови на відбиваючій поверхні, неминуче 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.

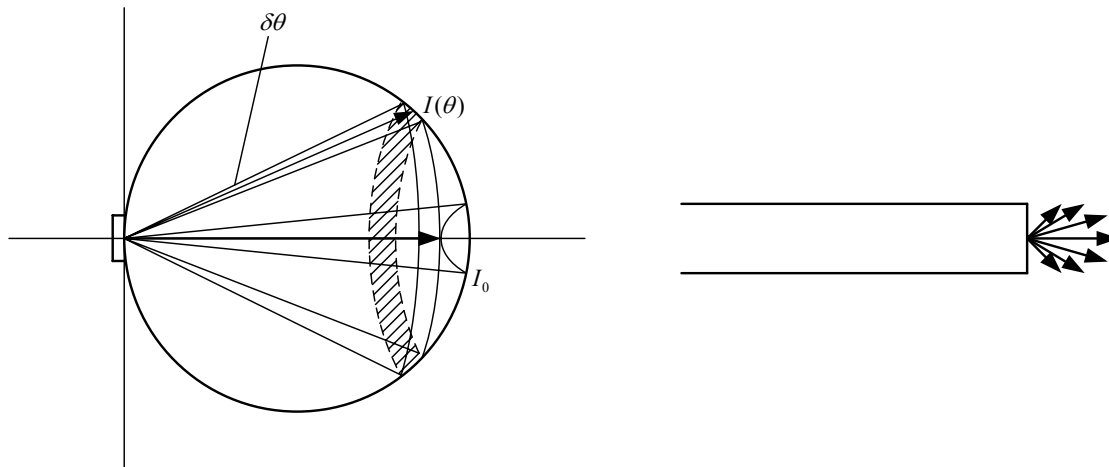


Рис.3. Дифузійне джерело світла

Потужність випромінювана в малий тілесний кут $\delta\Omega$ у напрямку кута Θ по перпендикуляру до випромінюючої поверхні, 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 зв'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 зображені два крайні промені, що утворять конус вхідних променів. У даному випадку показник заломлення середовища можна розглядати як міру швидкості поширення світла v у цьому середовищі, тобто

$$v = c/n . \quad (13)$$

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

$$\frac{n_1 l}{c \cos \varphi_m} = \frac{n_1 l}{c \sin \Theta_c} = \frac{n_1^2 l}{n_2 c} . \quad (14)$$

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

$$\Delta T = (n_1/n_2)(l/c)\Delta n . \quad (15)$$

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

$$\Delta T/l = (n_1/n_2)(\Delta n/c). \quad (16)$$

Це розширення світлового імпульсу при його поширенні по волокну відомо як міжмодова (багатопротенева) часова дисперсія волокна. Для скляного волокна без оболонки формула (16) 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:

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

Якщо $\Delta n \ll n$, то вираз (16) для часової дисперсії волокна можна перетворити до вигляду

$$\Delta T/l \approx \Delta n/c. \quad (17)$$

На рис.4 зображене волокно зі стрибком показника 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: числова апертура (NA) = 0,173, кут уведення світла у волокно $\alpha_m = 10^\circ$, частка потужності, що вводиться у волокно від дифузійного джерела світла $(NA)^2 = 0,03 = 3\%$. І, нарешті, часова дисперсія волокна буде дорівнювати

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

Діаметри серцевини $2a$ і оболонки $2b$ східчастого волокна наближаються до стандартних розмірів рівних відповідно 50 і 125 мкм. Виготовляють волокна і з іншими розмірами серцевини й оболонки. В деяких застосуваннях вимагаються великі розміри. Так, діаметр серцевини 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

$$B \approx 2\Delta f \approx 1/\Delta T, \quad (18)$$

звідки

$$(\Delta f)l \approx c/2\Delta n. \quad (19)$$

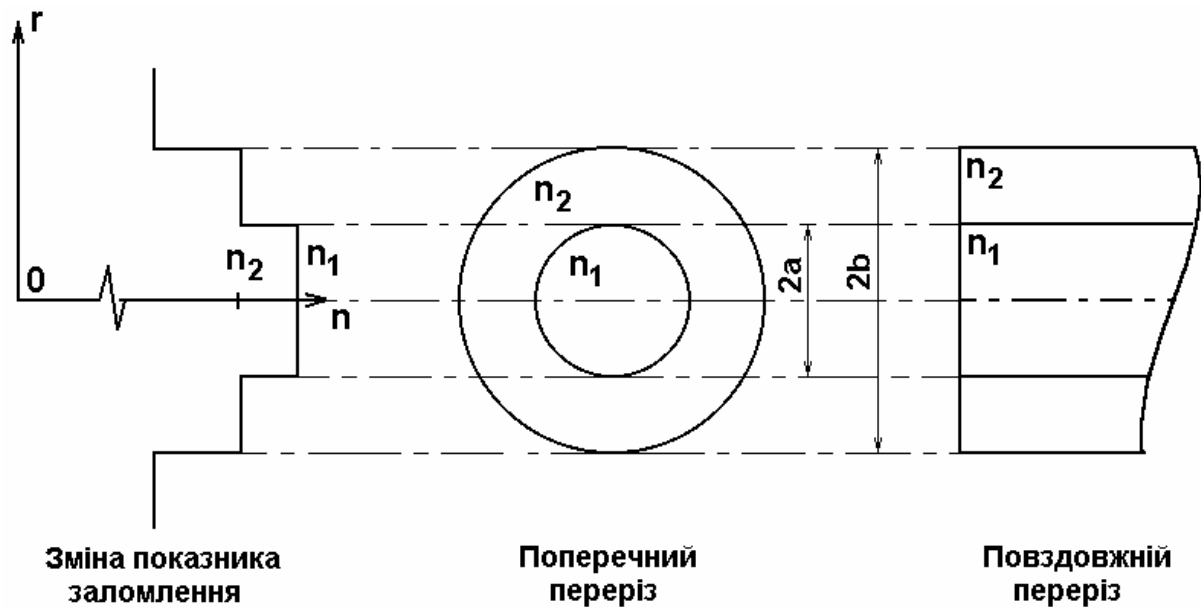


Рис.4. Східчасте волокно

Отже, можна сказати, що в розглянутому прикладі добуток смуги пропускання на відстань для волокна дорівнює приблизно $16 \text{ МГц} \cdot \text{км}$.

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

Обумовлений формулою (19) добуток смуги пропускання на відстань на практиці виявляється істотно нижчим реального. Через розсіювання у волокні більшість похилих променів зазнають великого згасання 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 кореню 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 переборений цей недолік (рис.5). Перше з них, так зване градієнтне волокно (рис.5, г), було дуже поширене на ранній стадії розвитку волоконної оптики. Зображене на рис.5, д одномодове волокно, імовірно, стане основним типом у майбутньому.

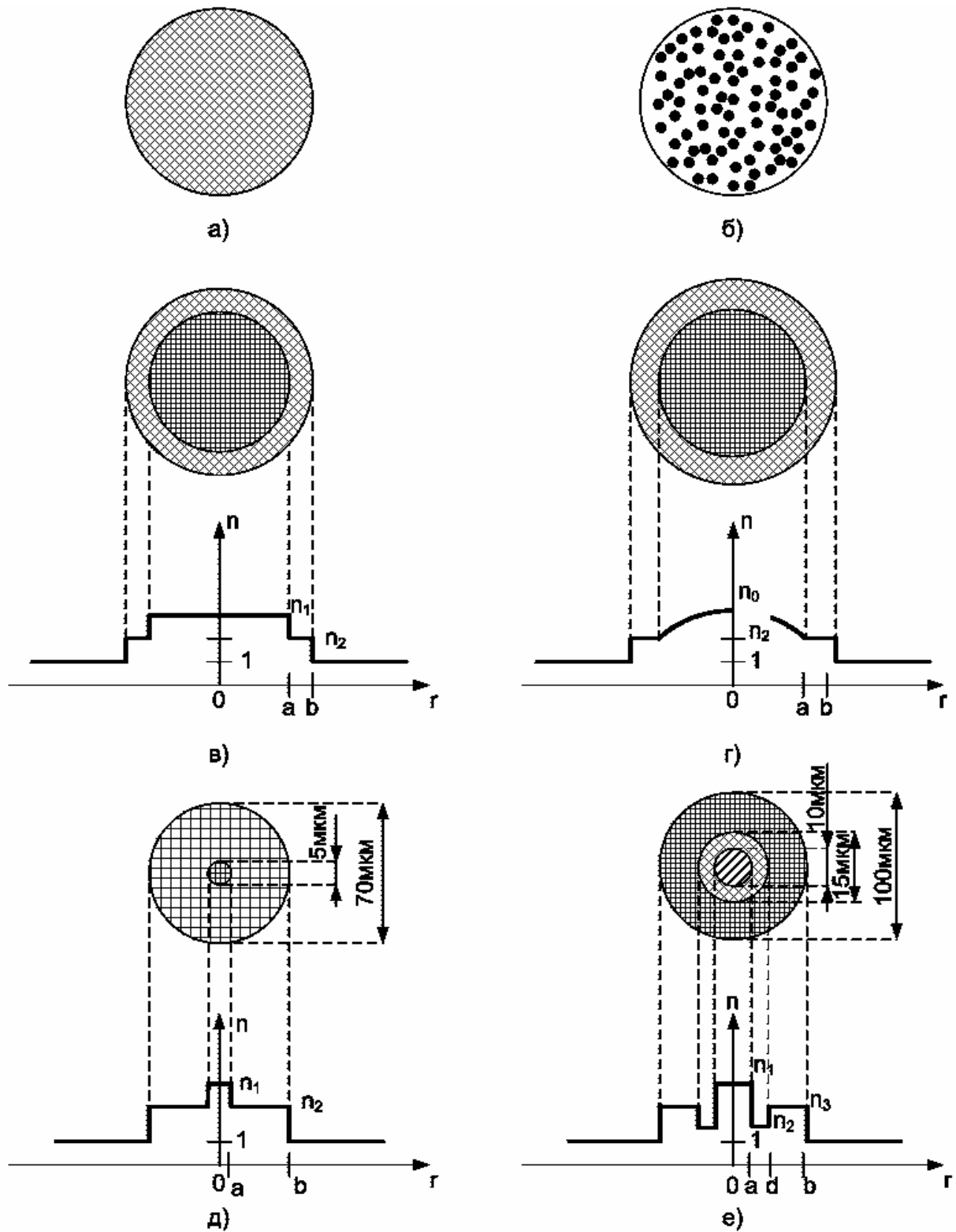


Рис.5. Типи оптичного волокна: а – волокно без оболонки; б – волоконний джгут; в – східчасте волокно; г – градієнтне волокно; д – одномодове волокно; е – волокно з W-подібним профілем

2.Опис лабораторної установки

Зовнішній вигляд генератора оптичних і електричних сигналів ОГ5-87 подано на рис.6. Довжина хвилі випромінювання лазера даного генератора складає 0,85 мкм. За допомогою генератора оптичних і електричних сигналів ОГ5-87 можна змінювати частоту імпульсів оптичного випромінювання, потужність оптичного випромінювання, а також задавати режими модуляції оптичного випромінювання.

Блок-схема лабораторного стенда представлена на рис.7. 1 – генератор оптичних і електричних сигналів ОГ5-87; 2 – оптичне волокно; 3 – фотоприймач (фотодіод ФД28КП, який працює у фотодіодному режимі); 4 – двоканальний осцилограф; 5 – джерело постійної напруги.

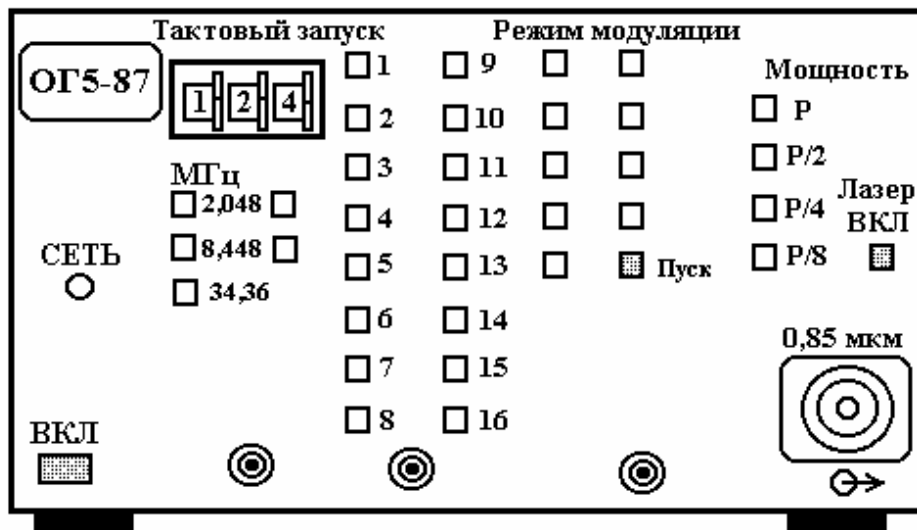


Рис.6. Зовнішній вигляд генератора оптичних і електричних сигналів ОГ5-87

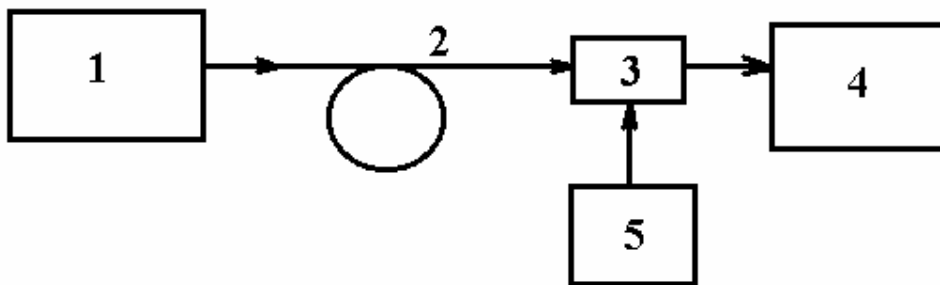


Рис.7. Блок-схема лабораторного стенда

1 – генератор оптичних і електричних сигналів ОГ5-87;
 2 – оптичне волокно; 3 – фотоприймач (фотодіод ФД28КП);
 4 – осцилограф; 5 – джерело постійної напруги

3. Домашнє завдання

1. Ознайомитись з основними характеристиками оптичних волокон.
2. Вивчити означення числової апертури і міжмодової дисперсії, а також часової дисперсії.

3. Ознайомитись з типами оптичних волокон.

4. Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваного оптичного волокна.
2. Зібрати і випробувати схему.
3. Зарисувати осцилограми, які знімаються з фотоприймача, при різних частотах оптичного сигналу.
4. Зарисувати осцилограми, які знімаються з фотоприймача, при різних режимах модуляції оптичного сигналу.
5. Змінюючи потужність лазера на вході оптичного волокна, зарисувати осцилограми, які отримуємо на виході фотоприймача.

5. Методичні вказівки

1. При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати напругу живлення фотоприймача вище номінальної, зазначеної в паспортних даних фотодіода, а струм – вище максимально допустимого.

2. Безперервна робота лазера генератора оптичних і електричних сигналів ОГ5-87 не перевищує 20 хв.

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

1. Блок-схему вимірювання параметрів оптичного волокна.
2. Осцилограми отримані відповідно до п.п. 3-5 розділу 4.
3. Розрахунки числової апертури, міжмодової дисперсії і часової дисперсії оптичного волокна використовуваного в лабораторній роботі.
4. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Основні характеристики оптичних волокон.
2. Відбиття і повне внутрішнє відбиття на границі діелектриків.
3. Поширення світла в оптичному волокні.
4. Числова апертура оптичного волокна.
5. Міжмодова дисперсія.
6. Часова дисперсія.
7. Типи оптичних волокон.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2 ДОСЛІДЖЕННЯ НЕКОГЕРЕНТНОЇ ЗАКРИТОЇ ЛІНІЇ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи - дослідження основних характеристик некогерентної закритої лінії зв'язку, вивчення властивостей оптичних волокон.

1. Теоретичні відомості

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**.

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:

$$d \leq \frac{\lambda_0 \cdot 2,405}{\pi \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}}, \quad (1)$$

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 наставляє основну моду, і воно дуже чуттєве до нерегулярностей (згин волокна, відхилення форми серцевини від ідеального круглого циліндра і ін.).

Збільшення різниці показників заломлення також приводить до більш ефективного введення основної моди. Але малий розмір серцевини вимагає суворих обмежень (допуски) при з'єднанні та зрощуванні одномодових оптичних волокон.

За допомогою одномодового оптичного волокна, завдяки низьким втратам 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 Гбіт/с може бути забезпечена на відстані більше 20 км. Експериментально доведена ймовірність передачі зі швидкістю 1,6 Гбіт/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.

Не зважаючи на потенційні можливості і чудові характеристики одномодових оптичних волокон, багаточисленні 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 багатоходовими лазерами. Також багатомодові випромінювачі з частково когерентним або зовсім некогерентним світлом можна під'єднати до багатоходових 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 направленні 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 будуть в процесі передачі змінювати свою амплітуду і форму в залежності від характеристики послаблення та дисперсії і досягати місця прийому неодноразомно 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 ступінчатим, градієнтним, круговим ступінчатим, круговим градієнтним розподіленням, а також волокна W – типу (рис.1).

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

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

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 світловоду

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / (2n_1^2) \approx (n_1 - n_2) / n_1. \quad (3)$$

Оптичні волокна можна розділити на такі типи: кварцові, кварц-полімерні, багатокомпонентні та полімерні. Кварцові оптичні волокна виготовляються з високо чистого 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 з скла з добавками 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 внутрішньо об'єктового зв'язку, підсвітки, декоративного оформлення, в медицині.

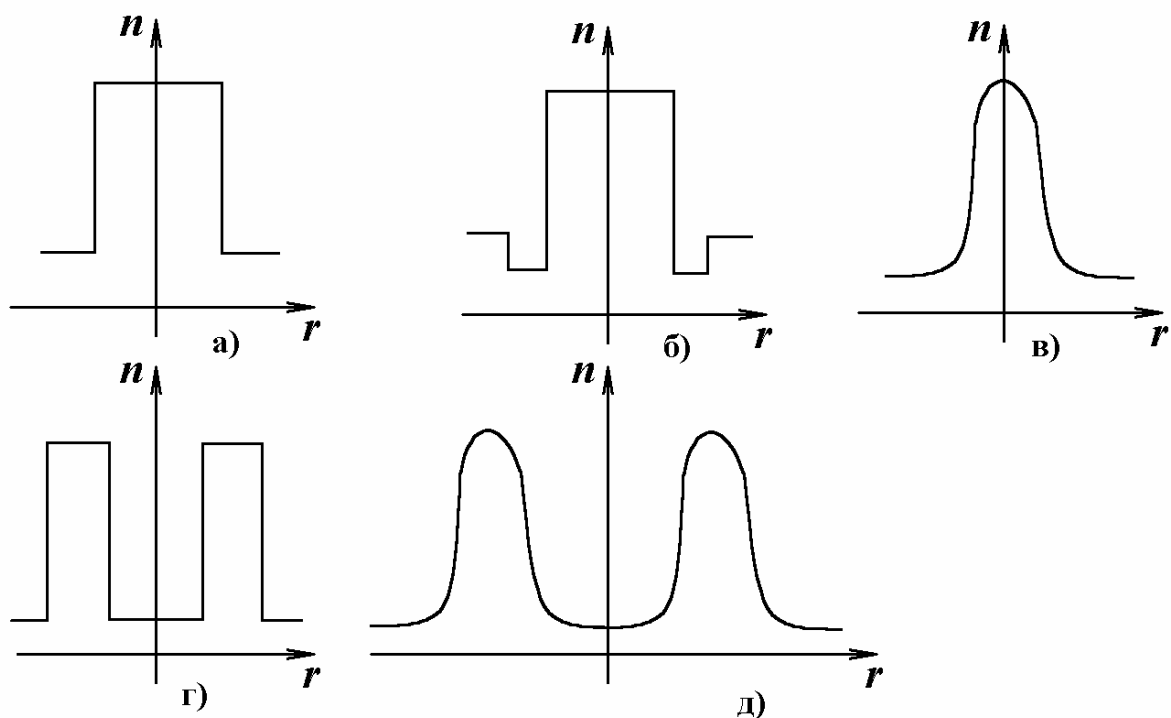


Рис.1. Радіальні профілі показників заломлення:
 а) ступінчатий; б) W – типу; в) градієнтний;
 г) круговий ступінчатий; д) круговий градієнтний

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 задовольняє гомогенне (відсутність будь-яких слідів фазового розподілення) скло високої частоти і якості. Деякі характеристики кварцового і кварц-полімерного оптичного волокна наведені в таблиці 1.

Таблиця 1

Характеристики кварцового і кварц-полімерного оптичного волокна

<i>Кварцове оптичне волокно</i>		
Профіль показника заломлення	Градiєнтний	Ступiнчастий
Геометричнi розмiри, мкм:		
дiаметр серцевини	50	50
дiаметр свiтловiдбиваючої оболонки	125	125
дiаметр полiмерного покриття	600	600
Затухання, Дб/км не бiльше		
на довжинi хвилi 0,85 мкм	5	5
на довжинi хвилi 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 радiус згину, мм	3	3
<i>Кварц-полiмерне оптичне волокно</i>		
Профiль показника заломлення	Градiєнтний	Ступiнчастий
Геометричнi розмiри, мкм:		
дiаметр серцевини	200	400
дiаметр свiтловiдбиваючої оболонки	300	600
дiаметр полiмерного покриття	800	1000
Затухання, Дб/км не бiльше		
на довжинi хвилi 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 радiус згину, мм	8	15

Структурнi схеми фотоприймальних пристроїв (ФПП)

Найпростiша структурна схема волоконно-оптичної системи передачі інформації (ВОСП) складається з трьох елементiв: оптичного передавального пристрою (ОПП), волоконно-оптичного кабелю і фотоприймального пристрою (ФПП). В оптично-передавальному пристрої переданий електричний сигнал перетвориться в оптичний, який поширюється у волоконно-оптичний кабель. У фотоприймальному пристрої оптичний сигнал знову перетвориться в електричний, посилюється і проходить відповідну обробку.

З метою збiльшення пропускнуї здатностi свiтловоду використовується одночасна передача в рiзних дiлянках оптичного дiапазону, який називається методом передачі зі спектральним подiлом каналiв. Канали вводяться в лiнiю за допомогою спецiального пристрою – мультиплексора, а роздiляються за допомогою демультиплексора. Мiнимальний iнтервал довжин хвиль мiж сусiднiми каналами залежить вiд швидкостi передачі, якостi мультиплексора і демультиплексора, ширини спектра випромiнювача, вимог до перехiдних перешкод.

Способи передачі і прийому сигналiв до ВОСП у великiй мiрi визначаються параметрами застосовуваних компонентiв. Основними джерелами випромiнювання у ВОСП є напiвпровiдниковi лазери. Спектр ви-

промінювання може містити кілька спектральних ліній (мод). Ширина однієї спектральної лінії складає 100 МГц і більше, причому чим вона ширша, тим менше час когерентності оптичного сигналу. Коливання із широкою спектральною лінією аналітично можна представити 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 імовірністю використовують амплітудну модуляцію, що прийнято називати модуляцією за інтенсивністю випромінювання.

Цифрова передача звичайно відбувається за допомогою бінарної 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, 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.2,а. 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 прийняті спеціальні міри для звуження спектральної лінії, створило умови для розвитку систем когерентного зв'язку (СКЗ).

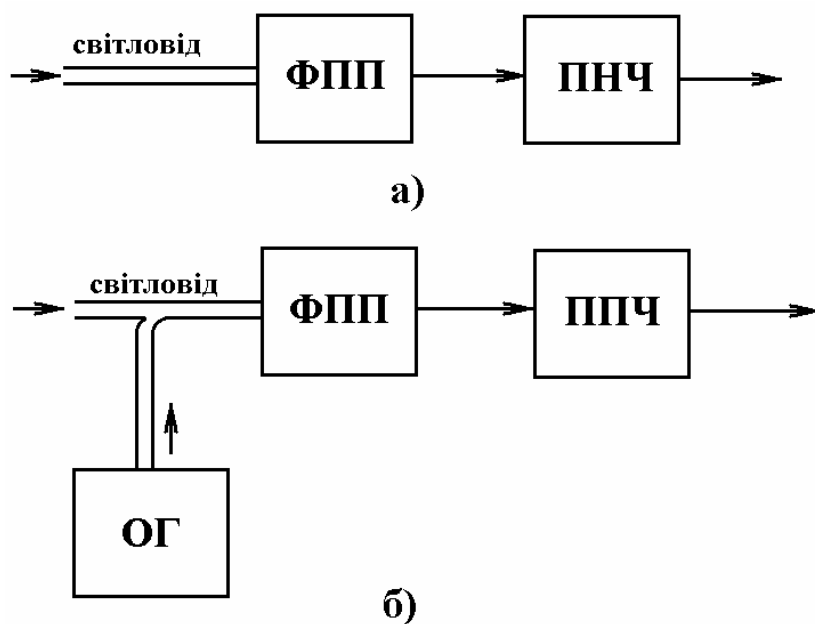


Рис.2. Структурні схеми некогерентного (а) і когерентного (б) приймачів: ОГ – опорний генератор; ФПП – фотоприймальний пристрій; ПНЧ – підсилювач низької частоти; ППЧ – підсилювач проміжної частоти

Для передачі інформації в цифровій і аналоговій формі в системах когерентного зв'язку 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.2,б показана структурна схема когерентного приймача. На вхід фотоприймального пристрою разом з сигналом надходить випромінюваний оптичний сигнал опорного генератора (ОГ) – лазера з вузькою спектральною лінією. Результируючий 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. Їхній розвиток йде по шляху підвищення пропускної здатності за рахунок збільшення інформаційної швидкості і спектрального поділу каналів, а також по шляху 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 фотоприймальних пристроїв.

Розглянемо деякі переваги оптичних систем когерентного зв'язку у порівнянні з системами передачі з прямим детектуванням:

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 в оптичному діапазоні з переносом операцій поділу каналів у радіочастотний діапазон, що в сполученні з уже використовуваним у системах передачі з прямим детектуванням методом спектрального поділу каналів дозволяє реалізувати системи зв'язку з надвеликою пропускною здатністю.

3. Можливість вибору одного каналу в багатоканальній системі когерентного зв'язку за рахунок плавної чи східчастої перебудови частоти випромінювання оптичного гетеродина приймача, як це робиться, наприклад, у мережах телевізійних мережах, що дозволяє здійснити принципово нові форми побудови і функціонування волоконно-оптичних мереж зв'язку.

4. Можливість створення цифрової системи зв'язку з так званим гібрид-

ним 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 систем когерентного зв'язку крім очевидного ускладнення структурної схеми фотоприймального пристрою можна віднести пред'явлення 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) фотоприймального пристрою. Крім того, системи когерентного зв'язку набагато критичні до різних шумів і завад у лінійному тракці і мають тенденцію до посилення паразитних ефектів.

Фотоприймальні пристрої системи передачі з прямим детектуванням і системи когерентного зв'язку 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 прийомним оптичним модулем (ПРОМ). Іноді ПРОМ є лише частиною фотоприймального пристрою, у який входять: оптичний з'єднувач, приймач випромінювання, попередній підсилювач електричних сигналів і схема стабілізації режимів приймача.

Фотоприймальний пристрій чи ПРОМ характеризується системою параметрів, найважливішими з яких є:

- 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 за даний інтервал часу до числа сим-

волів у цьому інтервалі;

б) поріг чутливості – мінімальна середня потужність оптичного сигналу на вході при заданих характеристиках цього сигналу, при якій забезпечується задане відношення шуму чи заданий коефіцієнт помилок. Усереднення проводиться протягом інтервалу часу, у багато разів перевищуючого період частоти, що модулює, 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 допустимі межі, до його порогу чутливості, виражене в децибелах.

Структурні схеми фотоприймальних пристроїв

Розглянемо структурні схеми фотоприймальних пристроїв, які застосовуються в системах некогерентного і когерентного зв'язку.

На рис.3 приведена структурна схема фотоприймального пристрою з прямим детектуванням. Оптичний з'єднувач (ОЗ) здійснює уведення випромінювання у фотоприймальний пристрій й узгодження з приймачем випромінювання. Пристрій повинен забезпечувати високу надійність з'єднання і мінімальні втрати потужності при введенні. Фотоелектричний напівпровідниковий приймач випромінювання (ФЕНП) перетворить 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.

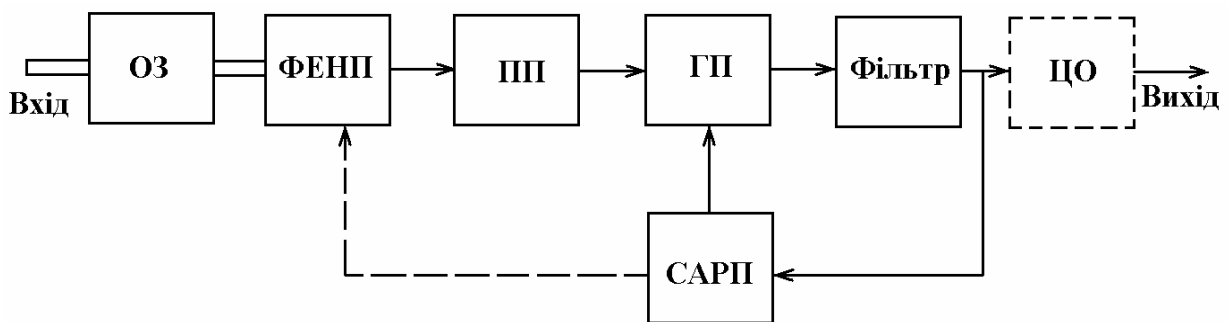


Рис.3. Структурна схема ФПП з прямим детектуванням

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 більше довжина регенераційної чи підсилювальної ділянки. Тому ПП повинен бути добре погоджений з ФЕНП, забезпечуючи одноча-

сно 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 фільтру, можна 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 сполучної 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 формуючим пристроєм. У випадку застосування лавинного фотодіода додаткове регулювання здійснюється зміною його електричного режиму.

Узагальнена структурна схема фотоприймального пристрою системи когерентного зв'язку приведена на рис.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), складається за допомогою оптичного гібридного з'єднання (ОГЗ) з оптичним сигналом і подається на вхід прийомного оптичного модуля. В ООГ використовується перебудовуючий одночастотний напівпровідниковий лазер з високим ступенем монохроматичності випромінювання. Перебудова генератора необхідна для роботи схеми автоматичного підстроювання частоти (АПЧ).

Детектування бітів прийнятого й опорного коливань відбувається у ФЕНП, з виходу якого сигнал різницевої частоти надходить у малошумовий попередній підсилювач (ПП), 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).

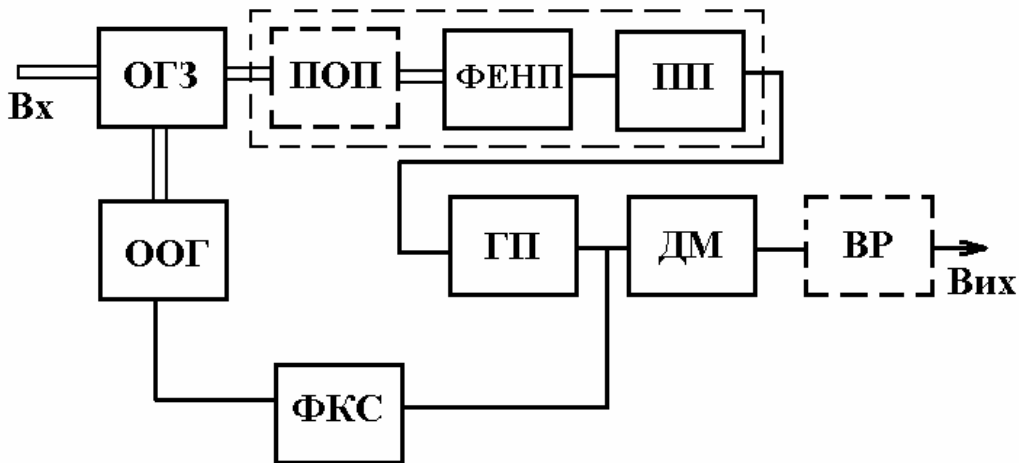


Рис.4. Структурна схема фотоприймального пристрою системи когерентного зв'язку

Основне підсилення сигналу відбувається в головному підсилювачі, який може бути смуговим підсилювачем радіочастоти чи відеопідсилювачем. Смуга пропускання підсилювача ПЧ (УПЧ) приблизно дорівнює подвоєній смузі сигналу. Подальша обробка сигналу здійснюється в демодуляторі (ДМ), де можуть використовуватися методи когерентної чи некогерентної демодуляції, які широковідомі 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 фотоприймального пристрою є формувач керуючого сигналу (ФКС). У гетеродинному приймачі це схеми АПЧ гетеродина, а в гомодинному автопідстроювання.

2. Опис лабораторної установки

Шпаруватість – відношення періоду проходження імпульсів до їхньої тривалості. Якщо ж шпаруватість імпульсів необхідно змінювати, зберігаючи при цьому частоту їхнього проходження, треба синхронно змінювати ланцюг зарядки і розрядки конденсатора. Модель такого генератора показана на рис.5. В даному випадку для регулювання шпаруватості імпульсів використовують потенціометр R1. В середньому положенні його движка, коли час зарядки і розрядки конденсатора С1 приблизно однаковий, шпаруватість близька до двох. При переміщенні движка в ту або іншу сторону час зарядки буде, наприклад, зменшуватися, а розрядки – збільшуватися, це приведе до зміни шпаруватості, при цьому частота проходження буде змінюватися незначно. У такому генераторі можна регулювати шпаруватість приблизно від 1,01 до 100. Частоту генерації регулюють перемиканням ключа К1, змінюючи ємність (С1-С6) в позитивному зворотному зв'язку за змінним струмом.

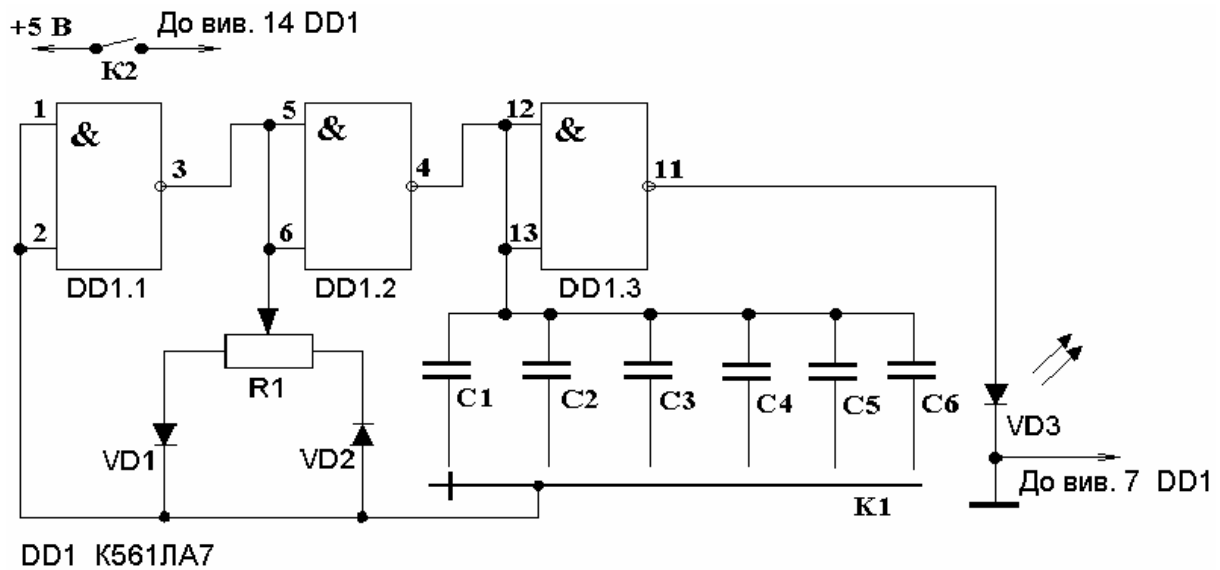


Рис.5. Схема генератора оптичного випромінювання із регульованою шпаруватістю імпульсів

В даній лабораторній роботі використовується фотоприймач призначений для точного визначення вихідного або будь-якого іншого фіксованого положення об'єкта. Задана точка позиціонування реєструється фотосенсором з максимальною похибкою 0,01 мм.

Основними елементами фотоприймача є фотодіод VD2 і логічний елемент DD1.1 (рис.6). Якщо оптичне випромінювання світлодіода через оптоволокну потрапляє на фотодіод VD2, то він знаходиться у фотогенераторному режимі. При цьому він виробляє на своїх виводах від'ємну ЕРС біля $-(0,2...0,4)$ В. І оскільки резистор R2 має великий опір (1 МОм), то напруга на виході 3 інвертора DD1.1 відповідає високому логічному рівневі. При відсутності оптичного випромінювання вихід елемента DD1.1 переходить у стан логічного нуля. Це відбувається за рахунок того, що темновий опір фотодіода VD2 дуже великий (≈ 10 Мом).

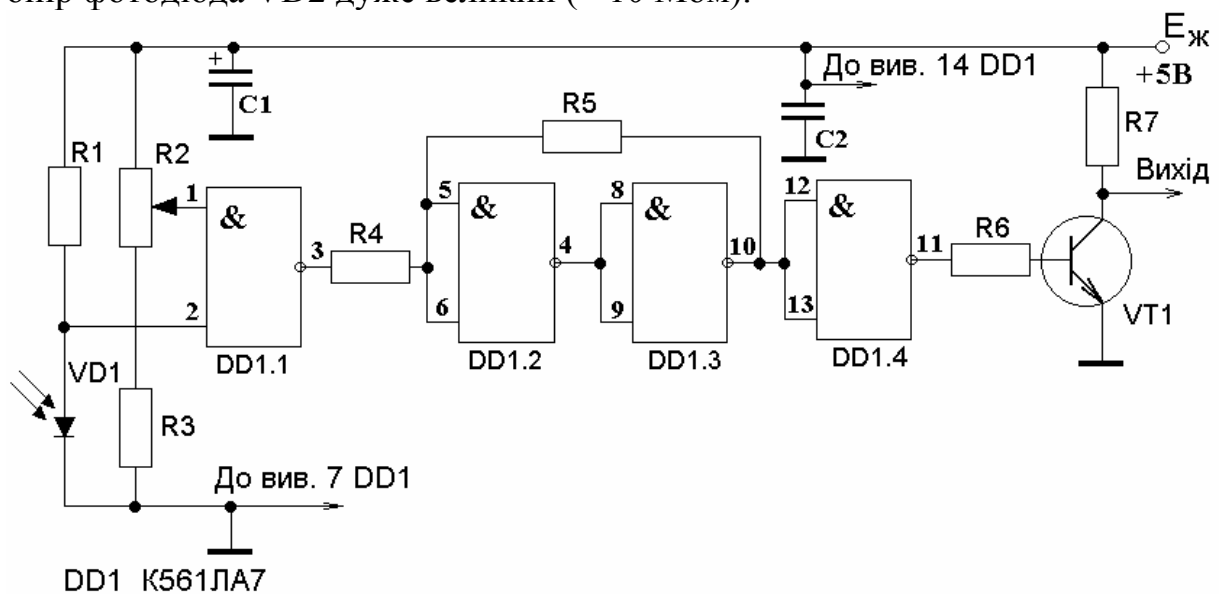


Рис.6. Схема фотоприймача

Використання, як підсилювального пристрою мікросхеми КМОП структури дозволило довести споживаний струм фотоприймача (без струмів навантаження) до наноамперного рівня. Унаслідок цього флуктуаційні явища в кристалах фотодіода і мікросхеми, викликані внутрішнім нагрівом, мінімальні. Цим і пояснюється висока точність спрацьовування фотоприймача. Вихідним елементом фотоприймача є транзистор VT1, до колектора якого під'єднується навантаження. Блок-схема лабораторного стенду представлена на рис.7.

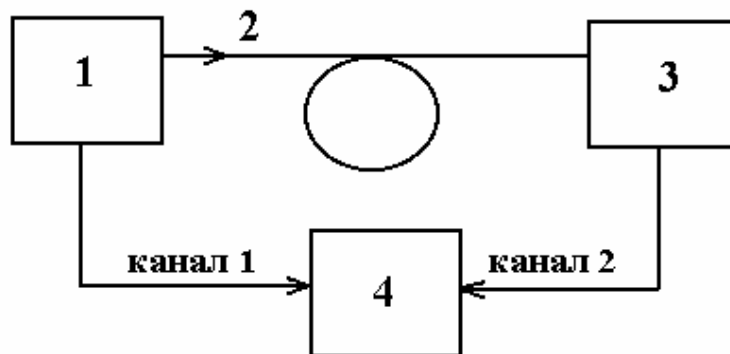


Рис.7. Блок-схема лабораторного стенду
 1 – генератор оптичних сигналів; 2 – оптичне волокно;
 3 – фотоприймач (фотодіод ФД10КП); 4 – осцилограф

3. Домашнє завдання

1. Ознайомитись з основними характеристиками одномодових і багатомодових оптичних волокон.
2. Ознайомитись із структурними схеми фотоприймальних пристроїв.
3. Ознайомитись із когерентними і некогерентними типами волоконно-оптичних ліній зв'язку.

4. Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваного оптичного волокна.
2. Зібрати і випробувати схему.
3. Зарисувати осцилограми, які знімаються з фотоприймача, при різних частотах оптичного сигналу.
4. Зарисувати осцилограми, які знімаються з фотоприймача, при різних режимах модуляції оптичного сигналу.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати напругу живлення оптичного передавача і фотоприймача вище номінального (5 В).

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

1. Блок-схему вимірювання параметрів оптичного волокна.
2. Осцилограми отримані відповідно до п.п. 3-4 розділу 4.
3. Розрахунки числової апертури, міжмодової дисперсії і часової дисперсії оптичного волокна використовуваного в лабораторній роботі.
4. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Основні характеристики оптичних волокон.
2. Типи оптичних волокон.
3. Когерентні й некогерентні типи волоконно-оптичних ліній зв'язку.
4. Нарисуйте структурні схеми некогерентного і когерентного приймачів.
5. Переваги оптичних систем когерентного зв'язку у порівнянні з системами передачі з прямим детектуванням.
6. Система параметрів фотоприймальних пристроїв.
7. Нарисуйте структурну схему фотоприймального пристрою з прямим детектуванням.
8. Нарисуйте структурну схему фотоприймального пристрою системи когерентного зв'язку.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3

ДОСЛІДЖЕННЯ ВІДКРИТОЇ НЕКОГЕРЕНТНОЇ ЛІНІЇ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи – ознайомлення з принципом роботи відкритої некогерентної лінії зв'язку, зняття характеристик оптичного передавача і фотоприймача, розрахунок потужності випромінювання і діаграми направленості оптичного передавача.

1. Теоретичні відомості

Розбіжність пучка

На рис.1 зображена сильно спрощена ідеалізована схема відкритої оптичної системи зв'язку. Опущено всі деталі оптичної лінзової системи в приймачі і передавачі, і в схемі, як і в наступному обговоренні, для простоти розгляду використовується наближення тонкої лінзи. Передбачається, що джерело випромінювання є дифузійним подібно світлодіоду і має випромінюючу площу A_S . Інтенсивність випромінювання I_0 вважається постійною для усього світла, сколімованого лінзою передавача. Лінза має ефективну апертуру A_T і фокусну відстань f . Оптичний приймач розташований на відстані $l \gg f$.

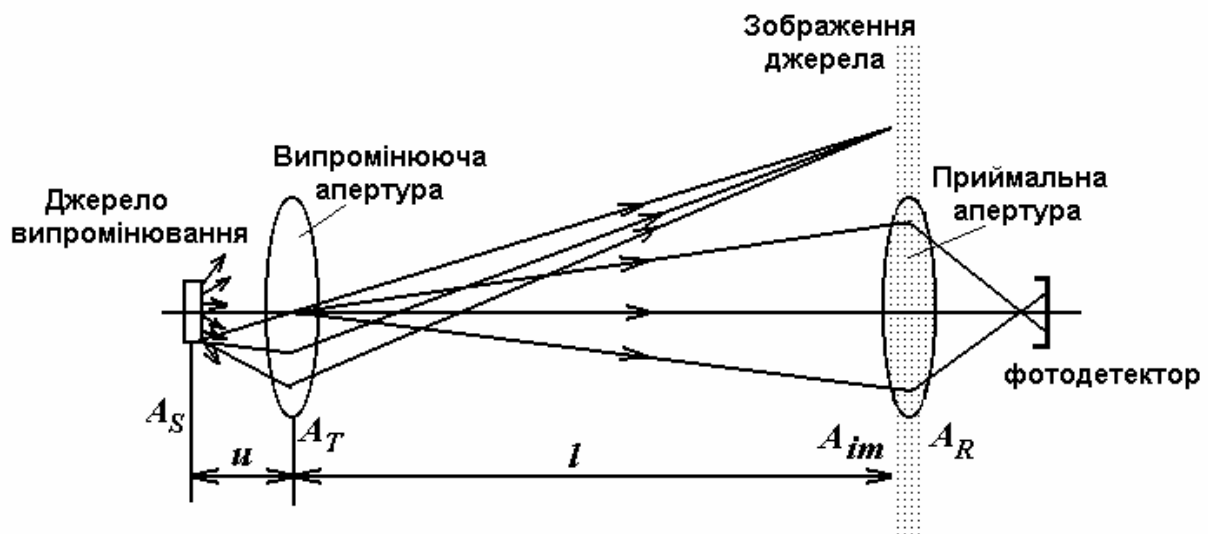


Рис.1. Ідеалізована схема відкритої оптичної системи зв'язку

Її ефективна апертура дорівнює A_R і вважається, що усе падаюче на неї світло сфокусоване на активній області фотодетектора. Для того щоб максимізувати прийняту потужність зображення, джерело випромінювання повинне формуватися в площині прийомної апертури. Використовуючи елементарну теорію тонкої лінзи, можна знайти відстань від джерела випромінювання до центра лінзи передавача зі співвідношення

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{f} - \frac{1}{l} \approx \frac{1}{f}, \quad (1)$$

а площу його зображення визначити за формулою

$$A_{im} = \frac{A_S \cdot l^2}{u^2} \approx A_S \frac{l^2}{f^2} . \quad (2)$$

Потужність випромінювання, зібраного лінзою передавача, дорівнює

$$\Phi_T = \frac{I_0 \cdot A_T}{u^2} \approx \frac{I_0 \cdot A_T}{f^2} . \quad (3)$$

Вважаючи, що зображення джерела заповнює апертуру A_R , частина потужності Φ_T , що досягає фотодетектора, дорівнює A_R / A_{im} , так що прийнята потужність

$$\Phi_R = \Phi_T \frac{A_R}{A_{im}} = \Phi_T \frac{A_R u^2}{A_S l^2} \approx \Phi_T \frac{A_R f^2}{A_S l^2} = \frac{I_0 A_T A_R}{A_S l^2} = \frac{L A_T A_R}{l^2} , \quad (4)$$

де $L = I_0 / A_R$ – енергетична яскравість джерела. Звідси ясно, що потрібне джерело випромінювання з високою енергетичною яскравістю і з апертурою. Радіальний розподіл щільності потужності, сформований на відстані l від круглої апертури діаметра d , на якій продифраговано однорідний пучок

$$\frac{P(r)}{P(0)} = \left[\frac{2\lambda l}{\pi d_T r} J_1 \left(\frac{\pi d_T r}{\lambda l} \right) \right]^2 ,$$

де $J_1(x)$ – функція Бесселя першого роду першого порядку. Перший нуль функції $J_1(x)$ має місце при $\lambda=3,832$, причому $r=1,22 \lambda/l$.

Розглянемо як приклад систему, у якій використовуються світлодіод з яскравістю $L = 0,1$ Вт/мм², що має апертуру площею $A_S = A_T = 10^{-3}$ / м² (діаметр 35 мм). На відстані в 1 км потужність падаючого на приймач випромінювання $\Phi_R = 10^{-7}$ Вт = 100 нВт. Хоча ці обчислення зроблені для ідеальної лінзової системи, основні висновки відповідають їй у тому випадку, якщо використовуються дзеркальна чи катадіоптрична (змішана дзеркальна і лінзова) системи для того, щоб колімувати і збирати випромінювання. У будь-якому випадку через аберації зображення, сформованого в реальній оптичній системі, є недосконалими. Якщо джерело занадто мале, то розмір його зображення не можна визначати за виразом (2), а варто знаходити виходячи з дифракції світла на апертурі лінзи передавача. Добре відомо, що дифракційна картина, створювана однорідно освітленою круглою апертурою d складається з декількох концентричних кілець. Можна сказати, що розмір зображення є дифракційно-обмеженим коли радіус

першого мінімуму інтенсивності чи першого темного кільця дифракційної картини, стає порівнянним за величиною з діаметром d_{im} добре сфокусованого зображення, тобто коли виконується співвідношення

$$d_{im} = \frac{l}{u} d_s < \frac{1,22 \lambda l}{d_T}, \quad (5)$$

де d_s – діаметр джерела. Звідси випливає

$$d_s = \frac{1,22 u l}{d_T} \approx \frac{1,22 f \lambda}{d_T}. \quad (6)$$

Світло від лазерного джерела, будучи по своїй природі висококолімованим і когерентним, звичайно дає дифракційно-обмежене зображення джерела. У будь-якому випадку інтенсивність випромінювання в центрі дифракційної картини визначається виразом $\Phi_T A_T / \lambda^2$, де Φ_T – загальна випромінювана потужність. У випадку точкового джерела Φ_T визначається за допомогою (3), а в інших випадках – як добуток щільності потужності в площині передавальної апертури на площу апертури. Сумарна потужність випромінювання, що збирається невеликою приймальною апертурою площею A_R , розташованою в центрі дифракційної картини, у загальному випадку визначається за формулою

$$\Phi_R = \frac{\Phi_T A_T}{\lambda^2} \frac{A_R}{l^2}, \quad (7)$$

а у випадку точкового джерела з інтенсивністю випромінювання I_0

$$\Phi_R = \frac{I_0 A_T^2 A_R}{\lambda^2 u^2 l^2} \approx \frac{I_0 A_T^2 A_R}{\lambda^2 f^2 l^2}. \quad (8)$$

Варто мати на увазі, що приведені формули дають завищені значення потужності і на практиці будуть мати місце додаткові втрати в оптичній системі в результаті аберацій.

Буде корисно розглянути обставини, при яких описана вище оптична система зв'язку, що використовує світлодіод ($A_R = A_T = 10^{-3} \text{ м}^2$, $l = 1 \text{ км}$), може стати дифракційно-обмеженою. Припустимо, що $\lambda = 1 \text{ мкм}$ і фокусна відстань лінзи передавача $f = 100 \text{ мм}$. У цьому випадку із співвідношення (2) випливає, що дифракція буде визначати розбіжність пучка тільки тоді, коли діаметр джерела $d < 3 \text{ мм}$. Таким чином, світлодіод з боковим випромінюванням забезпечить виконання умови дифракційно-обмеженої системи, а з випромінюючою поверхнею – ні.

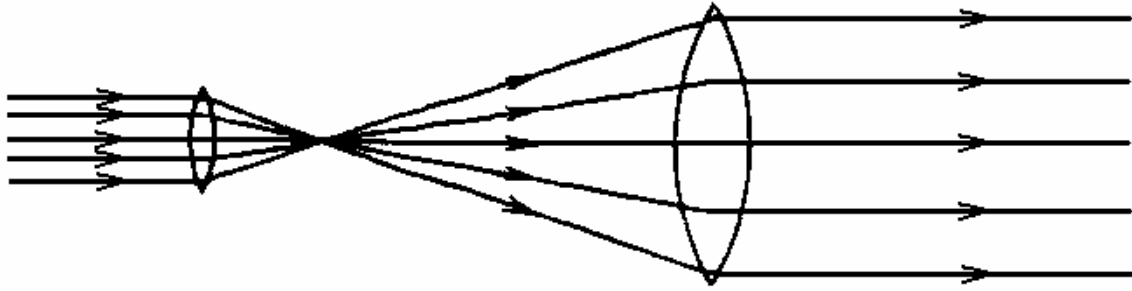


Рис.2. Розширювач пучка, який використовується для зменшення його розбіжності, обумовленою дифракцією

Для зменшення дифракційної розбіжності лазерного джерела випромінювання можна використовувати розширювач пучка (рис.2). У результаті апертура, на якій відбувається дифракція, збільшується. Для ефективного введення випромінювання напівпровідникових лазерів у волокно використовуються циліндричні лінзи. Такі ж лінзи можна застосувати у системі розширення пучка і тоді, як звичайно, використовують (7). Як приклад допустимо, що випромінювання напівпровідникового лазера потужністю 10 мВт колімується і заповнює об'єктив розширювача пучка діаметром 10 мм. Тоді, прийнявши, як і раніше, $\lambda=1$ мкм і $A_R=10^{-3}$ м², знаходимо, що потужність на відстані $l=10$ км

$$\Phi_R = \frac{10^{-2}(\pi/4) \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-3}}{10^8 \cdot 10^{-12}} = 8 \text{ мкВт}.$$

Якщо розбіжність пучка настільки мала, що не перевищує 0,1 мрад, то необхідна точність наведення буде висувати тверді вимоги до системи керування променем і механічної стабільності будь-якого портативного передавача.

Вирази (7) і (8) справедливі при однорідному освітленні передавальної апертури. Інший випадок, у якому обумовлений дифракцією розподіл потужності в далекій зоні можна легко обчислити, має місце, коли щільність потужності в ближній зоні приймає гауссовий розподіл, як показано на рис.3. Можна довести, що дифракційно-обмежений пучок у далекій зоні зберігає гауссовий профіль. На практиці це важливо, тому що відповідно до теорії основна поперечна мода випромінювання лазера з циліндричним резонатором дає саме такий розподіл вихідної потужності, і це спостерігається в дійсності.

Цю систему найкраще описати за допомогою циліндричних координат (r, φ, z) з початком у центрі передавальної апертури. Будемо припускати радіальну симетрію і, таким чином, ігнорувати азимутальну координату φ . Нехай розподіл щільності потужності в ближній зоні передавальної апертури має вигляд:

$$P(r, 0) = P_0 \exp\left[-(r/r_0)^2\right]. \quad (9)$$

Тоді в площині $z = l$ (за умови, що $l \gg \pi r_0^2/\lambda$) розподіл щільності потужності

$$P(r, l) = \left(\frac{\pi r_0^2}{\lambda l}\right)^2 P_0 \exp\left[-\left(\frac{\pi r_0 r}{\lambda l}\right)^2\right]. \quad (10)$$

Якщо прийомна апертура настільки мала ($r \gg \lambda/\pi r_0$, де $A_R = \pi r^2$), що експонентний член усюди приблизно дорівнює одиниці, то прийнята потужність

$$\Phi_R = \left(\frac{\pi r_0^2}{\lambda}\right) P_0 A_R. \quad (11)$$

Легко показати, що загальна випромінювана потужність

$$\Phi_T = \pi r_0^2 P_0, \quad (12)$$

і тоді

$$\Phi_R = \frac{\Phi_T \pi r_0^2 A_R}{(\lambda)^2}, \quad (13)$$

що ідентично виразу (7), якщо ми розглядаємо πr_0^2 як ефективну площу передавальної апертури A_T .

Відзначимо, що радіоінженери звичайно описують характеристики спрямованості антенних систем досить дивним способом. Вони починають з обґрунтованого припущення, що якби не використання великої апертури передавача ($A_T \gg \lambda^2$), потужність джерела випромінювалася б рівномірно у всіх напрямках. На відстані l вона розподілилася б на площі $4\pi l^2$. Потім вони використовують той факт, що основний приймач з погодженою, абсолютно не спрямованою антеною забезпечує прийнятому випромінюванню ефективну площу апертури, рівну $\lambda^{2/4}\pi$. Тоді основні втрати при передачі $\chi = (\lambda/4\pi l)^2$ і є частиною ізотропно випромінюваної потужності, що могла б бути прийнята основним приймачем. Звичайно втрати виражаються в децибелах. Якщо для концентрації переданого пучка використовуються спрямовані антенні ґратки з великою апертурою, то інтенсивність дифракційно-обмеженого пучка максимально зростає в $G_T = 4\pi A_T/\lambda^2$ разів. Величина G_T відома як коефіцієнт підсилення антени передавача і також виражається в децибелах. Аналогічно й у приймачі використання антеною ґратки з великою апертурою й ефективною площею A_R збільшить прийняту потужність у $G_R = 4\pi A_R/\lambda^2$ разів. Виражена в децибелах величина G_R є кое-

фіцієнт підсилення антени приймача. Ці співвідношення виявляють існування принципу оборотності між антенами приймача і передавача, що обґрунтовано, коли мова йде про радіочастоти. Однак вони не мають місця на практиці в оптичному діапазоні.

Загальні втрати при передачі

$$(\Phi_R / \Phi_T) = G_T G_R \quad (14)$$

чи з врахуванням (7)

$$(\Phi_R / \Phi_T) = \frac{A_T A_R}{l^2 \lambda^2}.$$

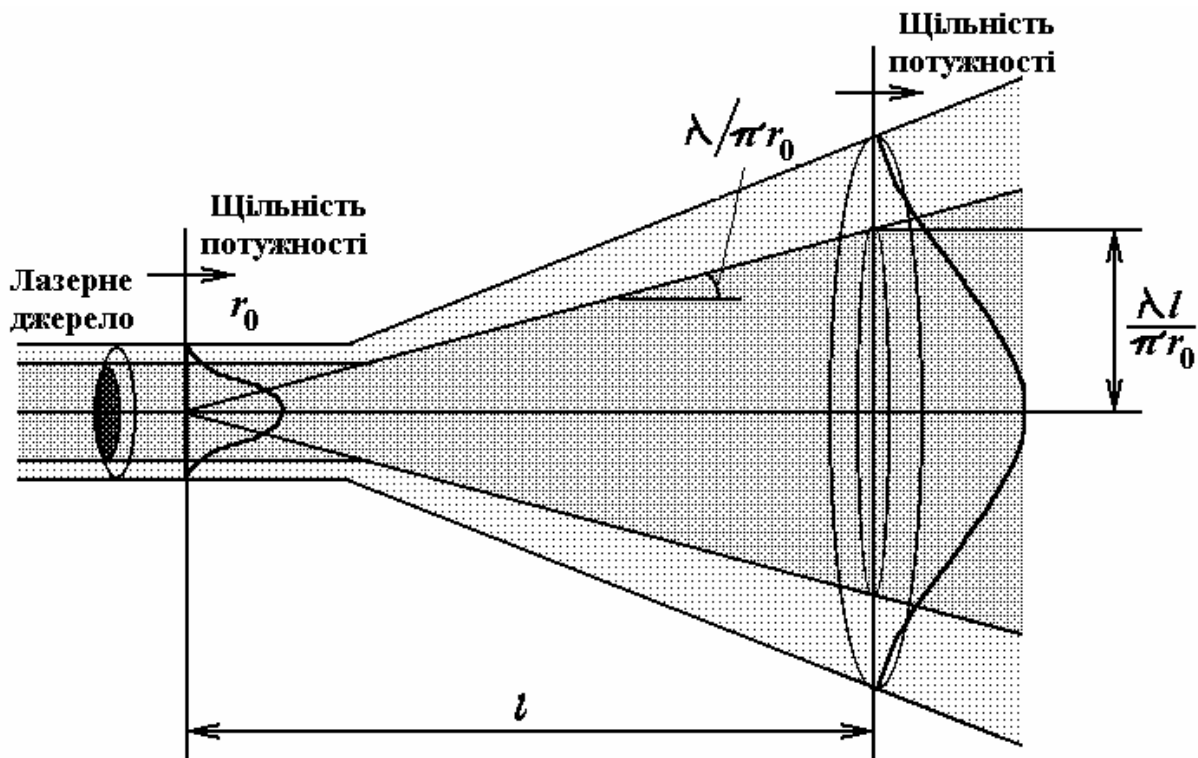


Рис.3. Ілюстрація процесу поширення гауссового пучка, що обмежується дифракцією

Якщо $\lambda = 1$ мкм, $l = 10$ мм, $A_T = (\pi/4) \cdot 10^{-4}$ м² і $A_R = 10^{-3}$ м², основні втрати при передачі складуть $\chi = -222$ дБ, коефіцієнт підсилення антени передавача $G_T = 90$ дБ, коефіцієнт підсилення антени приймача $G_R = 101$ дБ, що дає загальні втрати при передачі $\Phi_R / \Phi_T = -31$ дБ ($-222 + 90 + 101 = -31$ дБ).

Загасання оптичного випромінювання в атмосфері

Коли розглядаємо згасання світла в оптичних волокнах, зручно розрізняти втрати на поглинання і втрати на розсіювання. Це справедливо і для згасання світла в атмосфері. Поглинання світла викликається головним чином водяними парами і вуглекислим газом, розсіювання – частками пи-

лу і краплями води. Існують також два інших ефекти, що утрудняють передачу оптичних сигналів в атмосфері: рефракція і мерехтіння.

Поглинання світла атмосферою залежить від змісту в ній водяної пари та вуглекислого газу вздовж шляху поширення світлової хвилі, концентрація яких у свою чергу залежить від вологості повітря і висоти. Класичний вимір інфрачервоного поглинання на рівні моря було зроблено Геббі в 1951р. Результати цих вимірів приведені на (рис.4), з якого видно, що «вікна» прозорості мають місце у видимій області і в областях 1,5...1,8; 2...2,5; 3...4 і 8...14 мкм. Ці результати були отримані на горизонтальній трасі довжиною 1,8 км. Збільшення амплітуд піків прозорості у вікні між 1 і 4 мкм є доказом розсіювання на залишках димки. У межах цих вікон можна чекати сприятливу передачу оптичних сигналів.

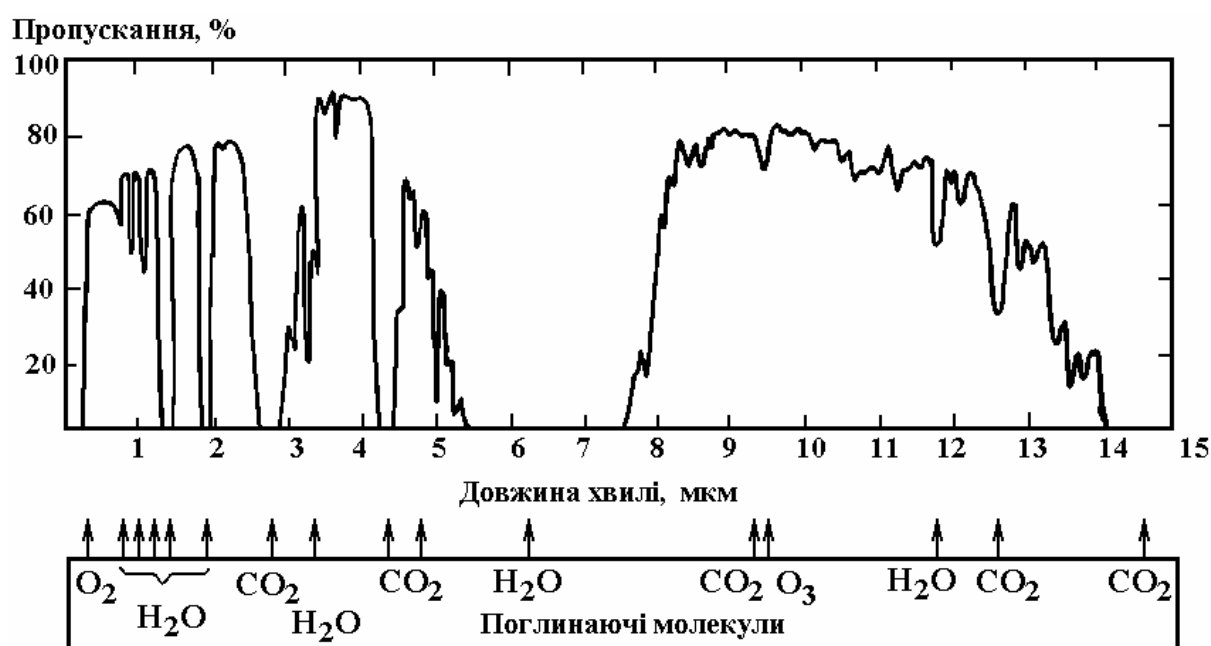


Рис.4. Прозорість атмосфери на рівні моря

Розсіювання має ще більшу мінливість, ніж поглинання. Іноді буває зручним чітко розмежувати терміни димки і туман. В умовах димки основною причиною розсіювання є наявність в атмосфері пилових часток в основному субмікронних розмірів і, отже, невеликих у порівнянні з довжиною хвилі випромінювання. У результаті превалує релеевське розсіювання, внаслідок чого його рівень швидко зменшується зі збільшенням довжини хвилі. У тумані розсіювання викликається головним чином водяними краплями, діаметр яких звичайно 1...100 мкм. Згасання також залежить від довжини хвилі, однак розсіювання додається до зростаючого поглинання у водяних парах і звичайно стає настільки сильним, що робить оптичну систему зв'язку непрацездатною.

Водяні краплі, розміри яких досягають міліметрових розмірів, звичайно випадають як дощ. Це викликає як розсіювання, так і поглинання.

Коефіцієнт згасання збільшується зі збільшенням швидкості опадів, але залежить також від розподілу розмірів водяних крапель. Це утрудняє узагальнення, але можна сказати, що збільшення згасання на 1...10 дБ/км є звичайним. Таким чином, незважаючи на те, що характеристики системи зв'язку значно погіршуються через дощ, можна забезпечити достатній запас потужності, щоб зберегти їх на колишньому рівні.

Зміни атмосферної температури вздовж шляху поширення викликають рефракцію пучка. Безупинні зміни рефракції внаслідок турбулентності атмосфери приводять до мерехтіння, ефекту, що звичайно є присутнім при спостереженні зірок. Рефракція і мерехтіння утрудняють наведення вузького пучка і, власне кажучи, визначають нижню межу практичної розбіжності пучка. Мерехтіння також викликає безупинна зміна рівня потужності прийнятого сигналу. Це, поряд зі зміною атмосферного згасання, виключає використання методів прямої аналогової модуляції інтенсивності для зовнішніх наземних систем зв'язку.

Наземні відкриті оптичні системи зв'язку

Прикладом найбільш широкого використання неканалізована оптичної передачі сигналів є звичайний інфрачервоний дистанційний телевізійний контролер. Він являє собою портативний пристрій, що містить два або більше світлодіодів ІЧ-діапазону, що випромінюють серію оптичних імпульсів потужністю в доли міліватів. Фотодіод, встановлений у телевізорі, детектує або пряме, або розсіяне випромінювання. Послідовність імпульсів може бути закодована так, щоб можна було перемикає канали, вмикати і вимикати приймач, підвищувати і знижувати рівень звуку, а також вибирати потрібну сторінку в телетексті. Цю задачу можна реалізувати за допомогою ультразвукового пристрою. Найважливішим фактором при рішенні питання про те, який пристрій варто вибрати, є вартість перетворювачів: світлодіодів і фотодіодів – в одному випадку й ультразвукових перетворювачів і мікрофонів – в іншому. У будь-якому випадку необхідна електронна обробка сигналу однакова і відносно недорога.

Іншим прикладом використання оптичної системи є пристрій для зв'язку всередині приміщення, що дозволяє людині, що переміщується по кімнаті, приймати високоякісну звукову програму на головний телефон, при цьому програма може йти від будь-якого звичайного джерела: радіоприймача, магнітофона чи телефону. У даному випадку досить використовувати просту модуляцію інтенсивності встановленого на підсилювачі світлодіода. На рис.5 показана блок-схема більш досконалої системи аналогового призначення. Тут модульована за частотою піднесуча генерується у вигляді послідовності оптичних імпульсів. При використанні стандартного світлодіода середній рівень потужності на частоті близько 100 кГц буде ≈ 1 мВт. Частотна модуляція піднесучої і її демодуляція можуть здійсню-

ватися за допомогою стандартної керованої напруги генератора, виконано-го на інтегральних схемах. Цей пристрій міг би замінити індуктивну рамку, що часто встановлюється в кінотеатрах і лекційних залах для зручності тих, хто користується слуховими апаратами. І знову ціна і зручність експлуатації будуть визначальними критеріями використання такої системи. Крім того, дуже важливе споживання енергії приймачем, що повинен жити від батарейок.

Ідея неканалізованої оптичної передачі сигналів поза приміщенням знайшла своє відображення в створенні дуплексного польового телефону. Приймальнопередавальна електроніка цього телефону міститься в одній половині стандартного бінокля 7 x 50. Інша половина використовується як монокуляр для наведення на кореспондента. Прилад з'єднаний з легкою головною гарнітурою, що складається з навушників і мікрофона. При гарних атмосферних умовах легкодосяжна дальність зв'язку 1 км, якщо потужність випромінюваного світлодіодом ІЧ-пучка складає кілька міліват. При поганих погодних умовах може підтримуватися звуковий зв'язок доти, поки між операторами існує візуальний контакт. Переваги цієї системи очевидні, але варто особливо підкреслити, що тут вдається уникнути використання звичайних радіочастот із властивими їм перешкодами, а також одержати вузьку ширину пучка. Вона звичайно складає 1° (17 мілірадіан) за рівнем половинної потужності.

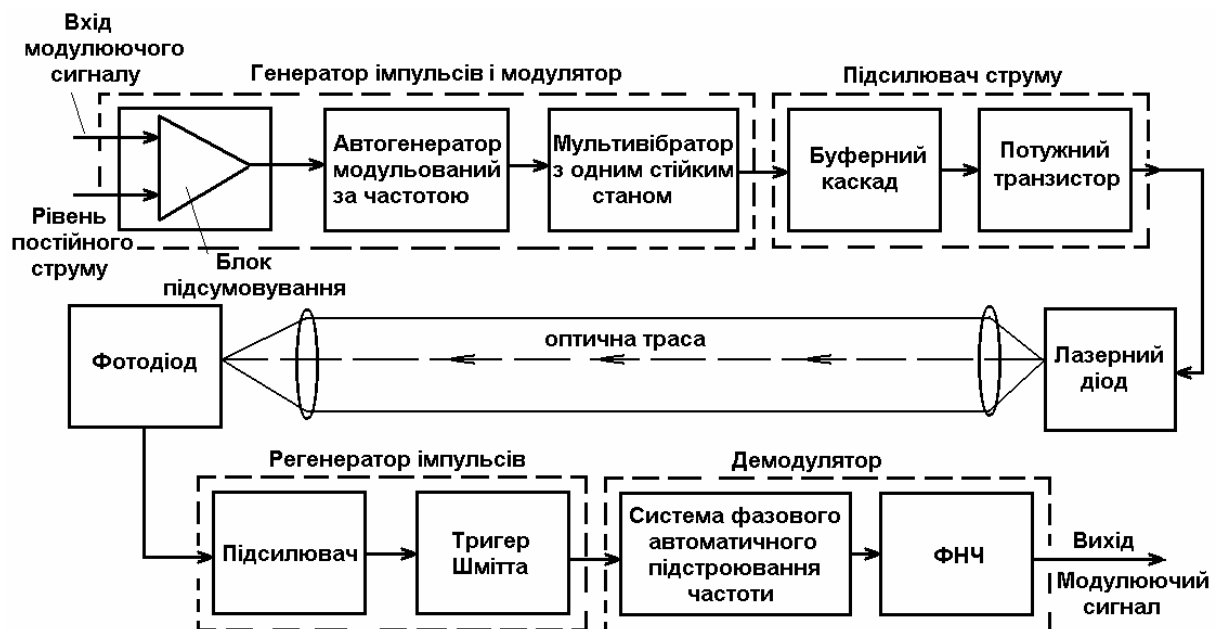


Рис.5. Структурна схема оптичної лінії зв'язку, що використовує ЧМ-піднесучу

Скритність зв'язку висока в тому плані, що передачу сигналів не знайти ні поза вузьким пучком, ні уздовж лінії візування за межами нормальної дальності. Аналогічно використовуваний конкуруючий пристрій

НВЧ діапазону генерує приблизно 10 мВт на частоті 30 ГГц, має ширину діаграми спрямованості 8° і забезпечує дальність зв'язку до 30 км. Потрібно, однак, сказати, що ні той, ні інший пристрій не буде широко використовуватися в найближчому майбутньому для заміни звичайних польових радіотелефонів.

Кілька аналогічних відкритих оптичних систем зв'язку застосовуються між фіксованими терміналами, коли користувачам потрібно з'єднати комп'ютер з комп'ютерами чи комп'ютери з периферійними пристроями, розташованими в різних будинках. По цих лініях передачі даних звичайно передається інформація в двійковій цифровій формі зі швидкістю 9,6 кбіт/с. В основному в цих системах зв'язку використовуються лазери на GaAs чи світлодіоди в сполученні з р-і-п чи лавинними фотодіодами, і забезпечується передача даних на відстані до 1 км. Основною причиною використання таких систем є можливість уникнути взаємних електромагнітних перешкод, а також визначена незалежність від наземних ліній зв'язку. Подібні системи використовуються для зв'язку між комп'ютерами і периферійними пристроями, розташованими в одному приміщенні. У цьому випадку будь-яке джерело випромінювання може передавати дані на усі фотоприймачі за допомогою випромінювання, розсіяного від стін, підлоги і стелі.

Характерна риса згаданих відкритих оптичних систем зв'язку полягає в тому, що в них використовуються самі звичайні елементи. Успішний розвиток таких систем залежить від старанності розробки конструкції, що повинна задовольняти конкретні вимоги замовника. Коротко згадаємо про набагато досконаліші за технологією системи. Мається на увазі експериментальна система для зв'язку в польових умовах, розроблена у США для військових цілей. У цій системі використовується ефективний лазер на CO_2 , що випромінює на довжині хвилі 10,6 мкм. Були створені варіанти системи, що використовують модуляцію як інтенсивності, так і частотну, причому в обох випадках детектування здійснювалося методом гетеродинування (з використанням гетеродина й охолоджуваних напівпровідникових фотодетекторів). Експерименти підтвердили, що може бути отримана дуже висока чутливість оптичного приймача, що наближається до квантової межі. Ці перші системи стали основою для систем супутникового зв'язку. Відзначимо, що оптичні системи, розроблені для визначення дальності, ідентифікації цілей і дистанційного зондування, використовують ті ж самі методи генерування, випромінювання і детектування оптичних сигналів, що знайшли застосування в оптичному зв'язку.

Оптична система для зв'язку в ближньому космосі

Розглянемо більш досконалу, ніж попередні, систему зв'язку, у якій ефективно використовується потужність, одержувана від лазерного джерела випромінювання, яка розроблена НАСА (США). Потрібно мати систему

зв'язку, що забезпечує обмін інформацією між супутником, що знаходиться на низькій орбіті, і супутником на геостаціонарній орбіті, а також між двома геостаціонарними супутниками. Низькоорбітальний супутник може знаходитися на висоті від 200 до 2000 км над земною поверхнею. Його ціль – обстеження земної поверхні і передавання даних на наземну станцію через один чи більше геостаціонарних супутників. Швидкість передачі інформації 300 Мбіт/с. Її схема приведена на рис.6.

При виборі системи супутникового зв'язку, має велике значення мінімізація загальної маси і споживання енергії. Отже, можна думати, що вузька діаграма спрямованості, одержувана за допомогою оптичної системи, що використовує антену невеликих розмірів, дає найважливішу перевагу. Однак у даний час перевага надається використанню мікрохвильових ліній зв'язку (що працюють на довжині хвилі 5...10 мм) завдяки їх надійності, високому ККД передавача і низькому рівню шуму приймача. Для міжсупутникового зв'язку розглядалося застосування як неодимового лазера в режимі подвоєння частоти, так і лазера на CO_2 , що, імовірно, у системах зв'язку будуть широко використовуватися. Для них характерні тривалий термін служби і висока надійність, однак, основна проблема, зв'язана з використанням неодимового лазера, полягає в низькому ККД джерела випромінювання, а CO_2 лазера – у труднощах модуляції його вихідного випромінювання. В обох випадках можна легко одержати дуже вузький пучок шириною не більше декількох дугових секунд, але при цьому необхідні складні системи виявлення оптичних сигналів і стабілізації променя в просторі, а також потрібне точне спостереження як за приймачем, так і за передавачем. Лазер передавача призначений для одержання 1 Вт вихідної потужності і передачі даних зі швидкістю 300 Мбіт/с. Споживання електроенергії – 55 Вт для лазера і 90 Вт для модулятора, загальна маса джерела живлення 1,5 кг.

Для колімування переданого пучка і фокусування прийнятого сигналу використана вигнута оптична система Грегорі. Діаметр першого дзеркала 185 мм, що забезпечує коефіцієнт підсилення антени 92 дБ на довжині хвилі 10,6 мкм і розбіжність пучка 82 мкрад.

Згасання пучка, обумовлене другим дзеркалом, і той факт, що розподіл інтенсивності пучка є гауссовим, приводять до зменшення коефіцієнта підсилення і збільшення розбіжності в порівнянні з теоретичними значеннями. Висота геостаціонарної орбіти над землею - 38 600 км, а максимальна відстань між супутником на низькій орбіті і геостаціонарним супутником $l \approx 47\ 000$ км. Таким чином, втрати на трасі $(\lambda/4 \pi l)^2$ будуть близько 275 дБ. Обчислення показують, що очікуваний рівень потужності на вході приймача порядку 0,2 нВт (-67 дБм). Оптичний гетеродинний приймач, що використовує охолоджуваний фотодіод з телуриду кадмію з добавкою ртуті забезпечує на практиці досягнення цього рівня чутливості приймача. Рівень шуму приймача, виміряний при швидкості передачі даних 300 Мбіт/с,

виявився рівним вхідній потужності шуму і склав – 84 дБм. Це знаходиться в межах 10 дБ квантової межі детектування, рівній $hf\Delta f$. Встановлено, що відношення сигнал-шум, рівний 14 дБ, достатній для забезпечення імовірності помилки менше, ніж 10^{-6} . Таким чином, рівень сигналу – 70 дБм чи 0,1 нВт буде достатнім.

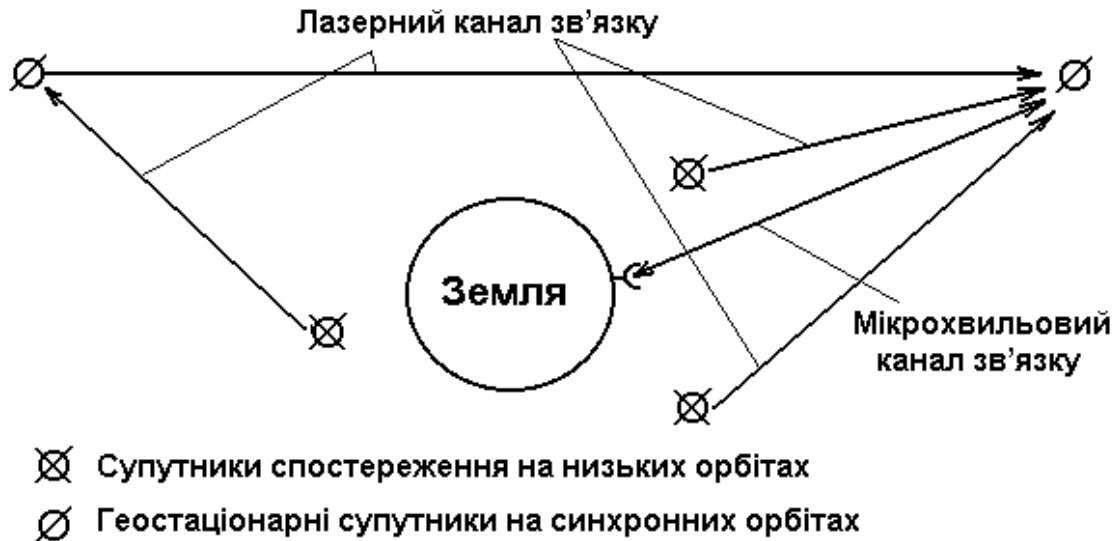


Рис.6. Система передачі даних із ближнього космосу, призначена для дослідження земної поверхні за допомогою супутників

Як гетеродин використовувався невеликий лазер на CO_2 із зовнішньою стабілізацією. Він давав 65 мВт вихідної потужності і забезпечував перебудову за частотою в межах ± 300 МГц при нестабільності частоти 150 кГц.

Цікавою особливістю оптичної супутникової системи є наявність доплеровської зміни частоти в прийнятій хвилі, що викликано відносним пересуванням джерела випромінювання і приймача. Відносна швидкість пересування геостационарного і низькоорбітального супутників може доходити до 8 км/с, що створює доплеровське зміщення частоти більш ніж на ± 700 МГц на довжині хвилі 10,6 мкм. Якщо f_c - частота випромінюваної хвилі, а f_T - частота прийнятої хвилі, то доплеровське зміщення частоти

$$\Delta f = f_T - f_c = f_c \nu/c = \nu/\lambda.$$

При даних значеннях ($\nu = 8$ км/с, $\lambda = 10,6$ мкм) $\Delta f = 755$ МГц. З цього приклада видно, що в майбутніх системах зв'язку для ближнього і далекого космосу лазерний зв'язок може відігравати важливу роль. Але вона завжди буде конкурувати з мікрохвильовими системами зв'язку, що вже розроблені і перевірені в земних умовах.

2. Опис лабораторної установки

Оптичний передавач (рис.7) складається з мікрофонного підсилювача, виконаного на інтегральній мікросхемі DA1, в коло від'ємного зворотного зв'язку якого виведений керований атенюатор на основі польового транзистора VT1. Вихідний сигнал підсилювача подається на вхід каскаду порівняння на транзисторі DA2..5. На вхід цього ж каскаду поступає сигнал трикутної форми з виходу формувача, утвореного послідовно з'єднаними мультівібратором на основі мікросхем DA2.1, DA2.2 і інтегратором на DA2.3 і DA2.4. У моменти рівності миттєвих значень напруги підсилювача і формувача трикутної напруги відбувається формування фронту і зрізу вихідних імпульсів вказаного каскаду. Таким чином, генеруються прямокутні імпульси, тривалість яких пропорційна миттєвим значенням інформативного сигналу. Вихідний сигнал каскаду порівняння надходить на двокаскадний ключовий підсилювач потужності на транзисторах VT2, VT3, навантаженням якого є світлодіод VD3.

Мікрофонний підсилювач представляє собою компресор, що стискає динамічний діапазон вхідного сигналу. Він складається з диференціального підсилювача DA1, на інвертувальний вхід якого поступає напруга, яка розвивається мікрофоном, а на неінвертувальний вхід – сигнал керованого атенюатора. Останній утворено резисторами R3, R4 та опором каналу польового транзистора VT1. На резисторах R6, R7 виконано коло від'ємного зворотного зв'язку зі стоку на затвор польового транзистора, що суттєво знижує нелінійні спотворення сигналу, обумовленого нелінійністю атенюатора.

При збільшенні рівня сигналу вихідна напруга двопівперіодного випрямляча на діодах VD2, VD3 знижується, одночасно збільшується опір каналу польового транзистора, що приводить до зменшення коефіцієнта передачі підсилювача. Амплітудна характеристика мікрофонного підсилювача представлена на рис.8.

Смуга пропускання підсилювача (250...3000 Гц) сформована фільтрами, що утворені ємністю C1, вхідним опором DA1, а також коректуючою ємністю C2. Стискання динамічного діапазону і обмеження спектра сигналу, що передається, значно збільшує розбірливість повідомлень, які приймаються на фоні завад.

При відсутності інформативного сигналу шпаруватість імпульсної послідовності на виході DA2.5 близька до двох. Амплітуда цих імпульсів фіксована і близька до напруги живлення, а тривалість пропорційна миттєвим значенням напруги вхідного сигналу. Ключовий підсилювач потужності широтно-модульованого сигналу на транзисторах VT2, VT3 забезпечує імпульсний струм в навантаженні біля 180...200 мА. При цьому струм, що споживається передавачем від джерела живлення, близький до 100...120 мА.

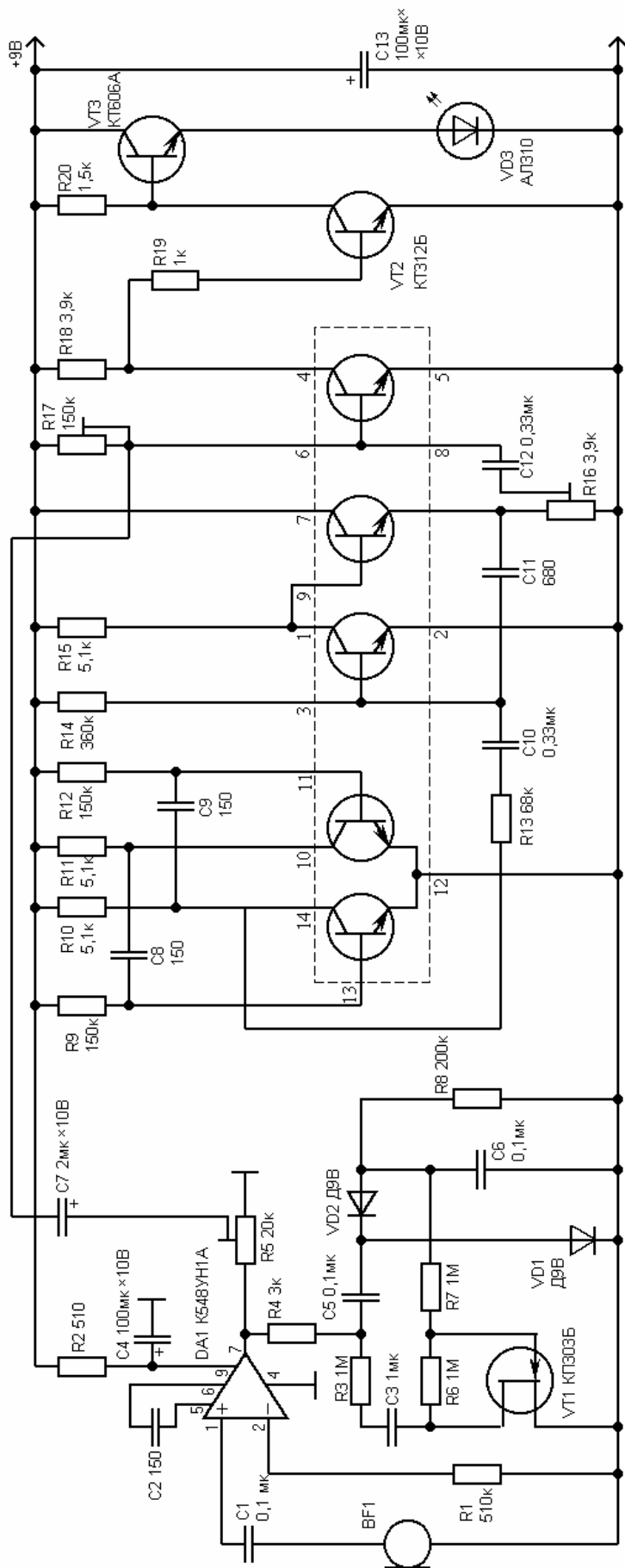


Рис.7. Схема оптического передатчика

Принципова схема оптичного приймача наведена на рис.9. Оптичне випромінювання надходить на фотодетектор, в якості якого використовується кремнієвий фотодіод VD1, який працює у фотовольтаїчному режимі. Сигнал фотодетектора надходить на резонансний підсилювач, який виконаний на основі мікросхеми DA1.1. Для формування потрібної амплітудно-частотної характеристики у від'ємний зворотний зв'язок підсилювача під'єднано резонансний контур L1C4, що настроєний на частоту широтно-амплітудної модуляції 30...35 кГц. Коефіцієнт передачі підсилювача в смузі пропускання, близькій до 6 кГц, дорівнює 140...180.

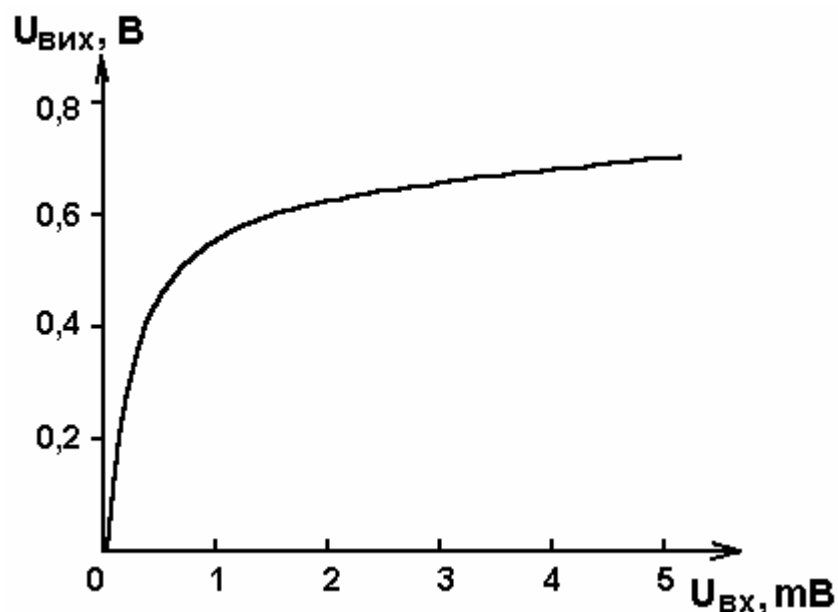


Рис.8. Амплітудна характеристика мікрофонного підсилювача

Вихідна напруга каскаду надходить на підсилювач DA1.2, що охоплений системою автоматичного регулювання підсилення, в коло від'ємного зворотного зв'язку якого під'єднано керований атенюатор, утворений опором паралельного контуру L2C10 і опором каналу польового транзистора VT1. Автоматична стабілізація рівня сигналу досягається за рахунок зміни глибини від'ємного зворотного зв'язку при варіаціях напруги вхідного сигналу.

Детектування сигналу здійснюється двопівперіодним випрямлячем на основі діодів VD2 і VD3, навантаженим на дволанковий фільтр нижніх частот. Змінний резистор R8 слугує для плавного регулювання рівня вихідної потужності. Чутливість підсилювача потужності визначається значенням опору резистора R9, стійкість забезпечується елементами височастотної корекції R10, C20. Сталі часу перехідних кіл оптичного приймача обрані виходячи з отримання нижньої границі смуги пропускання, близької до 200...250 Гц. Фільтри нижніх частот, введені в тракт підсилення звукових частот, забезпечують частоту зрізу біля 2,5...3,0 кГц.

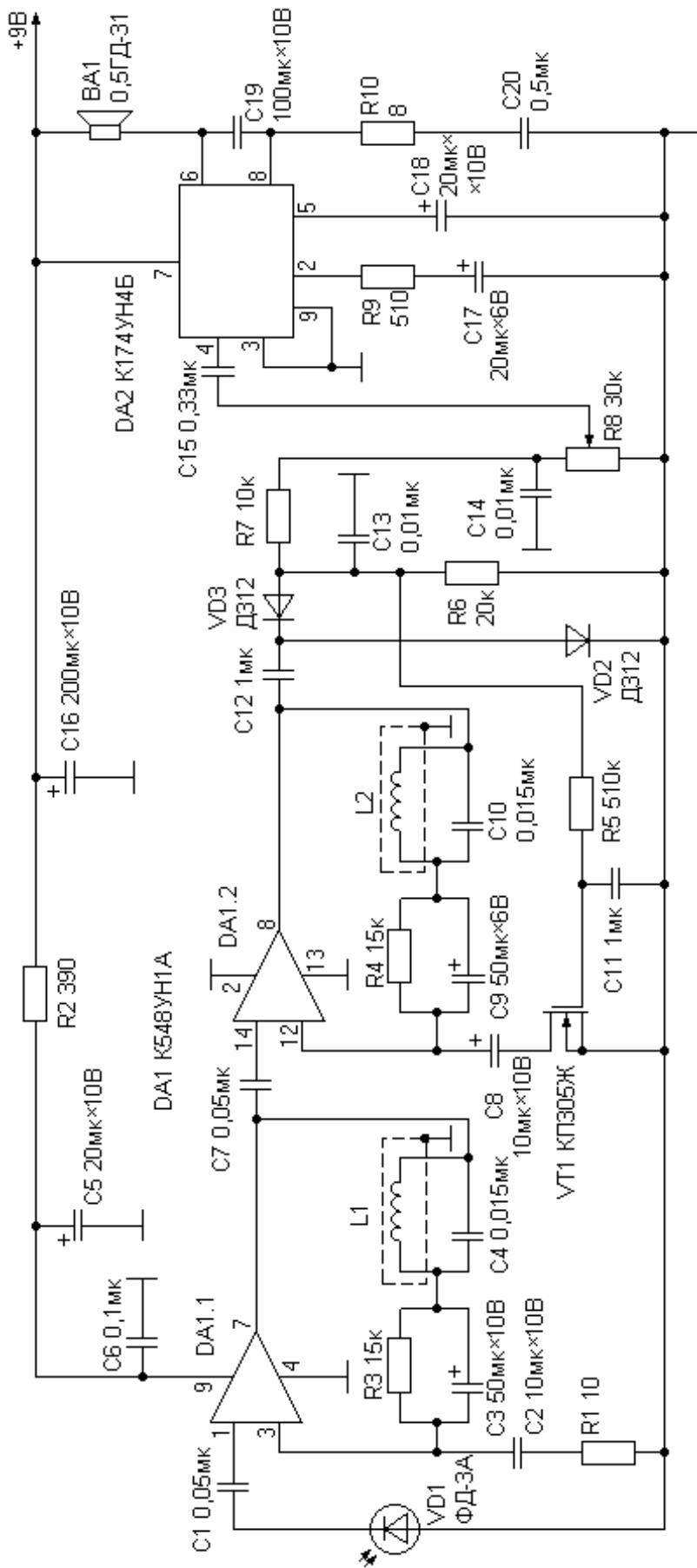


Рис.9. Схема оптического приемача

3. Домашнє завдання

1. Ознайомитись з основними характеристиками відкритих оптичних ліній зв'язку.
2. Ознайомитись з основними типами наземних відкритих оптичних систем зв'язку.
3. Ознайомитись з теорією згасання оптичного випромінювання в атмосфері.
4. Ознайомитись з оптичними системами для зв'язку в ближньому космосі.

4. Робоче завдання

1. Зібрати і випробувати схеми оптичного передавача і оптичного приймача.
2. Зняти амплітудну характеристику мікрофонного підсилювача оптичного передавача. Для цього на його вхід подають синусоїдний сигнал, який має частоту зрізу в межах 500...2500 Гц і напругу, що змінюється в межах 0...5 мВ. Для такого сигналу амплітудна характеристика підсилювача повинна бути близькою до залежності, зображеної на рис.8.
3. За допомогою осцилографа необхідно проконтролювати форму сигналу мультівібратора на транзисторах DA2.1, DA2.2 і інтегратора на основі DA2.3, DA2.4. Зарисувати осцилограми.
4. Установити найкращий рівень сигналів, що надходять з повзунків змінних резисторів R4, R16 на каскад порівняння (широкоімпульсний модулятор), і вибрати оптимальний початковий струм цього каскаду резистором R17. Для цього у режимі “мовчання” резистором R17 встановлюється шпаруватість імпульсної послідовності, близька до двох. Після цього на мікрофонний підсилювач подається синусоїдна напруга, яка має амплітуду 1...5 мВ. Спільним регулюванням опорів резисторів R5, R16 необхідно домогтися максимальної зміни тривалості широкоімпульсованих імпульсів.
5. Виміряти потужність оптичного випромінювання передавача.
6. Зняти діаграми направленості оптичного передавача. Оптичний передавач і приймач розносять на деяку відстань і ретельно спрямовують один на одній за максимумом гучності звучання. В якості джерела сигналу доцільно використати генератор синусоїдного сигналу або послаблений подільником вихідний сигнал радіоприймача. Оскільки направленість оптичних антен досить висока – діаграми спрямованості приймача і передавача мають ширину біля $(1...2)^\circ$.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати напругу живлення оптичного передавача і оптичного приймача вище номінальної (9 В).

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

1. Схеми оптичного передавача і оптичного приймача .
2. Амплітудна характеристика мікрофонного підсилювача оптичного передавача.
3. Осцилограми отримані відповідно до п.п. 3 розділу 4.
4. Діаграма направленості оптичного передавача.
5. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Основні характеристики відкритих оптичних ліній зв'язку.
2. Згасання оптичного випромінювання в атмосфері.
3. Нарисуйте схему відкритої оптичної системи зв'язку.
4. Дати означення дифракції.
5. Застосування розширювача оптичного пучка.
6. Наземні відкриті оптичні системи зв'язку.
7. Нарисуйте структурну схему оптичної лінії зв'язку, що використовує ЧМ-піднесучу.
8. Оптичні системи для зв'язку в ближньому космосі.
9. Принцип роботи оптичного передавача, який використовується в лабораторній роботі.
10. Принцип роботи оптичного приймача, який використовується в лабораторній роботі.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ФОТОРЕЗИСТОРІВ

Мета роботи – вивчення основних фізичних закономірностей, які визначають властивості і параметри фоторезисторів, дослідження вольт-амперних і люкс-амперних характеристик фоторезисторів.

1. Теоретична частина 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_{sv} [28]

$$\sigma_{sv} = q_n \mu_n \delta_n + q_p \mu_p \delta_p , \quad (1)$$

де δ_n , δ_p – надлишкові концентрації електронів і дірок, які створені світлом. Якщо $\sigma_{sv} > 0$, то резистивний ефект є позитивним, якщо $\sigma_{sv} < 0$ – від’ємним. Провідність $\sigma_0 = \sigma_T$, яка викликана рівноважними носіями заряду, отримала назву темної. Повна провідність складається з темної і світлової провідностей [28]

$$\sigma = q_n \mu_n (n_0 + \delta_n) + q_p \mu_p (p_0 + \delta_p) = \sigma_T + \sigma_{sv} . \quad (2)$$

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'язку одномірного рівняння неперервності [27,28, 42, 43]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n + \frac{1}{q_n} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q_p} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}, \quad (4)$$

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 (3) і (4) набуває вигляду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}. \quad (6)$$

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 (5) і (6) мають розв'язок [28]

$$n - n_0 = \delta n = G_n \tau_n^f, \quad (7)$$

$$p - p_0 = \delta p = G_p \tau_p^f. \quad (8)$$

Вирази (7) і (8) отримали назву першого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту. Вони визначають залежність світлової провідності від інтенсивності світла і діапазону спектра

$$\sigma_{sv} = q_p \mu_p (G_p \tau_p^f + b G_n \tau_n^f) = \Delta \sigma \quad , \quad (9)$$

де $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – відношення рухливості електронів до рухливості дірок. Аналіз

(9) 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

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I \quad , \quad (10)$$

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 [28]

$$\frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dI}{dx} = (-)n_{f1} = \frac{\alpha I}{h\nu} = \alpha n_f \quad . \quad (11)$$

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 [28]

$$G_n = \eta_n n_{f1} = \eta_n \alpha n_f \quad , \quad (12)$$

$$G_p = \eta_p n_{f1} = \eta_p \alpha n_f \quad . \quad (13)$$

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 (12) і (13), вираз для густини струму, який викликаний світловою провідністю, має вигляд [28]

$$j_f = \sigma_{cv} E = q_p \mu_p (\eta_p \tau_p^f + b \eta_n \tau_n^f) \alpha n_f E \quad . \quad (14)$$

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

$$E = \frac{V_{dp}}{\mu_p} = \frac{l}{\mu_p t_p} = -\frac{l}{\mu_n t_n} . \quad (15)$$

При підстановці (15) у (14) отримаємо таке рівняння

$$j_f = \left(q_p \mu_p \eta_p \tau_p^f \frac{l}{\mu_p t_p} - q_n \mu_n \eta_n \tau_n^f \frac{l}{\mu_n t_n} \right) \alpha n_f = q_p \left(\eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} - \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} \right) \alpha n_f l . \quad (16)$$

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

$$I_f = K_1 q_p n_{f\Sigma} , \quad (17)$$

де

$$K_1 = \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} + \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} . \quad (18)$$

Повна генерація носіїв заряду за одиницю часу при $\eta_n = \eta_p = \eta$ описується виразом [28]

$$G = \eta n_{f\Sigma} . \quad (19)$$

Величина K_1 , яка визначається (18), отримала назву коефіцієнта підсилення. З врахуванням (19) формула для фотоструму записується у вигляді

$$I_f = G q_p K_1 . \quad (20)$$

Вираз (20) 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 менше часу життя носіїв заряду. Рівняння (20) 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.

Квантовий вихід визначається на основі рівняння (16) при експериментальному визначенні фотоструму I_f . На рис.1,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.

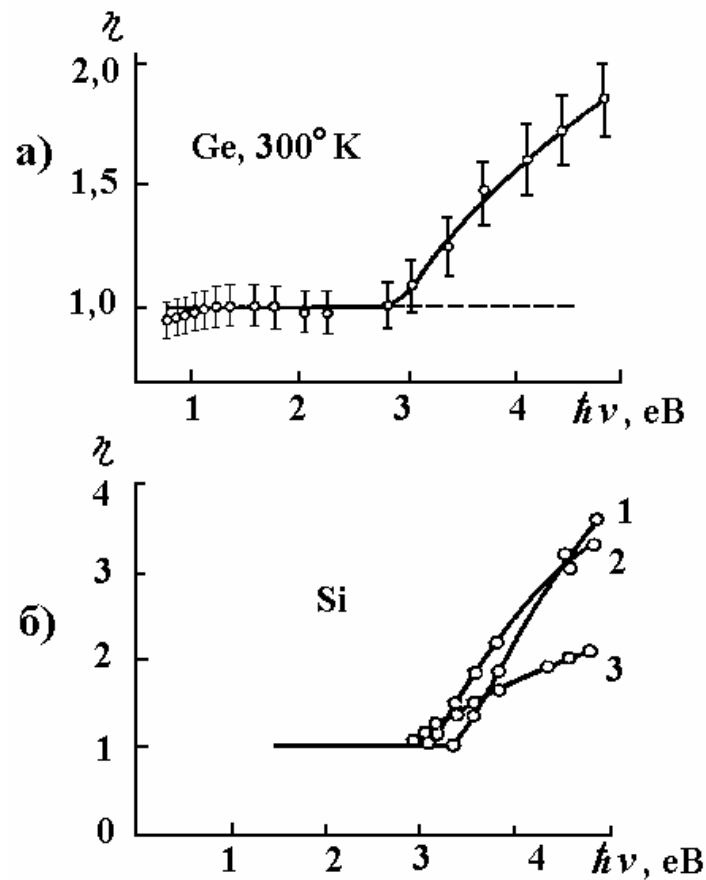


Рис.1. Спектральна залежність квантового виходу в германії (а) і вплив температури на спектральну залежність квантового виходу кремнію (б)

Коли кінетична енергія однієї з часток 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 $\hbar\nu = 3\Delta E_{заб}$, а при $m_p > m_n$ – в області $\hbar\nu = 2\Delta E_{заб}$. 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.1,б. Отже, можна зробити висновки, що

значення квантового виходу більше одиниці зв'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 [28]

$$\sigma_{sv} \sim I, \quad I_f \sim I . \quad (21)$$

Якщо рекомбінація має квадратичний характер, то

$$\sigma_{sv} \sim \sqrt{I}, \quad I_f \sim \sqrt{I} . \quad (22)$$

В загальному випадку можна вважати, що

$$\sigma_{sv} \sim I^\gamma . \quad (23)$$

При $\gamma = 1$ фоторезистивний ефект отримав назву лінійного, при $\gamma < 1$ - нелінійний і при $\gamma > 1$ - надлінійний.

Спектральна залежність фотопровідності визначається спектральною залежністю швидкості генерації. Для домішкового внутрішнього фотоефекту криві $\sigma_{sv}(\lambda)$ достатньо добре збігаються з кривими поглинання $\alpha(\lambda)$ [27,28].

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.2) [28].

Характеристикою речовини є фоточутливість S_f , яка визначається відношенням світлової провідності до інтенсивності світла [28]

$$S_f = \frac{\sigma_{sv}}{I} . \quad (24)$$

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.

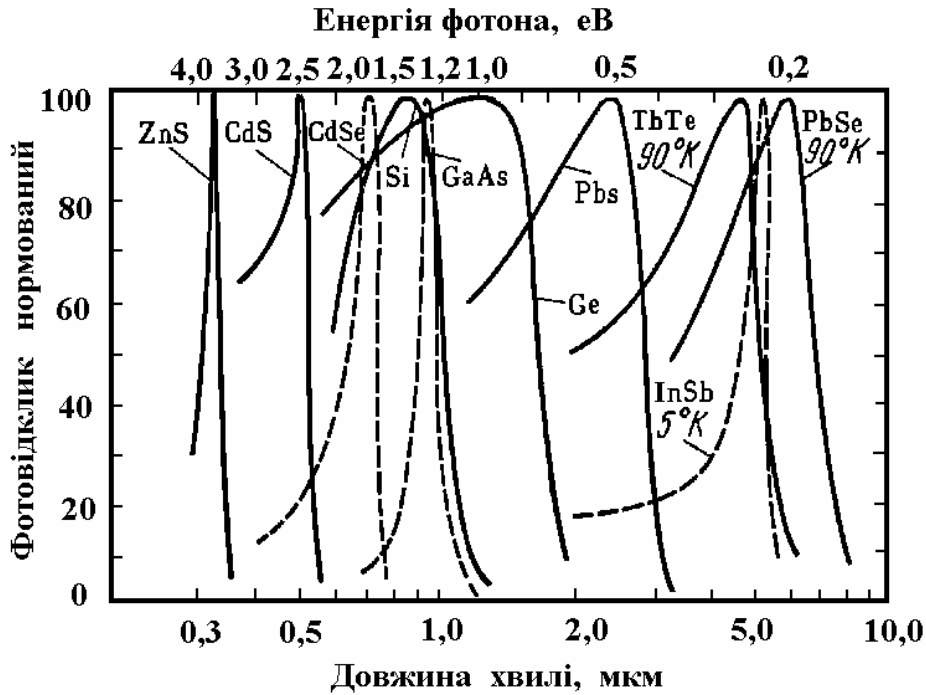


Рис.2. Спектри фоторезистивного ефекту в області власного поглинання

Фоторезистори

Фоторезисторами називаються напівпровідникові прилади, провідність яких змінюється під дією світла. Конструкція фоторезистора показана на рис.3,а. На ізолюючу підкладку 1 нанесений тонкий шар напівпровідникового матеріалу 2. На краї шару напівпровідника напиллюються металеві контакти 3.

Нехай на одиницю поверхні фотоприймача падає монохроматичний пучок світла з числом фотонів Q_0 , фот/см²·с. Внаслідок поглинання світла потік випромінення на виході із шару

$$Q(\omega) = Q_0(1 - R_\lambda) \exp(-\alpha\omega), \quad (25)$$

де α – коефіцієнт поглинання; R_λ – коефіцієнт відбиття від поверхні; ω – товщина напівпровідникового шару.

Об'ємна швидкість поглинання фотонів на відстані x від освітлюваної поверхні, фот/см²·с, записується у вигляді

$$\beta = \alpha \cdot Q(x), \quad (26)$$

а швидкість генерації носіїв як

$$g(x) = \beta \cdot \eta = \alpha \cdot \eta(1 - R_\lambda) \cdot Q_0 \exp(-\alpha x), \quad (27)$$

де η – квантовий вихід.

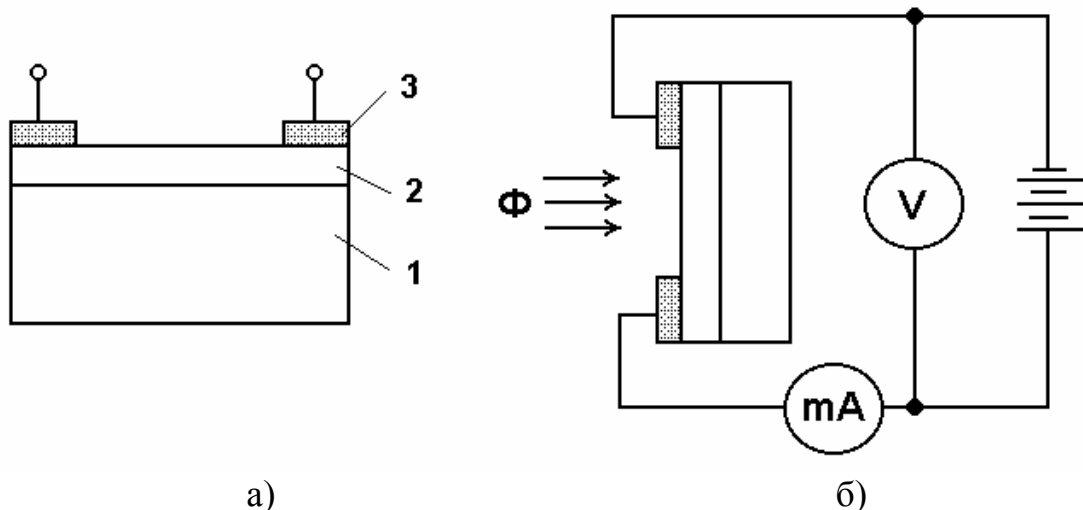


Рис3. Напівпровідниковий фоторезистор: а – конструкція фоторезистора (1 – підкладка; 2 – шар напівпровідника; 3 – контакти); б – ввімкнення фоторезистора в коло

Якщо α малий то $\alpha\omega \ll 1$, швидкість генерації носіїв не залежить від x . Це є справедливим для переходів з домішкових рівнів, коли $\alpha = 0,2-5 \text{ см}^{-1}$. При великому α для власного поглинання у випадку, якщо $L_{\text{омф}} > \omega$, процес генерації можна також розглядати як рівномірний зі швидкістю

$$g = \frac{\eta(1 - R_\lambda)Q_0}{\omega} \quad (28)$$

При освітленні фоторезистора його гранична провідність описується виразом:

$$\begin{aligned} \sigma &= e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p] = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) + \\ &e(\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p) = \sigma_0 + \Delta\sigma. \end{aligned} \quad (29)$$

Тоді темновий струм і фотострум через прилад, ввімкнутий в коло, як показано на рис.3, б, записується у вигляді

$$I_T = Y_T \cdot U = \sigma_0 \frac{\omega \cdot d}{l} \cdot U, \quad (30)$$

$$I_f = \Delta Y \cdot U = \Delta\sigma \frac{\omega \cdot d}{l} \cdot U = F_p \cdot P, \quad (31)$$

де Y_T і ΔY – темнове значення провідності і її зміна при освітленні зразка, ω і d – ширина і товщина зразка, P – потужність падаючого випромінювання, F_p – абсолютна струмова чутливість, А/Вт.

Разом з абсолютною струмовою чутливістю, важливим параметром фоторезистора є його диференціальна чутливість, яка визначається як

$$F'_p = \frac{dI_f}{dP} = \frac{\omega \cdot d}{l} \cdot U \frac{d\Delta\sigma}{dP}. \quad (32)$$

Величина F'_p може суттєво відрізнятись від F_p , якщо функція $I_f = f(P)$ нелінійна.

Як видно із формул (31) та (32), чутливість в загальному залежить від робочої напруги і потужності випромінювання. Крім того, вона залежить і від спектрального складу випромінювання. Спектральна характеристика різних фоторезисторів значно відрізняються один від одного (рис.2). Чутливість фоторезистора до випромінювання складного спектрального складу називають інтегральною чутливістю.

Розглянемо люкс-амперну характеристику фоторезистора. Згідно з рівнянням (29), зміна струму через зразок зростає внаслідок збільшення падаючого світлового потоку з ростом нерівномірної концентрації носіїв заряду. При цьому в стаціонарному режимі Δn буде тим більшим, чим більший час життя носіїв τ .

При малих світлових потоках Φ час життя τ не залежить від рівня освітленості, і тому $I_f \approx f(\Phi)$ при цьому залишається постійною. При великих потоках світла, коли Δn стає близькою або більше рівноважної концентрації, час життя падає з ростом освітленості. Тому характеристика $I_f = f(\Phi)$ стає сублінійною, (частіше всього ця залежність визначається як $I_f \approx \sqrt{\Phi}$), а чутливість фоторезистора зменшується. Вольт-амперні та люкс-амперні характеристики фоторезистора подані на рис.4,а і б.

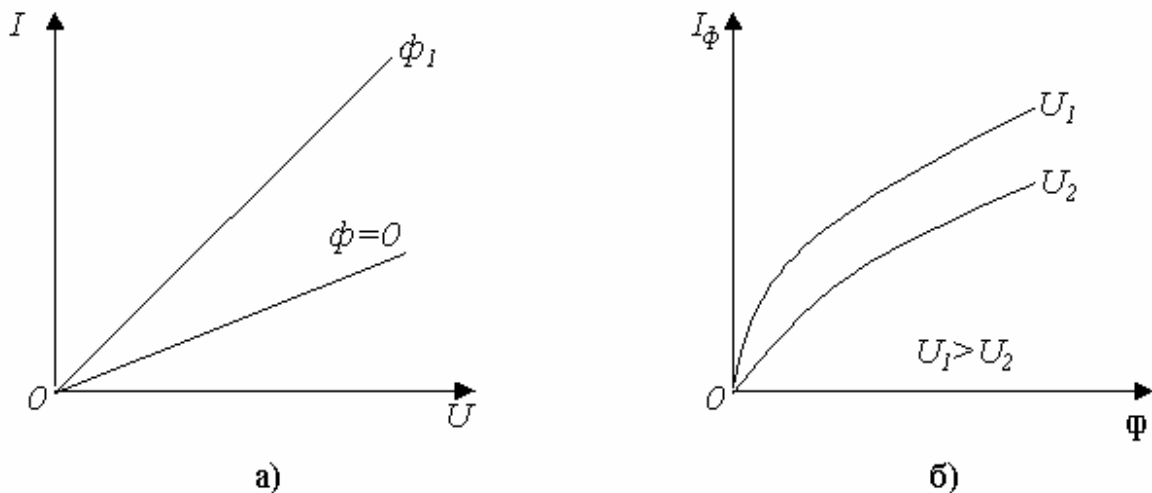


Рис.4. Вольт-амперні (а) та люкс-амперні (б) характеристики фоторезистора

Розглянемо поняття фотоелектричного підсилення. Будемо вважати, що світло слабо поглинається і генерація носіїв по об'єму напівпровідника майже рівномірна. В стаціонарному стані число збуджуваних електронів в

одиниці об'єму $n = g \cdot \tau$, а у всьому об'ємі напівпровідника N (час перебування на пастках в τ не включається)

$$I_f = \frac{N \cdot e}{T_r} = egV \cdot \frac{\tau}{T_r} = egV \cdot G, \quad (33)$$

де T_r – час проходження носіїв між електродами; V – об'єм напівпровідника; $G = \frac{\tau}{T_r}$ – коефіцієнт підсилення – число електронів, які пройшли че-

рез фотопровідник на один поглинаючий фотон.

Час проходження T_r можна представити як

$$T_r = \frac{l}{v_d} = \frac{l}{\varepsilon\mu} = \frac{l^2}{U \cdot \mu}, \quad (34)$$

де v_d та ε – дрейфова швидкість та електричне поле, відповідно.

Тоді

$$I_f = \frac{egV\mu\tau}{l^2} \cdot U \quad \text{і} \quad G = \frac{\mu\tau}{l^2} \cdot U. \quad (35)$$

Ефект фотоелектричного підсилення можна визначити таким чином. Час життя фотоносіїв (наприклад, електронів) може значно перевищувати час проходження T_r . Коли один із електронів досягає електрода, інший електрон входить в зразок із протилежного контакту для збереження нейтральності зразка. Цей процес буде продовжуватися до тих пір, поки не здійсниться рекомбінація фотоносіїв. Таким чином, поглинання одного фотона може бути приводом проходження багатьох електронів між електродами. Згідно з співвідношенням (35), ефект підсилення фотопровідності буде найбільшим в матеріалі з високим τ і μ та при малій відстані контактів.

2. Опис вимірювальної установки

На рис.5 подана схема вимірювальної установки. В склад оптичної системи входить світлогенеруючий елемент і фоторезистори R1, R2, R3, R4, які змонтовані на платі та розташовані в світлонепроникному корпусі. Освітленість зразків регулюються за допомогою зміни напруги живлення джерела світла. Світловий потік, (лм), падаючий перпендикулярно до приймальної площадки фотопристрою, вираховується за формулою

$$\Phi = \frac{S \cdot I}{l^2}, \quad (36)$$

де S – активна площа фотопристрою, м²; I – сила світла лампи розжарювання, кд; l – відстань між ниткою лампи та вікном фотопристрою, м.

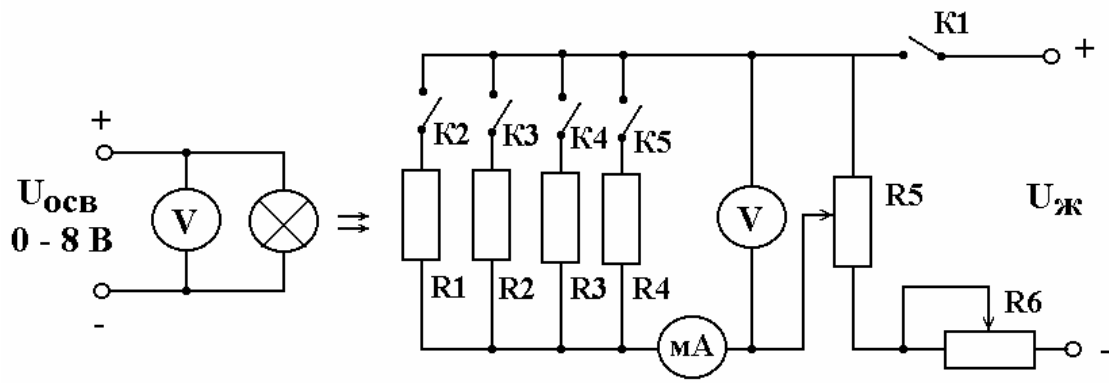
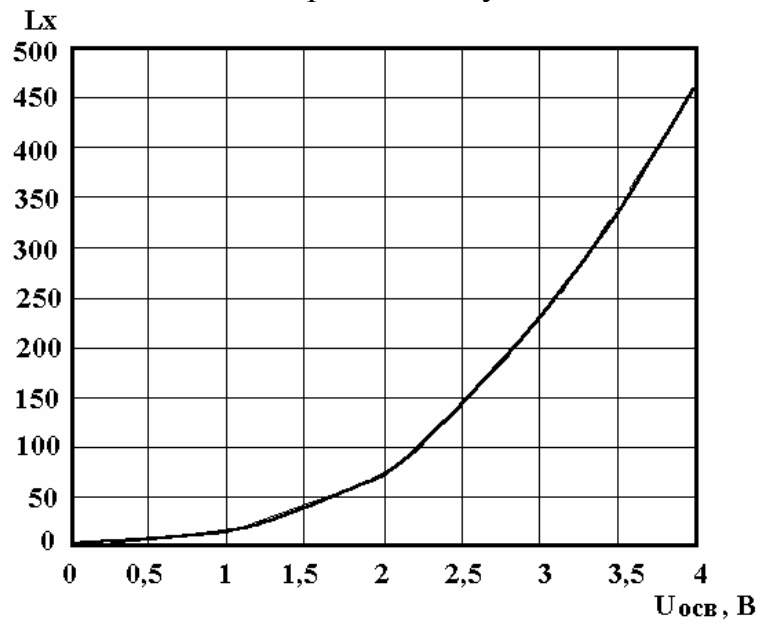
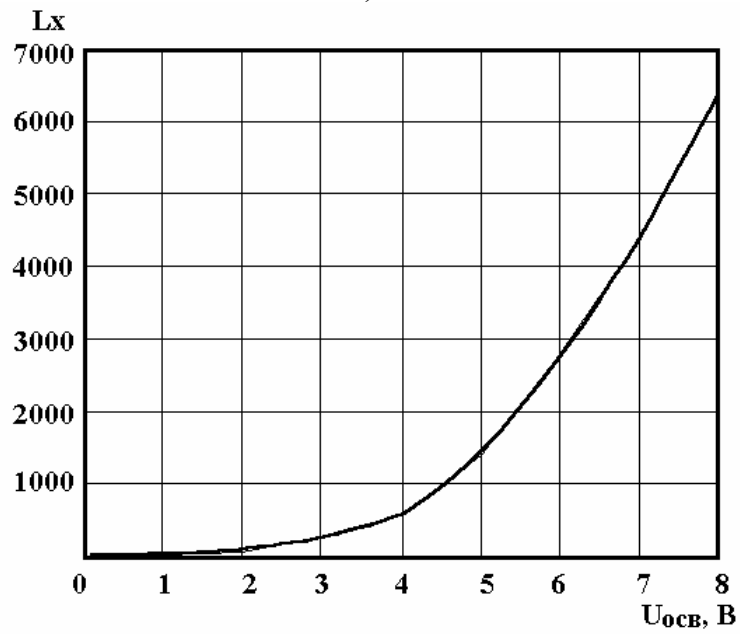


Рис.

5. Схема вимірювальної установки



а)



б)

Рис.6.

Схема живиться постійною напругою $U_{ж}$, що подається від зовнішнього стабілізованого джерела живлення за допомогою ключа K_1 . Рівень напруги задається регулятором R_1 та R_2 (на стенді „грубо” і „плавно”). При замиканні ключа K_2 вимірюють вольт-амперні та світлові характеристики фоторезисторів. Всі параметри елементів схеми, а також дані для розрахунків вказані на стенді. На рис.6. подані градуйовані криві відповідності освітленості світлогенеруючого елементу від напруги живлення ($U_{осв}$).

3. Домашнє завдання

1. Записати паспортні дані фоторезисторів ФСК-Г1, СФЗ-4Б, ФСД-1, ФСК-
2. Ознайомитись з теорією фоторезистивного ефекту.
3. Навести умовні позначення фоторезисторів.
4. Вивчити принцип роботи фоторезисторів.

4. Робоче завдання

1. Зібрати і випробувати схему.
2. Зняти сімейство ВАХ фоторезисторів при двох різних світлових потоках. Визначити величину відношення $R_{тем} / R_{фот}$.
3. Зняти світлову характеристику фоторезисторів при різних напругах на них. Обчислити і графічно побудувати $F'_p = f(\Phi)$. Обчислити величину G для двох значень напруги, коли $\mu\tau = 0,2 \text{ см}^2/\text{В}$.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних фоторезисторів, а напругу – вище максимально допустимої.

6. Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему вимірювання фоторезисторів.
2. Паспортні дані фоторезисторів.
3. Таблиці експериментальних даних.
4. Сімейство ВАХ при двох різних світлових потоках.
5. Світлові характеристики фоторезисторів при різних напругах. Графіки $F'_p = f(\Phi)$. Значення G для двох зазначених напруг.
6. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Фізичний механізм взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками.
2. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках.
3. Яка залежність фотопровідності від інтенсивності опромінення?
4. Основні характеристики фотоприймачів.
5. Фізичні основи роботи фоторезисторів.
6. Як залежать спектральні характеристики фоторезисторів від напівпровідникового матеріалу?
7. Нарисуйте ВАХ фоторезисторів.
8. Нарисуйте люкс-амперні характеристики фоторезисторів.
9. Запишіть вираз для густини струму, який викликаний світловою провідністю.
10. Запишіть одномірне рівняння неперервності.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5 ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ФОТОДІОДІВ

Мета роботи – вивчення основних фізичних закономірностей, які визначають властивості і параметри фотодіодів, дослідження вольт-амперних і люкс-амперних характеристик фотодіодів.

1. Теоретична частина 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 експоненти. Нерівномірна генерація 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 променя світла.

Виникнення електричного поля в однорідному напівпровіднику при його освітленні отримало назву ефекту Дембера. Цей ефект існує в напівпровіднику при відсутності струму, тому вважаємо $\vec{j} = 0$. На основі цього міркування визначається напруженість електричного поля [16]

$$\vec{E} = -\frac{\vec{j}_{Dn} + \vec{j}_{Dp}}{\sigma_n + \sigma_p}, \quad (1)$$

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 (1) 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 при-

скорює дифузію менш рухливих носіїв заряду. Це явище отримало назву біполярної дифузії. Воно описується за допомогою рівняння неперервності. Для стаціонарного стану рівняння неперервності має вигляд [15, 16]

$$D \frac{d^2(n - n_0)}{dx^2} + \mu_E E \frac{d(n - n_0)}{dx} - \frac{n - n_0}{\tau^f} = G, \quad (2)$$

де

коефіцієнт біполярної дифузії $D = \frac{D_n \sigma_{p0} + D_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}},$

біполярна дрейфова рухливість $\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_{p0} + \mu_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}},$

швидкість “біполярної” генерації $G = \frac{G_n \sigma_{p0} + G_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}}.$

Зробимо такі позначення:

$$L^2 = D\tau^f,$$

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau^f}{D\tau^f} = \frac{l_E}{L^2},$$

тоді рівняння (2) можна переписати у вигляді [15]

$$\frac{d^2(n - n_0)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n - n_0)}{dx} - \frac{n - n_0}{L^2} = -\frac{G}{D}. \quad (3)$$

Загальний розв’язок однорідного рівняння (3) описується виразом

$$(n - n_0) = Ae^{-x/l} + Be^{x/l}, \quad (4)$$

де коефіцієнт 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

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}. \quad (5)$$

В цьому випадку частковий розв’язок має вигляд [30]

$$(n - n_0) = -\frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right]}. \quad (6)$$

Аналіз (6) 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 випрямляючого контакту металу і напівпровідника.

Фотодіоди

Фотодіод – це напівпровідниковий прилад, в якому використовується ефект розподілу на границі електронно-діркового переходу нерівноважних носіїв, які створюються світлом. Схематично фотодіод (ФД) зображений на рис.1,а. ФД виконується зазвичай на основі монокристалів германію і кремнію. Освітлювана область (на рис.1,а n-область) слабологована, має великий час життя неосновних носіїв – дірок τ_p і, відповідно, велику дифузійну довжину L_p .

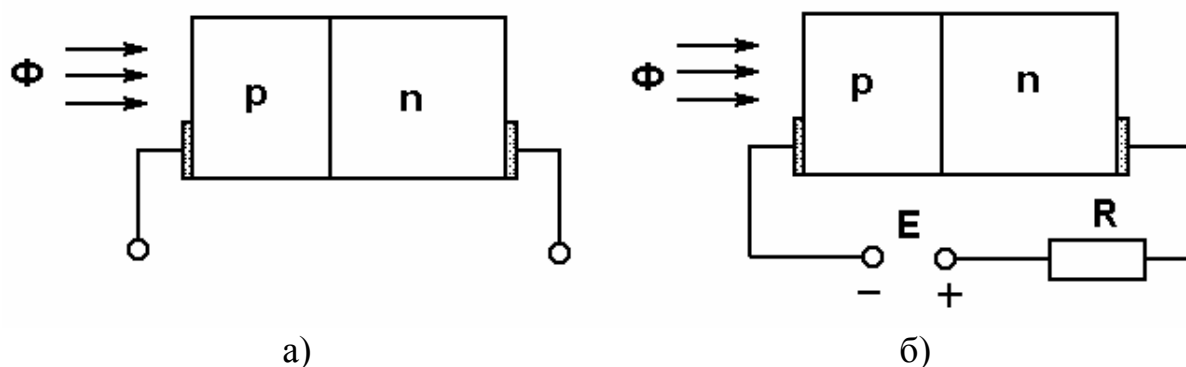


Рис.1. Напівпровідниковий фотодіод: а – схематичне зображення фотодіода; б – включення фотодіода в коло

Фотодіодні структури знайшли найбільш широке застосування в оптоелектронній техніці. Простота їх конструкцій дозволяє максимально використовувати світловий потік. Вони мають високу чутливість і швидкодію, лінійність характеристик в широкому діапазоні зміни потужності опромінювання, малі значення паразитних параметрів (струми витоку, ємності і т.п.), високі зворотні напруги. Фотодіодні структури мають кращу температурну стабільність порівняно з іншими фотоприймачами. Успіхи фотоелектроніки знаходяться в прямій залежності від прогресу фотодіодних структур. До найбільш перспективних фотодіодних конструкцій відносяться кремнієва р-і-n структура, контакт метал-напівпровідник (діод Шоттки), гетероперехід. Фоточутлива р-і-n структура створюється таким чином: на високоомній вихідній пластині кремнію ($\rho=2...10$ кОм/см) нарощується за допомогою епітаксіальної технології n⁺-шар товщиною 30...50 мкм з питомим опором рівним 0,002 Ом·см. Потім із зворотного боку вихідна пластина кремнію зашліфовується для утворення n⁺-шару товщиною 40...50 мкм. Після цього нарощується епітаксіальний р-шар товщиною 2...4 мкм. Нанесення контактів, розділення пластины на кристали, захист їх бокових граней, монтаж у корпус і з'єднання зовнішніх виводів завершують виготовлення приладу (рис.2,а).

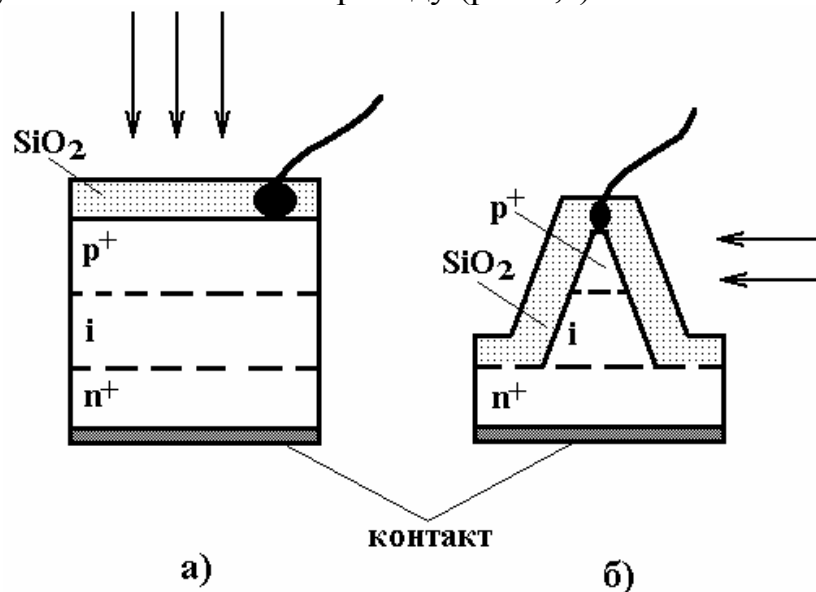


Рис.2. Схема кремнієвих р-і-n фотодіодів з фронтальним (а) і боковим (б) освітленням

При роботі цього фотоприймача в парі з GaAs-випромінювачем 90% потужності світлового випромінювання поглинається і-областю і лише 5...10% - в р- і n-областях. При прикладенні до фотодіоду зворотної напруги в і-області виникає сильне електричне поле, яке сприяє швидкому розсмоктуванню електронів і дірок, генерованих світлом. Це забезпечує високу швидкодію й малі рекомбінаційні втрати. При товщині і-шару 10...20 мкм і зворотних напругах 5...10 В інерційність фотоприймача може

бути меншою 10^{-9} - 10^{-10} с. На основі аналізу механізму роботи і конструкцій р-і-n фотодіодів можна сказати, що вони мають такі якості:

- поєднання високої fotocутливості ($S_0=0,7\text{A/Вт}$) і високої швидкодії;
- мала бар'єрна ємність;
- висока ефективність при малих зворотних напругах, що дозволяє з'єднувати їх за електричним режимом з інтегральними схемами.

Недоліками фотодіодів на основі р-і-n структур є мала висота потенціального бар'єра, що не дозволяє одержати значення фото-ЕРС більше ніж 0,35...0,45 В у вентильному режимі, більш низька радіаційна стійкість, більші струми витоку при високих температурах у порівнянні з фотодіодами на основі р-n переходів. Це зумовлено використанням високоомного кремнію в базовій області фотоприймача.

При створенні фотодіодних структур, що працюють близько довгохвильової межі спектра fotocутливості кремнію конструктори зіткнулися з необхідністю підвищення товщини базової області для повного поглинання випромінювання, що, в свою чергу, призводить до зниження швидкодії. Одним з шляхів вирішення цієї проблеми є створення р-і-n структур з боковим освітленням (рис.2,б). В цій структурі ширина базової області, що обумовлює ефективність поглинання випромінювання, та її товщина, що визначає процес збирання генерованих носіїв, можуть змінюватись і оптимізуватись незалежно один від одного.

Контакт метал-напівпровідник (діод-Шотткі) за фізичним механізмом роботи близький до р-і-n-структури. Якщо на поверхню напівпровідника нанести метал з роботою виходу більшою ніж у напівпровідника, то в результаті переходу електронів з напівпровідника в метал у приконтактній області напівпровідника створюється шар об'ємного заряду, збідненого носіями заряду. При прикладенні зворотної напруги до контакту в шарі об'ємного заряду виникає велика напруженість електричного поля. Електрони та дірки, які виникли за рахунок дії світла, швидко витягуються цим полем і створюють фотострум в зовнішньому колі.

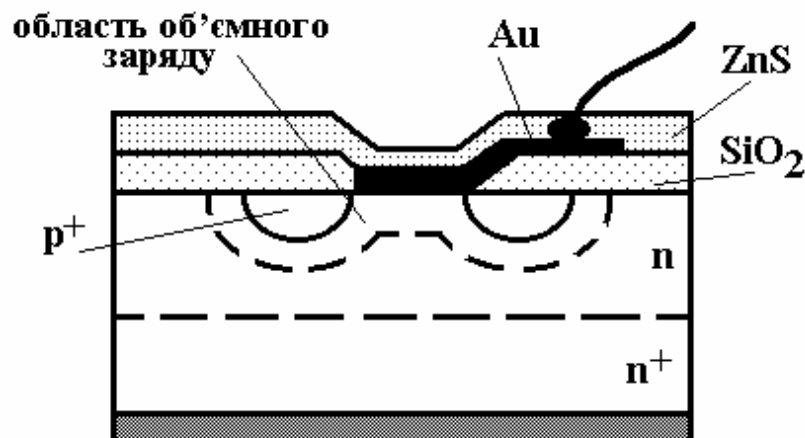


Рис.3. Структура фотодіода з бар'єром Шотткі

Структура кремнієвого фотодіода з бар'єром Шотткі представлена на рис.3. Підкладкою фотодіода є сильнолегована n^+ -область, на яку методом епітаксiальної технології нарощується плівка високоомного кремнію. Потім на цій плівці методом дифузійно-планарної технології створюється кільце р-типу ("охоронне" кільце). На старанно очищену поверхню р-кремнію напиллюється тонка плівка (0,01мкм) із золота, яка потім покривається сірчистим цинком. Шар сірчистого цинку є антивіддзеркалюючим покриттям. Охоронне кільце дозволяє усунути паразитні краєві ефекти, знизити струми витоку й підвищити пробивну напругу. Найбільш ефективно фотодіоди з бар'єром Шотткі працюють на $\lambda=0,63$ нм, при цьому швидкодія досягає 10^{-10} с, а фоточутливість 0,5А/Вт. При просуванні у більш довгохвильову область підвищують питомий опір базової області та одночасово підвищують її товщину. Слід вказати на ряд особливостей, які мають фотодіодні структури з бар'єром Шотткі, при використанні їх у оптоелектронних колах:

- 1) простота створення випрямних фоточутливих структур на різних напівпровідниках з р- і n-типами провідності;
- 2) висока фоточутливість і висока швидкодія;
- 3) можливість зміни висоти потенціального бар'єра за рахунок широкого вибору вживаних матеріалів;
- 4) простота виготовлення бар'єрів Шотткі методом планарної технології, "низькотемпературність" більшості способів виготовлення контактів метал-напівпровідник;
- 5) різка різниця оптичних властивостей металу та напівпровідника, яка дозволяє створювати фотоелектричні прилади як у довгохвильовій так і в ультрафіолетовій областях оптичного діапазону;
- 6) технологічна й фізична сумісність фотодіодних структур з бар'єром Шотткі з оптичними інтегральними схемами.

Гетерофотодіоди являють собою один з найбільш швидко прогресуючих класів оптоелектронних фотоприймачів. Типовим представником цього класу фотоприймачів є структура GaAs-GaAlAs (рис.4,а). Вона складається з підкладки на основі арсеніду галію n^+ -типу ($N_d = 10^{18}$ см⁻³), на яку методом рідиннофазової епітаксії послідовно нарощують спочатку шар чистого нелегованого арсеніду галію n-типу ($N_d = 10^{15}$ см⁻³), а потім шар твердого розчину p^+ -типу ($N_a = 10^{18}$ см⁻³). При забезпеченні у розчині значень $x=0,3...0,4$ можна одержати відмінність заборонених зон по різні боки гетеропереходу величиною 0,4 еВ.

Шар GaAlAs відіграє роль широкозонного вікна, яке пропускає випромінювання, що поглинається в середній n - GaAs області. Структура зонної діаграми (рис.4, б) забезпечує добре перенесення генерованих з n-GaAs дірок у р - GaAlAs. Товщина середньої області W вибирається такою, щоб забезпечити поглинання всієї падаючої потужності. Так, при

$\lambda = 0,85$ мкм достатньо мати $W=20$ мкм. Висока ступінь чистоти цієї області забезпечує малі рекомбінаційні втрати генерованих світлом носіїв заряду. За фізичним механізмом роботи фотодіоди на базі гетероструктур значною мірою подібні до p-i-n структур.

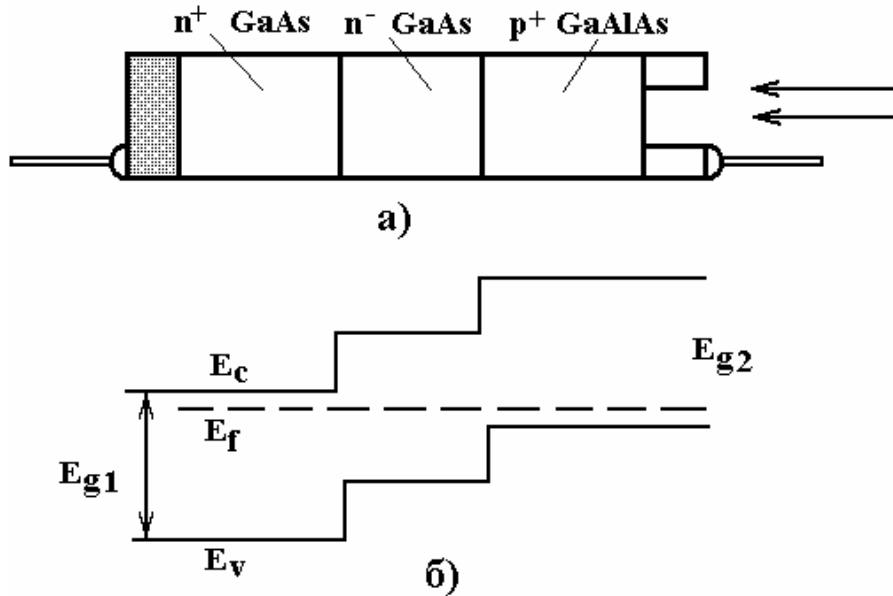


Рис.4. Структура (а) і енергетична діаграма (б) фотодіода з односторонньою гетероструктурою

До переваг фотоприймачів з гетеропереходами відносяться висока фоточутливість, висока швидкодія, можливість ефективної роботи при малих зворотних напругах. Свобода вибору матеріалів бази дозволяє одержати високі значення фото-ЕРС, які в 2-3 рази вищі ніж у кремнію. Гетероструктури відкривають принципові можливості одержання ККД близького до 100%.

Розглянемо детальніше роботу фотодіода. При відсутності освітлення і зовнішньої напруги встановлюється рівновага між тепловими потоками носіїв через перехід з n-області в p-область і навпаки. При освітленні n-області в ній утворюються нерівноважні електрони і дірки. Ці носії дифундують всередину n-області зі швидкістю, яка визначається коефіцієнтом дифузії неосновних носіїв – дірок. Якщо ширина n-області W_1 значно менша L_p , то більша частина цих носіїв не встигне прорекомбінувати і дійде до границі p-n-переходу. Пари електрон-дірка, які дійшли до переходу, розділяються його полем. При цьому дірки без перешкоди переходять в p-область. Дуже мала частина електронів може пройти потенціальний бар'єр. Тому струм через перехід I_d , обумовлений рухом нерівноважних носіїв, буде складатися в основному із дірок. Наявність цього струму порушує теплову рівновагу і призводить до того, що p-область заряджається додатно відносно n-області. Утворена різниця потенціалів ϕ знижує потенціальний

бар'єр і викликає прямий струм інжекції, який спрямований назустріч дифузійному струму I_d . У результаті в ізольованому діоді встановлюється динамічна рівновага між струмом I_d та інжекційним струмом.

Відомо, що струм через перехід зв'язаний з різницею потенціалів на ньому співвідношенням

$$I = I_s(e^{u/\varphi_T} - 1). \quad (7)$$

Тоді в стаціонарному режимі при освітленні фотодіода

$$I_f - I_s(e^{u/\varphi_T} - 1) = 0. \quad (8)$$

Припустимо, що послідовно з фотодіодом ввімкнено джерело напруги E і опір R , який включає в себе також опір напівпровідника (рис.1,б). Величина напруги на діоді U буде результатом взаємної дії випромінювання Φ і зовнішньої напруги E . Тоді рівняння, які описують роботу фотодіода, матимуть вигляд:

$$I_f - I_s(e^{u/\varphi_T} - 1) = I, \quad (9)$$

$$U = IR \pm E. \quad (10)$$

При цьому знаки „+” і „-” відносяться відповідно до прямого та зворотного ввімкнення джерела живлення. Вирази (9) і (10) описують сімейство вольт-амперних характеристик ФД (рис.5). Параметром сімейства є величина світлового потоку Φ .

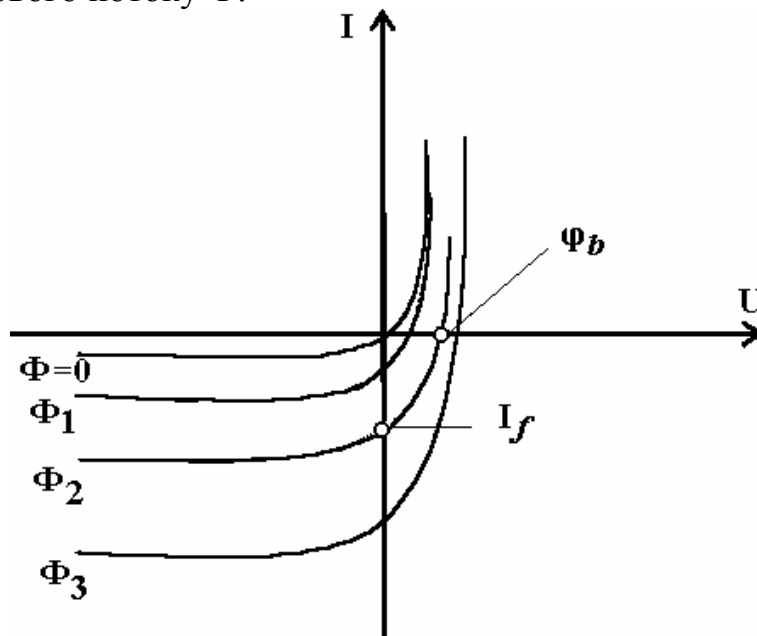


Рис.5. Сімейство вольт-амперних характеристик фотодіода

Розрізняють два режими роботи фотодіода: вентильний і фотодіодний.

Вентильний режим характеризується відсутністю джерел напруги в колі фотодіода. При цьому зовнішній опір R може бути присутнім в схемі. Для вентильного режиму характерне співвідношення

$$I_f - I_s(e^{u/\varphi_T} - 1) = -U/R = I. \quad (11)$$

При розімкнутому зовнішньому колі ($R=\infty$) величину напруги на переході називають вентильною фото-ЕРС і позначають φ_v . З рівності (11) випливає, що

$$\varphi_v = \varphi_T \ln\left(\frac{I_f}{I_s} + 1\right). \quad (12)$$

У режимі короткого замикання ($R=0$) напруга на виводах ФД $U=0$ і струм у зовнішньому колі $I = I_f$. Значення струму короткого замикання і вентильної фото-ЕРС для одної з характеристик (рис.5, крива Φ_2) вказані точками.

Фотодіодний режим роботи пристрою характеризується наявністю зворотної напруги на переході. При цьому для достатньо великих напруг відповідно до виразу (9)

$$I = I_f + I_s. \quad (13)$$

У області малих напруг ($U \ll \varphi_T$) після розкладання в ряд виразу (9) отримаємо

$$I = I_f \pm I_s \cdot U/\varphi_T = I_f + \frac{U}{R_0}. \quad (14)$$

де $R_0 = \frac{\varphi_T}{I_s}$ відповідає внутрішньому опору р-п-переходу при нульовому зміщенні.

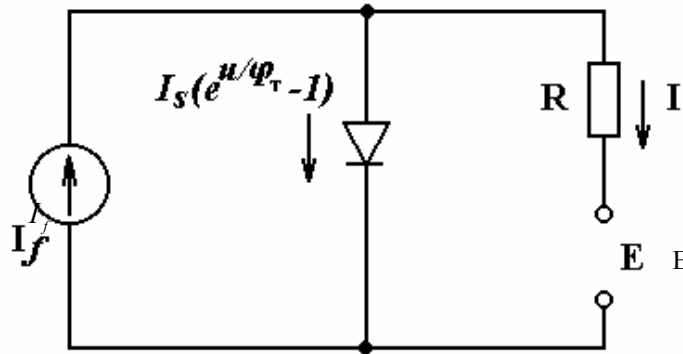


Рис.6. Еквівалентна електрична схема фотодіода

Вольт-амперна характеристика пристрою може бути пояснена еквівалентною схемою, яка зображена на рис.6. В даній схемі генератор струму відображає фотострум I_f . Відповідно до рівнянь (9) і (10), паралельно генератору струму ввімкнено р-п-перехід. Електронно-дірковий перехід, струм через який дорівнює

$$I_s(e^{u/\varphi_T} - 1),$$

у випадку прямого зміщення на ньому шунтує навантаження R .

У фотодіодному режимі і режимі короткого замикання струм в навантаженні визначається інтенсивністю падаючого випромінювання. Залежність струму від опромінення зразка називається люкс-амперною (світловою) характеристикою пристрою. В фотодіодному режимі вона лінійна в більшості діапазонів світлових потоків (рис.7, крива 1), що є важливою перевагою фотодіода. У режимі короткого замикання світлова характеристика пристрою виявляється нелінійною (рис.7, крива 2).

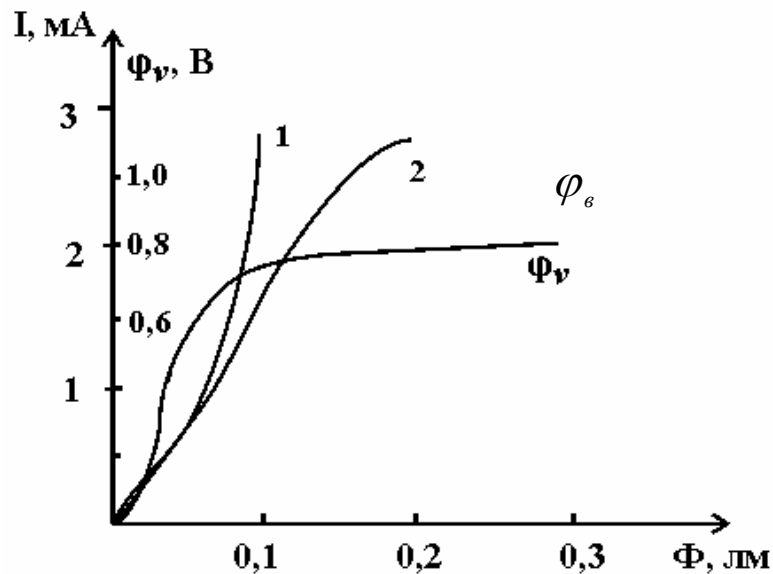


Рис.7. Залежність фотоструму (крива 1 – в фотодіодному режимі, крива 2 – в режимі короткого замикання) і вентильної фото-ЕРС φ_v від потоку випромінювання

Причина такого явища полягає в такому. Із збільшенням рівня освітленості та із збільшенням струму підвищується спад напруги на опорі товщини напівпровідника U_{rT} , яка за абсолютною величиною дорівнює спаду напруги на р-п-переході. Струм починає відхилятися від лінійної залежності при таких рівнях освітленості, коли U_{rT} наближається до величини контактної різниці потенціалів U_K . Залежність φ_v величини потоку, який описується виразом (12), показана на тому ж рис.7.

Важливими характеристиками фотодіода є його спектральна і інтегральна чутливість. Чутливістю ФД називають відношення фотоструму до величини світлового потоку

$$F = I_f / \Phi. \quad (15)$$

Чутливість F вимірюють в мА/лм (в видимій області спектра) і в мА/Вт (для будь-якої області спектра). При цьому світло може бути як монохроматичним, так і складного спектрального складу. Чутливість ФД до монохроматичного випромінювання різна для різних довжин хвиль. Залежність

$F = I_f(\lambda)$ називають спектральною характеристикою фотодіода. Ця характеристика для германієвого і кремнієвого приладів показана на рис.8 (криві 1 і 2). Чутливість фотодіода до світла складного спектрального складу називають інтегральною чутливістю.

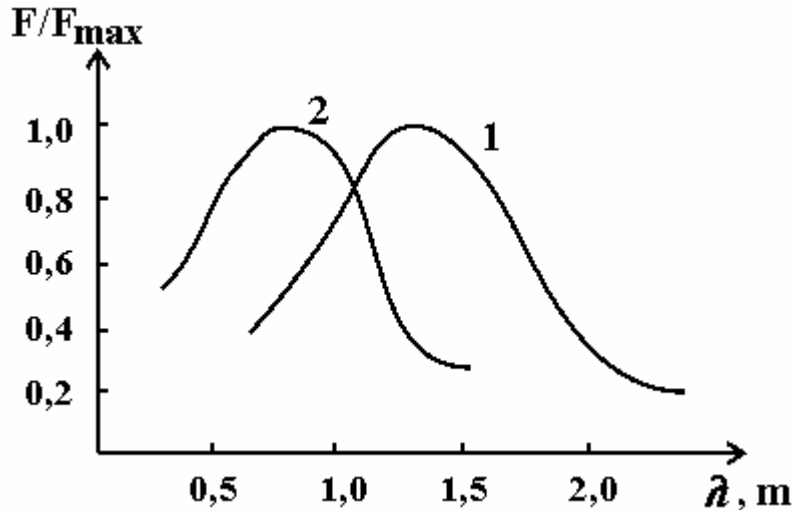


Рис.8. Спектральна чутливість германієвого (крива 1) і кремнієвого (крива 2) фотодіодів

При перетворенні світлових сигналів в електричні, окрім лінійних характеристик в широкому діапазоні зміни світлового потоку, фотодіодний режим має суттєві переваги в порівнянні з вентильним режимом.

Перша перевага полягає в можливості отримання значних перепадів напруги на навантаженні R , оскільки повний світловий додаток струму I_f може бути отриманий при наявності в колі великого R . Відповідно велика і величина сигналу, який знімається з навантаження. У вентильному режимі повний світловий додаток струму I_f можна отримати тільки при короткому замиканні виводів пристрою.

Друга перевага фотодіодного режиму полягає в меншій інерційності ФД. Вона визначається часом прольоту носіїв n -області $t_0 = \frac{\omega^2}{2D_p}$. Помноживши чисельник і знаменник цього виразу на τ_p і врахувавши, що $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, отримаємо

$$t_0 = 2\tau_p \left(\frac{\omega}{2L_p} \right)^2. \quad (16)$$

У правильно сконструйованих фотодіодах $\omega \ll L_p$, тому $t_0 \ll \tau_p$. У вентильному режимі при розімкнутому колі інерційність визначається величи-

ною τ_p , оскільки розсіювання нерівноважних носіїв відбувається лише за рахунок їхньої рекомбінації.

2. Опис вимірювальної установки

На рис.9 подана схема вимірювальної установки. В склад оптичної системи входить світлогенеруючий елемент і фотодіоди VD1, VD2, VD3, VD4 змонтовані на платі і розташовані у світлонепроникному корпусі. Освітленість зразків регулюються за допомогою зміни напруги на світлогенеруючому елементі (U_{OCB}). Світловий потік (лм) падаючий перпендикулярно до приймальної площадки фотопристрою, розраховується за формулою

$$\Phi = \frac{S \cdot I}{l^2}, \quad (17)$$

де S – активна площа фотопристрою, м²; I – сила світла лампи розжарювання, кд; l – відстань між ниткою лампи та вікном фотопристрою, м.

Схема живиться постійною напругою E , що подається від зовнішнього стабілізованого випрямляча за допомогою ключа K_1 . Рівень напруги задається регулятором R_1 та R_2 (на стенді „грубо” і „плавно”). При замиканні ключа K_6 вимірюють вольт-амперні та світлові характеристики фотодіодів у фотодіодному і вентильному режимі короткого замикання. При розімкненні ключа K_6 фотодіод працює у вентильному режимі холостого ходу. Для зняття характеристик фотодіода у вентильному режимі короткого замикання необхідно розімкнути ключ K_1 , а вольтметр закоротити, повністю вивести змінний опір R_1 . Слід зауважити, що вимірювання прямої ділянки ВАХ фотодіода проходить при під’єднанні вольтметра до клем A, B . Всі параметри елементів схеми, а також дані для розрахунків вказані на стенді. На рис.10. подані градуйовані криві відповідності освітленості світлогенеруючого елемента від напруги живлення (U_{OCB}).

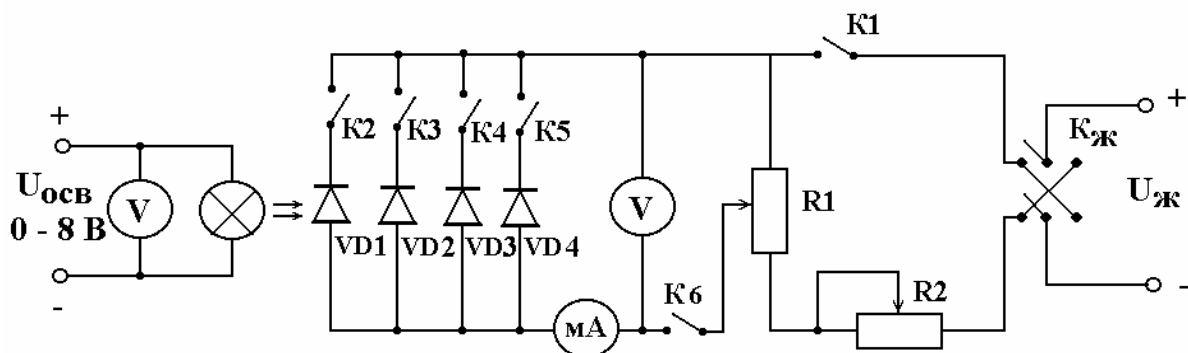
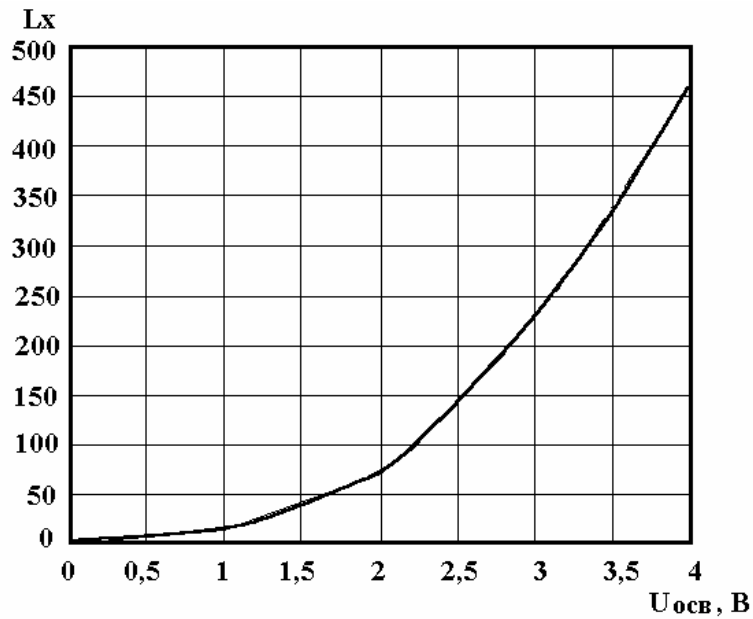
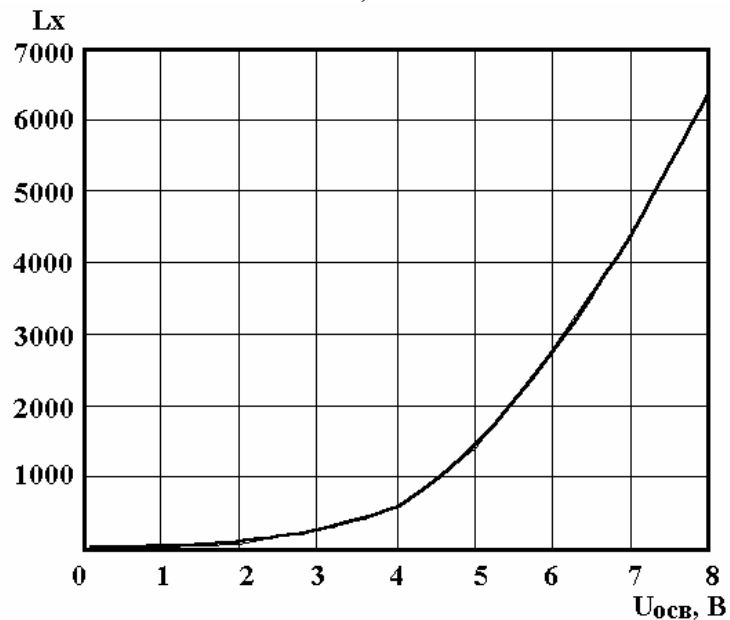


Рис.9. Схема вимірювальної установки



а)



б)

Рис.10.

3. Домашнє завдання

1. Записати паспортні дані фотодіодів ФД-24К, ФД-8К, ФД-10ГА, ФД265А.
2. Ознайомитись з теорією фотогальванічного ефекту.
3. Навести умовні позначення фотодіодів.
4. Вивчити принцип роботи фотодіодів.

4. Робоче завдання

1. Зібрати і випробувати схему.
2. Зняти сімейство ВАХ фотодіодів в темновому режимі і при двох різних світлових потоках.

3. Зняти люкс-амперні характеристики фотодіодів в фотодіодному режимі при двох різних напругах на фотодіоді (2 і 8 В).
4. Зняти люкс-амперні характеристики фотодіодів у вентиляльному режимі, короткого замикання і холостого ходу. Для одного значення Φ за формулою (12) розрахувати φ_v при відомому струмі I_f . Порівняти розрахункове і вимірне значення φ_v .
5. Обчислити інтегральну чутливість фотодіодів за даними пп. 3 і 4.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних фотодіодів, а напругу – вище максимально допустимої.

6. Склад звіту

Звіт повинен містити:

3. Схему вимірювання фотодіодів.
4. Паспортні дані фотодіодів.
3. Таблиці експериментальних даних.
4. Сімейство ВАХ при двох різних світлових потоках.
5. Люкс-амперні характеристики фотодіодів в фотодіодному режимі при двох різних напругах на фотодіоді.
6. Люкс-амперні характеристики фотодіодів у вентиляльному режимі, короткого замикання і холостого ходу.
7. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Фізичний механізм взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками.
2. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках.
3. Яка залежність фотопровідності від інтенсивності опромінення?
4. Основні характеристики фотодіодів.
5. Фізичні основи роботи фотодіодів.
6. Як залежать спектральні характеристики фотодіодів від напівпровідникового матеріалу?
7. Нарисуйте ВАХ фотодіодів.
8. Структура кремнієвого фотодіода з бар'єром Шоттки.
9. Структура кремнієвих р-і-n фотодіодів з фронтальним і боковим освітленням.
10. Нарисуйте залежності фотоструму фотодіода у фотодіодному, короткого замикання і вентиляльному режимах.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6 ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ ФОТОДІОДНОГО ОПТРОНА В ІМПУЛЬСНОМУ РЕЖИМІ

Мета роботи – вивчення фізичних закономірностей, що визначають інерційні властивості елементів оптрона; світлодіода і р-і-n-фотодіода; дослідження вихідних характеристик оптрона під час імпульсного збудження світлодіода в залежності від напруги на фотодіоді та опорі навантаження в його колі.

1. Теоретичні відомості

Оптрони, які використовують в якості фотоприймача р-і-n-діоди (конструкція оптрона показана на рис.1), володіють малою інерційністю, внаслідок чого вони знайшли широке використання в якості перемикачів, широкосмугових імпульсних трансформаторів, розв'язувальних пристроїв та інш. Інерційність оптрона в цілому обумовлена інерційністю складових його частин схемної релаксації надлишкового заряду в колі джерела та приймача світла.

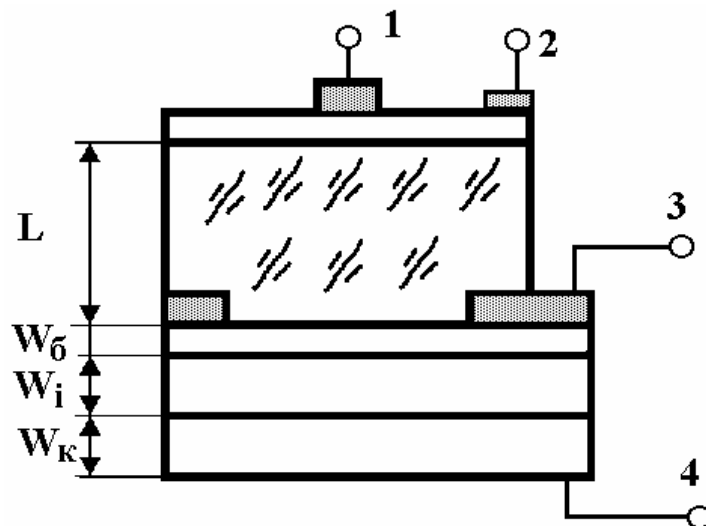


Рис.1. Конструкція оптрона: l – товщина імерсійного середовища; $W_б$ – товщина бази фотодіода; W_i – товщина і-шару; W_K – товщина колектора фотодіода

Для розрахунку перехідних характеристик оптрона зручно використовувати еквівалентну схему, яка зображена на рис.2. В ній не врахована ємність елементів оптрона на корпус, оскільки вони незначні.

В даній роботі на світлодіод подаються прямокутні імпульси струму. Утворене рекомбінаційне випромінювання, проходячи імерсійне середовище, попадає на фотоприймач. Генеровані світлом пари носіїв дифундують до переходу і розділяються його полем. Розглянемо інерційні властивості елементів оптрона.

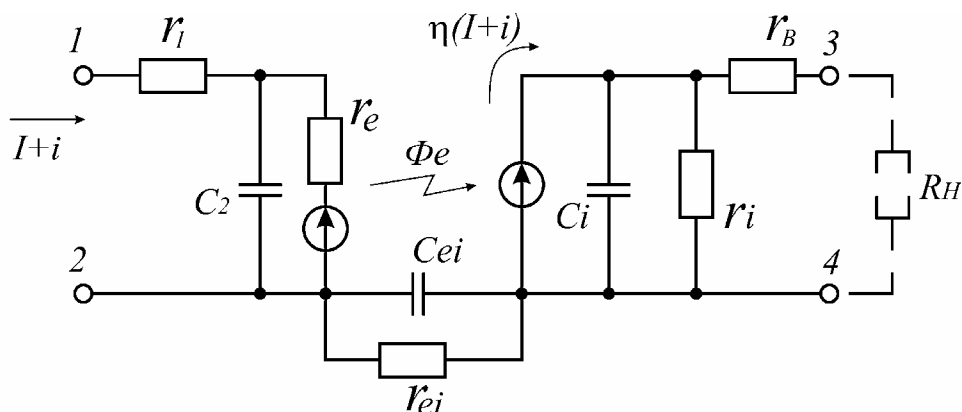


Рис. 2. Еквівалентна схема оптрона: r_1 і r_e – опори товщини напівпровідника і р-п переходу; C_2 – бар’єрна і дифузійна ємності світлодіода; V_0 – порогова напруга світлодіода, яка відповідає початку світіння; r_{ei} і C_{ei} – опір і ємність між входом і виходом оптрона; r_B, r_i, C_i – відповідно опори базового шару області W_i і ємність фотодіода

Інерційні властивості світлодіода

При подачі імпульсу струму на світлодіод має місце явище затримки електролюмінесценції. Воно зв’язане з процесом заряду дифузійної та бар’єрної ємностей. Для отримання часової залежності напруги на світлодіоді і інтенсивності його випромінювання необхідно розв’язати нестационарне рівняння неперервності

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{d \Delta p}{dt}. \quad (1)$$

Вважається, що відбувається інжекція дірок в п-область діода, рекомбінація розглядається в квазінейтральній області і x відраховується від границі області просторового заряду (ОПЗ).

Початкова умова записується у вигляді

$$\Delta p|_{t=0} = \Delta p_0(x), \quad (2)$$

де Δp_0 – стаціонарне значення надлишкової концентрації.

При вмиканні діода $\Delta p_0(x) = 0$, а при вимиканні

$$\Delta p_0(x) = p_\tau \left(e^{\frac{U_{st}}{\phi \tau}} - 1 \right) e^{-x/L_p}, \quad (3)$$

де U_{st} – стаціонарне значення напруги на р-п переході.

Граничні умови записуються таким чином :

$$\Delta p|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad (4)$$

$$j_p|_{x=0} = j(t) - c(U) \frac{dU}{dt}. \quad (5)$$

Умова (5) означає, що дірковий струм рівний різниці повного струму і струму зміщення.

Рівняння (1) розв'язується методом перетворення Лапласа за часом. Після надходження $\Delta p(x, t)$ напруга на ОПЗ знаходиться з умови

$$\Delta p|_{x=0} = p_n (e^{U(t)/\Phi_T} - 1), \quad (6)$$

а інтенсивність опромінення $I(t)$ визначається з рівняння

$$I(t) = \frac{1}{\tau_r} \int_0^\infty \Delta p(x, t) dx, \quad (7)$$

де τ_r – опромінення часу життя.

Інтегрування ведеться по всій квазінейтральній області.

Загальний розв'язок рівняння (1) має вигляд

$$\Delta p(X, T) = \int_0^T [Q_p(\tau) - \Delta p(0, 0)] \frac{e^{T-\tau - \frac{X^2}{4(T-\tau)}}}{\sqrt{\pi(T-\tau)}} d\tau + \Delta p(0, 0) e^{-X}, \quad (8)$$

де

$$Q_p(\tau) \equiv \frac{L_p j_{st}}{D_p e} \left[\frac{j(\tau)}{j_{st}} - \frac{Q_{st}}{\tau_p} \cdot \frac{c(v)}{c(v_{st})} \cdot \frac{dv}{d\tau} \right],$$

$$Q_{st} = \frac{c(v_{st})}{j_{st}} \varphi_T, \quad j_{st} = j_0 (e^v - 1), \quad j_0 = \frac{e D_p p_n}{L_p},$$

$$v = U / \varphi_T, \quad X = \frac{x}{L_p}, \quad T = t / \tau_p. \quad (9)$$

Після підстановки виразу (8) в рівняння (6) і (7) отримуємо інтегральні рівняння, аналіз яких дає можливість знайти загальний вираз для напруги на світлодіоді і інтенсивність випромінювання в часі у випадку його ввімкнення і вимкнення.

Слід відмітити, що характер перехідних процесів в світлодіоді залежить від величини Q_{st} / τ_p , де

$$Q_{st} = \frac{c(U_{st})}{j_{st}} \cdot \varphi_T \quad (10)$$

– характеристичний час, за який бар'єрна ємність переходу $c(U_{st})$ зарядиться до величини φ_T при протіканні постійного струму густиною j_{st} .

Величина Q_{st}/τ_p характеризує відношення заряду, накопиченого на ємності, до заряду інжекттованих неосновних носіїв в стаціонарному стані.

Випадок малого часу життя

Часові залежності напруги на переході і інтенсивності випромінювання для випадку малого часу життя, тобто для Q_{st}/τ_p зображені на рис.3.

При ввімкненні світлодіода повний струм записується як сума струму зміщення і дифузійного струму:

$$j(t) = c(U) \frac{dU}{dt} + j_D(t). \quad (11)$$

На початку відбувається заряд бар'єрної ємності і на протязі деякого часу ($t < t_{d1}$) дифузійний струм $j_D \ll j_{st}$. Тому напруга на переході змінюється лінійно

$$U(t) = \frac{j_{st}}{c(U_{st})} \cdot t. \quad (12)$$

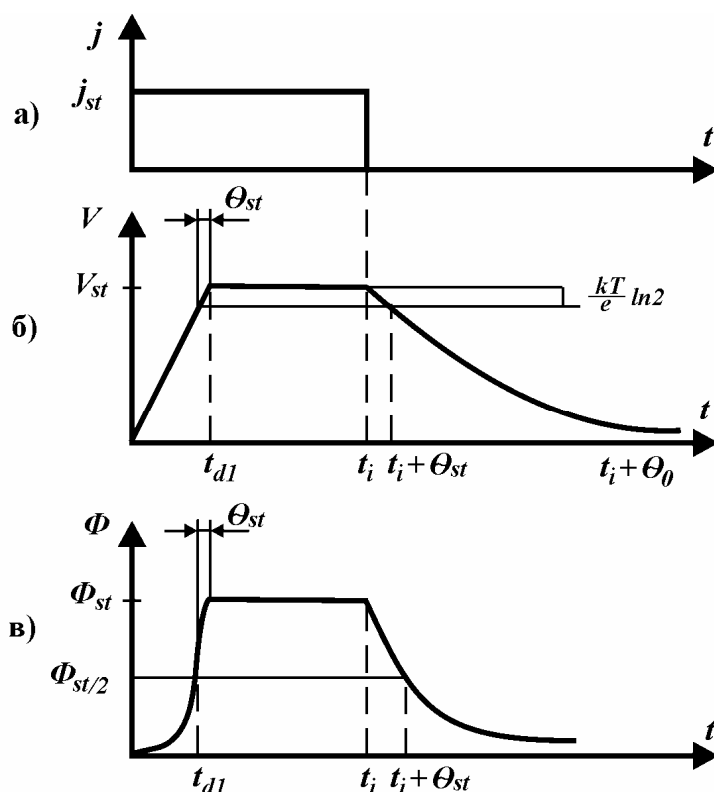


Рис. 3. Діаграма перехідних процесів в світлодіоді: а – форма імпульсу струму через світлодіод; б, в – часові залежності напруги на переході і інтенсивності випромінювання світлодіода для випадку малого часу життя

Для спрощення припускається, що бар'єрна ємність не залежить від напруги. Для цього проміжку часу інтенсивність випромінювання невелика і її зміни рівні

$$I(t) = \frac{1}{2} I_{st} \exp\left(\frac{t - t_{d1}}{Q_{st}}\right). \quad (13)$$

Для моменту часу $t = t_{d1}$

$$U(t_{d1}) = U_{st} - \varphi_{\tau} \ln 2, \quad (14)$$

$$I(t_{d1}) = \frac{1}{2} I_{st}. \quad (15)$$

Коли ємність зарядиться майже до стаціонарного стану, дифузійний струм різко зросте, що призведе до швидкого збільшення інтенсивності випромінювання $I(t)$.

При вимкненні світлодіода продовження процесу характеризується часом θ_0 , за який напруга зменшиться до величини φ_{τ} . Цей характерний час описується формулою:

$$\theta_0 = \theta_{st} e^{U_{st} / \varphi_{\tau}}. \quad (16)$$

Перехідні процеси в світлодіоді при цьому описуються виразами

$$U(t) \approx U_{st} - \varphi_{\tau} \ln\left(1 + \frac{t}{\theta_{st}}\right), \quad (17)$$

$$I(t) \approx \frac{I_{st}}{1 + t / \theta_{st}}. \quad (18)$$

В даних виразах час відраховується від моменту закінчення збуджуючого імпульсу. З виразів (17) та (18) видно, що за час θ_{st} напруга спаде на величину $\varphi_{\tau} \ln 2$, а інтенсивність випромінювання зменшиться вдвоє. Якщо врахувати залежність ємності від напруги, замість лінійної зміни $U(t)$ отримаємо параболічну залежність.

Випадок великого часу життя

Для випадку великого часу життя, тобто для $\frac{\theta_{st}}{\tau_p} \ll 1$ часові залежно-

сті напруги та інтенсивності випромінювання показані на рис. 4.

При увімкненні світлодіода зміна напруги на переході рівна

$$U(t) = \varphi_{\tau} \cdot t / \theta_{st}, \quad 0 < t < t_{d2}. \quad (19)$$

Інтенсивність випромінювання при цьому мала.

Якщо $t_{d2} < t < t_{d2} + \tau_p$, то

$$I(t) \approx I_{st} \cdot \frac{\theta_{st}}{\tau_p} \exp\left(\frac{t - t_{d2}}{\theta_{st}}\right). \quad (20)$$

При увімкненні світлодіода залежності $U(t)$ та $I(t)$ зручно розділити на 3 ділянки.

1. Для інтервалу часу $0 \leq T \leq T_1$, де $T_1 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\theta_{st}}{\tau_p}\right)^2$, зміна напруги на переході записується в вигляді

$$v(T) \approx v_{st} - \frac{\tau_p}{\theta_{st}} \cdot T \left[1 - 2/3 \left(\frac{T}{T_1}\right)^2\right], \quad (21)$$

а інтенсивність випромінювання як

$$I(T) \approx I_{st} \left(1 - \frac{U}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\tau_p}{\theta_{st}} \cdot T^{3/2}\right). \quad (22)$$

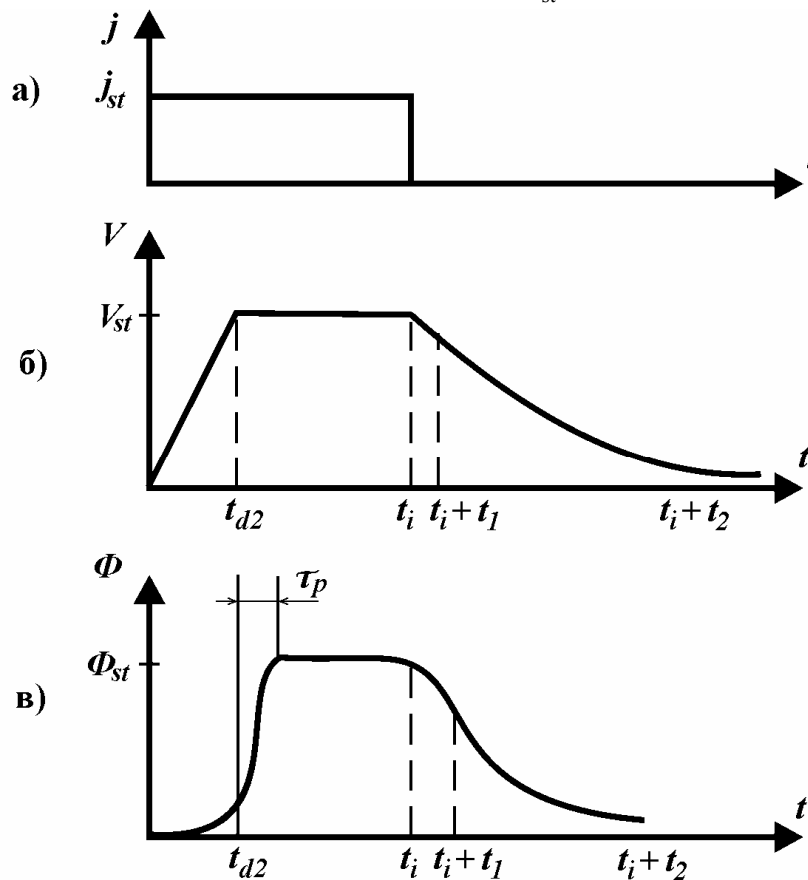


Рис. 4.

2. Для інтервалу часу $T_1 \leq T \leq T_2$, де T_2 знаходиться з формули

$$\frac{t_2}{\tau_p} = \ln \frac{\tau_p}{\theta_{st}} - \frac{1}{2} \ln t_2 / \tau_p, \quad (23)$$

зміна напруги записується в вигляді

$$\frac{e^{v(T)} - 1}{e^{v_{st}} - 1} = 1 - \operatorname{erf} \sqrt{T}, \quad (24)$$

а інтенсивність випромінювання як

$$I(t) \approx I_{st} \exp(-t / \tau_p). \quad (25)$$

3. Для інтервалу часу $T > T_2$ функція $v(T)$ представляється у вигляді

$$v(T) \approx v_{st} - \ln \frac{\tau_p}{\theta_{st}} - \ln(1 + T - T_2), \quad (26)$$

а інтенсивність випромінювання як

$$I(t) \approx \frac{\theta_{st}}{\tau_p} I_{st} (1 + \frac{t - t_2}{\tau_p})^{-1}. \quad (27)$$

Світлодіод з арсеніду галію, який використовується в оптроні, потрібно вважати приладом з малим часом життя. При цьому бар'єрна ємність діода за величиною така, що не впливає на перехідні процеси в оптроні.

Інерційні властивості фотодіода в фотодіодному режимі

Швидкодія фотодіода визначається часом прольоту носіїв через область бази t_B і область об'ємного заряду t_i , а також бар'єрною ємністю C_i . Час t_B визначається виразом

$$t_B = \frac{\omega_i^2}{2D_n}. \quad (28)$$

Що стосується часу t_i , то внаслідок великого значення напруженості поля в шарі об'ємного заряду при розрахунку необхідно враховувати залежність рухливості носіїв від величини поля:

$$t_i = \int_{\omega_B}^{\omega_0 + \omega_i} \frac{dx}{v(x)} = \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \omega_i} \frac{dx}{\mu(\varepsilon) \cdot \varepsilon(x)}, \quad (29)$$

де $v(x)$ – швидкість носіїв.

Оскільки носії не можуть рухатись швидше деякої максимальної швидкості v_{\max} , то час прольоту не може бути менше ніж

$$t_i = \frac{\omega_i}{v_{\max}}. \quad (30)$$

Відмітимо, що в кремнії при $T=300\text{K}$ максимальне значення швидкості складає для електронів - $0,85 \cdot 10^7$ см/с, для дірок – $0,5 \cdot 10^7$ см/с. Особливістю р-і-n-структур є сталість напруженості поля в і-шарі. Отже, швидкість носіїв також буде постійною. Тому

$$t_i = \frac{\omega_i}{v(\varepsilon)} = \frac{\omega_i}{\mu \cdot \varepsilon} = \frac{\omega_i^2}{\mu \cdot U}, \quad (31)$$

де U – напруга на фотодіоді.

В реальних діодах t_i значно менший час життя носіїв, тому вони пролітають об'ємний заряд без рекомбінації.

Що стосується впливу бар'єрної ємності, то при освітленні фотодіода відбувається її заряд впродовж часу

$$t_{zar} = \frac{C_i}{t_{kz}} \cdot \Delta U, \quad (32)$$

де ΔU – приріст напруги на переході; t_{zar} – струм короткого замикання фотодіода.

Тривалість розряду на цій ємності залежить від параметрів зовнішньої схеми. На основі рис.2 можна записати

$$t_{zar} \cong C_i \frac{r_i(r_B + R_u)}{r_i + r_B + R_u} \cong C_i R_H, \quad (33)$$

тут враховано, що $r \gg R_H$ і $r_s, R_H \gg r_B$.

Для того, щоб знайти закон зміни струму в навантаженні від часу, необхідно розв'язати одномірне рівняння неперервності для електронів в р-області

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\partial \Delta n}{\partial t}, \quad (34)$$

де Δn – нерівноважна концентрація електронів.

В якості початкових умов приймається

$$\Delta n = 0 \text{ при } t = 0$$

граничні умови для $x = 0$ (x відраховується від поверхні вглиб р-області) записуються у вигляді

$$\left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{I_f}{eD_n}, \quad (35)$$

а для

$$x = W_B \quad \Delta n \Big|_{x=W_B} \approx 0. \quad (36)$$

У виразі (35) I_f означає потік нерівноважних носіїв, генерованих світлом. Для монохроматичного випромінювання

$$I_f = \frac{e\eta\chi I}{h\nu}, \quad (37)$$

де η – квантовий вихід; I – інтенсивність падаючого випромінювання; χ – коефіцієнт переносу, що визначає долю непрорекомбінованих носіїв. Рівняння неперервності (34) досить легко розв'язується операторним методом. Для цього воно приводиться до вигляду

$$\begin{aligned} D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} &= s\Delta n, \\ \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L_n(s)} &= 0, \end{aligned} \quad (38)$$

де $L_n(s) = \frac{L_n}{\sqrt{1 + s\tau_n}}$ – операторна дифузійна довжина.

Розв'язок рівняння (34) для приросту струму має вигляд

$$I(t) = I_f (1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (39)$$

де τ_0 – постійна приросту процесу, яка визначається часом прольоту p^+ і i^- області.

При вимкненні світла зникнення надлишкових носіїв відбувається за рахунок рекомбінації і виходу їх через р-п перехід. Спад струму відбувається за законом

$$I(t) = I_f e^{-t/t_0} . \quad (40)$$

Діаграма цих процесів показана на рис.5, б.

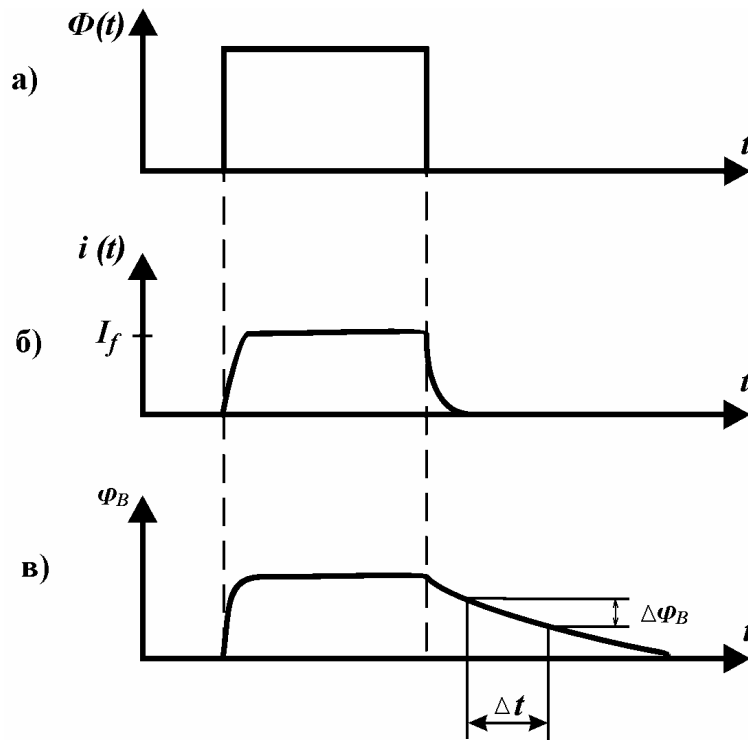


Рис. 5. Діаграми перехідних процесів в фотодіоді: а – форма імпульсу збуджуючого світла; б – часова залежність фотоструму; в – часова залежність фото-ЕРС

Розглянемо вплив бар'єрної ємності і опору навантаження. При великих R_n і відносно малих зсувів на діоді на задньому фронті імпульсу струму навантаження виділяють дві ділянки, подібні за формою для кривої спаду струму через світлодіод (рис.3, б). Ділянка повільного спаду t_f^- відповідає зменшенню надлишкового заряду за рахунок рекомбінації. Ділянка швидкого спаду t_f^- обумовлена схемною релаксацією, яка характеризується параметром θ_{st} . Оскільки з ростом опору навантаження розрядний струм падає, θ_{st} повинно збільшуватися, тому що за визначенням $\theta_{st} \approx \frac{1}{I}$ (10). Це означає, що збільшення R_n відповідає переходу від випадку великого часу життя до випадку малого τ . Інерційність діода для першого випадку визначається величиною τ , а для другого – величиною θ_{st} . Ділянка

повільного спаду t_f^- збільшується з ростом R_n . При $R_n = \infty$ (вентильний режим) релаксаційні процеси обумовлені рекомбінацією носіїв.

Вентильний режим роботи фотодіода характеризується відсутністю зовнішнього джерела в його колі. При цьому коло може бути розімкнене або замкнене накоротко через опір навантаження. Розглянемо випадок розімкненого кола. В такому режимі при освітленні фотодіода здійснюється накопичення носіїв в р- і n-областях до установлення динамічної рівноваги, коли зрівнюються потоки носіїв через затворний шар в обох напрямках. При цьому між електродами фотодіода встановлюється різниця потенціалів - φ_B - вентильна фото-ЕРС. Відомо, що

$$\varphi_B = \varphi_T \ln \left(\frac{I_f'}{I_s} + 1 \right), \quad (41)$$

де I_f – струм короткого замикання.

У вентильному режимі приріст і спад фотоструму можна описати рівняннями:

$$I_f(t) = I_f(1 - e^{-t/\tau}), \quad (42)$$

$$I_f(t) = I_f e^{-t/\tau}, \quad (43)$$

Підставимо вираз для струму (43) в рівняння (41). Тоді

$$\varphi_B = \varphi_T \ln \left(\frac{I_f}{I_s} e^{-t/\tau} + 1 \right) \cong \varphi_T \ln \left(\frac{I_f}{I_s} e^{-t/\tau} \right) = -\varphi_T \cdot \frac{t}{\tau} + \varphi_T \ln \frac{I_f}{I_s}. \quad (44)$$

З виразу (44) видно, що за часовим спадом фото-ЕРС можна вирахувати час життя носіїв заряду

$$\tau = \varphi_T \frac{\Delta t}{\Delta \varphi_B}. \quad (45)$$

Процеси приросту і спаду фото-ЕРС ілюструються рис.5, в.

Таким чином, форма імпульсу вихідного струму визначається інерційністю фотодіода і параметрами зовнішнього кола. Особливо сильно спотворюються фронти вихідного імпульсу у випадку малого зсуву на діоді і великих значень опору навантаження.

2. Опис вимірювальної установки

Схема вимірювальної установки показана на рис. 6. На світлодіод подаються імпульси струму від генератора імпульсів ПІ.

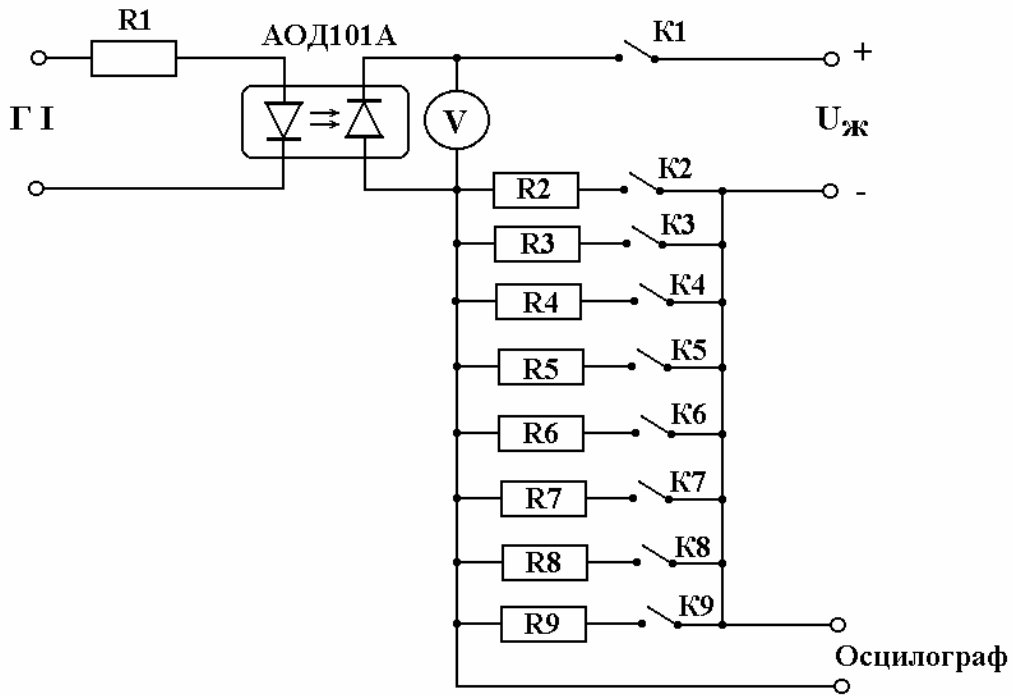


Рис. 6. Схема вимірювальної установки

Частота і тривалість імпульсів складають відповідно 10 кГц і 10 мс. Для визначення величини струму через світлодіод служить опір R_1 , який дорівнює 100 Ом. Зворотний зсув на фотодіоді задається джерелом живлення ($U_{ж}$). В колі фотодіода встановлено опори навантаження R_2 - R_9 , які можуть приймати значення від 100 Ом до 27 кОм. Тумблер K_1 дозволяє відключати джерело живлення і R_2 - R_9 від фотодіода при дослідженні його властивостей у вентильному режимі. При цьому осцилограф підключається до клем V .

3. Домашнє завдання

1. Записати паспортні дані оптрона АОД101А.
2. Ознайомитись з конструкціями оптронів.
3. Навести умовні позначення оптронів.
4. Вивчити інерційні властивості світлодіодів і фотодіодів.

4. Робоче завдання

1. Зібрати і випробувати схему. Встановити на виході генератора напругу 4-5 В. Імпульс струму через світлодіод повинен бути рівним 40-50 мА.
2. При низькоомному навантаженні ($R_H = 0,1 - 1$ кОм) виміряти час заднього фронту імпульсу t_f^- і переконатися в його слабій залежності від на-

пруги зміщення. За формулами (28) і (31) розрахувати час прольоту t_B і t_i прийнявши D_n і μ рівними $30 \text{ см}^2/\text{с}$ і $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

3. Зняти залежності тривалості заднього фронту імпульсу струму фотодіода від величини R_H при $U_{звор} = 0,1 \text{ В}$ і $U_{звор} = 3 \text{ В}$. Побудувати графіки $t_f^- = f(R_H)$, а також повільної і швидкої складових заднього фронту від опору навантаження.

4. Зарисувати криву релаксації фото-ЕРС при відімкненому навантаженні. За нахилом кривої за допомогою формули (45) розрахувати час життя носіїв.

5. За даними пп. 3 і 4 обчислити значення бар'єрної ємності і знайти R_H при якому відбувається перехід від режиму великого часу життя до режиму малого τ .

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначеного в паспортних даних оптрона, а напругу – вище максимально допустимої.

6. Склад звіту

Звіт повинен містити:

5. Схему вимірювання інерційних властивостей оптрона.
6. Паспортні дані оптрона.
3. Таблиці експериментальних даних.
4. Розрахунки часу прольоту t_B і t_i .
5. Залежності тривалості заднього фронту імпульсу струму фотодіода від величини R_H .
6. Графіки $t_f^- = f(R_H)$.
7. Криву релаксації фото-ЕРС при відімкненому навантаженні.
8. Обчислені значення бар'єрної ємності.
9. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Нарисуйте конструкцію оптрона.
2. Нарисуйте еквівалентну схему оптрона.
3. Інерційні властивості світлодіода.
4. Інерційні властивості світлодіода. Випадок малого часу життя.
5. Інерційні властивості світлодіода. Випадок великого часу життя.
6. Інерційні властивості фотодіода в фотодіодному режимі.
7. Нарисуйте діаграми перехідних процесів в світлодіоді.
8. Нарисуйте діаграми перехідних процесів в фотодіоді.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 7
ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТОТНОГО ОПТИЧНОГО
ПЕРЕТВОРЮВАЧА НА ОСНОВІ ТРАНЗИСТОРНОЇ
СТРУКТУРИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

Мета роботи – дослідити і зняти сімейство ВАХ, залежності частоти генерації від потужності випромінювання.

1. Теоретичні відомості

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 [27,28]

$$R = \frac{I_R}{I_0}, \quad (1)$$

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 [27,28]

$$I(x) = I_0(1 - R)e^{-\alpha x}, \quad (2)$$

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 зв'язаний з коефіцієнтом поглинання α співвідношенням [28]

$$\alpha = \frac{4\pi n\alpha}{\lambda}. \quad (3)$$

Відповідно до електромагнітної теорії світла [42] коефіцієнт відбиття при нормальному падінні визначається через показники заломлення і поглинання [28]

$$R = \frac{(n-1)^2 + n^2 x^2}{(n+1)^2 + n^2 x^2} = \frac{(n-1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi} \alpha^2}{(n+1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi} \alpha^2} . \quad (4)$$

Із закону (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 (4) випливає, що процес відбиття існує і за відсутності поглинання, так $R \neq 0$ при $\alpha = 0$, отже

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (5)$$

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

$$\alpha = \sigma N . \quad (6)$$

Якщо взяти величину $(\sigma N)^{-1}$, то її можна визначити як середню довжину вільного пробігу l_{fol} фотона в середовищі поглинання

$$l_{\text{fol}} = (\sigma N)^{-1} = \alpha^{-1} . \quad (7)$$

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

$$\alpha_i(\nu) = \sigma_i(\nu) N_i . \quad (8)$$

Повний коефіцієнт поглинання α є сумою коефіцієнтів поглинання різної природи, тому що імовірність незалежних процесів підсумовується

$$\alpha(\nu) = \sum_i \alpha_i(\nu) = \sum_i \sigma_i(\nu) N_i . \quad (9)$$

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 зробити оцінку 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 $h\nu \geq \Delta E_g$, отримуємо величину $l_{\text{фот}} \sim (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ см}$. Ця груба оцінка 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 $N_{\text{деф}}$ до концентрації атомів основної речовини.

Згідно з класифікацією, яку зроблено у роботі [28], 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.

Фотореактивний ефект в біполярних структурах

Вплив оптичного випромінювання на біполярний транзистор виявляється в утворенні фотоелектрорушійної напруги на емітерному і колекторному переходах, а також у зміні опору базової області транзистора. Ці ефекти можна враховувати для корегування граничних умов, визначаючи розподіл інжектованих носіїв заряду в базовій області.

Розглянемо транзистор типу р-п-р, тому що найкращі умови поглинання світла має п-базова область. При цьому вважаємо, що прикладені постійні напруги падають тільки на р-п переходах, напруги і струми на емітерному і колекторному переходах змінюються згідно з рівняннями ідеальних діодів, тобто не враховуються ефекти поверхневої генерації-рекомбінації, високого рівня інжекції. Слід вказати, що дірковий струм в транзисторі типу р-п-р, який пересікає базову область, є єдиним струмом, який зв'язує коло емітера і колектора, хоча існують ще і електронні струми, які необхідно розглянути, але вони за своєю важливістю є другорядними.

Для визначення опору базової області біполярного транзистора необхідно знати спад напруги і величину струму, який протікає через неї. Спочатку розглянемо розв'язання рівняння неперервності для постійного струму, на основі якого визначається розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду при дії світла на базову область транзистора. Рівняння неперервності має вигляд

$$\frac{dp}{dt} = G - \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau_p} , \quad (10)$$

де G – швидкість фотогенерації носіїв заряду при стаціонарному освітленні, p – концентрація інжектованих носіїв заряду, p_0 – рівноважна концентрація дірок у базовій області, j_p – густина діркового струму, яка дорівнює $j_p = -qD \frac{dp}{dx}$. Врахування фотогенерації носіїв заряду зробимо у граничних значеннях носіїв заряду і підставляючи значення j_p у рівняння (10), отримаємо

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{L_p^2} = 0 , \quad (11)$$

де L_p – дифузійна довжина дірок у базовій області транзистора.

Граничні умови

$$p'(0) = p_0 (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) , \quad (12)$$

$$p'(W) = p_0(e^{\frac{q}{kT}(U_K+U_{FK})} - 1) , \quad (13)$$

де U_{FE} , U_{FK} – фотонапряга на емітерному і колекторному переходах, відповідно. Загальний розв'язок рівняння (11) має вигляд

$$p(x) = Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p} , \quad (14)$$

де A і B визначаються з граничних умов (12) і (13). Отже, розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду описується рівнянням

$$P(x) = \left[\frac{P'(W) - P'(0)e^{-W/L_p}}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}} \right] e^{x/L_p} + \left[\frac{P'(0)e^{W/L_p} - P'(W)}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}} \right] e^{-x/L_p} . \quad (15)$$

Величина емітерного і колекторного струмів визначаються згідно з виразами

$$I_E = -S_E q D_p \left. \frac{dP}{dx} \right|_{x=0} , \quad (16)$$

$$I_K = -S_K q D_p \left. \frac{dP}{dx} \right|_{x=W} , \quad (17)$$

де S_E , S_K – площа емітерного і колекторного переходів, D_p – коефіцієнт дифузії дірок у базовій області, q – заряд електрона, W – товщина бази. Зробивши диференціювання виразу (15) при значенні $x = 0$ і $x = W$, отримаємо формули:

$$I_E = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[\frac{P'(W) - P'(0)ch(W/L_p)}{sh(W/L_p)} \right] , \quad (18)$$

$$I_K = -\frac{S_K q D_p}{L_p} \left[\frac{P'(W)ch(W/L_p) - P'(0)}{sh(W/L_p)} \right] . \quad (19)$$

Підставляючи граничні значення концентрацій (12) і (13) у вирази (18) і (19), отримаємо значення струмів:

$$I_E = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[\frac{P_n(e^{\frac{q}{kT}(U_K+U_{FK})} - 1) - P_n(e^{\frac{q}{kT}(U_E-U_{FE})} - 1)ch(W/L_p)}{sh(W/L_p)} \right] , \quad (20)$$

$$I_K = -\frac{S_K q D_p}{L_p} \left[\frac{P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{ch}(W / L_p) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1)}{\operatorname{sh}(W / L_p)} \right]. \quad (21)$$

Базовий струм визначається як $I_B = I_E - I_K$, тому при використанні формул (20) і (21) отримаємо

$$I_B = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[\frac{P_n}{\operatorname{sh}(W / L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \operatorname{cth}(W / L_p) \right] + \frac{S_K q D_p}{L_p} \left[P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{cth}(W / L_p) - \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W / L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \right]. \quad (22)$$

Базовий опір визначається відношенням постійної напруги U_B на базовій області до струму I_B , тому

$$R_B = \frac{U_B L_p}{q D_p} \left\{ S_E \left[\frac{P_n}{\operatorname{sh}(W / L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \operatorname{cth}(W / L_p) \right] + S_K \left[P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{cth}(W / L_p) - \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W / L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \right] \right\}^{-1}. \quad (23)$$

Таким чином, вираз (23) описує залежність базової області біполярного транзистора, який залежить як від кількості інжекттованих носіїв заряду напругою емітера, так і від кількості генерованих носіїв заряду при дії світла.

Оскільки транзистор працює при змінних напругах і струмах, то необхідно також розрахувати опір бази в динамічному режимі, окрім цього при створенні еквівалентної схеми транзистора необхідно врахувати залежність параметрів від часу.

Рівняння неперервності для змінного струму має вигляд

$$\frac{d^2 P_1}{dx^2} - \frac{P_1 (1 + j\omega\tau_p)}{L_p^2} = 0, \quad (24)$$

де P_1 – концентрація інжекттованих носіїв заряду за рахунок дії змінної напруги на емітерному і колекторному переходах. Можна вважати, що концентрація дірок складається із складової постійного струму P_n (функція x) і складової змінного струму $P_1 e^{j\omega t}$ (функції x і t).

Якщо сигнали змінного струму $U_{E1}(t)$ і $U_{K1}(t)$ накладені на напруги зміщення U_{E0} і U_{K0} відповідно, то концентрація дірок на емітерному і колекторному переходах стають рівними

$$P_{E0} + P_{E1}(t) = P_n \exp \left[\frac{q}{kT} ((U_{E0} - U_{FE}) + U_{E1}(t)) \right], \quad (25)$$

$$P_{K0} + P_{K1}(t) = P_n \exp \left[\frac{q}{kT} ((U_{K0} + U_{FK}) + U_{K1}(t)) \right], \quad (26)$$

де $P_{E1}(t)$ і $P_{K1}(t)$ концентрації дірок змінного струму, які накладені на середні концентрації дірок, що викликані постійним струмом.

Для випадку малого сигналу $\frac{qU_{E1}}{kT} \ll 1$ і $\frac{qU_{K1}}{kT} \ll 1$ вирази (25) і (26) можна значно спростити при розкладанні у ряд експоненційних функцій $\exp\left(\frac{q}{kT}U_{E1}(t)\right)$ і $\exp\left(\frac{q}{kT}U_{K1}(t)\right)$ при збереженні двох перших складових розкладу. Отже, можна записати

$$P_{E0} + P_{E1}(t) = P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{E0}-U_{FE}))} \left[1 + \frac{qU_{E1}(t)}{kT} \right], \quad (27)$$

$$P_{K0} + P_{K1}(t) = P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{K0}+U_{FK}))} \left[1 + \frac{qU_{K1}(t)}{kT} \right]. \quad (28)$$

На основі (27) і (28) визначимо граничні умови, які необхідно використати при розв'язанні рівняння неперервності. Отже, для емітерного переходу

$$P'(0,t) = P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{E0}-U_{FE}))} + P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{E0}-U_{FE}))} \frac{q}{kT} U_{E1}, \quad (29)$$

і для колекторного переходу

$$P'(W,t) = P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{K0}+U_{FK}))} + P_n e^{\frac{q}{kT}((U_{K0}+U_{FK}))} \frac{q}{kT} U_{K1}. \quad (30)$$

У виразах (29) і (30) перші складові визначають концентрацію дірок, яка зв'язана з постійним струмом, а другі складові визначають концентрацію, яка зв'язана із змінним струмом.

Розв'язок рівняння неперервності для змінного струму має вигляд

$$P_1(x,t) = \left[\frac{P_1'(W,t) - P_1'(0,t) e^{-\frac{WC_B^*}{L_p}}}{sh\left(\frac{WC_B^*}{L_p}\right)} \right] e^{\frac{x C_B^*}{L_p}} - \left[\frac{P_1'(W,t) - P_1'(0,t) e^{\frac{WC_B^*}{L_p}}}{sh\left(\frac{WC_B^*}{L_p}\right)} \right] e^{-\frac{x C_B^*}{L_p}}, \quad (31)$$

де $C_B^* = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}$, τ_p – час життя дірок у базі, ω – кругова частота.

Використання граничних умов для змінного струму (29) і (30) дозволяє визначити величину струму емітера і колектора

$$I_{E1} = \frac{S_E C_B^* q D_p}{L_p} \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \frac{q}{kT} U_{E1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \frac{q}{kT} U_{K1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right], \quad (32)$$

$$I_{K1} = \frac{S_K C_B^* q D_p}{L_p} \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \frac{q}{kT} U_{E1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \frac{q}{kT} U_{K1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right]. \quad (33)$$

Змінний струм бази визначається на основі рівнянь (32) і (33). Таким чином, можна записати

$$I_{B1} = \frac{S_E C_B^* q^2 D_p}{L_p (kT)} \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] - \frac{S_K C_B^* q^2 D_p}{L_p (kT)} \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right]. \quad (34)$$

Величина повного опору бази, який залежить від режиму живлення за постійним струмом і дії світла, визначається виразом

$$Z_B = \frac{U_B^* L_p kT}{C_B^* q^2 D_p} \left\{ S_E \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] - S_K \left[P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{csch} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{cth} \left(\frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (35)$$

Таким чином, отримавши залежність струмів від напруг і дії світла в статичному і динамічному режимах, можна визначити еквівалентну схему біполярного транзистора, параметри якої залежать від оптичного випромінювання.

2. Опис лабораторної установки

Схема частотного оптичного перетворювача (рис.1) складається з генератора електричних коливань, зібраного на транзисторах VT1 і VT2.

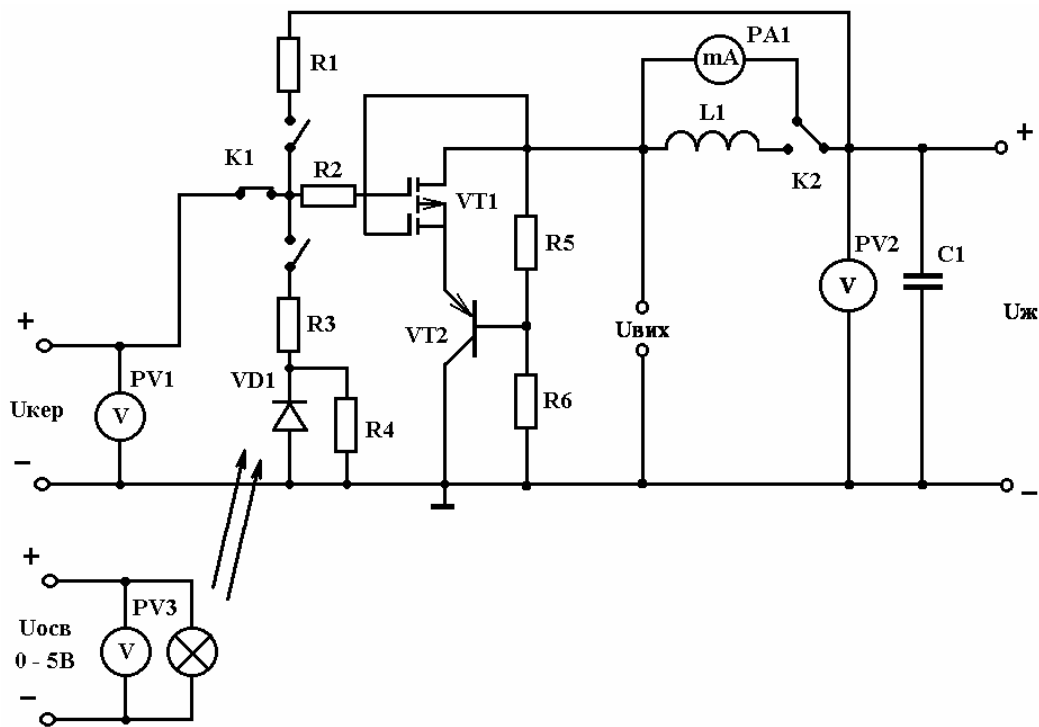


Рис1. Схема оптичного частотного перетворювача

Конструктивно фоточутливий перетворювач складається із двозатворного польового транзистора і біполярного транзистора. Ця структура є базовою для побудови перетворювача тому, що вона забезпечує режим роботи в діапазоні надзвичайно високих частот, що дуже важливо для НВЧ радіоелектроніки. Теоретично і експериментально показано, що на електродах колектор-стік запропонованої структури існує від'ємний опір, що відповідає спадній ділянці на вольт-амперній характеристиці [15]. Фоточутливий перетворювач живиться від джерел постійної напруги $U_{ж}$ і $U_{кер}$. Ланцюг R_1R_3 і $VD1$ створює додатковий зворотний позитивний зв'язок виходу із входом. Діод $VD1$ є фоточутливим елементом. Ємність C_1 здійснює блокувальну роль, тобто захищає джерело постійного струму $U_{ж}$ від струмів надзвичайно високих частот. Коливальний контур утворений пасивною індуктивністю L_1 і еквівалентною ємністю, яка існує на електродах колектор біполярного і стік польового транзисторів.

3. Домашнє завдання

1. Ознайомитись з теоретичними основами фотоємисії електронів з металу у напівпровідник при дії світла.
2. Вивчити принцип роботи схеми фоточутливого перетворювача на основі біполярного та МДН-транзисторів.
3. Навести еквівалентну нелінійну схему структури з від'ємним опором на основі біполярного та МДН-транзисторів.
4. Ознайомитись з теорією фотореактивного ефекту в біполярних та МДН-транзисторах.

4. Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваних транзисторів VT1 (BF998) і VT2 (BFT92) і VD1 (ФД263).
2. Зібрати і випробувати схему.
3. Зняти сімейство ВАХ оптичного перетворювача.
4. Зняти сімейство залежностей частоти генерації від потужності оптичного випромінювання при різних напругах керування і напругах живлення.

5. Методичні вказівки

1. При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінальних, зазначених в паспортних даних транзисторів, а напругу – вище максимально допустимої.
2. На рис.2 подана градуйована крива відповідності потужності оптичного випромінювання за напругою живлення світлогенеруючого елемента.

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

1. Схему випробуваної транзисторної структури фоточутливого перетворювача.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство ВАХ частотного оптичного перетворювача.
3. Сімейство частотних характеристик $F = f(P)$.
4. Висновки по роботі.

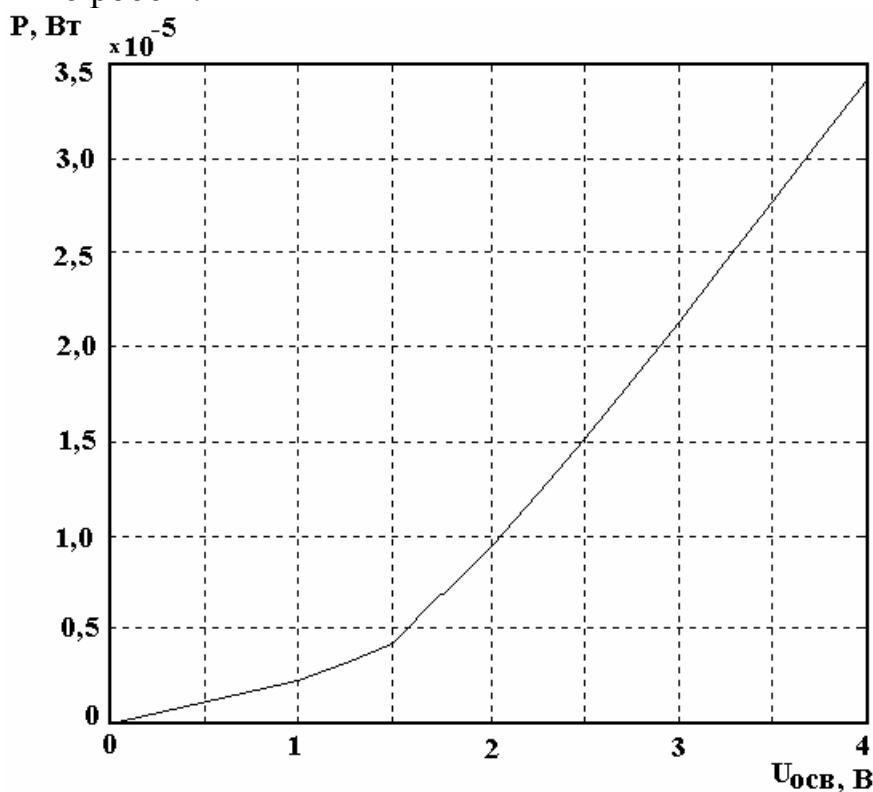


Рис.2

7. Контрольні питання

1. Дати означення від'ємного опору.
2. Умови виникнення від'ємного опору в елементах електричного ланцюга, що працюють за змінним струмом.
3. Наведіть приклади напівпровідникових приладів, у яких на статичних та динамічних ВАХ існують ділянки від'ємного опору.
4. Наведіть статичні вольт-амперні характеристики приладів з від'ємним опором N-типу і S-типу.
5. Який тип зворотного зв'язку є необхідною умовою виникнення від'ємного опору?
6. В чому полягає різниця зворотного зв'язку, який використовується в радіотехніці від того, що існує у напівпровідникових приладах?
7. В чому полягає різниця зворотного зв'язку за струмом та напругою?
8. Принцип роботи фотодіодів на основі бар'єрів Шотткі.
9. Принцип роботи біполярних фототранзисторів.
10. Принцип роботи польових фототранзисторів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №8 ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ІНЖЕКЦІЙНИХ СВІТЛОДІОДІВ

Мета роботи – ознайомлення з принципом дії світлодіодів, зняття спектральних характеристик і характеристик яскравості, розрахунок потужності випромінювання і ККД.

1. Теоретичні відомості

Відомо декілька способів збудження люмінесценції в напівпровідниках: фото- і катодозбудження (при опроміненні короткохвильовим випромінюванням або пучком швидких електронів), і електрозбудження. Електрозбудження можна реалізувати двома методами – за допомогою іонізації однорідного напівпровідника в сильному електричному полі або інжекції в структурі з р-п переходом. Принцип інжекційної люмінесценції використовується в світлодіодах.

Світлодіод представляє собою напівпровідниковий пристрій з р-п переходом, поблизу якого виникає світіння внаслідок інжекції носіїв заряду. Світлодіоди мають ряд переваг в порівнянні з іншими джерелами світла. Спектр випромінювання різних світлодіодів перекривають весь видимий діапазон і ближню інфрачервону область спектра (рис.1.), а мала ширина спектральної лінії дає можливість отримати високу інтенсивність випромінювання при невеликій споживаній потужності, тобто високий ККД. За своєю швидкодії (час запалення і затухання світіння складають 10^{-7} – 10^{-9} с) і мініатюрності інжекційні світлодіоди набагато переважають відомі джерела випромінювання (наприклад, газорозрядні прилади і лампи розжарювання). Такі властивості світлодіодів дають можливість конструювати на їх основі швидкодіючі інтегральні оптоелектронні схеми.

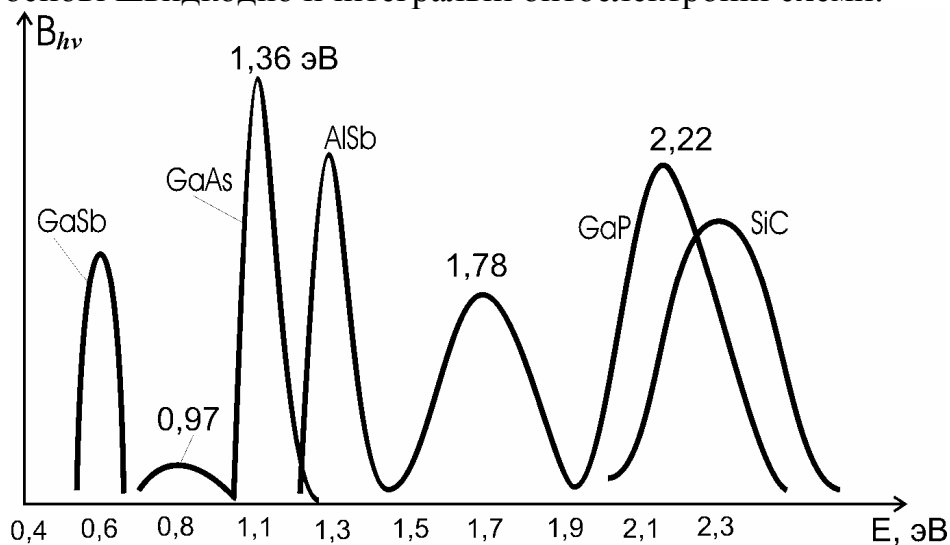


Рис. 1 Спектри випромінювання деяких світлодіодів

Найбільш ефективні світлодіоди виготовляються на основі сполук $A^{III}B^V$ і, в першу чергу, GaAs, GaP, AlAs, InAs, GaSb, InP та їх твердих розчинів. Однак з точки зору отримання високого квантового виходу ці матеріали не є рівноцінними. Причиною цього є різниця в структурі їх енергетичних зон. При електрозбудженні найбільш ефективно електрична енергія перетворюється у світлову при краєвій люмінесценції, коли енергія квантів світла, що випромінюється, близька до ширини забороненої зони. При цьому інтенсивність випромінювальної рекомбінації сильно залежить від того, чи відповідає розміщення нижнього мінімуму зони провідності в k -просторі прямим чи непрямим міжзонним переходам. Типовими напівпровідниками з прямими і непрямими міжзонними переходами є сполуки GaAs і GaP.

На рис.2 представлена залежність ширини забороненої зони від складу для твердих розчинів GaAs-GaP. Як видно із рис.2, при збільшенні вмісту фосфору в твердому розчині ширина зони для непрямих переходів збільшується відносно повільніше, ніж для прямих і при $x > 0,45$ основний вклад в випромінювання вносять непрямі переходи. Вірогідність міжзонної випромінювальної рекомбінації для прямих переходів на кілька порядків вище, ніж для непрямих.

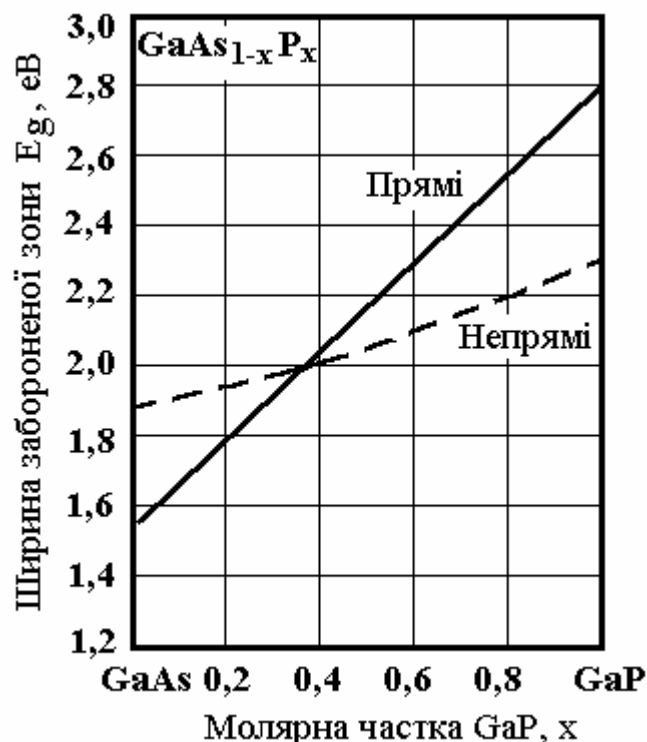


Рис.2. Залежність ширини забороненої зони від вмісту фосфору в твердому розчині GaAs-GaP

За своїм спектральним складом випромінювання світлодіода може повністю або частково попасти в межі видимого діапазону спектра. Для цього ширина забороненої зони повинна бути не менше 1,8 eV.

Квантовий вихід люмінесценції

Згідно з теорією роботи ідеального напівпровідникового діода, густину струму через діод знаходять із виразу

$$j = j_s \left(\exp \frac{u}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (1)$$

При наявності на діоді прямого зміщення розподіл інжектованих носіїв, наприклад, електронів в р-області, при низькому рівні інжекції підпорядковується закону

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_a} \exp \left(-\frac{x}{L_n} \right) e^{u/\varphi_T}, \quad (2)$$

де n_i – власна концентрація носіїв; N_a – концентрація акцепторної домішки в р-області; L_n – дифузійна довжина електронів (L_n набагато менша товщини р-області). В даному випадку x відраховується від точки x_p (граніця ОПЗ – області просторового заряду).

Позначимо через $N = \frac{n(x)}{\tau_r}$ густину квантів світла, які випромінюються за одиницю часу, де τ_r – випромінювальний час життя. Тоді загальна кількість актів випромінювальної рекомбінації за одиницю часу на одиницю площі р-п переходу можна виразити таким чином :

$$N_{\text{повн}} = \int_0^{\infty} N(x) dx = \int_0^{\infty} \frac{n_{\text{гран}} e^{-x/L_n}}{\tau_r} dx, \quad (3)$$

де $n_{\text{гран}}$ – концентрація нерівноважних електронів на границі ОПЗ.

В даному випадку розглядається діод, у якого $N_d \gg N_a$. Відомо, що густина струму інжекції з врахуванням лише дифузійної складової записується у вигляді

$$j = eD_n \left. \frac{dn(x)}{dx} \right|_{x=0} = eD_n e^{-x/L_n} \left. \frac{n_{\text{гран}}}{L_n} \right|_{x=0} = \frac{eD_n n_{\text{гран}}}{L_n}, \quad (4)$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів.

Знаючи зв'язок між j і $n_{\text{гран}}$ із рівняння (3) отримаємо

$$N_{\text{повн}} = \frac{jL_n}{eL_n} \cdot \frac{1}{\tau_r} \int_0^{\infty} e^{-x/L_n} dx = \frac{jL_n^2}{eD_n \tau_r}. \quad (5)$$

Відомо, що $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ (τ_n – повний час життя, який визначається актами випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації).

Тому вираз (5) запишемо як

$$N_{\text{повн}} = \frac{j}{e} \cdot \frac{\tau_n}{\tau_r}. \quad (6)$$

Інтенсивність безвипромінювальної рекомбінації велика в напівпровідниках з непрямими міжзонними переходами або, в загальному випадку, при участі глибоких рекомбінаційних центрів, які виникають за рахунок дефектів кристалічної ґратки.

Визначимо внутрішній квантовий вихід світлодіода η_{int} як відношення числа випромінених фотонів до кількості інжекттованих носіїв за одиницю часу. Тоді

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_n}{\tau_r}. \quad (7)$$

Внутрішній квантовий вихід визначається відношенням концентрації і перерізом захвату центрів випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації в матеріалі. Тому в околі р-п переходу намагаються знизити кількість дефектів кристалічної ґратки і небажаних домішок з тим, щоб зменшити швидкість безвипромінювальної рекомбінації.

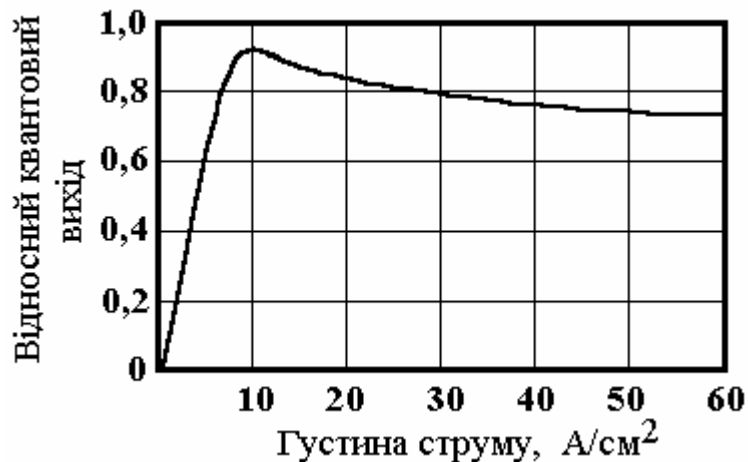


Рис.3. Залежність внутрішнього квантового виходу від густини струму

На рис.3 представлена залежність η_{int} в функції густини струму j для GaP діодів. При малих значеннях j дифузійна складова прямого струму мала, і в основному він обумовлений тунельними переходами і безвипромінювальною рекомбінацією всередині і зовні ОПЗ р-п переходу. Як наслідок цього, η_{int} при малих струмах невеликий і різко зростає при збільшенні j до тих пір, поки дифузійна компонента не стає переважаючою в струмі діода. Подальше збільшення густини струму призводить до насичення випромінювальних центрів і до зменшення квантового виходу.

Залежність яскравості світлодіода від величини струму і рівня легування матеріалу

Розглянемо одну з характеристик приладу – характеристику яскравості, тобто зв'язок між яскравістю світлодіода і величиною струму, що про-

тікає через нього. Будемо вважати, що число випромінювальних актів рекомбінації пропорційне рекомбінації вільних електронів і дірок, а кількість безвипромінювальних – концентрації носіїв тільки одного знака. В останньому випадку інжектвані носії, наприклад електрони, захоплюються глибокими центрами і безвипромінювально переходять в валентну зону. Тому при збільшенні інжекції електронів кількість зайнятих ними глибоких рівнів буде зростати, і кількість рекомбінацій буде обмежуватись загальним числом таких рівнів. Відповідно збільшиться доля рекомбінацій через центри світіння.

Положення суттєво не зміниться, якщо припустити, що всі рекомбінації виникають в області об'ємного заряду шириною d . Позначимо через $R_1 = v_1 \cdot n \cdot p$ і $R_2 = v_2 \cdot n$ швидкості випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації (v_1 і v_2 – вірогідність рекомбінації). Для того щоб дізнатись загальну кількість рекомбінацій R , необхідно підрахувати всі акти рекомбінації. Для симетричного р-п переходу і середніх значень n і p на довжині рекомбінації d

$$R = (\gamma_1 n^2 + \gamma_2 n) d . \quad (8)$$

В стаціонарному стані загальна кількість актів рекомбінації пропорційна густині струму j через перехід. В той же час яскравість випромінювання L пропорційна добутку концентрації електронів і дірок або в нашому наближенні $L \sim n^2 \sim j^2$; при малих густинах струму $j \sim R = \gamma_2 \cdot n \cdot d$ а великих – $R_1 \gg R_2$ і $j \sim R = \gamma_1 \cdot n^2 \cdot d$, а $L \sim n^2 \sim j$.

Якщо строго розглянути процес інжекції носіїв через р-п перехід і рекомбінації їх в квазінейтральних областях, то можна прийти до аналогічних результатів. Так, при малих рівнях інжекції і дифузійному характері струму концентрація інжектванних носіїв пропорційна його густині. При великих рівнях інжекції внаслідок виникнення електричного поля в квазінейтральних областях і наявності двох складових струму (дифузійної і дрейфової) концентрація інжектванних носіїв зростає як \sqrt{j} .

В оптоелектронних приладах в якості робочої використовується майже лінійна область характеристики $L = f(j)$, протяжність якої визначається зміною яскравості світлодіода в межах одного-двох порядків. При цьому характеристику яскравості апроксимують таким виразом

$$L \cong L_0 (j - j_0)^\chi , \quad (9)$$

де L_0 , χ і j_0 – сталі, які залежать від типу діода, параметрів матеріалу, характеристик контактів і температури. В робочому діапазоні зміни яскравості χ в основному має значення 0,92 – 1,05. При великих значеннях j по-

рушується пропорційна залежність між яскравістю і густиною струму через світлодіод. При цьому спостерігається тенденція до насичення характеристики яскравості $L = f(j)$ внаслідок повного заповнення випромінювальних центрів, які виникають при введенні в напівпровідник донорної, акцепторної або ізоелектронної домішки.

На рис.4 показані механізми випромінювальної рекомбінації через домішкові центри. Основними легуючими домішками в світлодіодах на основі сполук $A^{III}B^V$ є елементи II групи Zn і Mg – акцептори; V групи – N, який виступає як ізоелектронна домішка; VI групи S, Se, Te – донори, а також комплекси Zn–O, Cd–O, які грають роль глибоких пасток для електронів. Таке легування здійснюється для збільшення інтенсивності випромінювання світлодіодів. Особливо важлива роль домішкових центрів рекомбінації в приладах на основі напівпровідників з непрямыми переходами (таких, як GaP).

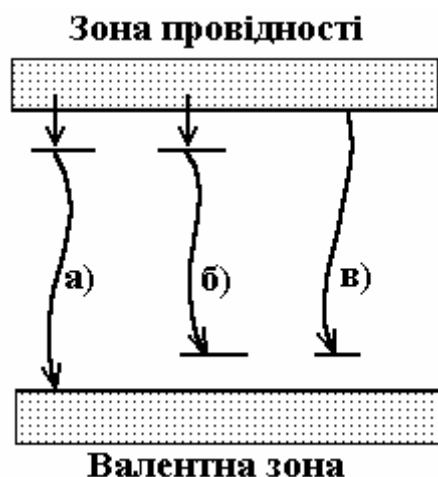


Рис.4. Механізми випромінювальної рекомбінації з участю донорної і акцепторної домішок: а – рекомбінація електрона, локалізованого на донорному рівні S, з вільною діркою; б – рекомбінація електрона, локалізованого на донорному рівні S з діркою на акцепторі Zn; в – рекомбінація дірки на акцепторі Zn з вільним електроном

При цьому характерно, що енергія кванта світла при рекомбінації донор – вільна дірка (в n-типі) більша, ніж акцептор – вільний електрон (в p-типі) (рис.5). Причина полягає в тому, що глибина залягання донорних рівнів менша ніж акцепторних. Необхідно відмітити, що домішкова люмінесценція характеризується меншою величиною енергії фотона (зсув в червону область спектра), а також більшою інерційністю порівняно з краєвим випромінюванням. При збільшенні концентрації легуючої домішки внаслідок взаємодії домішкових атомів між собою виникають домішкові зони, які зливаються з дозволеними рівнями енергій. Тому з ростом рівня легування збільшується енергія кванта випромінювання. (рис. 5).

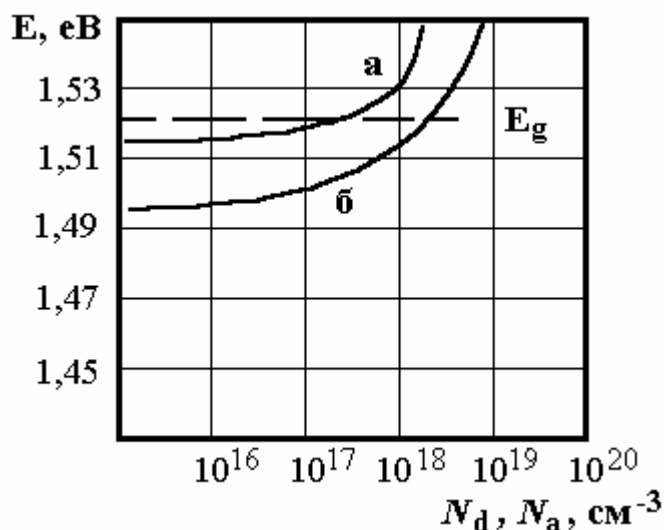


Рис.5. Залежність енергії фотона від концентрації легуючої домішки для різних механізмів рекомбінації : а – донор – вільна дірка; б – акцептор – вільний електрон

Принципи конструювання світлодіодів

До важливих параметрів світлодіода відноситься зовнішній квантовий вихід. Він визначається виразом:

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \eta_0, \quad (10)$$

де η_0 – коефіцієнт виводу світла або оптична ефективність. Одним із факторів, які впливають на величину η_0 , є поглинання світла напівпровідником. В напівпровідниках з непрямыми переходами втрати випромінювання при цьому невеликі, оскільки коефіцієнт поглинання малий. Наприклад для фосфіду галію він складає величину $2-10 \text{ см}^{-1}$. В приладах на основі напівпровідників з непрямыми переходами має місце високий коефіцієнт поглинання світла ($\alpha = 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$). Тому оптична ефективність буде залежати від глибини залягання р-п переходу, яку з ціллю збільшення η_0 зменшують до величини рівної 1-2 мкм. Іншим способом збільшення коефіцієнта виводу світла є використання залежності енергії фотонів від механізму випромінювальної рекомбінації (рис.5). При цьому п-область легують значно більше ніж р-область, внаслідок чого випромінювальна рекомбінація виникає в р-області. Вивід світла здійснюють через п-область, оскільки коефіцієнт поглинання світла в ній значно менший, ніж для р-області.

Крім поглинання в об'ємі напівпровідника втрати випромінювання виникають також при виводі його через границю розділу напівпровідник-повітря. Це є наслідком високого коефіцієнта заломлення матеріалів, із

яких виготовляють світлодіоди ($n=3,3-3,6$). Назовні виходить тільки те випромінювання, яке попадає на поверхню розділу під кутом, меншим за критичний ($\theta_{кр} = \arcsin n^{-1}$).

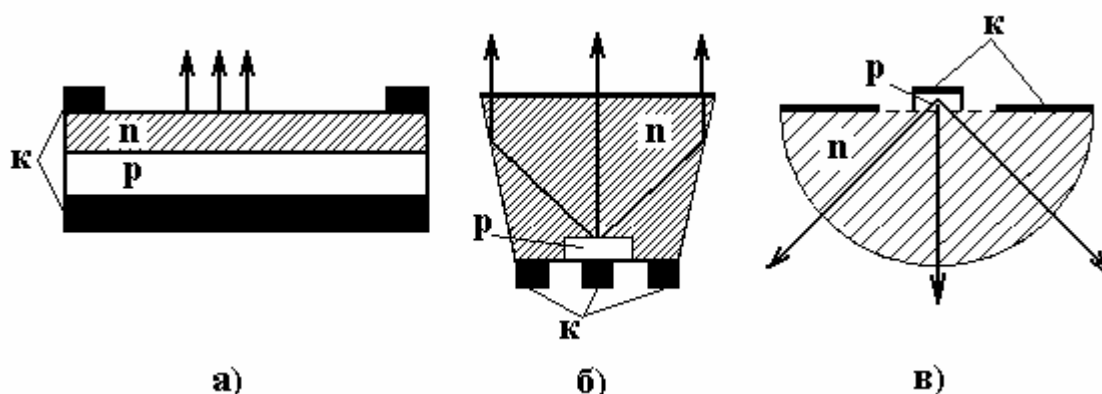


Рис.6. Конструкція світлодіодів: а – плоска; б – урізаний конус; в – півсфера

Для фосфіду галію цей кут складає $17,7^\circ$. Такі втрати випромінювання найбільш помітні в світлодіодах з плоскою конструкцією (рис.6, а). З метою збільшення критичного кута на поверхню напівпровідника наносять різні сполуки, наприклад, полімерні компаунди з показником заломлення близьким до матеріалу світлодіода.

Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.а)

б)

Рис.7. Структура світлодіода 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

Високий коефіцієнт заломлення напівпровідника є також причиною значного відбиття випромінювання від границі розділу при кутах падіння менших від критичного. Для зменшення коефіцієнта заломлення використовують напівпрозоре (антивідбиваюче) покриття з коефіцієнтом заломлення $n_n = \sqrt{n_m n_c}$ (де n_m і n_c коефіцієнти заломлення матеріалу і середовища) і товщиною d , що задовольняє вираз $n_n \cdot d = \frac{\lambda}{4}(2m + 1)$, де m – ціле число.

Високе значення коефіцієнта виводу світла у зовнішнє середовище можна також отримати, якщо використати спеціальні конструкції приладів (рис.6, б і в). Коефіцієнти виводу світла для конструкцій приладів вказаних на рис.6, відповідно рівні 1, 3, 20 і 37%.

2. Методика вимірювання спектральної характеристики і характеристики яскравості світлодіоду

та розрахунок його параметрів

Для вимірювання характеристик світлодіодів використовується установка, схема якої зображена на рис.8.

Випромінювання світлодіода проходить через камеру, попадає на електровакуумний фотоелемент і викликає зміну струму через нього, яка реєструється за допомогою фотоелектричної приставки. Струм через фотоелектронний приймач (ФЕП) можна представити як

$$i(\lambda) = c_1 I(\lambda) D(\lambda) \tau(\lambda), \quad (11)$$

де c_1 – стала установки; $I(\lambda)$ – інтенсивність випромінювання на вході ФЕП; $D(\lambda)$ – дисперсійна характеристика монохроматора; $\tau(\lambda)$ – спектральна чутливість ФЕП.

При використанні замість СД еталонного джерела світла з відомим спектральним розподіленням інтенсивності випромінювання, наприклад, лампи розжарювання, для струму через ФЕП можна записати вираз:

$$i_{em}(\lambda) = c_2 I_{em}(\lambda) D(\lambda) \tau(\lambda). \quad (12)$$

Якщо призми і лінзи монохроматора заповнюються випромінюванням однаково в обох випадках, то $c_1 = c_2$ і тоді порівнюючи вирази (11) і (12) отримаємо:

$$I(\lambda) = I_{em}(\lambda) \frac{i(\lambda)}{i_{em}(\lambda)}, \quad (13)$$

Перемножуючи криві фотоструму ФЕП від світлодіода $i(\lambda)$ і відношення $I_{em}(\lambda)/i_{em}(\lambda)$, можна отримати $I_{відн}$ – правильне відносне розподілення світлодіода. Спектральна залежність $I_{em}(\lambda)/i_{em}(\lambda)$ приведена на стенді.

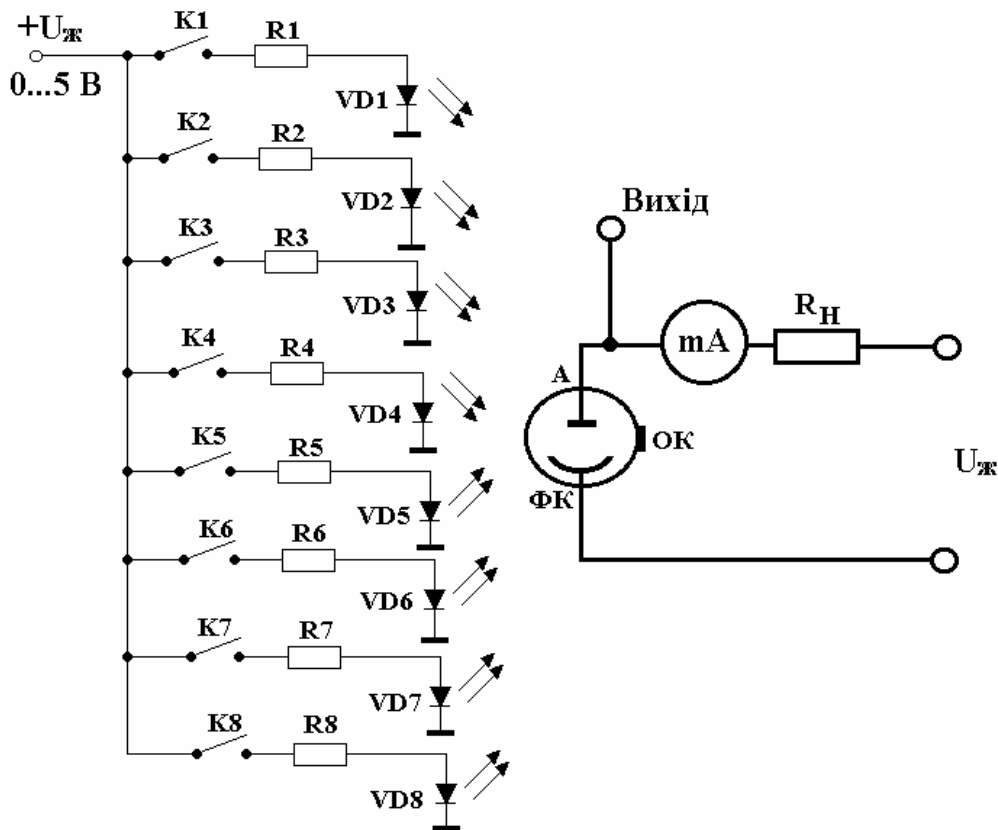


Рис.8. Схема установки для вимірювання характеристик яркості світлодіодів

Зв'язок між світловим потоком Φ_λ (лм) і енергетичним потоком P_λ (Вт) в видимій області спектра визначається залежністю $P(\lambda) = \frac{\Phi_\lambda}{K_\lambda}$, де K_λ – фотометричний еквівалент випромінювання, лм/Вт. У відносних одиницях – це функція спектральної світлової ефективності, яка визначається реакцією людського ока на випромінювання різних довжин хвиль. Спектральна залежність K_λ приведена на стенді.

Для джерела з потоком випромінювання P (Вт) повний світловий потік Φ (лм):

$$\Phi = 680 \int_0^\infty I(\lambda) V_{\text{відн}}(\lambda) d\lambda, \quad (14)$$

або

$$\Phi = 680 I_{\text{макс}} \int_0^\infty I_{\text{відн}}(\lambda) V_{\text{відн}}(\lambda) d\lambda, \quad (15)$$

де $I(\lambda) = \frac{dP}{d\lambda}$ – енергетична густина потоку випромінювання.

Щоб знайти абсолютне значення густини потоку випромінювання світлодіода, потрібно знайти перевідний коефіцієнт $I_{\text{макс}}$, Вт/нм, а для цього необхідно проінтегрувати вираз (15). Для отримання достатньої точнос-

ті крок інтегрування $\Delta\lambda$ повинен бути набагато менше ширини смуги випромінювання СД.

Тоді

$$\Phi = 680 I_{\max} \Delta\lambda \sum_1^n I_{\text{відн}}(\lambda) V_{\text{відн}}(\lambda), \quad (16)$$

Із фотометрії відомо, що якщо просторове розподілення сили світла джерела підкоряється закону Ламберта, тобто $I = I_0 \cos\theta$, то зв'язок між повним потоком і яскравістю може бути виражений найбільш просто:

$$\Phi = \pi L S, \quad (17)$$

де S – площа випромінюючої поверхні, м^2 ; L – яскравість, нт.

За відомими значеннями яскравості і площі випромінюючої поверхні знаходиться повний потік Φ , лм, і із виразу (16) – I_{\max} , а відповідно і абсолютне спектральне розподілення потужності випромінювання.

Важливим параметром світлодіода є ККД, який показує відношення випроміненої потужності до затраченої:

$$\eta = \frac{P_{\text{випр}}}{i \cdot u} = \frac{\int_0^{\infty} I(\lambda) d\lambda}{i \cdot u}. \quad (18)$$

Для його визначення достатньо проінтегрувати спектральне розподілення потужності, а також знайти потужність збудження діода.

Для вимірювання характеристики яскравості світлодіода необхідно змінюючи струм через світлодіод, зняти інтенсивність випромінювання за показами приладу фотоелектричної приставки.

3. Домашнє завдання

5. Ознайомитись з принципами роботи світлодіодів.
6. Ознайомитись з основними характеристиками світлодіодів.
7. Ознайомитись з принципами конструювання світлодіодів.
4. Вивчити методику вимірювання спектральної характеристики і характеристики яскравості світлодіода.

4. Робоче завдання

1. Зняти спектральну залежність інтенсивності випромінювання світлодіода (режим зміщення приладу, його яскравість і площа вказані на стенді).
2. Користуючись відомою функцією I_{em}/i_{em} побудувати істинне відносне спектральне розподілення випромінювання пристрою і розрахувати коефіцієнт переведення I_{\max} , Вт/нм.

3. Визначити ККД світлодіода.
8. Зняти і побудувати залежність яскравості світлодіода від струму (межі зміни струму через прилад вказані на стенді). Користуючись виразом (9), визначити значення L_0 , χ , j_0 .
9. Зняти залежності потужності випромінювання світлодіода від напруги живлення.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних світлодіодів, а напругу – вище максимально допустимої.

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

5. Схему вимірювання параметрів світлодіодів.
6. Таблиці експериментальних даних.
7. Залежності потужності випромінювання світлодіода від напруги живлення.
8. Спектральна залежність інтенсивності випромінювання світлодіода.
9. Графічне зображення істинного відносного спектрального розподілення випромінювання пристрою і розрахований коефіцієнт переведення.
10. Розрахований ККД світлодіода.
11. Залежність яскравості світлодіода від струму.
12. Розраховані параметри світлодіода відповідно п.4 розділу 4.
13. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Принцип роботи світлодіода.
2. Нарисуйте структуру світлодіода з поверхневим випромінювачем і з торцевим випромінювачем.
3. Які матеріали використовуються для виготовлення світлодіодів?
4. Квантовий вихід люмінесценції.
5. Залежність внутрішнього квантового виходу від густини струму.
6. Залежність яскравості світлодіода від величини струму і рівня легування матеріалу.
7. Конструкції світлодіодів.
8. Основні параметри світлодіода.
9. Коефіцієнт корисної дії світлодіода.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 9 ВИВЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи - вивчення принципу дії напівпровідникового лазера й основних його характеристик: потужності випромінювання, ККД, квантового виходу і діаграми спрямованості.

1. Теоретичні відомості

Напівпровідниковий лазер є квантово-механічним генератором випромінювання когерентним в часі і просторі.

Для енергетичного накачування напівпровідникового лазера використовується інжекція електронів і дірок через р–n перехід, тому лазери цього типу іноді називають інжекційними. Напівпровідникові лазери в порівнянні з лазерами інших типів (твердотільних, рідинних і газових) мають малі розміри активної області, в якій виникає випромінювання, порядку 100 мкм у довжину і кілька мікронів у ширину. Відмінною рисою напівпровідникових лазерів є також висока ефективність перетворення енергії накачування в енергію випромінювання. Внутрішній квантовий вихід у цих приладах близький до одиниці, а ККД досягає десятків відсотків. Потужність випромінювання інжекційних лазерів складає десятки ват в імпульсному режимі і кілька ват у безперервному режимі.

Умови підсилення і генерація оптичного випромінювання

Робота лазера заснована на використанні ефекту стимульованого підсилення випромінювання. Цей ефект виявляється в тому, що при взаємодії фотона з атомом, що знаходиться в збудженому стані, атом переходить у новий енергетичний стан з випромінюванням фотона, що за своїми характеристиками ідентичний стимулюючому фотону. При проходженні випромінювання через систему збуджених атомів може мати місце його підсилення, якщо стимульоване випромінювання перевершує загальні втрати випромінювання за рахунок його поглинання і розсіювання. Якщо в підсилювачі електромагнітного випромінювання ввести зворотний зв'язок, то його можна перетворити в генератор когерентного випромінювання – лазер.

Випромінювання із середовища може відбуватися і без впливу зовнішнього стимулюючого випромінювання. При цьому енергетичний перехід атомів зі збудженого стану в основне відбувається спонтанно. Спонтанне випромінювання може розглядатися як світловий шум системи. Спонтанне випромінювання не когерентне і не спрямоване. У лазерах звичайно прагнуть знизити його рівень.

Розглянемо паралельний монохроматичний пучок світла, що поширюється через систему атомів, яка знаходиться в газоподібному стані. Для характеристики системи використовується поняття «заселеність», що означає число атомів в одиницю об'єму, що знаходяться в k -ому енергетичному стані і позначається через n_k . Припустимо, що при порушенні системи квантами світла з енергією $h\nu$ відбуваються переходи між двома станами 1 і 2 із заселеностями n_1 і n_2 (у нашому випадку індекси 2 і 1 відносяться до збудженого і незбудженого станів). Тоді число стимульованих випромінювальних переходів атомів в одиничному об'ємі

$$dn_2 = u_\nu B_{21} n_2 dt, \quad (1)$$

де B_{21} – імовірність переходу $2 \rightarrow 1$; u_ν – щільність потоку фотонів.

Число переходів у зворотному напрямку, зв'язаних з поглинанням випромінювання

$$dn_2 = u_\nu B_{12} n_2 dt, \quad (2)$$

де B_{12} – імовірність переходу $1 \rightarrow 2$.

При проходженні шару речовини товщиною dx збільшення інтенсивності випромінювання

$$dI = u_\nu (B_{21} n_2 - B_{12} n_1) dx. \quad (3)$$

З огляду на те, що за принципом детальної рівноваги $g_1 B_{12} = B_{21} g_2$, одержимо

$$dI = B_{21} u_\nu (n_2 - n_1 g_2 / g_1) dx = B_{21} u_\nu \Delta dx, \quad (4)$$

де g_1, g_2 – кратність виродження рівнів.

В умовах термодинамічної рівноваги заселеність енергетичних рівнів підпорядковується статистиці Больцмана

$$n_2 / n_1 = g_2 / g_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad (5)$$

При цьому величина

$$\Delta = n_2 - n_1 g_2 / g_1, \quad (6)$$

а отже, і зміна інтенсивності випромінювання dI від'ємна, і в середовищі переважає поглинання випромінювання.

У тому випадку, коли величина Δ позитивна, середовище знаходиться в стані інверсної заселеності. Коефіцієнт поглинання, що пропорційний величині $B_{21}(n_1 g_2 / g_1 - n_2)$, стає від'ємним, і випромінювання, що проходить буде підсилюватися за рахунок енергії збуджених атомів. Формально із

співвідношення (5) впливає, що це підсилення відбувається, коли $T < 0$, тому такий стан системи іноді називають станом з від'ємною температурою.

Середовище, у якому здійснена інверсія заселеності, називається активним середовищем. Підсилювальні властивості активного середовища можна підвищити, застосувавши принцип позитивного зворотного зв'язку. Він полягає в тому, що частина підсиленого сигналу повертається назад в активне середовище і знову, проходячи через неї, підсилюється.

Для створення позитивного зворотного зв'язку використовується система напівпрозорих дзеркал – резонатор. У найпростішому випадку він являє собою два паралельні дзеркала, встановлені на границях активного середовища перпендикулярно напрямку поширення світла. Якщо позитивний зворотний зв'язок настільки великий, що підсилення випромінювання перевищує сумарні втрати, підсилувач самозбудиться і перетвориться в генератор. Умовою самозбудження системи є рівність втрат випромінювання при поглинанні його в об'ємі і відбитті від двох дзеркал підсиленню випромінювання при його дворазовому проходженні через резонатор. При цьому втрати випромінювання на поглинання будуть пропорційні $\exp(-2\alpha L)$, де α – коефіцієнт поглинання, L – відстань між дзеркалами, а підсилення випромінювання – пропорційно $\exp(2\beta L)$, де β – коефіцієнт підсилення. З врахуванням втрат на відбиття від дзеркал умова виникнення генерації записується як

$$R_1 R_2 \exp[2(\beta - \alpha)L] \geq 1, \quad (7)$$

де R_1, R_2 – коефіцієнти відбиття від дзеркал.

Умову (7) у випадку $R_1 = R_2 = R$ можна записати у вигляді

$$\beta \geq \alpha + \frac{1}{L} \ln 1/R. \quad (8)$$

Докладний аналіз роботи лазера показує, що коефіцієнт квантового підсилення

$$\beta(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu^2} f(\nu) \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right), \quad (9)$$

де $f(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}$ – функція (рис.1), що характеризує розподіл інтенсивності випромінювання за частотою (форма лінії); $\Delta\nu$ – ширина лінії випромінювання; A_{21} – імовірність спонтанного переходу $2 \rightarrow 1$; c – швидкість світла.

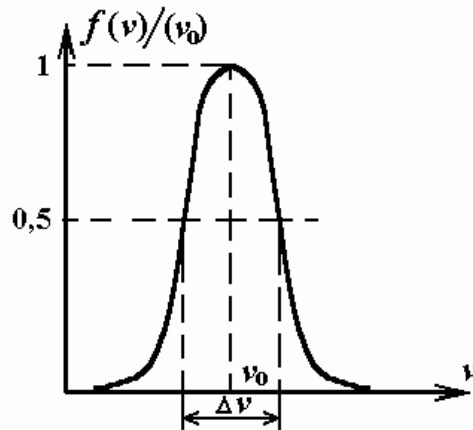


Рис.1. Форма лінії випромінювання

З рівняння (9) випливає, що коефіцієнт підсилення залежить від частоти, при цьому максимальне підсилення має місце в центрі смуги випромінювання. Таким чином, резонатор формує вузько спрямований пучок світла, що має високий ступінь просторової когерентності, і забезпечує істотне звуження спектральної лінії (і, отже, підвищення ступеня часової когерентності випромінювання).

Ступінь когерентності випромінювання квантових генераторів дуже різна. Найбільш висока когерентність випромінювання в газових і рідинних лазерах. Час когерентності τ , що зв'язаний із шириною спектральної лінії виразом $\Delta\nu = \frac{1}{n\tau}$, досягає в них величини - порядку 10^{-3} с. Розходження випромінювання характеризується кутами приблизно 10^{-8} рад. Твердотільні генератори дають випромінювання з меншою когерентністю. При цьому типові значення часу когерентності складають 10^{-6} с, а розходження випромінювання – порядку 10^{-2} рад.

Лазерний ефект у напівпровідниках

Розглянемо умови підсилення електромагнітного випромінювання напівпровідником. Відмінною рисою напівпровідника є те, що в процесі взаємодії з випромінюванням беруть участь не два енергетичних рівні, а дві зони дозволених енергій: зона провідності і валентна зона. У цьому випадку поглинання (чи випромінювання) кванта може відбутися тільки тоді, коли у валентній зоні (зоні провідності) є електрон і одночасно в зоні провідності (валентній зоні) — незаселений рівень — дірка. Імовірності такого збігу пропорційні величинам $f_c (1 - f_v)$ і $f_v(1 - f_c)$. У цих виразах f_v і f_c – функції розподілу для електронів у зоні провідності і валентній зоні:

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_c - F_n}{kT}\right)}, \quad f_v = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_v - F_p}{kT}\right)}, \quad (10)$$

де F_n і F_p – квазірівні Фермі для електронів і дірок.

Позначимо імовірність переходу між станами в зоні провідності і валентній зоні в одиницю часу як B_H для випромінювання і B_u для поглинання. Тоді швидкості випромінювання і поглинання фотонів можна записати у вигляді

$$V_H = A \cdot B_H \cdot f_c (1 - f_v) \cdot u(\nu), \quad (11)$$

$$V_U = A \cdot B_U \cdot f_v (1 - f_c) \cdot u(\nu), \quad (12)$$

де A – коефіцієнт, пропорційний щільності станів у валентній зоні і зоні провідності.

Умовою підсилення випромінювання є перевищення швидкості випромінювальної рекомбінації над швидкістю поглинання

$$A \cdot B_H \cdot f_c (1 - f_v) \cdot u(\nu) > A \cdot B_U \cdot f_v (1 - f_c) \cdot u(\nu), \quad (13)$$

$$f_c (1 - f_v) > f_v (1 - f_c), \quad (14)$$

$$f_c > f_v, \quad (15)$$

в даному випадку вважається, що $B_H = B_U$.

Використовуючи вираження (10) і (15), одержимо

$$\exp \frac{E_c - F_n}{kT} < \exp \frac{E_v - F_p}{kT}. \quad (16)$$

Звідки

$$F_n - F_p > E_c - E_v. \quad (17)$$

Співвідношення (17) є основною умовою, інверсної заселеності при прямих міжзонних переходах і показує, що в цьому випадку електронно-дірковий газ повинен бути виродженим.

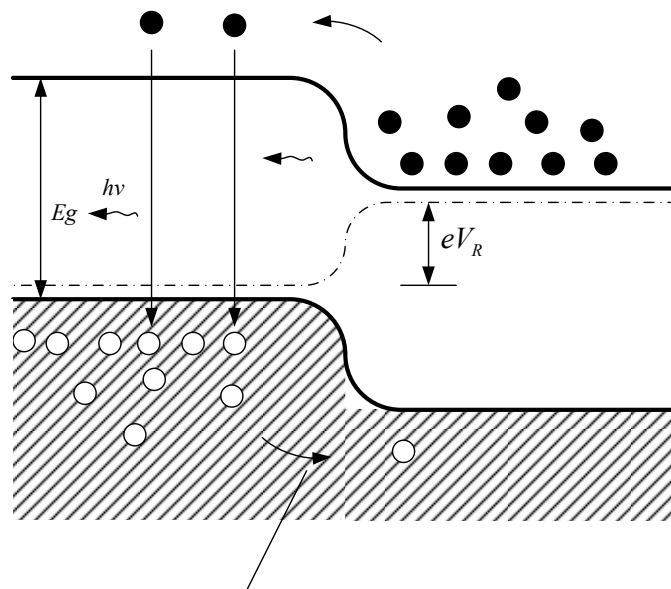


Рис.2. Інжекція носіїв у рп-перехід: 1 — інжекція електронів; 2 — зона провідності; 3 — рівень Фермі; 4 — прикладена напруга; 5 — валентна зона; 6 — інжекція дірок

У інжекційних лазерах інверсна заселеність досягається при високих рівнях інжекції через р–n перехід, при цьому для виконання умови (17), хоча б в одній з областей р–n переходу матеріал повинен бути виродженим.

Будова напівпровідникового інжекційного лазера і його основні характеристики

Структура контактного смужкового лазера на $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$ показана на рис.3.

Розглянемо основні параметри напівпровідникового лазера. Робота діода в лазерному режимі зв'язана з одним із найважливіших параметрів лазерного діода – граничною щільністю струму. При подачі на діод прямого зсуву зі збільшенням щільності інжекційного струму j зростає різниця між електронним і дірковим квазірівнями Фермі. Фотони, що утворюються при рекомбінації носіїв, випадкові в часі, мають різну енергію і напрямок поширення. Серед фотонів є і такі, котрі поширюються в площині р-n переходу. Зіштовхуючись зі збудженими електронами і відбиваючись від дзеркал, вони викликають примусове випромінювання.

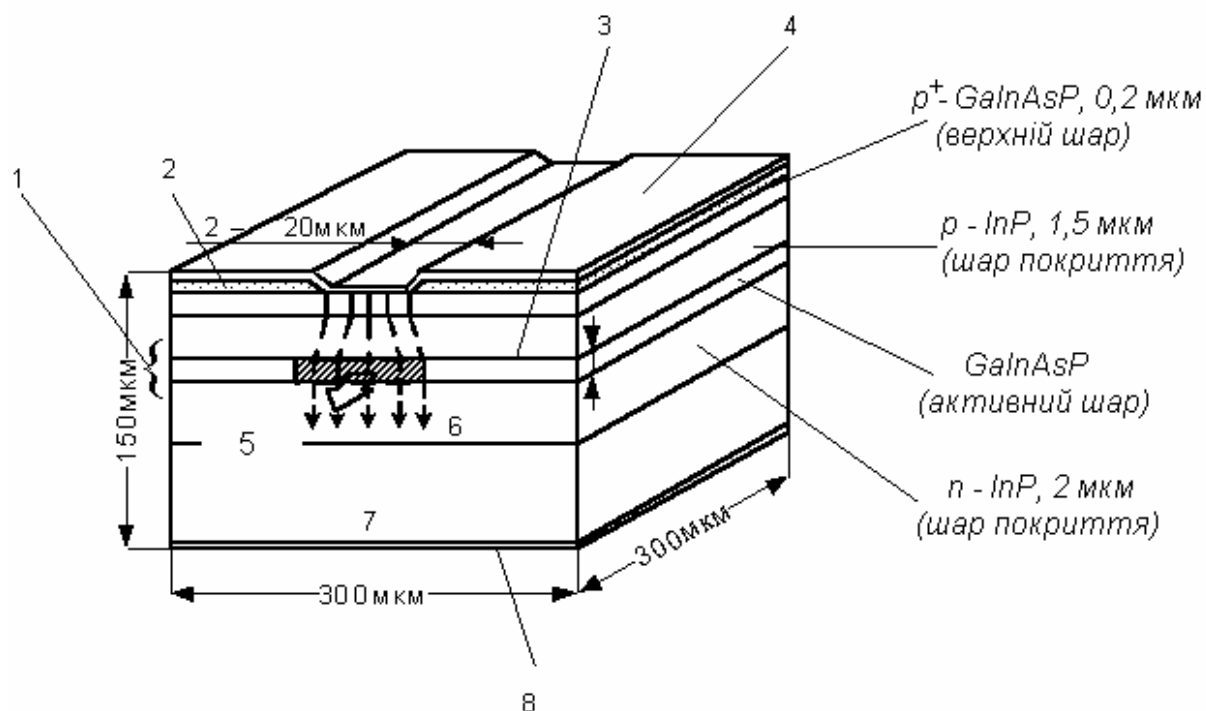


Рис.3. Структура контактної смужкової лазера на $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$
 1 – подвійна гетероструктура; 2 – діелектрик; 3 – поверхня р-n-переходу;
 4 – контакт \oplus ; 5 – оптичний вихід; 6 – струм; 7 – n-InP підкладка;
 8 – контакт \ominus

Кількість таких фотонів збільшується з ростом прямого зсуву і щільності струму через діод. При цьому підвищується коефіцієнт квантового підсилення β . Коли j досягає такої величини ($j_{пор}$), що починає виконуватися умова (8), діод переходить у лазерний режим генерації випромінювання.

Отже, можна записати, що $\beta_{nop} = \chi \cdot j_{nop}$, де χ – деякий коефіцієнт, і з рівняння (8) одержимо

$$j_{nop} = \frac{1}{\chi} \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right). \quad (18)$$

Мінімальний струм через прилад, при якому починає виконуватися умова (18), називається граничним струмом.

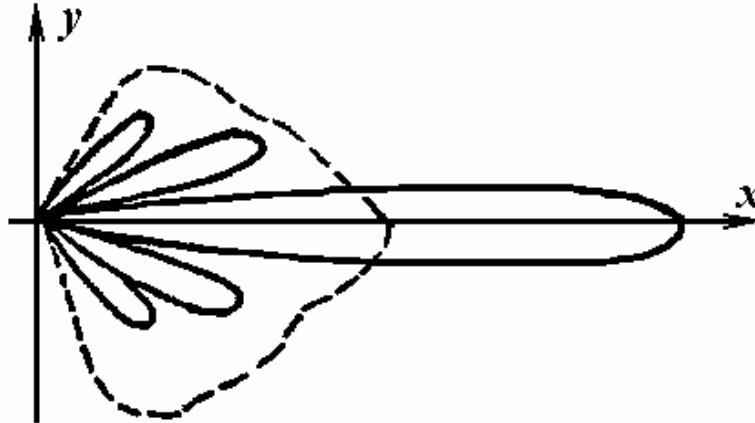


Рис.4. Діаграма спрямованості випромінювання напівпровідникового лазера при струмах інжекції нижче (штрихова) і вище граничного (суцільна крива)

У інжекційних лазерах j_{nop} складає 10^3 — 10^4 А/см² (Т=300° К). При струмах, вище граничного, виконується умова інверсної заселеності. При цьому відбувається різке звуження спектральної лінії і поліпшення діаграми спрямованості (рис.4).

Слід зазначити, що інжекційні лазери дають випромінювання, когерентні властивості якого нижчі, у порівнянні з іншими типами лазерів. Так, час когерентності близький до часу когерентності теплових джерел світла 10^{-7} — 10^{-8} с, а розходження пучка доходить до величин порядку $5 \cdot 10^{-2}$ рад (декількох градусів). Це пояснюється малими розмірами резонатора (порядку 1 мм), неоднорідністю збудження, недосконалістю р-п переходів і т.п.

Поряд із граничною щільністю струму, важливими параметрами приладу є квантовий вихід і коефіцієнт корисної дії (ККД). Зовнішній квантовий вихід дорівнює відношенню числа фотонів, випромінюваних в одиницю часу в зовнішнє середовище, до числа електронно-діркових пар, що пройшли за цей же час через р-п перехід. Зовнішній квантовий вихід зручніше за все розглядати у вигляді

$$\eta_{ext} = \frac{N_{II}}{I/e} = \frac{N_{\Phi}}{I/e} \cdot \frac{N_{II}}{N_{\Phi}} = \eta_{int} \cdot \eta_0, \quad (19)$$

де N_{Φ} і N_{II} – число фотонів, що генеруються у р-п переході і випромінених у зовнішнє середовище; η_{int} і η_0 – внутрішній квантовий вихід і коефіцієнт виведення світла.

Коефіцієнт корисної дії лазера визначається відношенням випромінюваної потужності до споживаної

$$\eta = \frac{h\nu \cdot N_H}{i \cdot u} = \frac{h\nu}{eu} \cdot \eta_{ext}, \quad (20)$$

де i та u – відповідно струм і напруга на р-п переході.

В оптимальних умовах ККД інжекційних лазерів досягає 70%. За величиною коефіцієнта корисної дії напівпровідникові інжекційні лазери перевершують газові і твердотільні діелектричні, у яких він дорівнює відповідно тисячним і сотим часткам відсотка.

2.Опис лабораторної установки

Конструкція лабораторного станда і блок-схема пристрою представлені на рис.5. Лазерний діод разом з блоком живлення розташовані в одному корпусі, який розташований в горизонтальному напрямку на рухливій підставці, яка може змінювати положення лазера по двом координатам (x , y) відносно фотодетектора. В даній роботі вивчається лазер, виготовлений на основі гетероструктури $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$. Довжина хвилі випромінювання складає 685 нм.

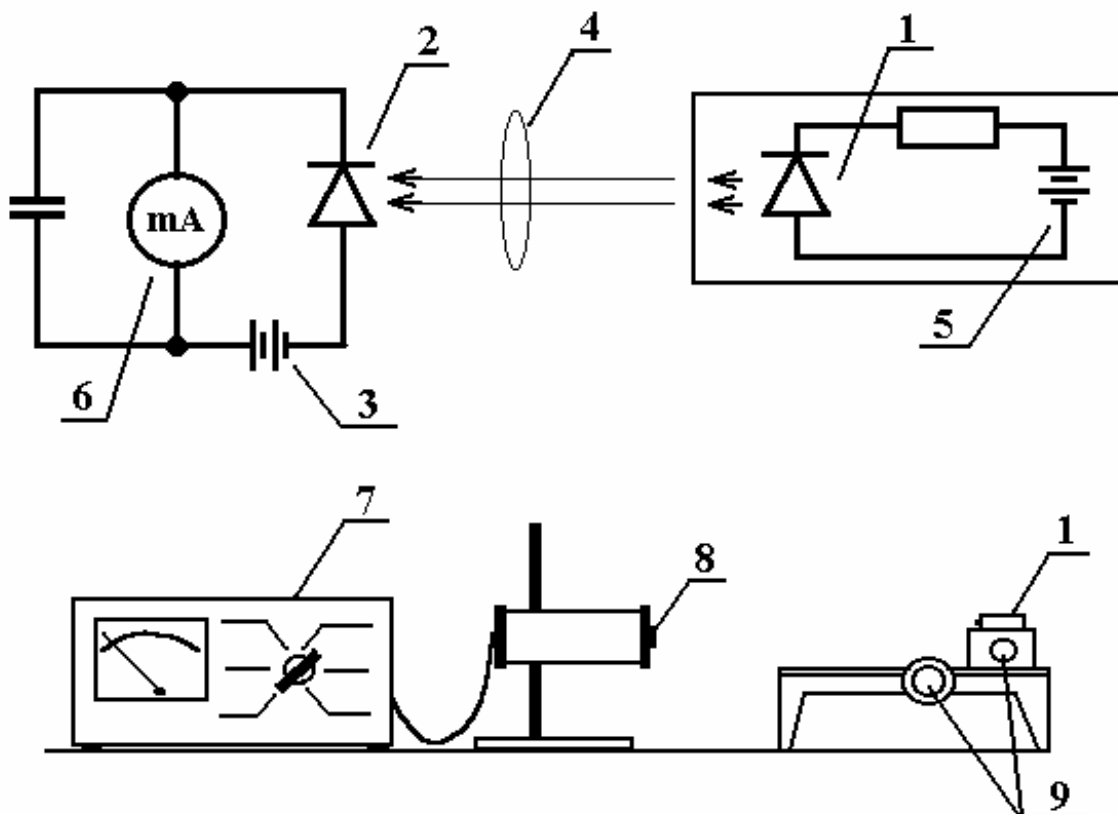


Рис.5. Конструкція лабораторного станда і блок-схема пристрою вимірювання: 1 – лазерний діод; 2 – фотодіод ФД10КП; 3, 5 – джерела постійної напруги; 4 – поляризатор; 6 – міліамперметр; 7 – прилад ИМО-2Н; 8 – фотоприймач; 9 – маніпулятор

Реєстрація випромінювання здійснюється за допомогою фотодіода з малою площею (ФД-10КП), який використовується для вимірювання розподілу інтенсивності по перерізу променя лазера.

За допомогою приладу ИМО-2Н вимірюється інтегральна потужність випромінювання, при цьому фотоприймач приладу ИМО-2Н встановлюється безпосередньо біля лазерного діода.

Для зняття поляризаційної характеристики випромінювання використовується плівковий поляризатор, який розташовується між лазером і фотоприймачем.

3. Домашнє завдання

10. Ознайомитись з теоретичними основами лазерного ефекту у напівпровідниках.
11. Ознайомитись з умовами підсилення і генерація оптичного випромінювання.
3. Вивчити будову напівпровідникового інжекційного лазера і його основні характеристики.

4. Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваного лазерного діода і фотодіода (ФД10КП).
2. Зібрати і випробувати схему.
12. Розташувати фотоприймач приладу ИМО-2Н поблизу лазерного діода, зняти і побудувати залежність потужності випромінювання лазера від напруги живлення.
13. Виміряти інтенсивність випромінювання по перерізу променя в двох взаємно перпендикулярних площинах (вимірювання проводити в одному квадранті). Побудувати діаграму направленості. При цьому кут спостереження розраховується із формули $\theta = \frac{x}{l}$ і виражається в радіанах (x – зміщення фотодіода від центра поля; l – відстань між лазером і фотодіодом).
14. Обертаючи поляризатор, зняти поляризаційну характеристику випромінювання. При вимірюванні використовувати фотодіод ФД10КП, розташувавши його в центрі поля випромінювання.
15. Використовуючи дані пункту 3, побудувати залежність ККД лазерного діода від напруги живлення.
16. Оцінити максимальний зовнішній квантовий вихід.

5. Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних лазерного діода, а напругу – вище максимально допустимої.

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

14. Схему вимірювання параметрів лазерного діода.
15. Таблиці експериментальних даних.
16. Залежності потужності випромінювання лазера від напруги живлення.
17. Діаграма направленості лазерного діода.
18. Поляризаційна характеристика випромінювання.
19. Залежність ККД лазерного діода від напруги живлення.
20. Розрахований максимальний зовнішній квантовий вихід.
21. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Лазерний ефект у напівпровідниках.
2. Умови підсилення і генерація оптичного випромінювання.
3. Нарисуйте енергетичну діаграму інжекції носіїв у р-п-перехід.
4. Конструкції напівпровідникових лазерів.
5. Структура контактного смужкового лазера.
6. Нарисуйте діаграму спрямованості випромінювання напівпровідникового лазера при струмах інжекції нижче і вище граничного.
7. Зовнішній квантовий вихід напівпровідникового лазера.
8. Коефіцієнт корисної дії лазера.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №10

ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТРОНА НА ОДНОПЕРЕХІДНОМУ ФОТОТРАНЗИСТОРИ

Мета роботи – ознайомлення з принципом роботи оптрона на одноперехідному фототранзисторі, встановлення зв'язку між напругою вмикання і вхідним струмом пристрою, вимірювання передаточної характеристики і вихідних ВАХ.

1. Теоретичні відомості

Одним з найбільш перспективних шляхів розвитку мікроелектроніки є оптоелектроніка. Елементну базу оптоелектроніки складають джерела світла, оптичні середовища і фотоприймачі, які представляють три основні ланки оптоелектронного перетворення. Джерело світла і фотоприймач, зв'язані між собою оптичним середовищем, представляють елементарну ланку оптоелектроніки – оптрон. Завдяки специфіці оптичного зв'язку, оптрони мають ряд переваг порівняно з електронними пристроями:

1. Забезпечують майже ідеальну гальванічну розв'язку між входом і виходом пристрою. Це робить зв'язки в колах з оптронами електропасивними і виключають реакцію виходу схеми на її вхід.
2. Мають широку смугу пропускання: оптрон передає постійну складову, а гранична частота передачі сигналу може лежати в гігагерцовому діапазоні.
3. Забезпечують велике різноманіття функціональних можливостей.

Елементи оптрона. Необхідність їх спектрального узгодження

В якості джерел світла в оптронах можуть використовуватись електролюмінісцентні конденсатори, світлодіоди, інжекційні лазери, в якості фотоприймачів – фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори і т. п. Оптичним середовищем можуть бути скляні і полімерні світловоди різної довжини, а також свинцеве скло і скло на основі селену.

Для джерела світла вхідними, керуючими сигналами є напруга $U_{вх}$ або струм $I_{вх}$, а вихідними – яскравість світіння $L_{вих}$. У фотоприймача, навпаки, вхідним сигналом є падаючий на нього світловий пучок Φ , вихідним – напруга $U_{вих}$ або струм $I_{вих}$, величини яких знаходяться у відповідності із зміною інтенсивності (яскравості) джерела або спектрального складу падаючого світла. Такі узгодження оптичних і електричних властивостей розглянутих елементів дозволяють здійснювати між ними як оптичний, так і електричний зв'язок.

Одними з основних вимог, представлених до використаних в оптроні приймача і джерела випромінювання, є їх узгодження за спектраль-

ною характеристикою. Мірою узгодження спектральних характеристик оптронної пари є коефіцієнт узгодження або кореляції.

$$K = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (f/f_0)_\lambda (k/k_0)_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (f/f_0)_\lambda d\lambda},$$

де $(f/f_0)_\lambda$ – відносна спектральна інтенсивність випромінювання джерела світла; $(k/k_0)_\lambda$ – відносна спектральна чутливість фотоприймача; λ_{\max} , λ_{\min} – довгохвильові та короткохвильові межі відповідних характеристик.

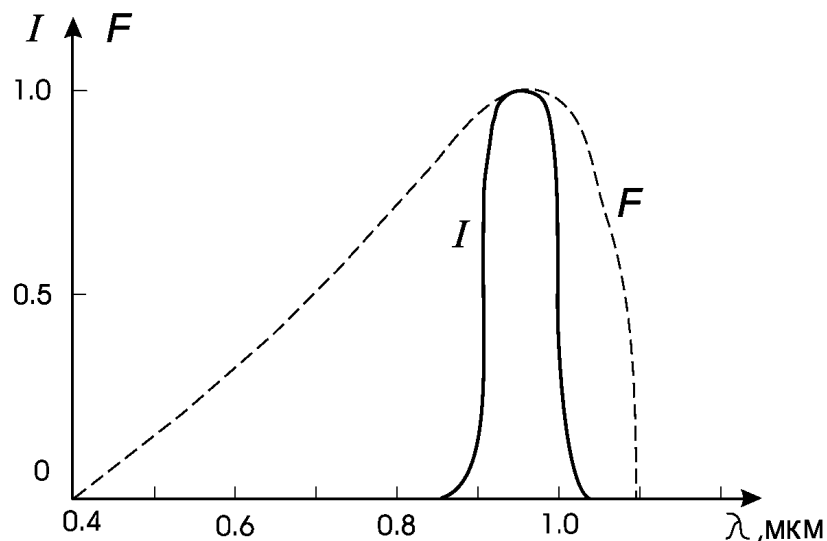


Рис.1. Відносні спектральна чутливість кремнієвого фотоприймача F та відносна інтенсивність випромінювання GaAs світлодіода I

Задовольняюче узгодження має місце, коли $K=0,6-0,9$. На рис.1 зображено узгодження спектральних характеристик випромінювання світлодіода з арсеніду галію і чутливість кремнієвого фотоприймача ($I=(f/f_0)_\lambda$; $F=(k/k_0)_\lambda$). В даному випадку коефіцієнт кореляції дорівнює 1.

Фотоприймач – одноперехідний фототранзистор. Конструкція і принцип дії фототранзистора

Велика кількість характеристик оптронів, що використовуються в наш час, визначається типом фотоприймача. Тому основну увагу у даній роботі відводиться дослідженню характеристик і режимів роботи приймальної частини оптоелектронної пари.

В даній роботі вивчається оптрон, в якому в якості фотоприймача використовується одноперехідний фототранзистор планарної

конструкції (рис.2). Такі оптрони широко застосовуються в схемах запуску тиристорів, в очікувальних мультівібраторах, генераторах пилкоподібної напруги.

Розглянемо принцип дії одноперехідного фототранзистора. Для спрощення аналізу роботи і виведення ВАХ використовується модель приладу, яка представлена на рис.3. Живлення фототранзистора здійснюється двома джерелами напруги $U_{eб1}$ і $U_{eб2}$. Умовно розіб'ємо товщу напівпровідника на дві ділянки: емітер-база 1 та емітер-база 2.

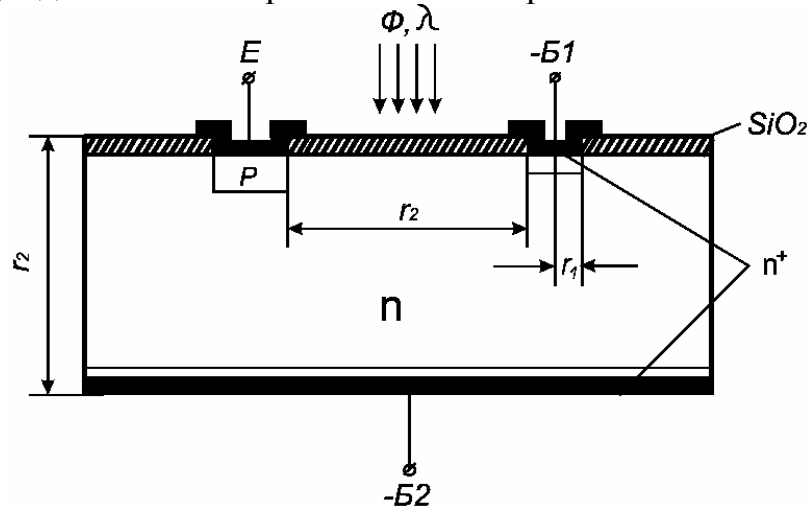


Рис.2. Планарна конструкція одноперехідного фототранзистора

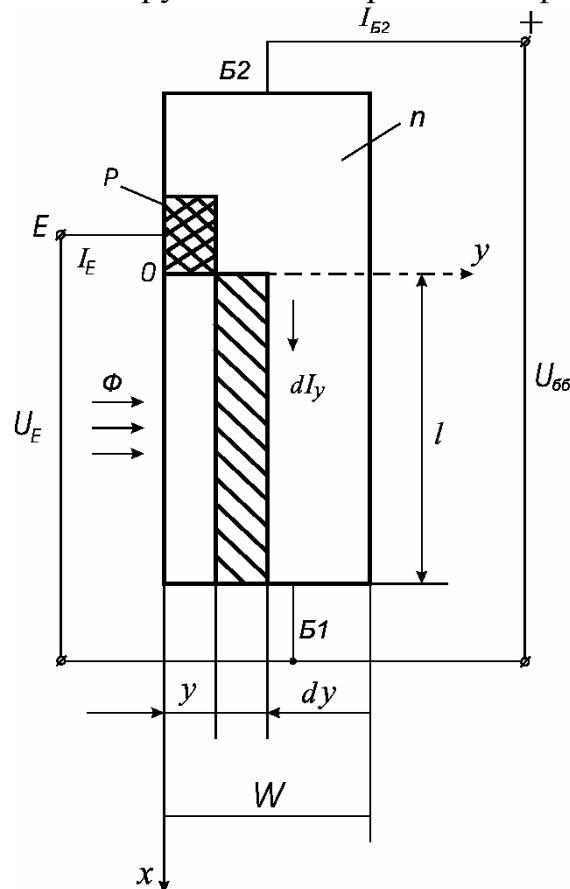


Рис.3. Модель одноперехідного фототранзистора

Вольт-амперна характеристика приладу $I_e = f(U_{eб1})$ створюється підсумовуванням двох характеристик при однаковому значенні струму в колі емітер-база 1: р-п переходу і залежності струму від напруги для товщини бази 1 з врахуванням зміни її опору. На рис.4 ці дві залежності у випадку відсутності освітлення зображенні відповідно штриховими кривими U_{p-n} і U_T . При цьому U_T створюється за рахунок спаду напруги у товщі напівпровідника при протіканні міжбазового струму та струму емітера. Ця напруга є зворотною по відношенню до р-п переходу.

При опроміненні фототранзистора світлом міняється як вольт-амперна характеристика р-п переходу, так і ВАХ, зв'язана з товщиною бази 1 (рис.4, відповідно штрих-пунктирні криві $U_{ф.ерс}$ і U_T^ϕ). Найбільші зміни вольт-амперної характеристики простежуються в області відсічки і від'ємного опору, в той час як в області насичення світлова ВАХ фототранзистора майже збігається з характеристикою, знятою в темноті (рис.4, криві $U_{офт}$ і $U_{опт}$).

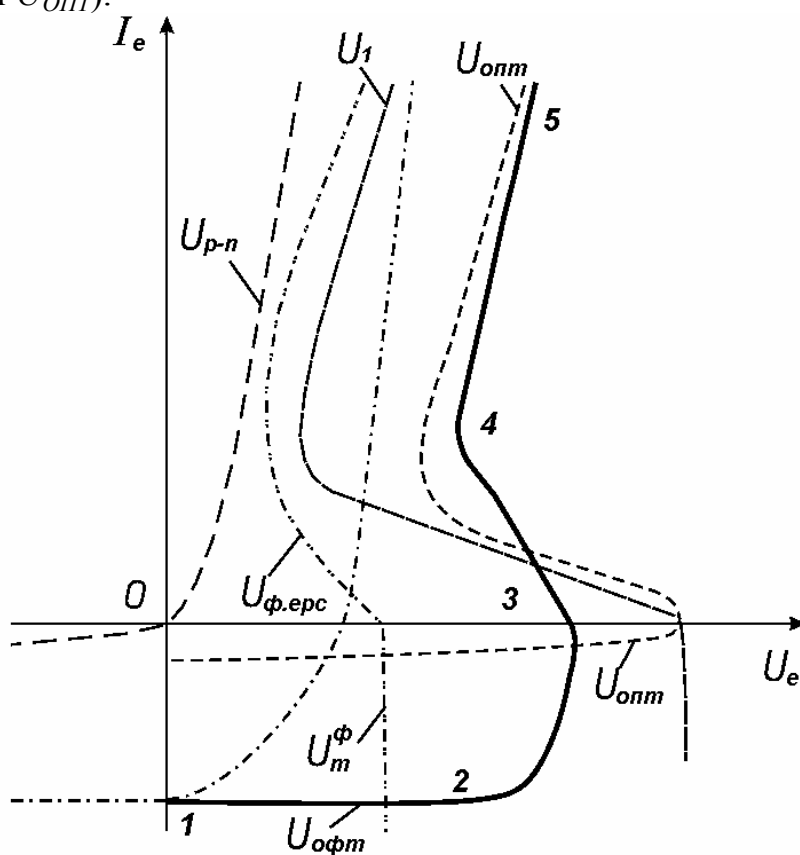


Рис.4. Вольт-амперна характеристика одноперехідного фототранзистора і її складові: U_{p-n} і $U_{ф.ерс}$ – ВАХ р-п переходу в темноті і при освітленні; U_T і U_T^ϕ – ВАХ товщі бази 1 в темноті і при освітленні; $U_{опт}$ – темнова ВАХ транзистора

Розглянемо докладно ВАХ пристрою при наявності освітлення (рис.4, суцільна крива $U_{офт}$). На цій кривій в області відсічки спостерігаються дві ділянки. Ділянка 1 характеризується слабкою залежністю

$I_e = f(U_{e01})$. Емітерний перехід працює при цьому в фотодіодному режимі. Через р-п перехід протікає зворотний струм, який складається із фотоструму і темного струму витоку. На ділянці 2 спостерігається швидке зменшення струму при збільшенні напруги. Це пов'язано з тим, що в емітерному колі реалізується фотогальванічний режим, при якому все більше значення починає відігравати інжекція із емітера. Струм в емітерному колі буде рівним нулю, коли напруга U_e рівна сумі спаду напруг в товщі напівпровідника U_T^Φ та фото-ЕРС, яка виникає на р-п переході за рахунок освітлення базової області транзистора.

Зростання прямого струму на ділянці 3 характеристики відбувається за рахунок інжекції неосновних носіїв в області бази 1, що приводить до зменшення її опору і, за рахунок цього, до зменшення спаду напруги на ній. Зниження напруги в області бази транзистора викликає зростання прямої напруги на р-п переході, що приводить до зростання інжекції та ще більшої модуляції провідності бази. Так утворюється позитивний зворотний зв'язок за струмом в емітерному колі транзистора, і на вольт-амперній характеристиці формується ділянка від'ємного опору. Після закінчення цього процесу транзистор переходить в режим насичення (рис.4, ділянка 4-5), який характерний для фотодіодів при високому рівні інжекції.

Виведення вольт-амперної характеристики одноперехідного фототранзистора

Знайдемо вигляд ВАХ одноперехідного фототранзистора. При цьому передбачається, що світло падає тільки на високоомну п-область. Внаслідок високого коефіцієнта поглинання світла напівпровідником випромінювання, яке падає на площадку між емітером і омичним контактом бази 1, проникає на невелику глибину від поверхні освітлення, тобто реалізуються умови нерівномірного поглинання випромінювання. На відстані y від освітленої поверхні виділимо елементарний об'єм з розмірами площадки y площині x у рівній $dy \cdot l$. Передбачається, що в кожному елементарному об'ємі відбувається рівномірна генерація носіїв світлом, основним механізмом перенесення носіїв є дифузія, а швидкість генерації g_y не залежить від координати x . Для концентрації нерівноважних носіїв в цьому об'ємі стаціонарна рівність неперервності має вигляд:

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g_y = 0, \quad (1)$$

де τ_p і D_p – час життя і коефіцієнт дифузії дірок; g_y – швидкість генерації носіїв в об'ємі на відстані y від освітленої поверхні.

Граничні умови задаються виразами:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0 \quad \Delta p &= p_n \left(\exp \frac{U_{p-n}}{\varphi_T} - 1 \right), \\ \text{при } x=l_1 \quad \Delta p &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Розв'язок рівняння (1) з граничними умовами (2) має вигляд:

$$\Delta p = \frac{p_n \left(\exp \frac{U_{p-n}}{\varphi_T} - 1 \right) sh \frac{l-x}{L_p} + g_y \tau_p \left(sh \frac{l}{L_p} - sh \frac{x}{L_p} - sh \frac{l-x}{L_p} \right)}{sh \frac{l}{L_p}}, \quad (3)$$

де L_p – дифузійна довжина дірок.

При зміні y від 0 до ω розподіл носіїв в елементарних об'ємах буде різний внаслідок залежності швидкості генерації g_y від y . Це означає, що щільність струму, який протікає між емітером і базою 1 залежить від координати y . Вираз для щільності фотоструму, створеного дифузією дірок, на відстані y від освітленої поверхні при $x=0$ можна записати у вигляді:

$$j_\phi = j_p = -eD_p \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{eD_p p_n}{\varphi_T} \left(\exp \frac{U_{p-n}}{\varphi_T} - 1 \right) cth \frac{l}{L_p} + eg_y L_p \left(\operatorname{cosech} \frac{l}{L_p} - cth \frac{l}{L_p} \right). \quad (4)$$

Щільність струму через р-п перехід визначається двома складовими:

$$j = j_n + j_p, \quad (5)$$

$$\text{де} \quad j_n = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left(\exp \frac{U_{p-n}}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (6)$$

Тоді в загальному вигляді щільність струму в елементарному об'ємі бази записується як:

$$j_\phi = j_p = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} cth \frac{l}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(\exp \frac{U_{p-n}}{\varphi_T} - 1 \right) + eg_y L_p \left(\operatorname{cosech} \frac{l}{L_p} - cth \frac{l}{L_p} \right). \quad (7)$$

Швидкість генерації носіїв визначається виразом:

$$g_y = \alpha \eta_\chi (1 - R_\chi) Q \exp(-\alpha y), \quad (8)$$

де α – коефіцієнт поглинання, см^{-1} ; η – квантовий вихід; Q – потік фотонів, падаючий на приймач, $\text{фот}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$; R_χ – коефіцієнт відбиття.

Елементарний струм у напрямку x через площадку $A_y = z dy$ знаходиться за формулою:

$$dI_y = j_y \cdot z \cdot dy, \quad (9)$$

де z – розмір бази у напрямку перпендикулярному площині xy .

Підставляючи в (9) вирази (7) і (8) та інтегруючи, знаходимо повний струм в напрямку x в емітерному колі в режимі відсічки:

$$I_e = \int_0^{\omega} dI_y = I_T - I_{\Phi}, \quad (10)$$

де I_T – темновий струм через р-п перехід ($I_T = z \cdot \omega \cdot j_y$).

Вираз (10) є рівнянням із сімейства ВАХ одноперехідного фототранзистора, працюючого в області відсічки. Вираз (10) можна записати у вигляді:

$$I_e = I_S \left(\exp \frac{U_{p-n}^{\phi}}{\varphi_T} - 1 \right) - I_{\Phi}, \quad (11)$$

де I_S – зворотний темновий струм р-п переходу.

Спад напруги на переході знаходиться з виразу:

$$U_{p-n}^{\phi} = U_e - U_{\Phi}^T. \quad (12)$$

Величина U_{p-n}^{ϕ} на ділянці 1-2 (рис.4) має від’ємний знак, отже, струм I_e слабо залежить від напруги U_e :

$$I_e = -(I_{\Phi} + I_B) = const. \quad (13)$$

На ділянці 2-3 при $U_{p-n}^{\phi} > 0$ спостерігається залежність струму I від U_{e1} що обумовлено залежністю першого члена у виразі (11) від напруги на р-п переході.

Розглянемо випадок, коли задавальним параметром у міжбазовому колі є напруга на базах $U_{\delta 1 \delta 2}$.

Знайдемо напругу на опорі бази 1

$$U_T^{\phi} = \frac{R_{\delta 1}^{\phi}}{R_{\delta 1}^{\phi} + R_{\delta 2}} \cdot U_{\delta 1 \delta 2} + I_e R_{\delta 1}^{\phi}, \quad (14)$$

де $R_{\delta 1}^{\Phi}$ – опір товщі бази 1 при освітленні її світлом та інжекції носіїв із р-п переходу; $R_{\delta 2}$ – опір тіла бази 2.

Вольт-амперна характеристика може записуватися у параметричному вигляді:

$$I_e = I_3 \left(\exp \frac{U_{p-n}^{\Phi}}{\varphi_T} - 1 \right) - I_{\Phi}, \quad U_T^{\Phi} = \frac{R_{\delta 1}^{\Phi}}{R_{\delta 1}^{\Phi} + R_{\delta 2}} \cdot U_{\delta 1 \delta 2} + I_e R_{\delta 1}^{\Phi},$$

$$U_{p-n}^{\Phi} = U_e - U_T^{\Phi}. \quad (15)$$

Знайдений вигляд ВАХ в області відсічки дозволяє наближено знайти напругу вмикання транзистора. Допускаючи що $I_e = 0$, з виразу (15) визначаємо напругу вмикання:

$$U_{e.вкл}^{\Phi} = U_{p-n}^{\Phi} + U_T^{\Phi}, \quad (16)$$

$$U_{p-n}^{\Phi} = \varphi_T \ln \left(\frac{I_{\Phi}}{I_S} + 1 \right), \quad U_T^{\Phi} = \eta_{\Phi} \cdot U_{\delta 1 \delta 2},$$

де $\eta_{\Phi} = \frac{R_{\delta 1}^{\Phi}}{R_{\delta \delta}^{\Phi}}$ – геометричний коефіцієнт передачі планарного одноперехідного фототранзистора.

Значення $R_{\delta 1}^{\Phi}$ і міжбазового опору $R_{\delta \delta}^{\Phi}$ знаходяться інтегруванням по об'єму бази виразу (3) для нерівноважної концентрації генеруючих світлом носіїв. Аналіз показує, що у випадку планарної конструкції пристрою (рис.2) вирази для $R_{\delta 1}^{\Phi}$ і $R_{\delta \delta}^{\Phi}$ мають вигляд:

$$R_{\delta 1}^{\Phi} = \frac{1}{2\pi [\sigma_T + e(b+1)\mu_p J \bar{F}]} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_e} \right), \quad (17)$$

$$R_{\delta \delta}^{\Phi} = \frac{1}{2\pi [\sigma_T + e(b+1)\mu_p J \bar{F}]} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_e} \right) + \frac{1}{2\pi \sigma_T} \left(\frac{1}{r_e} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (18)$$

де σ_T – темнова електропровідність бази; $J \cdot \bar{F} = \Delta \bar{p}$ – концентрація нерівноважних дірок в базі 1, усереднена по її об'єму; \bar{F} – безрозмірний коефіцієнт, який враховує співвідношення між r_e та L_p ;

$J = \frac{\eta_{\chi} (1 - R_{\chi}) \chi \cdot \bar{p} \cdot \tau_p}{hc \cdot z \cdot r_e r_2}$ – множник, який має розмірність $1/\text{см}^3$, враховує

генерацію світлом нерівноважних носіїв в базі; \bar{p} – потужність падаючого випромінювання; r_1 – радіус контакту бази 1; r_2 – товщина пластинки кремнію; r_e – відстань емітер-база 1.

Коефіцієнт передачі одноперехідного фототранзистора, який вимірюється за напругою увімкнення $U_{e.вкл}^\Phi$ розраховується за формулою:

$$\eta_\Phi = \frac{U_{e.вкл}^\Phi}{U_{\delta 1\delta 2}} = \frac{\varphi_T}{U_{\delta 1\delta 2}} \ln \left(\frac{I_\Phi}{I_S} + 1 \right) + \eta_\Phi. \quad (19)$$

Вимірюваний експериментально коефіцієнт передачі одноперехідного фототранзистора відрізняється від геометричного коефіцієнта передачі одноперехідного фототранзистора η_Φ на величину, обумовлену фото-ЕРС, виникаючої на р-п переході при опроміненні фотоприймача.

Аналіз роботи пристрою на ділянці від'ємного опору ВАХ (рис.4, ділянка 3-4) показує, що зв'язок між струмом емітера і напругою на ньому описується виразом:

$$U_e = \frac{R_{\delta 1} - nI_e}{R_{\delta\delta} - nI_e} (U_{\delta 1\delta 2} + I_e R_{\delta\delta}), \quad (20)$$

де величина n залежить від геометричних розмірів областей бази **1** і **2**, концентрації легуючих домішок і напруги $U_{\delta 1\delta 2}$.

Хід ВАХ на ділянці 4-5 (рис.4), де струм I_e слабо залежить від U_e (ділянка насичення), можна записати у вигляді:

$$U_e = \varphi_T \ln \left(\frac{I_e}{I_S} + 1 \right) + \frac{R_{\delta 1}}{R_{\delta 1} + R_{\delta 2}} (U_{\delta 1\delta 2} + I_e R_{\delta\delta}). \quad (21)$$

У виразах (20) і (21) опір $R_{\delta 1}$ розраховується із співвідношень, враховуючих зміну концентрації носіїв в базі 1 внаслідок їх інжекції з емітера і генерації світлом (через громіздкість ці вирази не приводяться).

2.Опис лабораторної установки

Для вимірювання статистичних характеристик оптрона використовують установку, схема якої показана на рис.5. Спад напруги в колах база-база та емітер-база вимірюються вольтметром В7-35. Величина струму в колі база-база і емітер-база вимірюється приладом В7-21. Для вимірювання малих зворотних струмів в колі емітер-база слугує гальванометр.

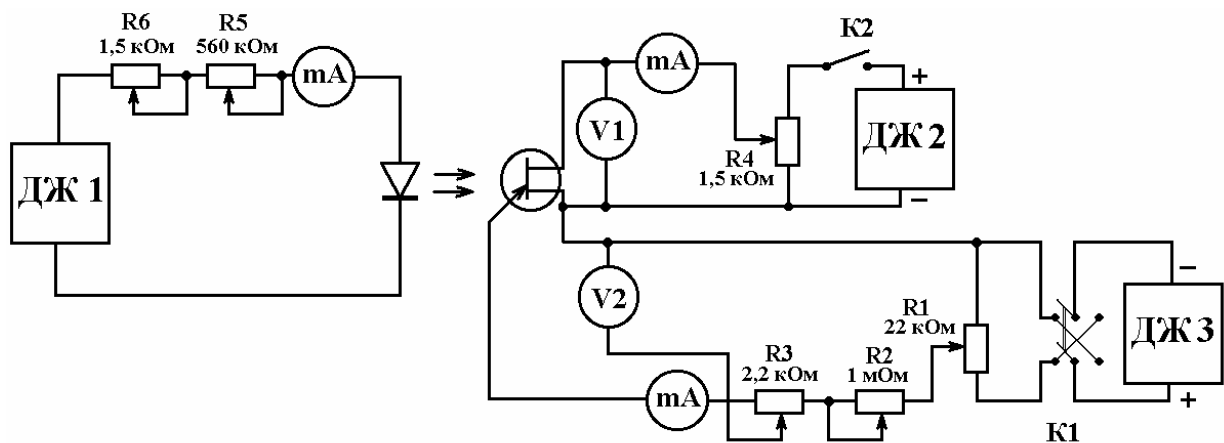


Рис.5. Схема установки для вимірювання статистичних характеристик оптрона

3. Домашнє завдання

1. Ознайомитись з основними характеристиками одноперехідного фототранзистора.
2. Ознайомитись з виведенням вольт-амперної характеристики одноперехідного фототранзистора.
3. Ознайомитись із методикою вимірювання статичних характеристик оптрона на одноперехідному фототранзисторі.

4. Робоче завдання

1. Зняти і побудувати темнову вихідну ВАХ оптрона при $U_{\delta 1 \delta 2} = 15 \text{ В}$ і $I_{\text{ex}} = 0$ (I_{ex} – струм світлодіода).
2. Зняти і побудувати вихідну ВАХ оптрона при $U_{\delta 1 \delta 2} = 15 \text{ В}$ і $I_{\text{ex}} = 5 \text{ мА}$. Зауваження. При зніманні від'ємної ділянки ВАХ встановити максимальне значення опору R_2 .
3. За знятими кривими пп.1 і 2 визначити I_S . Використовуючи формули (17) і (18), розрахувати $R_{\delta 1}^{\phi}$ і $R_{\delta \delta}^{\phi}$. Значення параметрів, які необхідні для розрахунків, вказані на стенді.
4. Зняти передатну характеристику оптрона $I_S^{\phi} = f(I_{\text{ex}})$ при $U_{\delta 1 \delta 2} = 15 \text{ В}$, I_{ex} не повинен перевищувати 20 мА..
5. Розрахувати фотострум I_{ϕ} , використовуючи спрощену формулу для випадку, коли відстань емітер-база1 порівняно з дифузійною довжиною дірок

$$I_e^{\phi} = \frac{0,5 \cdot e \cdot \eta_{\chi} \cdot (1 - R_{\chi}) \cdot \chi \cdot \bar{p}}{n \cdot C}$$

6. Розрахувати $U_{e, \text{вкл}}^{\phi}$ і η_{ϕ} використовуючи формули (16) і (19), при значенні темного струму витоку $I_S = 10^{-3} \text{ А}$, і вважаючи, що $\eta = 0,5$.

5. Методичні вказівки

1. При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати напругу живлення оптрона.
2. Необхідно відзначити, що міжбазову напругу $U_{\text{б1б2}}$ слід вмикати в першу чергу, а вимикати – в останню.

6. Склад звіту

Звіт повинен в себе включати:

1. Схема вимірювання параметрів оптрона на основі одноперехідного фототранзистора.
2. Темнова вихідна ВАХ оптрона.
3. Вихідна ВАХ оптрона при $U_{\text{б1б2}} = 15 \text{ В}$ і $I_{\text{ex}} = 5 \text{ мА}$.
4. За знятими кривими пп.2 і 3 розрахувати I_S .
5. Передатна характеристика оптрона $I_S^\Phi = f(I_{\text{ex}})$.
6. Розрахунки I_Φ , $U_{\text{е.вкл}}^\Phi$ і η_Φ .
7. Висновки по роботі.

7. Контрольні питання

1. Основні характеристики одноперехідного фототранзистора.
2. Принцип роботи одноперехідного фототранзистора.
3. Нарисуйте вольт-амперну характеристику одноперехідного фототранзистора.
4. Вивести вольт-амперну характеристику одноперехідного фототранзистора.
5. Методика вимірювання статичних характеристик одноперехідного фототранзистора.
6. Нарисуйте планарну конструкцію одноперехідного фототранзистора.
7. Переваги оптронів порівняно з електронними пристроями.

Література

1. Дж. Гауэр. Оптические системы связи. – М.: Радио и связь, 1989. – 504 с.
2. Свечников С.В. Интегральная оптика. – К.: Наукова думка, 1989. – 166с.
3. Ишанин Г.Г. Источники и приемники излучения. М.: Радио и связь. 1987. – 185с.
4. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М.: Радио и связь, 1990. – 224 с.
5. Нечаев И.А. Конструкции на логических элементах цифровых микросхем. – М.: Радио и связь, 1992.
6. Мухин Ю.А. Оптоэлектроника. –М.:МЭИ, 1979. – 79 с.
7. Корнійчук В.І., Мосорін П.Д. Волоконно-оптичні компоненти, системи передачі та мережі. – Одеса, “Друк”, 2001.
8. Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. Оптические системы передачи: Учебник для студентов вузов. – К.: Техніка, 1994. – 391 с.
9. Суэмацу Я. и др. Основы оптоэлектроники. – М.: Мир, 1988. – 288 с.
10. У.Тсанга. Техника оптической связи. Фотоприемники. –М.: Мир, 1988. –526с.
11. Теумин И.И. Волноводы оптической связи. –М.: Связь, 1978. –168 с.
12. Складаров О.С. Современные волоконно-оптические системы передачи. Аппаратура и элементы. –М., 2001. – 240 с.
13. Шевцов Э.А. Белкин М.Е. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи. - М.: Радио и связь, 1992. – 224 с.
14. Убайдулаев Р.Р. Волоконно-оптические сети. – М.: Эко-Трендз, 2000. – 206 с.
15. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від’ємним опором. –Вінниця: “Універсум-Вінниця”, 2000. – 303 с.
16. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. –Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
17. Осадчук В.С. Основи функціональної мікроелектроніки. – Вінниця: ВДТУ, 1998. – 245 с.
18. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. –М.: Сов. радио, 1977. –231 с.
19. Алан Снайдер, Джон Лав. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.
20. Глазер В. Световодная техника. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 432 с.
21. Унгер Х.Г. Планарные и волоконные волноводы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 656 с.
22. Справочник по лазерной технике. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 467 с.
23. 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.

- 24.Шереметьев А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь. – М.: Радио и связь, 1991. – 192с.
- 25.Оокоси Е. Оптоэлектроника и оптическая связь. – М.: Мир, 1988. –265с.
- 26.Гроднев И.И. Волоконно-оптические линии связи. – М.: Радио и связь, 1990.
- 27.Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. –М.: Энергоатомиздат, 1990. –256 с.
- 28.Бутусов М.М., Верник С.М., Балкин С.Л. и другие. Волоконно-оптические системы передачи. -М.: Радио и связь, 1992 –416с.
- 29.Микаелян А.Л. Оптические методы в информатике. – М.: Наука, 1990. – 232с.
- 30.Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Радио и связь, 1990. –264 с.
- 31.Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975.–583с.

Навчальне видання

**Володимир Степанович Осадчук
Олександр Володимирович Осадчук**

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ ІНФОРМАЦІЇ

Лабораторний практикум

Оригінал-макет підготовлено Осадчуком О.В.

Редактор О.Д. Скалоцька

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 $\frac{1}{4}$
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