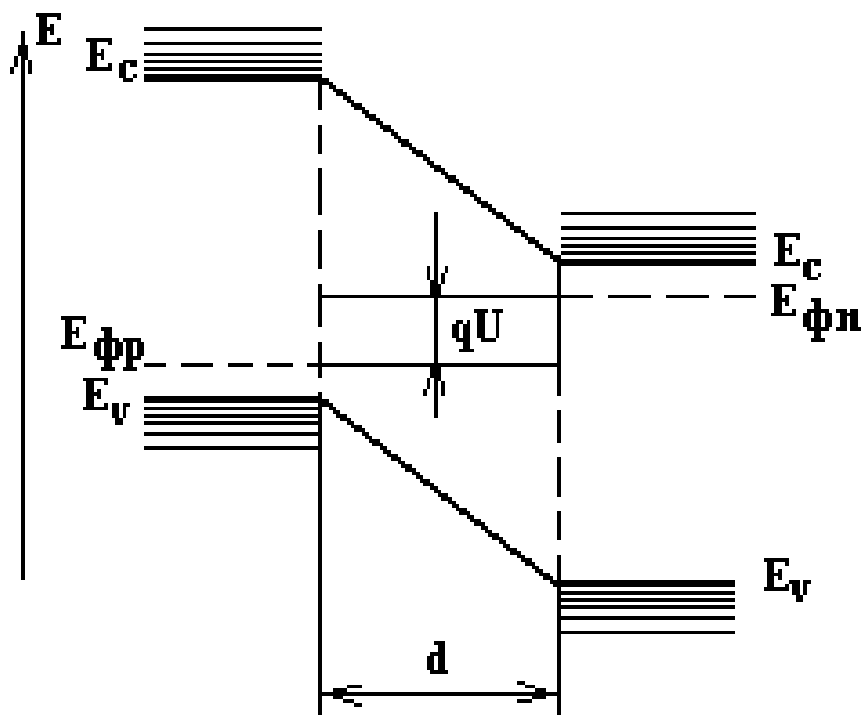


В.С.Осадчук, О.В.Осадчук

# НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

**В.С.Осадчук, О.В.Осадчук**

# **НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ**

Навчальний посібник для студентів технічних спеціальностей  
вищих навчальних закладів

Вінниця 2002

УДК 621.383  
О 72

Р е ц е н з е н т и:

*В.О. Поджаренко*, доктор технічних наук, професор

*Е.А. Паламарчук*, кандидат технічних наук, доцент

*В.Ф. Яремчук*, кандидат технічних наук, доцент

Рекомендовано до видання Ученою радою Вінницького державного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол №2 від 27.09.2001 р.)

**Осадчук В.С., Осадчук О.В.**

О 72 **Напівпровідникові діоди.** Навчальний посібник — Вінниця: ВДТУ, 2002. — 162 с.

В навчальному посібнику стисло розглянуті поняття кристалічної ґратки, основи зонної теорії напівпровідників, концентрації носіїв заряду, розташування рівня Фермі, теплові та оптичні властивості напівпровідників, генерація та рекомбінація носіїв заряду, які є головними для розуміння роботи напівпровідникових приладів, зокрема діодів. В подальшому подана теорія р-п переходів, фізичні принципи їх роботи, визначені вольт-амперні характеристики ідеальних та реальних р-п структур, розглянуто вплив контактів та стану поверхні на їх властивості. Проаналізовані фізичні принципи роботи напівпровідникових діодів, основні параметри, еквівалентні схеми та практичне застосування. Навчальний посібник містить лабораторний практикум, який дозволить студентам краще засвоїти викладений в лекціях матеріал.

Навчальний посібник призначений для студентів спеціальностей 7.090801 “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади” та 7.090802 “Електронні пристрої та прилади”.

УДК 621.383  
© В.С. Осадчук, О.В. Осадчук, 2002

## ЗМІСТ

Вступ .....	5
-------------	---

### ГЛАВА 1

#### ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ .....

1.1. Кристалічні ґратки .....	6
1.2. Основи зонної теорії напівпровідників .....	8
1.3. Елементи теорії електропровідності напівпровідників .....	17
1.4. Концентрації носіїв струму .....	19
1.5. Визначення положення рівня Фермі у власних напівпровідниках .....	28
1.6. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні домішки .....	30
1.7. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять акцепторну домішку .....	37
1.8. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні й акцепторні домішки .....	40
1.9. Відроджені напівпровідники .....	43
1.10. Теплові й оптичні властивості напівпровідників .....	44
1.11. Генерація і рекомбінація носіїв .....	49
Контрольні питання .....	50

### ГЛАВА 2

#### ЕЛЕКТРОННО - ДІРКОВІ ПЕРЕХОДИ .....

2.1. Контактна різниця потенціалів .....	52
2.2. Визначення ширини р-n переходу .....	54
2.3. Бар'єрна ємність р-n переходу .....	59
2.4. Умова квазінейтральності в р-n переході .....	61
2.5. Визначення концентрації інжектованих носіїв .....	63
2.6. Виведення вольт-амперної характеристики р-n переходу з широкою базою при малому рівні інжекції .....	66
2.7. Виведення вольт-амперної характеристики р-n переходу з широкою базою при великих рівнях інжекції .....	69
2.8. Виведення вольт-амперної характеристики р-n переходу з вузькою базою при малих рівнях інжекції .....	73
2.9. Вплив процесів генерації і рекомбінації в шарі об'ємного заряду на вольт-амперну характеристику р-n переходу .....	76
2.10. Визначення дифузійної ємності р-n переходу .....	78
2.11. Еквівалентна схема р-n переходу .....	80
2.12. Властивості гетеропереходів .....	84

2.13. Виведення вольт-амперної залежності р-і-п структури . . . . .	86
2.14. Невипрямні контакти . . . . .	89
2.15. Перехідні процеси в р-п структурах . . . . .	91
2.16. Механізми пробую р-п переходів . . . . .	94
2.17. Вплив властивостей поверхні на значення зворотного струму і напруги пробую . . . . .	100
Контрольні питання . . . . .	102

### **ГЛАВА 3**

<b>НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ . . . . .</b>	<b>104</b>
3.1. Випрямні діоди . . . . .	104
3.2. Стабілітрони . . . . .	105
3.3. Імпульсні діоди . . . . .	107
3.4. Надвисокочастотні діоди . . . . .	109
3.5. Діоди з нагромадженням заряду . . . . .	112
3.6. Діоди Шотткі . . . . .	113
3.7. Варикапи . . . . .	117
3.8. Тунельні діоди . . . . .	118
3.9. Діоди Ганна . . . . .	126
3.10. Лавинно-пролітні діоди . . . . .	132
3.11. Шуми діодів . . . . .	138
Контрольні питання . . . . .	139
Лабораторні роботи . . . . .	141
Література . . . . .	150

## Вступ

Розвиток мікроелектроніки базується як на досягненнях в області фізики напівпровідників, так і в області технології виготовлення нових напівпровідникових приладів і об'єднання їх у надвеликі інтегральні схеми.

Основою інтегральних схем є р-п перехід, тому особлива увага приділяється розгляду теорії та фізичних процесів як у р-п переходах, так і в напівпровідникових діодах, робота яких побудована на фізичних процесах, що існують в р-п структурах. Самі фізичні процеси ґрунтуються на законах квантової механіки, тому в навчальному посібнику розглянуті основні фізичні поняття з квантової механіки, такі як будова кристалічної ґратки, основи зонної теорії напівпровідників, концентрація носіїв заряду, теплові та оптичні властивості напівпровідників, генерація та рекомбінація носіїв заряду, функція розподілу Фермі-Дірака.

Така побудова навчального посібника дає можливість краще зрозуміти принципи роботи напівпровідникових діодів, їх характеристики та практичні можливості. Для кращого засвоєння теоретичного матеріалу посібник містить лабораторний практикум.

# ГЛАВА 1

## ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

### 1.1. Кристалічні ґратки

При зближенні атомів і молекул між ними виникають сили взаємодії, що виявляються в такому: при відносно великій відстані між частинками виникають сили притягання, а при невеликих відстанях - сили відштовхування, які зі зменшенням відстані між частинками зростають швидше, ніж сили притягання. Таким чином, існує оптимальна відстань між частинками, при якій результуюча сила дорівнює нулю, що відповідає рівності сил притягання і відштовхування. Такий стан системи називається стійкою рівновагою, при якому частинки вибудовуються в строгому порядку, утворюючи тіло з правильною внутрішньою структурою - кристал. Правильну внутрішню структуру кристалів називають кристалічними ґратками. Правильні кристалічні ґратки можуть бути отримані рівнобіжним переміщенням (трансляцією) частинки уздовж трьох напрямків (рис.1.1, а):  $Ox$  - на відрізки  $a, 2a, \dots, ma$ ;  $Oy$  - на відрізки  $b, 2b, \dots, nb$ ;  $Oz$  - на відрізки  $c, 2c, \dots, pc$ . де  $m, n, p$  - цілі числа. Координати частинки в таких ґратках визначаються вектором

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c} . \quad (1.1)$$

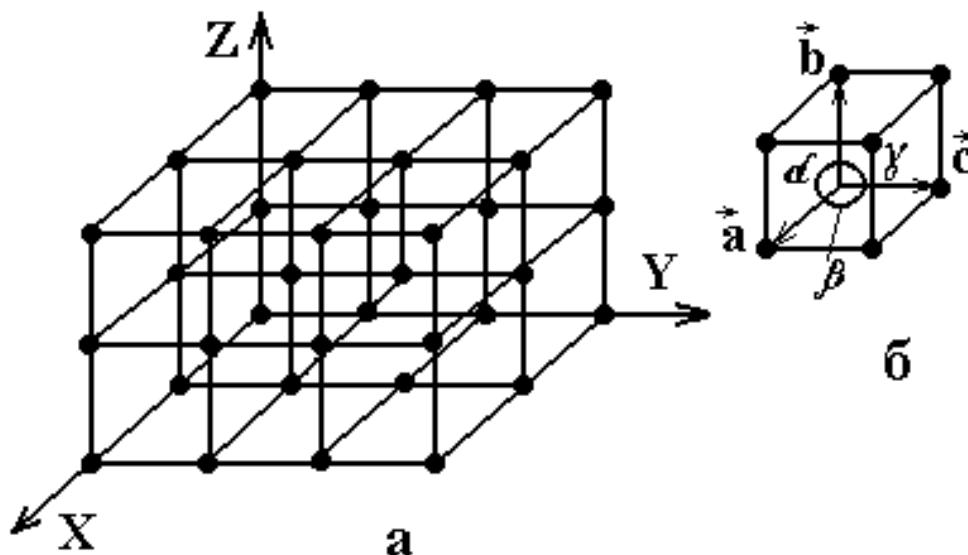


Рис.1.1. Кристалічні ґратки (а) та їхня елементарна комірка (б)

Вектори  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  називаються найменшими векторами трансляції, а їхні числові значення періодами трансляції. Паралелепіпед, сторони якого рівні

$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ , називається елементарною коміркою кристалічних ґраток (рис.1.1, б). Елементарна комірка у загальному випадку характеризується шістьма параметрами: трьома ребрами комірки  $a, b, c$  і трьома кутами між ними  $\alpha, \beta, \gamma$ . Існує поняття зворотних ґраток. Якщо прямі ґратки утворені векторами  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ , то вектори зворотних ґраток будуть:

$$\vec{a}^* = \frac{1}{V} [\vec{b}\vec{c}], \quad \vec{b}^* = \frac{1}{V} [\vec{c}\vec{a}], \quad \vec{c}^* = \frac{1}{V} [\vec{a}\vec{b}], \quad (1.2)$$

де  $V$  - об'єм елементарної комірки прямих ґраток.

Положення атомних площин у кристалічних ґратках визначають індекси Міллера. Їхні значення знаходять у такий спосіб: спочатку визначають точки, у яких розглянута площина перетинає координатні осі, і записують їх в одиницях постійних ґраток, а потім беруть зворотні значення отриманих цілих чисел і приводять їх до найменшого цілого, кратному кожному з цих значень. Отриманий результат, укладений у круглі дужки, і визначає індекси Міллера окремої площини чи системи рівнобіжних площин. На рис.1.2 зображені основні площини кубічного кристала і відповідні індекси Міллера.

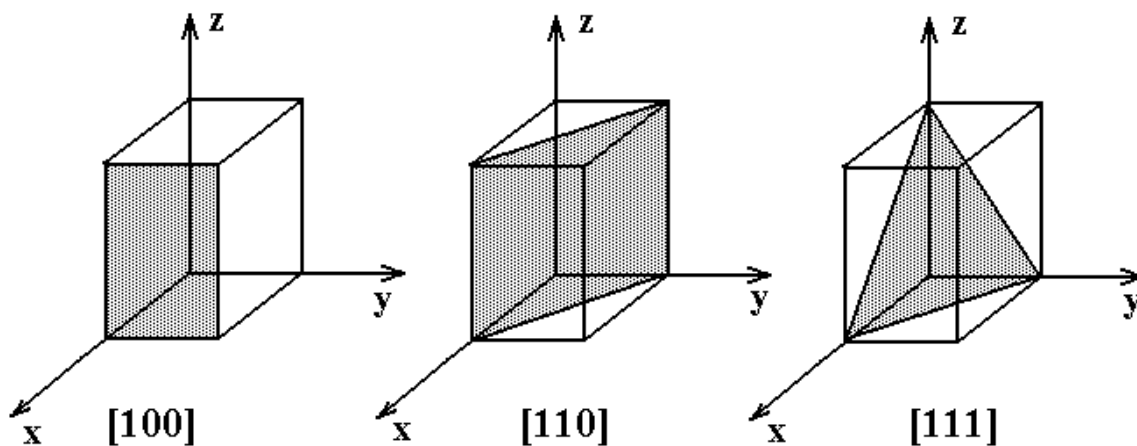


Рис.1.2. Індеси Міллера основних площин кубічного кристала

Площинами найбільш легкого руйнування для кремнію і германію є атомні площини (111), а для арсеніду галію – (110). Більшість напівпровідникових матеріалів, використовуваних на практиці, мають кристалічні ґратки типу алмаза чи цинкової обманки, що являють собою тетраедричні структури. У цих структурах кожен атом оточений чотирма найближчими сусідніми, розташованими у вершинах відповідного тетраедра. Зв'язок між найближчими сусідніми атомами здійснюється парою електронів із протилежними спінами. Ґратки типу алмаза і цинкової обманки являють собою дві гранецентровані кубічні ґратки, зсунуті відносно один одного на чверть



об'ємної діагоналі елементарної комірки. Кремній і германій - це алмазо-подібні напівпровідники, в яких у вузлах тієї чи іншої підгратки знаходяться атоми кремнію чи германію. Кристалічні ґратки арсеніду галію являють собою структуру типу цинкової обманки, у якій одну підгратку складають атоми галію, а іншу - атоми миш'яку.

## 1.2. Основи зонної теорії напівпровідників

Зонний характер енергетичних спектрів кристалічних твердих тіл оснований на розв'язку рівняння Шредингера, що описує рух електронів у цих тілах. Кристалічні ґратки, що мають просторову періодичність, складаються з позитивних ядер, що знаходяться в її вузлах, і електронів, що перебувають біля ядер. Випробуючи на собі вплив зовнішнього електричного поля, кристалічні ґратки практично не деформуються, тому що сили зовнішнього електричного поля слабкі в порівнянні із силами, що утримують ядра у вузлах ґраток. Електрони, найбільш віддалені від ядра атома, найбільшою мірою підпадають під вплив зовнішнього електричного поля, під дією якого вони можуть пересуватися по ґратках, створюючи електричний струм. Кількісний опис руху електронів у твердих тілах викликає серйозні труднощі, тому що необхідно враховувати електричні сили відштовхування електронів, сили притягання їх до ближніх і далеких ядер, тобто вирішувати багатоелектронну задачу. Для визначення стаціонарних станів і енергетичного спектра сукупності великого числа атомних ядер і електронів у кристалі необхідно розв'язати рівняння Шредингера [6, 18]

$$\hat{H}\Phi = E\Phi, \quad (1.3)$$

де  $H$  - гамільтоніан кристала;  $\Phi$  - його хвильова функція;  $E$  - енергія кристала.

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

$$\Phi = \Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n). \quad (1.4)$$

Оператор Гамільтона містить у собі [18]:

1) оператор кінетичної енергії електронів

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

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

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

2) оператор кінетичної енергії ядер

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

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

3) потенційну енергію попарної взаємодії електронів

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

4) потенційну енергію попарної взаємодії ядер

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

5) потенційну енергію взаємодії електронів з ядрами

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

З врахуванням складових гамільтоніана рівняння Шредингера запишемо як

$$\left\{ \sum_i \left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_{\alpha} \left( -\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + V_0(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) + \right. \\ \left. + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \Phi = E\Phi \quad (1.5)$$

Число незалежних змінних у (1.3) визначається числом частинок у кристалі, що в  $1 \text{ см}^3$  складає  $10^{22}$ . У загальному вигляді така задача не має розв'язку, тому можливо лише її наближений розв'язок з використанням ряду спрощень.

Одним з наближень, що дозволяють трохи спростити рівняння руху електронів у твердому тілі, є адіабатичне наближення, чи наближення Бор-

на - Оппенгеймера. Суть його полягає в наступному. Маса ядра атома значно більша маси електрона, тому при кожній зміні положення ядра атома електрони миттєво ідуть за його зміною. Це дозволяє вважати в першому наближенні, що електрони рухаються в потенційному полі фіксованих ядер. При вивченні руху ядер, навпаки, варто враховувати не миттєве положення електронів, а поле, створюване їхнім середнім просторовим розподілом.

Найбільш грубе наближення - таке, при якому ядра вважаються нерухомими. У цьому випадку координати ядер  $\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n$  уже не є перемінними, параметри  $R_{10}, \dots, R_{n0}$  являють собою координати вузлів кристалічних ґраток. Кінетична енергія ядер у цьому випадку дорівнює нулю, а енергія їхньої взаємодії  $V_0$  приймає постійне значення. Відповідним вибором початку відліку енергії її можна перетворити в нуль.

З урахуванням цих зауважень (1.5) спрощується і тепер воно описує рух електронів у полі нерухомих ядер. Енергія електронів і їхня хвильова функція тепер залежать від періодичного розташування ядер. У цьому випадку рівняння Шредингера можна записати в такий спосіб [18]:

$$\left\{ \sum_i \left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \psi_q = E_q \psi_q . \quad (1.6)$$

Можливо подальше скорочення числа змінних у (1.6), якщо вважати, що всі електрони атома, крім валентних, разом з ядром утворюють нерухомий атомний залишок (іон). Іншими словами, (1.6) описує тільки рух валентних електронів у потенційному полі нерухомих іонів. Це спрощення одержало назву валентної апроксимації.

Однак (1.6) з урахуванням зазначених спрощень не має розв'язку в загальному вигляді. Подальшим спрощенням, що дозволяє вирішити багатоелектронну задачу для кристала, є метод Хартрі - Фока. Суть його полягає в тім, що енергія попарної взаємодії електронів замінюється взаємодією кожного електрона з усередненим полем всіх інших електронів. Це означає, що потенційна енергія окремо взятого електрона залежить не тільки від руху всіх інших електронів, але і від руху його самого. Отже, поле не тільки визначає рух даного електрона, а саме залежить від його руху. Таке поле одержало назву самоузгодженого. Використання самоузгодженого поля дозволяє звести багатоелектронну задачу для кристала до одноелектронної. У математичному плані це означає, що в (1.6) можлива така заміна:

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} = \sum \Omega(\vec{r}_i) , \quad (1.7)$$

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

Аналогічно потенційну енергію взаємодії електронів з ядрами можна також представити у вигляді суми

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \sum_i U_i(\vec{r}_i) , \quad (1.8)$$

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

З урахуванням (1.7) і (1.8) рівняння (1.6) перетвориться до вигляду [18]

$$\left\{ \sum \left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(\vec{r}_i) + U_i(\vec{r}_i) \right) \right\} \psi_q = E_q \psi_q . \quad (1.9)$$

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

Позначивши потенційну енергію електрона в кристалі функцією

$$V(\vec{r}) = U(\vec{r}) + \Omega(\vec{r}) , \quad (1.10)$$

перетворимо рівняння Шредингера для електрона в кристалі до вигляду

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) . \quad (1.11)$$

Рівняння (1.11) розв'язуємо в наближенні сильного чи слабого зв'язку. Під наближенням слабого зв'язку розуміють випадок, коли кінетична енергія електронів значно перевищує їхню потенціальну енергію, пов'язану з просторовою зміною. При цьому періодичний потенціал  $V(\vec{r})$  можна розглядати як мале збурювання вільного руху електронів. Такий підхід при розв'язанні рівняння Шредингера дає задовільні результати для металів.

У наближенні сильного зв'язку розглядають випадок, коли стан електронів у кристалі мало відрізняється від їхнього стану в ізольованому атомі. Такий розгляд справедливий для електронів, близько розташованих до ядра, коли між ними і сусідніми атомами, що знаходяться у вузлах ґратки, не відбувається взаємодії. Однак наближення ні слабо, ні сильно

пов'язаних електронів не описує стан валентних електронів у кристалі, тому вони не дозволяють одержати кількісні розрахунки енергетичного спектра електронів для твердих тіл.

Розв'язок (1.11) - хвильова функція електрона в періодичному полі кристала, яку можна представити у вигляді функції Блоха:

$$\psi_K(r) = e^{i\vec{K}\vec{r}} U_K(\vec{r}), \quad (1.12)$$

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

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

При розгляді одновимірної задачі в наближенні слабо пов'язаних електронів залежність повної енергії електрона, що рухається в періодичному потенційному полі, від хвильового вектора  $\vec{K}$  можна представити графічно (рис.1.3) [6,11].

Як видно з рис.1.3, залежність  $E(\vec{K})$  являє собою квадратичну параболу поблизу дна першої з дозволених зон, потім, при наближенні до стелі зони крива  $E(\vec{K})$  відхиляється від параболи, показаної пунктиром. При  $K = \pm\pi/a$  маємо стелю першої зони і розрив в кривій, що відповідає забороненій зоні. Далі спостерігаються відрізьки кривих, що визначають більш високі енергетичні зони.

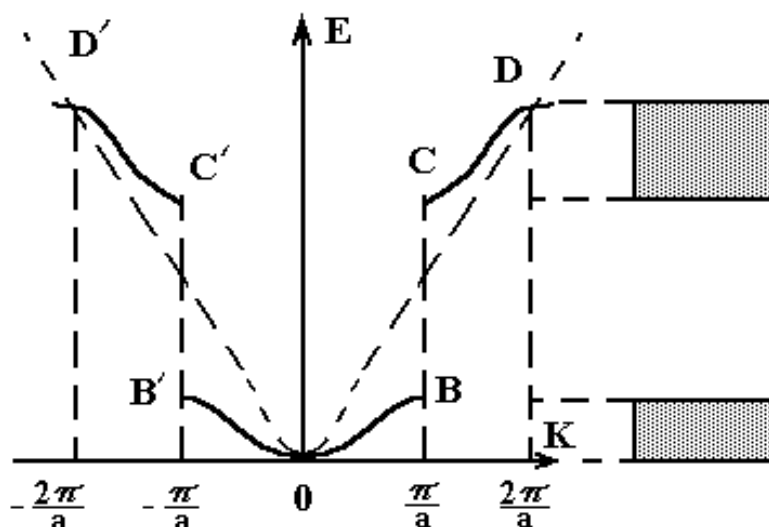


Рис.1.3. Залежність повної енергії електрона від хвильового вектора  
 Отже, хвильовий характер руху електронів у періодичному потенційному полі кристала сприяє виникненню дозволених і заборонених зон енергії для електронів.

Для наочності розглянемо тепер велику кількість однакових атомів, розміщених у правильних кристалічних ґратках з постійною ґраток, що набагато перевищує її реальне значення. Іншими словами, у цьому випадку між атомами немає взаємодії. Кожен атом буде мати свій індивідуальний енергетичний рівень. Якщо тепер зменшувати величину постійної ґраток настільки, щоб проявилася взаємодія атомів, то кожен індивідуальний рівень розділиться на ряд рівнів, що утворять енергетичну зону, причому число квантових станів в енергетичній зоні залишиться рівним числу атомних квантових станів, з яких вийшла зона. На рис.1.4 показане розщеплення енергетичних рівнів при зменшенні постійної ґраток.

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

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

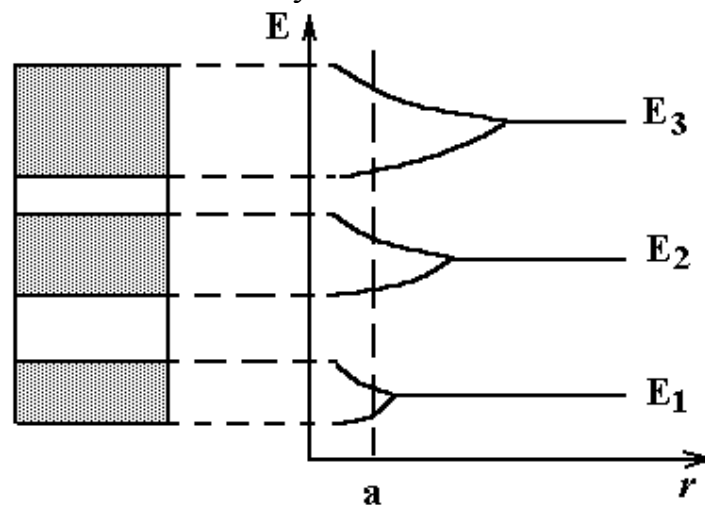


Рис.1.4. Утворення енергетичних зон з енергетичних рівнів

при зближенні атомів

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

Для визначення зон Бріллюена скористаємося поняттям простору, що визначається системою координат  $K_x, K_y, K_z$  (складові хвильового вектора  $\vec{K}$ ). Введення  $K$ -простору пов'язано з використанням поняття простору імпульсів, тому що імпульс електрона пов'язаний із хвильовим вектором співвідношенням  $\vec{P} = \hbar\vec{K}$ . Дозволеними енергетичними зонами у кристалі відповідають зони в  $K$ -просторі. Для одновимірного випадку, коли кристалічні ґратки представляються у вигляді лінійного ланцюжка атомів, першій енергетичній зоні по горизонтальній осі (див. рис.1.3) відповідає ділянка від  $-\pi/a$  до  $+\pi/a$ . Ця ділянка по горизонтальній осі довжиною  $2\pi/a$  являє собою так названу першу зону Бріллюена в одновимірному  $K$ -просторі. Друга зона Бріллюена складається з двох ділянок від  $\pi/a$  до  $2\pi/a$  і від  $-2\pi/a$  до  $-\pi/a$ . Аналогічно визначаються наступні зони Бріллюена для одновимірного випадку. Таким чином, зони Бріллюена в одновимірному представленні зображуються відрізками осі  $K$ , протягом якої повна енергія  $E$  є квазінеперервною функцією  $\vec{K}$ , на границях зон енергія перетерплює розрив.

У тривимірному  $K$ -просторі визначити зони Бріллюена значно складніше, хоча для найбільш простих кубічних ґраток перша зона Бріллюена являє собою куб у  $K$ -просторі, сторона якого дорівнює  $2\pi/a$ . Позначимо  $L_x$  довжину одновимірного лінійного ланцюжка атомів, а  $N_x$  - число атомів у ній, тоді число значень  $K_x$  (число станів) буде дорівнювати числу атомів  $N_x$ . Зі збільшенням  $L_x$  зростає число станів, що приводить до їх більш щільного розміщення, і при великому  $N_x$  зони Бріллюена можна вважати квазінеперервними. При розгляді тривимірного кристала повне число станів у першій зоні Бріллюена дорівнює числу атомів у кристалі  $N = N_x N_y N_z$  (без обліку спіну). У кожному із зазначених станів може бити не більш двох електронів, що відрізняються спінами. Стан електрона ви-

значають чотири фізичні величини, тобто  $K_x, K_y, K_z$  і четверта спінова. Для всіх станів атома, крім  $S$ -станів, число їх визначається добутком  $gN$ , де  $N$  - число атомів кристала заданого об'єму,  $g = 2l + 1$ ;  $l$  - орбітальне квантове число.

При накладенні зовнішнього електричного поля на кристалічні ґратки змінюється енергія електронів. Розв'язування рівняння Шрединґера в цьому випадку можна спростити, якщо замінити рух електронів у періодичних полях ґраток рухом вільних електронів, яким тепер приписується ефективна маса [11]

$$m^* = \left[ \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dK^2} \right]^{-1}. \quad (1.13)$$

Ефективна маса електронів, що знаходяться в квантових станах біля дна дозволеної зони, позитивна. Для електронів, що знаходяться в квантових станах, розташованих біля середньої частини дозволеної зони, спостерігається перегин кривої  $E(K)$ , так що  $\frac{d^2 E}{dK^2}$  перетворюється в нуль і ефективна маса прагне до нескінченності. Далі ефективна маса змінює знак і стає від'ємною величиною. Поблизу стелі дозволеної зони ефективна маса електронів виявляється від'ємною скінченою величиною. Знайдене абсолютне значення  $m^*$  за (1.13) буде відповідати масі дірки. Експериментально ефективну масу електрона визначають методом циклотронного резонансу.

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

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



$$\begin{aligned}
 & Si^{(14)}(1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^2), \\
 & Ge^{(32)}(1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^6 3D^{10} 4S^2 4P^2).
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

Таким чином, в атома кремнію і германію остання оболонка не заповнена, в ній у  $P$ -стані знаходиться два електрони з паралельними спінами. Це приводить до того, що зона провідності і валентна зона кремнію і германія включають  $P$ -стани з триразовим виродженням і являють собою накладення трьох підзон. На рис.1.5 вони показані трьома гілками  $E(K)$ . Ця залежність неоднакова для різних кристалографічних напрямків. Положення абсолютного мінімуму енергії визначає дно зони провідності. Мінімум енергії також називають долинами.

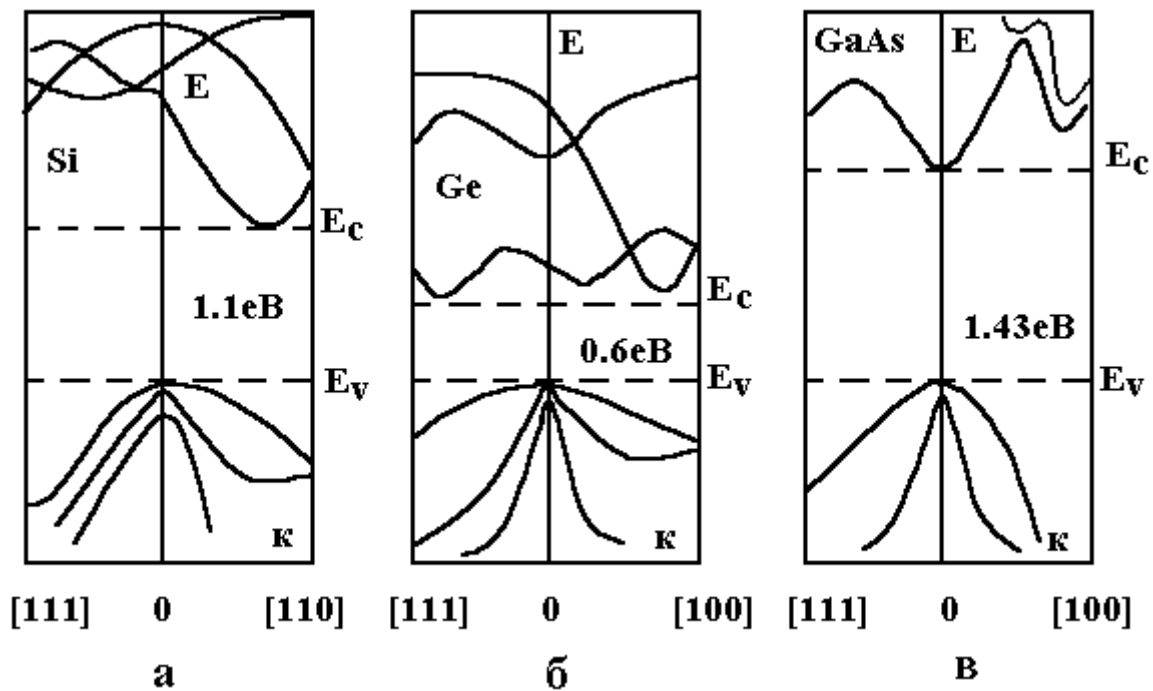


Рис.1.5. Зонна структура кремнію (а), германія (б) і арсеніду галію (в) [11]

Введення домішкових атомів у кристалічні ґратки напівпровідника сприяє появі енергетичних рівнів (дозволених станів) у забороненій зоні, пов'язаних з областю збурювання. Рівень енергії, що відповідає локалізованому стану електрона, виникає в результаті відщиплення екстремального рівня від зони енергії і переходу його в заборонену зону. Розв'язок рівняння Шредингера для п'ятого електрона атома миш'яку, що не беруть участь в утворенні ковалентного зв'язку, показує, що рівень енергії донорної домішки лежить у забороненій зоні нижче дна зони провідності  $E_C$  на величину, рівну енергії іонізації донорної домішки.

Розв'язок задачі про рух електрона в полі позитивного іона акцепторної домішки показує, що рівень акцепторної домішки знаходиться в забороненій зоні вище стелі валентної зони  $E_v$  на величину, рівну енергії іонізації акцепторної домішки. Енергія іонізації донорних і акцепторних домішкових атомів у германії складає 0,01 еВ.

### 1.3. Елементи теорії електропровідності напівпровідників

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

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

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

Відстань, яка пройдена електроном у період між двома зіткненнями, називається довжиною вільного пробігу, а усереднене значення усіх відрізків шляху є середня довжина вільного пробігу [18]. Час між двома зіткненнями і його усереднене значення називається відповідно часом

вільного пробігу і його середнім значенням. Середня швидкість теплового руху електронів при кімнатній температурі складає  $10^7$  см/с.

Прикладемо електричне поле до кристала власного напівпровідника. Його рухливі електрони під дією електричного поля почнуть рухатися в напрямку, протилежному напрямку поля. Спрямований рух рухливих носіїв заряду в електричному полі називається дрейфом, а швидкість їхнього спрямованого руху - дрейфовою швидкістю [18]. Дірки, що представляють собою вакантне місце в ковалентному зв'язку, також будуть направлено переміщатися, але протилежно напрямку руху електронів, тобто за напрямком електричного поля. Таким чином, струм у власному напівпровіднику характеризується двома складовими - електронним і дірковим струмами.

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

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

напівпровідником р-типу, тому що дірки - основні носії й у цьому випадку вони забезпечують електропровідність кристала.

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

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

Параметр, що пов'язує дрейфову швидкість носіїв заряду з напруженістю електричного поля, називають рухомістю заряду. Позначимо її  $\mu$ , тоді

$$v = \mu E_n, \quad (1.15)$$

звідки

$$\mu = v / E_n = q\tau / m. \quad (1.16)$$

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

$$\vec{j} = qn\vec{v} = qn\mu\vec{E}_n. \quad (1.17)$$

Питома провідність на підставі закону Ома визначається з врахуванням (1.17) у такий спосіб:

$$\sigma = j / E_n = qn\mu. \quad (1.18)$$

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

#### 1.4. Концентрації носіїв струму

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

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

Таким чином, щільність квантових станів  $g_n(E)$  визначається відношенням кількості квантових станів  $dZ$  в одиничному інтервалі енергії для одиничного об'єму кристала [18]:

$$g_n(E) = \frac{dZ}{dE} . \quad (1.19)$$

Енергію електрона біля дна зони провідності можна представити у вигляді

$$E = E_C + \frac{p^2}{2m_n^*} , \quad (1.20)$$

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

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

$$dV_p = 4\pi p^2 dp . \quad (1.21)$$

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

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi}{h^3} p^3 dp . \quad (1.22)$$

З (1.20) знаходимо значення імпульсу електрона:

$$p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C)^{1/2} , \quad (1.23)$$

звідки

$$dp = \frac{1}{2} (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C)^{-1/2} dE . \quad (1.24)$$

Підставивши (1.22) і (1.24) у (1.19), одержимо щільність квантових станів біля дна зони провідності [18]:

$$g_n(E) = 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} . \quad (1.25)$$

Енергія дірки біля стелі валентної зони

$$E = E_V - \frac{p^2}{2m_p^*} , \quad (1.26)$$

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

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

$$g_p(E) = 4\pi \left( \frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} . \quad (1.27)$$

При визначенні щільності квантових станів для більш складних поверхонь, рівної енергії в координатах чи імпульсів у координатах хвильового вектора для валентної зони і зони провідності, одержуємо ті ж результати, тільки замість ефективних мас електронів і дірок у (1.25) і (1.27) необхідно використовувати ефективні маси щільності станів.

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

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} , \quad (1.28)$$

де  $E_\phi$  - енергетичний рівень Фермі;  $k$  - постійна Больцмана;  $T$  - температура.

На рис.1.6 показана функція розподілу Фермі-Дірака для металу, у якого остання енергетична зона частково заповнена.

При температурі 0 К рівень Фермі відокремлює цілком зайняті електронами енергетичні рівні від незайнятих. При більш високих температурах рівень Фермі відокремлює більш заповнені енергетичні рівні від менш заповнених. Функція розподілу симетрична щодо рівня Фермі. Її числові значення відмінні від нуля чи одиниці в межах  $2...3 kT$  поблизу значень енергій, рівних енергії рівня Фермі.

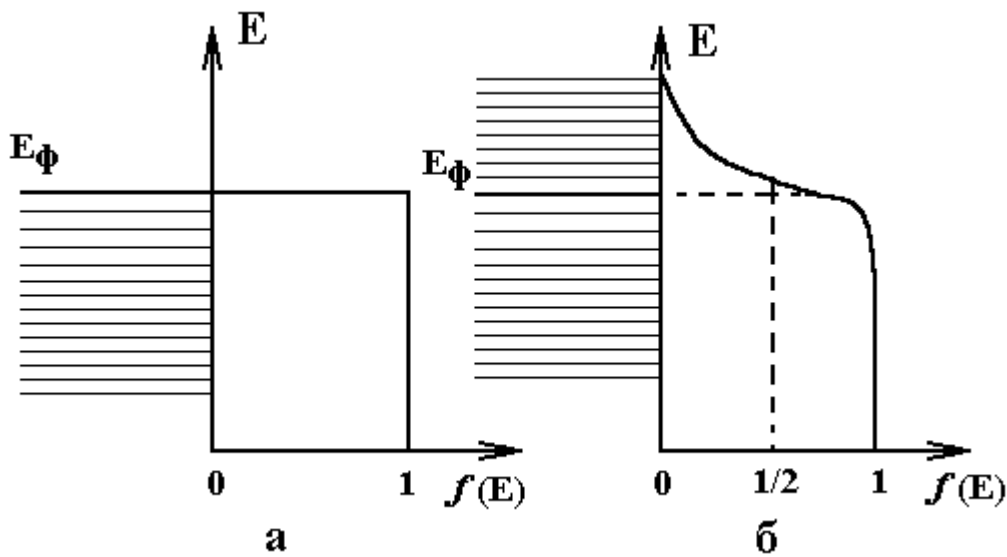


Рис.1.6. Імовірність зайнятості електронами енергетичних рівнів металу при температурі, рівній 0<sup>0</sup> К (а), і більш високій (б)

Імовірність зайнятості квантового стану електроном характеризує функція розподілу Фермі-Дірака. Визначимо імовірність відсутності електрона в квантовому стані, тобто знайдемо імовірність заповнення цього квантового стану діркою. Очевидно, від одиниці необхідно відняти значення імовірності заповнення квантового стану електроном при тепловій рівновазі. Отже [18],

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_\phi - E}{kT}} + 1}, \quad (1.29)$$

З (1.29) видно, що функція розподілу для дірок аналогічна функції розподілу електронів за умови, що відлік енергії дірок від рівня Фермі варто робити в протилежну сторону в порівнянні з напрямком відліку енергії для електронів. При значеннях енергії електронів  $E - E_\phi \gg kT$  функція розподілу Фермі-Дірака збігається з функцією розподілу Больцмана для

частинок, що підкоряються класичній статистиці. Якщо система частинок, що представляє собою електронний газ, підкоряється статистиці Больцмана, то говорять, що електронний газ невідроджений. Відповідно до цього напівпровідник з таким розподілом заряду називається невідродженим.

Варто вказати, що в умовах теплової рівноваги функція Фермі-Дірака показує середній в часі розподіл енергії дірок і електронів.

Визначимо імовірність заповнення електронами домішкових донорних і акцепторних рівнів. Спочатку виконаємо це для донорної домішки, причому введемо такі позначення:  $n_d$  - кількість електронів, що знаходяться на домішковому донорному рівні;  $N_d$  - кількість домішкових донорних атомів. Домішковим донорним атомом є атом миш'яку, у якого тільки один електрон може брати участь у провідності напівпровідникового кристалу. Таким чином, кількість квантових станів на домішковому рівні енергії буде відповідати кількості домішкових атомів  $N_d$  в одиничному об'ємі (рис.1.7). При переході електронів із домішкового донорного рівня в зону провідності відбувається іонізація домішкових атомів і утвориться нерухомий позитивний заряд у кристалі напівпровідника. Концентрація іонізованих донорних атомів визначається різницею  $N_d - n_d$ .

Функцію розподілу Фермі-Дірака не можна використовувати для опису розподілу електронів по домішкових станах, тому що вона справедлива для енергетичних станів, у яких знаходяться два електрони з протилежними спінами. У даному випадку на енергетичному донорному рівні в квантовому стані знаходиться тільки один електрон, тому в загальному вигляді функція розподілу електронів для домішкових станів має вигляд [18]

$$f(E) = \frac{1}{\frac{1}{G} e^{\frac{E-E_\Phi}{kT}} + 1}, \quad (1.30)$$

де  $G$  - ступінь виродження домішкового рівня. Для донорної домішки при  $E = E_d$   $G=2$ .

Таким чином, функція розподілу електронів по донорних рівнях

$$f(E_d) = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d-E_\Phi}{kT}} + 1}. \quad (1.31)$$

Використовуючи (1.31) і співвідношення  $n_d/N_d = f(E_d)$ , неважко визначити концентрацію електронів на домішкових донорних рівнях:



$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\Phi}{kT}} + 1} \quad (1.32)$$

Функція розподілу для позитивних іонів донорної домішки чи іншими словами функція розподілу дірок на домішковому донорному рівні

$$f_p(E) = \frac{1}{G e^{\frac{E_\Phi - E_d}{kT}} + 1} \quad (1.33)$$

На підставі співвідношення  $p_d / N_d = f_p(E_d)$  знаходимо концентрацію дірок на донорном рівні:

$$p_d = \frac{N_d}{e^{\frac{E_\Phi - E_d}{kT}} + 1} \quad (1.34)$$

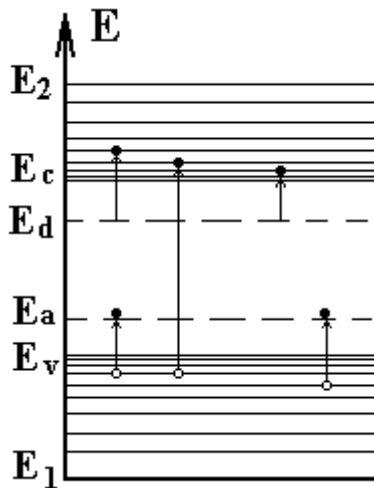


Рис.1.7. Енергетична діаграма напівпровідника, який має донорні й акцепторні домішки

При розгляді напівпровідника з акцепторною домішкою, наприклад кремнію, легованого бором, виникає можливість того, що один з чотирьох ковалентних зв'язків атома кремнію залишиться незавершеним. Це еквівалентно переходу електрона від атома кремнію до атома бору. Таким чином, відбувається утворення від'ємного іона бора і дірки у валентній зоні напівпровідника. У нейтральному стані на енергетичному рівні акцепторної домішки знаходиться один електрон з довільним напрямком спіну, а в іонізованому стані на домішковому енергетичному рівні - два електрони з антипаралельними спінами. Отже, ступінь виродження акцепторного рівня  $G=2$ . Кількість електронів на домішковому акцепторному рівні позначимо  $n_a$ , а кількість домішкових акцепторних атомів -  $N_a$ . З врахуванням викладеного

$$n_a = \frac{N_a}{G e^{\frac{E_a - E_\Phi}{kT}} + 1} \quad (1.35)$$

Концентрація дірок на акцепторному домішковому рівні

$$p_a = \frac{N_a}{G^{-1} e^{\frac{E_\Phi - E_a}{kT}} + 1} . \quad (1.36)$$

Перш ніж знайти кількість рухомих носіїв (електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні), визначимо поняття теплової генерації і рекомбінації. При температурі, рівній  $0^0$  К, усі квантові стани донорної домішки у валентній зоні зайняті електронами, тому в зоні провідності немає електронів. При температурах вище 0 К можливі переходи електронів з донорного рівня в зону провідності з валентної зони на акцепторний рівень і, нарешті, переходи електронів з валентної зони в зону провідності.

Таким чином, у зоні провідності утворюються рухливі електрони, а у валентній зоні - рухливі дірки, на донорном домішковому рівні утворюються нерухомі позитивні заряди, а на акцепторному рівні - нерухомі від'ємні заряди. Процес утворення рухливих носіїв заряду в результаті теплового порушення називається тепловою генерацією. Рухливі носії заряду знаходяться з ґратками в стані термодинамічної рівноваги, тому їх називають рівноважними, чи тепловими. Можливі і зворотні переходи електронів із зони провідності на донорний рівень і у валентну зону, а також з акцепторного рівня у валентну зону. Такий процес називається рекомбінацією.

Визначимо концентрацію рухливих електронів у зоні провідності за умови термодинамічної рівноваги кристалічних ґраток. Розв'язок задачі справедливий для сферичних поверхонь рівної енергії у валентній зоні й у зоні провідності напівпровідника. У загальному вигляді концентрація електронів у зоні провідності визначається так [18]:

$$n = \int_{E_C}^{E_2} g_n(E) f_n(E) dE . \quad (1.37)$$

Підставивши (1.25) і (1.28) у (1.37), одержимо

$$n = \int_{E_C}^{E_2} 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \frac{1}{e^{\frac{E - E_\Phi}{kT}} + 1} dE . \quad (1.38)$$

Для розв'язання інтеграла в (1.38) введемо нову перемінну інтегрування і верхню межу інтегрування замінимо  $\infty$ , тому що  $f(E)$  в цьому випадку дорівнює нулю:

$$x = \frac{E - E_C}{kT}, \quad (1.39)$$

тоді

$$dx = \frac{1}{kT} dE, \quad (E - E_C)^{1/2} = x^{1/2} (kT)^{1/2}. \quad (1.40)$$

Якщо позначити

$$\frac{E_\Phi - E_C}{kT} = \xi, \quad (1.41)$$

те

$$\frac{E - E_\Phi}{kT} = \frac{E - E_C}{kT} - \frac{E_\Phi - E_C}{kT} = x - \xi. \quad (1.42)$$

З врахуванням (1.39)-(1.42) вираз (1.38) перетворимо до вигляду

$$n = 4\pi \left( \frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx. \quad (1.43)$$

Після введення позначень

$$N_C = 2 \left( \frac{2m_n^* \pi kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx.$$

(1.43) можна записати в такий спосіб:

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_C \Phi_{1/2}(\xi), \quad (1.44)$$

де  $N_C$  - ефективна щільність станів у зоні провідності,  $\Phi_{1/2}(\xi)$  - інтеграл Фермі-Дірака половинного порядку.

З аналізу (1.44) видно, що рівноважна концентрація електронів у зоні провідності визначається інтегралом Фермі-Дірака половинного порядку, що у свою чергу залежить від положення рівня Фермі. Для практичних цілей найбільший інтерес представляють невідроджені і вироджені напівпровідники. Спочатку розглянемо клас невідроджених напівпровідників, для яких справедливе співвідношення

$$e^{\frac{E-E_\Phi}{kT}} = e^{x-\xi} \gg 1. \quad (1.45)$$

При цьому інтеграл Фермі-Дірака

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^{\infty} e^{\xi} (x^{1/2} e^{-x}) dx = e^{\xi} \frac{\sqrt{\pi}}{2} . \quad (1.46)$$

При підстановці (1.46) у (1.44) одержимо

$$n = N_C e^{\frac{E_C - E_{\Phi}}{kT}} . \quad (1.47)$$

Умови невідродженості (1.45) можна переписати так:

$$E_C - E_{\Phi} > kT . \quad (1.48)$$

Це означає, що в невідродженому напівпровіднику рівень Фермі лежить нижче дна зони провідності не менш чим на величину  $kT$ .

Визначимо рівноважну концентрацію дірок у валентній зоні:

$$P = \int_{-\infty}^{E_V} g_p(E) f_p(E) dE . \quad (1.49)$$

Інтегрування ведеться за енергією, що змінюється в межах валентної зони, причому верхня межа визначається енергетичним рівнем стелі валентної зони, а нижня приймається рівною  $-\infty$ , тому що функція Фермі-Дірака в цьому випадку дорівнює нулю. При підстановці (1.27) і (1.29) у (1.49) одержуємо

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} \int_{-\infty}^{E_V} \frac{E_V - E}{e^{\frac{E_{\Phi} - E}{kT}} + 1} dE . \quad (1.50)$$

Введемо позначення

$$x = \frac{E_V - E}{kT} , \quad \eta = \frac{E_V - E_{\Phi}}{kT} , \quad (1.51)$$

звідки

$$x - \eta = \frac{E_{\Phi} - E}{kT} . \quad (1.52)$$

З огляду на (1.51) і (1.52), перетворимо вираз (1.50) до вигляду

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*kT)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (1.53)$$

Вираз (1.53) можна записати більш компактно з урахуванням таких позначень:

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (1.54)$$

Таким чином,

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_V \Phi_{1/2}(\eta) . \quad (1.55)$$

де  $N_V$  - ефективна щільність квантових станів у валентній зоні,  $\Phi_{1/2}(\eta)$  - інтеграл Фермі-Дірака половинного ступеня.

Умови невинродженності напівпровідника для цього випадку

$$e^{x-\eta} \gg 1 \quad \text{чи} \quad E_\phi - E_V > kT . \quad (1.56)$$

Отже, концентрація рівноважних дірок у валентній зоні з врахуванням (1.56)

$$p = N_V e^\eta = N_V e^{\frac{E_\phi - E_V}{kT}} . \quad (1.57)$$

Для невинродженого напівпровідника рівень Фермі розташований вище стелі валентної зони не менш чим на величину  $kT$ .

Положення рівня Фермі для різних напівпровідників у залежності від температури можна знайти з умови електричної нейтральності об'єму напівпровідника (див. рис.1.7):

$$p + (N_d - n_d) = n + n_a . \quad (1.58)$$

При підстановці відповідних значень у (1.58) одержимо, що усі величини, крім  $E_\phi$  і  $T$ , визначаються типом напівпровідника, концентрацією і видом домішок. Таким чином, значення  $E_\phi$  може бути виражене у функції  $T$ .

### 1.5. Визначення положення рівня Фермі у власних напівпровідниках

Визначення положення рівня Фермі в напівпровідниках при різних умовах відіграє важливу роль, тому що рівень Фермі є рівнем відліку енергії електронів.

Знайдемо положення рівня Фермі в невідроджених власних напівпровідниках. Виходячи з умови електричної нейтральності, знаходимо, що  $p = n$ , тому що  $N_d = n_d = n_a = 0$ . Індексом  $i$  позначимо параметри у власних напівпровідниках. Таким чином,

$$N_C e^{\frac{E_C - E_\Phi}{kT}} = N_V e^{\frac{E_\Phi - E_V}{kT}}. \quad (1.59)$$

Виконавши необхідні перетворення в (1.59), знайдемо

$$E_\Phi = \frac{E_C - E_V}{2} + kT \ln \left( \frac{N_V}{N_C} \right). \quad (1.60)$$

Якщо підставити замість  $N_V$  і  $N_C$  їхні значення, то (1.60) можна представити так:

$$E_\Phi = \frac{E_C - E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right). \quad (1.61)$$

При  $T = 0$  (1.61) перепишемо у вигляді

$$E_\Phi = E_i = \frac{E_C - E_V}{2}. \quad (1.62)$$

Вираз (1.62) використовують у випадку, коли  $T \neq 0$ , тому що  $m_p^* \approx m_n^*$  і другий доданок (1.61) значно менший першого. У дійсності зі збільшенням температури спостерігається відхилення  $E_\Phi$  від  $E_i$ . При  $m_p^* > m_n^*$  величина  $E_\Phi$  трохи більша  $E_i$ , а при  $m_p^* < m_n^*$   $E_\Phi < E_i$ .

Значення рівноважної концентрації електронів у власних напівпровідниках легко визначити, якщо (1.60) підставити в (1.47), тобто

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{\frac{E_C - E_V}{2kT}}. \quad (1.63)$$

На підставі (1.63) неважко визначити ширину забороненої зони  $E_3 = E_C - E_V$ , якщо побудувати графік залежності  $n_i = f(T)$ . За нахилом цієї прямої визначається  $E_3$ .

Рівновага концентрації електронів і дірок у власних невідроджених напівпровідниках існує одночасно, тому на підставі (1.47) і (1.57) їхній добуток можна знайти в такий спосіб:

$$np = N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} . \quad (1.64)$$

З іншого боку, на підставі (1.63) одержуємо

$$n_i^2 = N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} . \quad (1.65)$$

Порівняння рівнянь (1.64) і (1.65) показує, що якщо рівні їхні праві частини, то повинні бути рівні і ліві, отже [6, 11].

$$np = n_i^2 . \quad (1.66)$$

Таким чином, у невідроджених власних напівпровідниках при температурах, відмінних від нуля, існують рівноважні електрони і дірки і добуток їхніх концентрацій дорівнює  $n_i^2$ . При температурі  $T = 300$  К для кремнію  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а для германію  $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

## 1.6. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні домішки

Розглянемо залежність положення рівня Фермі від температури для невідроджених напівпровідників, що містять донорні домішки. Для таких напівпровідників  $N_d \neq 0$ ,  $N_a = 0$ . При низьких температурах імовірність переходу електронів з валентної зони в зону провідності мала, тому можна знехтувати концентрацією дірок  $p$  у порівнянні з  $n$  і  $p_d$ . У цьому випадку умова електричної нейтральності така:

$$n = p_d . \quad (1.67)$$

При більш високих температурах відбувається повна іонізація донорних атомів  $p_d = N_d^* = N_d$  і починається перехід електронів з валентної зони в зону провідності, напівпровідник із домішкового перетворюється у власний. Запишемо умову електричної нейтральності для цього випадку:

$$n = p_d + p . \quad (1.68)$$

У випадку низьких температур на підставі (1.67) з використанням (1.34), (1.47) і (1.57) одержимо

$$N_c e^{-\frac{E_c - E_\phi}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_\phi - E_d}{kT}} + 1} . \quad (1.69)$$

Введемо позначення

$$e^{\frac{E_\phi}{kT}} = x , \quad (1.70)$$

тоді на підставі (1.69) запишемо квадратне рівняння для  $x$ :

$$2N_c e^{-\frac{E_c + E_d}{kT}} x^2 + N_c e^{-\frac{E_c}{kT}} x - N_d = 0 , \quad (1.71)$$

звідки

$$x = \frac{-N_c e^{-\frac{E_c}{kT}} + \sqrt{N_c e^{-\frac{2E_c}{kT}} + 8N_c N_d e^{-\frac{E_c + E_d}{kT}}}}{4N_c e^{-\frac{E_c + E_d}{kT}}} . \quad (1.72)$$

Перед коренем обраний знак "+", тому що значення  $x < 0$  не має фізичного змісту. З (1.72) знаходимо

$$e^{\frac{E_\phi}{kT}} = \frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}}} - 1 \right) . \quad (1.73)$$

Прологарифмувавши (1.73), одержимо

$$E_\phi = kT \ln \left( \frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}}} - 1 \right) \right) . \quad (1.74)$$

Вираз (1.74) з урахуванням властивостей логарифмічних функцій можна переписати у вигляді [11]



$$E_{\phi} = E_d + kT \ln \left( \frac{1}{4} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}}} - 1 \right) \right). \quad (1.75)$$

Рівняння (1.75) у загальному вигляді описує залежність рівня Фермі від зміни температури, однак його аналіз утруднений через громіздкість. Тому розглянемо два крайніх випадки цієї залежності. Для дуже низьких температур будемо вважати, що [11]

$$8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}} \gg 1. \quad (1.76)$$

Така нерівність реалізується при малих  $T$  як за рахунок експоненти, так і за рахунок  $N_c$ ,  $N_v$  і не залежить від температури. З врахуванням (1.76) вираз (1.75) перетвориться:

$$E_{\phi} = kT \ln \left( \frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \sqrt{8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}}} \right). \quad (1.77)$$

Після нескладних перетворень (1.77) приймає вигляд [11]

$$E_{\phi} = \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{N_d}{N_c} \right). \quad (1.78)$$

Підставивши (1.78) у (1.47), можна визначити рівноважну концентрацію електронів у зоні провідності при дуже низьких температурах:

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_v}{2}} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}}. \quad (1.79)$$

Тепер розглянемо другий крайній випадок, що відповідає верхньому інтервалу низьких температур [11]:

$$8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}} \ll 1. \quad (1.80)$$

З врахуванням (1.80) радикал у (1.75) можна представити у вигляді  $\sqrt{1 + \alpha}$ , де  $\alpha \ll 1$ . Розкладаючи в ряд

$$\sqrt{1+\alpha} = 1 + \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha^2}{8} + \dots \quad (1.81)$$

зі збереженням двох перших членів розкладання, (1.75) перетвориться до вигляду

$$E_{\phi} = E_C + kT \ln \frac{N_d}{N_c} . \quad (1.82)$$

Підставивши (1.82) у (1.47), одержимо

$$n = N_d . \quad (1.83)$$

Таким чином, при виконанні умови (1.80) концентрація рівноважних електронів не залежить від температури і дорівнює концентрації домішкових атомів. Це відповідає області виснаження домішок, що цілком іонізовані. В області виснаження домішок концентрація неосновних носіїв (дірок) зростає за експонентою

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} , \quad (1.84)$$

у результаті переходу електронів з валентної зони в зону провідності.

Отже, низькі температури відповідають інтервалу від  $0^0$  К до області виснаження домішок включно. Для кремнію ця область складає  $\sim 400^0$  К.

Розглянемо випадок високих температур для невідродженого напівпровідника, що містить донорні домішки.

Запишемо умову електричної нейтральності (1.68) для цього випадку:

$$n = p + N_d . \quad (1.85)$$

Замість  $p$  підставимо його значення з (1.66), тоді

$$n = \frac{n_i}{n} + N_d . \quad (1.86)$$

Таким чином, одержуємо квадратне рівняння відносно  $n$

$$n^2 - N_d n - n_i^2 = 0 , \quad (1.87)$$

розв'язок якого

$$n = \frac{N_d}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right). \quad (1.88)$$

Перед коренем залишаємо знак «+», тому що  $n > 0$  за фізичним змістом. Підставимо в (1.88) значення  $n$  на підставі (1.47), тоді

$$N_c e^{\frac{E_c - E_\phi}{kT}} = \frac{N_d}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right). \quad (1.89)$$

З (1.89) неважко знайти рівень Фермі:

$$E_\phi = E_c + kT \ln \left[ \frac{N_d}{2N_c} \left( 1 + \sqrt{\frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) \right]. \quad (1.90)$$

Проаналізуємо (1.90) для двох граничних випадків. Для першого випадку припускаємо, що

$$\frac{4n_i^2}{N_d^2} \ll 1. \quad (1.91)$$

Це відповідає області температур, при яких домішки виснажуються. Можна вважати цей інтервал областю середніх температур. Для цього випадку

$$E_\phi = E_c + kT \ln \frac{N_d}{N_c}, \quad n = N_d. \quad (1.92)$$

Для другого випадку припускаємо, що

$$\frac{4n_i^2}{N_d^2} \gg 1. \quad (1.93)$$

тоді

$$E_\phi = E_c + kT \ln \frac{n_i}{N_c}. \quad (1.94)$$

При підстановці  $n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{\frac{E_c - E_v}{kT}}$  в (1.94) одержимо [11]

$$E_{\phi} = \frac{E_c + E_v}{2} + kT \ln \frac{N_v}{N_c} . \quad (1.95)$$

Рівняння (1.95) відповідає випадку власного напівпровідника.

Зміна положення рівня Фермі з підвищенням температури для невідродженого напівпровідника з донорними домішками показано на рис.1.8. При температурі  $T = 0^{\circ} \text{K}$  рівень Фермі розташовується посередині між рівнем донорної домішки і дном зони провідності, як це випливає з (1.78). При зростанні температури рівень Фермі спочатку підвищується, потім досягає максимуму і далі знижується. Максимум розташування  $E_{\phi}$  залежить від концентрації  $N_d$ . Залежність  $E_{\phi} = f(T)$  при  $N_c = N_d/2$  перетинає пряму  $(E + E_d)/2$  і потім опускається до  $E_d$  і нижче. Область виснаження донорної домішки відповідає ділянці  $E_{\phi}$ , розташованій близько до  $E_i$ . Подальший хід кривої  $E_{\phi}$ , відповідає випадку власного напівпровідника.

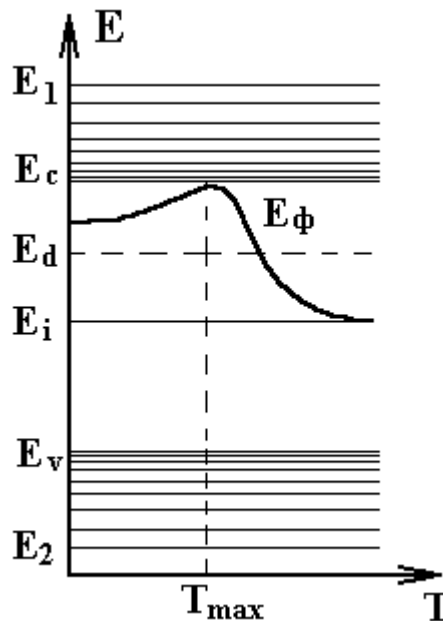


Рис.1.8. Залежність рівня Фермі від температури для напівпровідника, що містить донорні домішки

При розгляді залежності  $\lg n = f(I/T)$  одержуємо три прямі відрізки (рис.1.9). При низьких температурах нахил прямої визначається енергією іонізації донорних домішок, горизонтальна ділянка відповідає області виснаження, при високих температурах нахил прямої визначається шириною забороненої зони. При досить високих температурах, коли домішкова концентрація електронів мала, рівноважна концентрація носіїв струму практично дорівнює концентрації  $n_i$  власного напівпровідника.

Визначимо максимальне значення рівня Фермі при досить низьких температурах, коли він розташовується на мінімальній енергетичній відстані

від дна зони провідності. Для визначення екстремуму функції  $E_\phi = f(T)$  необхідно (1.78) продиференціювати по  $T$  і прирівняти до нуля. Таким чином,

$$\frac{dE_\phi}{dT} = \frac{k}{2} \ln \frac{N_d}{N_c} - \frac{kT}{2N_c} \frac{dN_c}{dT} = 0 \quad (1.96)$$

Звідки

$$\ln \frac{N_d}{2N_c} = \frac{T_{\max}}{N_c} \frac{dN_c}{dT} \quad (1.97)$$

Тому що  $N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ , то

$$\frac{dN_c}{dT} = \frac{3N_c}{2T} \quad (1.98)$$

Отже, значення (1.97) з врахуванням (1.98) приймає вигляд

$$\frac{N_d}{2N_c} = e^{3/2} \quad (1.99)$$

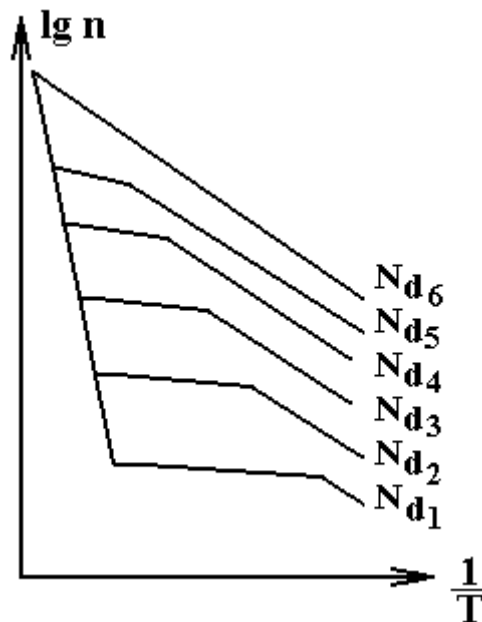


Рис.1.9. Залежність рівноважної концентрації електронів від зміни зворотної температури для напівпровідника з різним ступенем легування ( $N_d < N_{d2} < N_{d3} \dots$ )

Підстановкою  $N_c$  в (1.99) одержимо

$$\frac{N_d h^3}{4(2\pi m_n^* k T_{\max})} = e^{3/2}, \quad (1.100)$$

звідки знайдемо значення температури, що відповідає максимуму [11]:

$$T_{\max} = \frac{N_d^{2/3} h^2}{(4)^{2/3} 2\pi k e m_n^*}. \quad (1.101)$$

Величина  $E_{\phi_{\max}}$  визначається з (1.78) і (1.99) [11]:

$$E_{\phi_{\max}} = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} k T_{\max}. \quad (1.102)$$

Таким чином, екстремальне значення рівня Фермі як функції температури спостерігається в області дуже низьких температур, причому і максимальне значення рівня Фермі, і відповідна йому максимальна температура залежать як від концентрації донорів, так і від ефективної маси електронів.

### 1.7. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять акцепторну домішку

Розглянемо залежність положення рівня Фермі від зміни температури в невідроджених напівпровідниках, що містять акцепторні домішки.

Як і в попередньому випадку, цю залежність визначимо з рівняння електричної нейтральності напівпровідника. Для діркового напівпровідника  $N_d = 0$ ,  $N_a \neq 0$ .

В області низьких температур найбільш імовірний механізм утворення дірок у валентній зоні за рахунок переходу електронів на акцепторні атоми. У зоні провідності є мізерно мала кількість електронів, так що можна вважати, що  $p \gg n$ . Отже, умова електричної нейтральності має вигляд

$$p = n_a. \quad (1.103)$$

У (1.103) замість  $p$  і  $n_a$  підставимо їхні значення

$$N_v e^{\frac{E_{\phi} - E_V}{kT}} = \frac{N_a}{2e^{\frac{E_a - E_{\phi}}{kT}} + 1}, \quad (1.104)$$

тоді

$$E_{\Phi} = E_a - kT \ln \left[ \frac{1}{4} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}}} - 1 \right) \right]. \quad (1.105)$$

Нижній інтервал області низьких температур відповідає співвідношенню

$$\frac{8N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}} \gg 1, \quad (1.106)$$

тоді з (1.105) одержимо

$$E_{\Phi} = \frac{E_a + E_v}{2} - kT \ln \frac{N_a}{2N_v}. \quad (1.107)$$

Концентрація дірок у валентній зоні визначається в цьому випадку на підставі (1.57) з врахуванням (1.107), отже,

$$p = \sqrt{\frac{N_a N_v}{2}} \cdot e^{-\frac{E_a - E_v}{2kT}}. \quad (1.108)$$

Верхній інтервал області низьких температур відповідає умові

$$\frac{8N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}} \ll 1, \quad (1.109)$$

у зв'язку з цим (1.105) перетвориться до вигляду [11]

$$E_{\Phi} = E_v - kT \ln \left( \frac{N_a}{N_v} \right). \quad (1.110)$$

У цьому випадку настає виснаження домішки і  $p = N_a$ . В області високих температур вважаємо іонізованими всі акцепторні домішки, тобто  $N_a = N_a^- = n_a$ . Запишемо умову електричної нейтральності:

$$p = n + N_a. \quad (1.111)$$

У (1.111) замість  $n$  підставимо його значення з (1.66), тоді

$$p = \frac{n_i^2}{p} + N_a . \quad (1.112)$$

Виконавши необхідні перетворення в (1.112), запишемо квадратне рівняння відносно  $p$ :

$$p = \frac{N_a}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) . \quad (1.113)$$

Замість  $p$  підставимо його значення з (1.57) у (1.113), тоді

$$\frac{E_\phi - E_V}{kT} = \ln \left[ \frac{N_a}{2N_V} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) \right] . \quad (1.114)$$

З (1.114) визначимо

$$E_\phi = E_V - kT \ln \left[ \frac{N_a}{2N_V} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) \right] . \quad (1.115)$$

Нижній інтервал високих температур відповідає умові

$$\frac{4n_i^2}{N_a^2} \ll 1 , \quad (1.116)$$

тоді  $E_\phi = E_V - kT \ln(N_a / N_V)$  і  $p = N_a$ , що визначає область виснаження акцепторних домішок.

Верхній інтервал високих температур відповідає умові

$$\frac{4n_i^2}{N_a^2} \gg 1 , \quad (1.117)$$

з врахуванням якого одержимо [11]

$$E_\phi = E_V - kT \ln(n_i / N_V) . \quad (1.118)$$

Підстановкою  $n_i = \sqrt{N_c N_V} e^{-\frac{E_c - E_V}{kT}}$  в (1.118) одержимо



$$E_{\phi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{N_v}{N_c} \right). \quad (1.119)$$

Рівняння (1.119) відповідає положенню рівня Фермі у власному напівпровіднику.

Залежність положення рівня Фермі від зміни температури зображена на рис.1.10, з якого випливає, що при температурі  $0^{\circ}$  К рівень Фермі знаходиться посередині енергетичного проміжку між стелею валентної зони й акцепторним рівнем. Подальше підвищення температури приводить до зниження рівня Фермі до мінімуму, а потім до його підвищення до  $E_i$ , що відповідає його положенню у власному напівпровіднику. Залежність рівноважної концентрації дірок від зворотної температури має той же характер, що і для напівпровідника, що містить донорні домішки (див. рис.1.9).

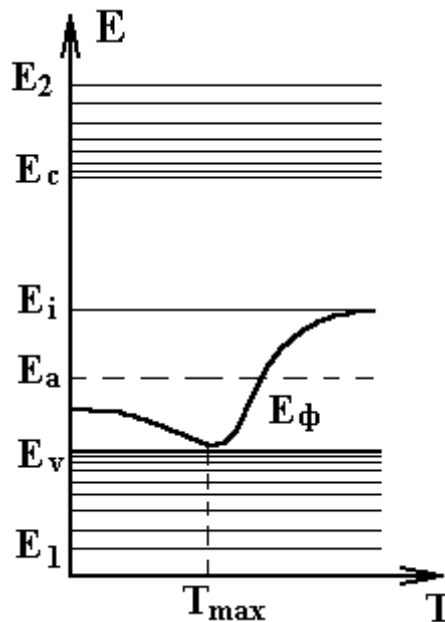


Рис.1.10. Залежність положення рівня Фермі зі зміною температури в напівпровіднику, що містить акцепторні домішки

### 1.8. Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні й акцепторні домішки

Розглянемо більш загальний випадок зміни положення рівня Фермі від температури в невідродженому напівпровіднику, що містить донорні й акцепторні домішки, при цьому  $N_a \neq 0$  і  $N_d \neq 0$ . Кількість домішкових донорних і акцепторних атомів по відношенню один до одного може бути різною. Якщо  $N_a = N_d$  напівпровідник є скомпенсованим і подібний влас-

ному напівпровіднику, хоча він має нерухомі заряди на донорах і акцепторах. При  $N_d > N_a$  напівпровідник частково скомпенсований і його можна розглядати як донорний з ефективною концентрацією  $N'_d = N_d - N_a$ . Аналогічно при  $N_a > N_d$  напівпровідник - частково скомпенсований з акцепторною ефективною концентрацією  $N'_a = N_a - N_d$ .

Нехай напівпровідник буде мати більше донорів, чим акцепторів, тобто  $N_d > N_a$ , і температура його близька до 0 К. У цьому випадку  $p = n = 0$ , електрони з донорних атомів переходять на акцепторні, заповнюючи усі вакантні місця на акцепторах, що відповідає випадку  $p_a = 0$ .

При цих умовах рівняння електричної нейтральності має вигляд

$$p_d = n_a . \quad (1.120)$$

З іншого боку, це рівняння можна переписати так:

$$N_d - n_d = N_a - p_a . \quad (1.121)$$

З огляду на, те що  $p_a = 0$ , (1.121) перетвориться до вигляду

$$n_d = N_d - N_a = N'_d . \quad (1.122)$$

Значення  $n_d$  визначається (1.32), отже,

$$\frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\Phi}{kT}} + 1} = N'_d , \quad (1.123)$$

звідки

$$\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\Phi}{kT}} = \frac{N_d}{N'_d} - 1 . \quad (1.124)$$

З (1.124) при виконанні нескладних перетворень знаходимо [11]

$$E_\Phi = E_d + kT \ln(N'_d / 2N_d) . \quad (1.125)$$

Підстановкою (1.125) у (1.47) одержимо

$$n = N_c \frac{N'_d}{2N_d} e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}} . \quad (1.126)$$

Концентрація дірок визначається з відомого співвідношення  $p = n_i^2 / n$ . Порівняння виразів  $E_\phi$  і  $n$  для частково скомпенсованого напівпровідника ( $N_d > N_a$ ) при  $T=0^0$  К з чистим електронним напівпровідником показує, що  $E_\phi = E_d$ , а в (1.126) показник степеня містить  $k$  замість  $2k$ . Аналогічним чином визначаються залежність  $E_\phi = f(T)$  і концентрація рівноважних дірок  $p$  для випадку частково скомпенсованого напівпровідника, коли  $N_a > N_d$  і  $T=0^0$  К. Отже,

$$E_\phi = E_a - kT \ln \frac{N_a - N_d}{2N_d}, \quad (1.127)$$

$$p = \frac{N_a - N_d}{2N_d} e^{-\frac{E_a - E_v}{kT}}. \quad (1.128)$$

Концентрація рівноважних електронів визначається з відомого співвідношення  $n_i^2 = np$ .

При підвищенні температури для напівпровідника, у якого  $N_d > N_a$  умова електричної нейтральності має вигляд

$$n = N'_d - n_d = N_d'^+, \quad (1.129)$$

де  $N_d'^+$  визначається аналогічно концентрації дірок на донорному рівні.

При підстановці відповідних значень  $n$  і  $N_d'^+$  (1.129) одержимо [11]

$$E_\phi = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N'_d}{2N_c}. \quad (1.130)$$

Рівноважну концентрацію електронів знаходимо на підставі (1.47) при підстановці (1.130):

$$n = \sqrt{\frac{N_c N'_d}{2}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2kT}}. \quad (1.131)$$

При розгляді напівпровідника, у якого  $N_a > N_d$ , замість (1.107) і (1.108) одержуємо

$$E_{\Phi} = \frac{E_a + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N'_a}{2N_v}, \quad (1.132)$$

$$p = \sqrt{\frac{N_v N'_a}{2}} e^{-\frac{E_a - E_v}{2kT}}. \quad (1.133)$$

Таким чином, при низьких температурах, але відмінних від абсолютного нуля, частково скомпенсовані напівпровідники поведуться подібно напівпровідникам, тільки з донорною домішкою при  $N_d > N_a$ , і напівпровідникам, тільки з акцепторною домішкою при  $N_a > N_d$ . При високих температурах частково скомпенсовані напівпровідники поведуться подібно власним напівпровідникам.

### 1.9. Вироджені напівпровідники

При створенні термоелектричних, тензометричних, лазерних напівпровідникових пристроїв, тунельних діодів і інших пристроїв мікроелектроніки використовуються напівпровідникові матеріали, що містять домішки до  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Напівпровідники з таким великим змістом домішки одержали назву вироджених.

Визначимо критичні значення вмісту домішки в напівпровіднику, коли його можна вважати виродженим. Для цього скористаємося (1.101) і (1.102), отриманими при розгляді донорного напівпровідника. Значення  $T_{\max}$  і  $E_{\max}$  відповідають максимуму на кривій, що відображає залежність зміни енергії рівня Фермі від температури. Критичною концентрацією донорів  $N_d^{kp}$  будемо вважати концентрацію, при якій рівень Фермі досягає дна зони провідності, тобто  $E_c = E_{\Phi_{\max}}$ . Отже, використовуючи (1.101) і (1.102), можна записати [11]

$$E_c = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} kA \frac{(N_d^{kp})^{2/3}}{m_n^*}. \quad (1.134)$$

де  $A = h^2 / (4)^{2/3} 2\pi e k$ ,  $e$  - основа натуральних логарифмів. Провівши необхідні перетворення, з (1.134) одержимо [11]

$$N_d^{kp} = \left( \frac{2m_n^*}{3kA} \right)^{3/2} (E_c - E_d)^{3/2}. \quad (1.135)$$

Аналіз (1.135) показує, що критична концентрація донорів залежить від енергії іонізації донорів і ефективної маси електронів. При значеннях критичної концентрації донорів, рівній  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , їй відповідає  $m_n^* = 0,3m$  і  $(E_i - E_d) = 0,03 \text{ еВ}$ . Кожному напівпровідниковому матеріалу відповідає своє значення  $N_d^{sp}$ . Критична концентрація визначає тільки границю виродження напівпровідника. Виродженим напівпровідник вважається в тому випадку, якщо концентрація вільних носіїв струму не залежить від температури. Для донорного напівпровідника умова виродження має вигляд [11]

$$E_\phi - E_c > 5kT . \quad (1.136)$$

Це значить, що в електронному напівпровіднику рівень Фермі знаходиться вище дна зони провідності не менш чим на  $5k$ . Концентрація електронів зони провідності [11]

$$n = \frac{8\pi(2m_n^*)^{3/2}}{3h^3} (E_\phi - E_c)^{3/2} . \quad (1.137)$$

З (1.137) видно, що концентрація електронів не залежить від температури, а пропорційна добутку  $[m_n^*(E_\phi - E_c)]^{3/2}$ . При великій кількості домішкових донорних атомів у ґратках напівпровідника між ними відбувається взаємодія, що відбивається на енергетичній діаграмі напівпровідника в утворенні домішкової зони, розташованої біля дна зони провідності. Окремі енергетичні рівні домішкової зони розташовуються дуже тісно один біля одного, так що домішкова зона є як би продовженням зони провідності.

Для діркового напівпровідника умовою виродження є

$$E_v - E_\phi > 5kT . \quad (1.138)$$

Відповідно до (1.138) рівень Фермі розташовується у валентній зоні на  $5kT$  нижче її стелі. Концентрація дірок у валентній зоні

$$p = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E_v - E_\phi)^{3/2} . \quad (1.139)$$

Аналогічно електронному напівпровіднику біля стелі валентної зони діркового напівпровідника утвориться домішкова зона в результаті взаємодії домішкових акцепторних атомів.

### 1.10. Теплові й оптичні властивості напівпровідників

Атоми у вузлах кристалічних ґраток здійснюють теплові коливання щодо положення рівноваги. Амплітуда теплових коливань залежить від температури. Електрони і дірки, переміщаючись по кристалічних ґратках, обмінюються енергією з коливними атомами. Це приводить до термодинамічної рівноваги між ґратками й електронним газом.

Розглянемо механізм теплових коливань атомів ґратки на прикладі одно- і двоатомних лінійних ланцюжків, а потім узагальнимо ці результати для коливань атомів тривимірних ґраток.

Лінійний ланцюжок атомів, що має масу  $m$ , розташований на відстані  $a$  в стані рівноваги. При малих відхиленнях  $U_n$  - атома від положення рівноваги силу  $F_n$  взаємодії можна розглядати як квазіпружною, тобто пропорційну зміні відстані між атомами [18]:

$$F_n = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) , \quad (1.140)$$

де  $\beta$  - коефіцієнт квазіпружної сили.

Рівняння руху  $n$ -го атома на підставі другого закону Ньютона можна подати у вигляді

$$m \frac{d^2 U_n}{dt^2} = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) . \quad (1.141)$$

Розв'язком цього рівняння є функція

$$U_n = A e^{i(\kappa a n - \omega t)} . \quad (1.142)$$

Підставивши (1.142) у (1.141) і зробивши необхідні перетворення, одержимо значення кругової частоти коливань

$$\omega = \pm 2(\beta/m)^{1/2} \sin\left(\frac{\kappa a}{2}\right) . \quad (1.143)$$

Залежність частоти коливань від хвильового числа називається законом дисперсії для коливань. Хвильове число визначається з умови циклічності

Борна - Кармана, що дозволяє одержати рівність  $e^{\pm ikan} = 1$ . Це означає, що  $kan = 2\pi g$ , звідки  $k = \frac{2\pi}{aN} g$ . Тут  $g$  змінюється в межах  $-\frac{N}{2} \leq g \leq \frac{N}{2}$ . Таким чином, для атомного ланцюжка, що складається з  $N$  однакових атомів, хвильовий вектор  $\vec{K}$  змінюється дискретно й в інтервалі від  $-\pi/a$  до  $+\pi/a$  може приймати  $N$  значень.

При розгляді коливань одноатомного ланцюжка, коли частота коливань залежить від хвильового числа, зіштовхуємося з поняттями фазової і групової швидкостей. Під фазовою швидкістю  $U_\phi$  розуміється швидкість поширення фази монохроматичної хвилі, обумовленої відношенням  $U_\phi = \omega/k$ . Під груповою швидкістю  $U_{gp}$  розуміють швидкість поширення хвильового пакета, що визначає енергію хвилі. Групова швидкість дорівнює  $d\omega/dk$ . На підставі (1.143) визначимо значення фазової і групової швидкостей [18]:

$$U_\phi = \omega_m \left| \frac{\sin \frac{ka}{2}}{k} \right|, \quad (1.144)$$

$$U_{gp} = \frac{a\omega_m}{2} \left| \cos \frac{ka}{2} \right|, \quad (1.145)$$

де  $\omega_m = 2\sqrt{\beta/m}$ .

Для малих значень  $K$ , на підставі (1.144) і (1.145) одержуємо  $U_\phi = U_{gp}$ , тобто фазова і групова швидкості рівні між собою. Для коротких хвиль, коли  $K = \pi/a$ , фазова швидкість  $U_\phi = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\beta/m}$ , а групова швидкість, що переносить енергії коливань ґратки, зменшується до нуля. Це означає, що дані типи коливань характеризують стоячі хвилі в ґратках.

Розглянемо тепер коливання атомів кристалічних ґраток, елементарна комірка якої містить два атоми. Приклад таких кристалів це германій, кремній, а також сполука  $A^3B^5$ . Припустимо, що в одновимірному кристалі у вузлах ґраток знаходяться атоми двох видів з масами  $m_1$  і  $m_2$ . На підставі розв'язання рівнянь руху атомів двох видів визначаємо кругові частоти коливань ґратки [18]:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{ka}{2}} \right], \quad (1.146)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{ka}{2}} \right], \quad (1.147)$$

де  $\omega_0^2 = 2\beta(m_1 + m_2)/m_1m_2$ ,  $\gamma^2 = 4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$ .

З аналізу (1.146) і (1.147) випливає, що кожному хвильовому числу відповідають два значення частоти  $\omega$ . З фізичної точки зору це означає, що в одновимірних кристалічних ґратках, елементарна комірка якої містить два види атомів, маються дві гілки коливань: з частотою  $\omega_1$  - оптичної і з частотою  $\omega_2$  - акустичної.

Оптичним коливанням відповідають коливання атомів із протилежними фазами, тому центр маси комірки залишається в спокої, у той час як зсув атомів приводить до поділу зарядів, внаслідок чого в комірці виникає електричний дипольний момент.

Акустичні гілки відповідають синфазним коливанням атомів елементарної комірки, коли всі атоми роблять коливання з тими самими амплітудою і фазою.

Теплові коливання тривимірних ґраток можна представити як суперпозицію гармонійних чи нормальних коливань атомів, з яких вона складається. При цьому в характері коливань ґратки виявляються ті ж закономірності, що й в одновимірному ланцюжку атомів. Розв'язування тривимірного рівняння руху атомів ґраток дозволяє визначити амплітуду і частоту гармонійних коливань кристала. Якщо кристал містить  $N = N_x N_y N_z$  елементарних комірок, у кожній з яких є  $b$  атомів, а кожен атом має три ступені свободи, то загальна кількість ступенів свободи буде  $3bN$ , а отже, і  $3bN$  типів хвиль. Систему  $3bN$  рівнянь руху атомів можна звести до системи  $3b$  рівнянь, з розв'язуванням якої виходить  $3b$  різних гілок коливань, тобто залежності  $\omega(\vec{K})$ . Три гілки називаються акустичними, інші  $3b - 3$  - оптичними.

Колівання типу акустичних означають, що зсуви обох атомів комірки однакові, і комірка зміщується як одне ціле. Це приведе до локальних стисків і розріджень у кристалі подібно стискаю і розрідженням, що виникають при проходженні пружних чи акустичних хвиль, тому коливання, при яких обидва атоми коливаються у фазі, називаються акустичними. Для них при малих значеннях хвильового числа ( $\vec{K} \rightarrow 0$ ) фазова і групова швидкості рівні між собою.

Колівання типу оптичних відбивають таке: атоми зміщуються в протилежних напрямках, вони коливаються в протифазі, тому залишають центр мас комірки в спокої, але зате в такому осередку виникають зсуви центрів зарядів і дипольний електричний момент. При освітленні кристала



світлом спостерігається сильна взаємодія між світловою стелею і такими коливаннями, тому вони одержали назву оптичних коливань. Для них при  $K \rightarrow 0$  фазова швидкість прагне до нескінченності, а групова - до нуля. Максимальна частота оптичних коливань досягає  $10^{13}$  Гц.

Таким чином, коливання кристала являють собою суперпозицію коливань, що не взаємодіють між собою,  $3bN$  атомів, що є гармонійними квантовими осциляторами. Повна енергія теплових коливань кристала буде дорівнює сумі  $3bN$  енергій гармонійних осциляторів. У квантовій механіці енергія  $\kappa j$ - осцилятора визначається виразом  $E_{\kappa j} = \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{\kappa j} + 1/2)$ , тоді повна енергія кристала

$$E = \sum_{\kappa j} \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{\kappa j} + 1/2), \quad (n_{\kappa j} = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.148)$$

де  $\vec{K}$  - хвильовий вектор, що має  $N$  різних значень,  $j$  - гілка чи тип коливань.

При розгляді теплових коливань кристалічних ґраток вводиться поняття фонона. Фонон являє собою квант енергії коливань ґратки, рівний  $\hbar\omega_j(\vec{K})$ . Фонони розглядаються як квазічастинки, що можуть поглинатися і випускатися при їхній взаємодії з електронами. Взаємодіяти з електронами й один з одним можуть ті нормальні коливання кристала, що порушені вище його нульового енергетичного рівня  $E_0 = \hbar\omega_j(\vec{K})/2$ . Саме фонони з енергією вище нульового енергетичного рівня і є фононами. Тому що фонони не мають спіну, вони підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна, відповідно до якої середнє число частинок у стані статистичної рівноваги в одному квантовому стані [18]

$$\langle n \rangle = \left[ e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right]^{-1}. \quad (1.149)$$

Квантовий стан, у якому знаходиться фонон, визначається коміркою фазового простору об'ємом  $h^3$  з енергією  $\hbar\omega$ . При високих температурах, коли  $kT \gg \hbar\omega$ , осцилятор знаходиться у високому енергетичному стані, і число фононів в одному осередку фазового простору  $\langle n \rangle = kT / \hbar\omega$ , а середня енергія осцилятора -  $\langle E \rangle = \langle n \rangle \hbar\omega = kT$ . При низьких температурах  $kT \ll \hbar\omega$ , тому  $\langle n \rangle = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ , а середня енергія осцилятора  $\langle E \rangle = \hbar\omega e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ .

Теплові характеристики кристала визначаються механізмом тих коливань, що залежать від зміни температури. Коливання температури приводять до зміни повної енергії кристала, що у стані термодинамічної

рівноваги дорівнює сумі енергії оптичних і акустичних коливань, а також нульової енергії всіх гармонійних осциляторів.

При розрахунку теплоємності твердих тіл  $C = \partial E / \partial T$  вводиться поняття дебаєвської температури. Її фізичний зміст полягає в тому, що добуток дебаєвської температури  $\theta$  на постійну Больцмана являє собою енергію акустичних фононів, для яких хвильове число  $K = \pi/a$ . Значення дебаєвської температури для більшості твердих тіл знаходиться в межах  $100 \dots 300^0$  К. У загальному випадку вираз для теплоємності є досить складним, тому аналіз роблять для випадку низьких і високих температур. При високих температурах, коли виконується умова  $T \gg \theta$ , теплоємність твердих тіл не залежить від температури. При дуже низьких температурах  $T \ll \theta$  у кристалічних ґратках не виникають оптичні коливання і їхній внесок в енергії коливань відсутній. У цьому випадку теплоємність пропорційна  $T$ . Ця залежність справедлива лише в дуже вузькій області температур (кілька градусів по Кельвіну) поблизу абсолютного нуля.

Тепер розглянемо, якими фізичними механізмами обумовлений тепловий опір твердих тіл. Усі попередні міркування ґрунтуються на гармонійному аналізі теплових коливань кристала. Це означає, що гармонійні хвилі поширюються в кристалі незалежно, не розсіюючи одна одну. Тепловий опір кристала дорівнює нулю, і тепловий потік поширюється зі швидкістю звуку. У цьому випадку фонони не зіштовхуються один з одним, тобто між ними немає взаємодії.

При відхиленні теплових коливань атомів кристала від гармонійних це явище в математичному плані описується членами третього степеня в зсувах атомів у розкладанні потенційної енергії й одержало назву ангармонізму. Теорія показує, що облік ангармонічних членів у потенційній енергії приводить до поняття про можливість зіткнення фононів, тобто їхньої взаємодії. У процесі зіткнення фононів можливі два випадки - або два фонони перетворюються в один, або один фонон розпадається на два. Розсіювання фононів на фононах приводить до появи теплового опору. Зі збільшенням температури воно зростає. Самі фонони в процесі свого зіткнення народжуються і зникають. Температурний коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл - величина постійна і пов'язана прямою пропорційністю з коефіцієнтом ангармонічності.

### 1.11. Генерація і рекомбінація носіїв

При зовнішньому впливі на напівпровідник, коли в ньому змінюється концентрація електронів і дірок, порушується умова термодинамічної рівноваги ( $np \neq n_i^2$ ). Це приводить до появи кінетичних процесів у напівпровіднику, що прагнуть відновити його рівновагу. Такими

кінетичними процесами є генераційно-рекомбінаційні процеси. При рекомбінації зона-зона, що відповідає переходу електрона з зони провідності у валентну зону, відбувається безпосередньо рекомбінація електрона з діркою. Закон збереження енергії в цьому випадку або виконується за рахунок випускнення світлового кванта ( випромінювальна рекомбінація ), або надлишкова енергія віддається іншому вільному електрону чи дірці (Оже - рекомбінація). При наявності в забороненій зоні напівпровідника глибоких енергетичних рівнів пасток можлива рекомбінація за участю цих рівнів. При рекомбінації через пастки на квантові стани глибоких енергетичних рівнів захоплюється електрон, а потім дірка. Крім того, необхідно прийняти до уваги і зворотні процеси переходів електрона і дірки з рівнів у зони.

Відповідно до рекомбінаційно-генераційної теорії Шоклі-Ріда-Хола темп рекомбінації при однакових перетинах захоплення електрона і дірки визначається так [4]:

$$U_p = \sigma U_t N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i ch[(E_t - E_i)/kT]}, \quad (1.150)$$

де  $\sigma$  - перетин захоплення електрона чи дірки,  $U_t$  - теплова швидкість носіїв,  $N_t$  - концентрація пасток,  $E_t$  - рівень пасток.

З цього виразу випливає, що величина  $U_p$  приймає максимальне значення  $E_t = E_i$ . Це відповідає випадку, коли рекомбінаційний рівень розташований поблизу середини забороненої зони. При малих рівнях інжекції (1.150) значно спрощується [4]:

$$U_p = \frac{P_n - P_0}{\tau_p}, \quad (1.151)$$

$p_n = p_0 + p'$ ,  $p_0$  - рівноважна концентрація неосновних носіїв,  $p'$  - концентрація інжекттованих носіїв;  $\tau_p$  - час життя неосновних носіїв.

Імовірність рекомбінації залежить від концентрації як надлишкових електронів так і дірок і не залежить від характерних властивостей матеріалу. При зменшенні концентрації носіїв у порівнянні з рівноважною виникає процес генерації носіїв, що прагне привести систему в термодинамічну рівновагу. Процес генерації є зворотним стосовно рекомбінаційного процесу. Існує генерація носіїв з поглинанням кванта світла, ударна іонізація з утворенням електронно-діркової пари, генерація носіїв під дією теплового збудження.

## Контрольні питання

1. Якими параметрами характеризуються кристалічні ґратки?
2. Чим розрізняються кристалічні ґратки кремнію й арсеніду галію?
3. Як утворюються дозволени і заборонені енергетичні зони?
4. Якими фізичними розуміннями керуються при введенні поняття ефективної маси електрона?
5. Як відбивається вплив зовнішнього електричного поля, накладеного на кристал, на енергетичній діаграмі електронів цього кристала?
6. Чому рух електронів в ідеальному кристалі відбувається без зміни енергії?
7. Чим відрізняється адіабатичне наближення від валентної апроксимації при розгляді рівняння руху електронів у твердому тілі?
8. Запишіть розв'язування рівняння Шредингера і поясніть це розв'язування.
9. Чому енергетичний рівень донорної і акцепторної домішок знаходиться в забороненій зоні?
10. Яким чином у домішкових напівпровідниках утворюються нерухомі електричні заряди?
11. Для яких цілей необхідно визначити концентрації рухомих і нерухомих носіїв заряду в напівпровідниках?
12. При яких умовах функція розподілу Фермі-Дірака збігається з функцією розподілу Больцмана?
13. Напишіть умови електричної нейтральності об'єму домішкового напівпровідника і зобразіть його енергетичну діаграму з позначенням рухомих і нерухомих зарядів.
14. Як змінюється положення рівня Фермі з підвищенням температури в невідродженому напівпровіднику, що містить донори й акцептори?
15. При яких умовах відбувається виродження напівпровідників?
16. Чим розрізняються поняття фазової і групової швидкостей?
17. При яких умовах виникає механізм коливань типу стоячих хвиль?
18. Чому в елементарній комірці, що містить два види атомів, виникають дві гілки коливань?
19. Поясніть розходження між акустичною й оптичною гілками коливань.
20. Чому фонони підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна?
21. Як визначається квантовий стан фононів?
22. Чому виникає тепловий опір у твердих тілах?
23. Якими фізичними процесами визначаються типи рекомбінацій носіїв заряду?
24. За яких умов темп рекомбінації приймає максимальне значення?
25. Які процеси лежать в основі генерації носіїв заряду?

## ГЛАВА 2

### ЕЛЕКТРОННО - ДІРКОВІ ПЕРЕХОДИ

Електронно-діркові переходи (р-п переходи), що складають основу напівпровідникових діодів і транзисторів, - фундамент розуміння роботи мікроелектронних схем. Теоретичні основи роботи р-п переходів і їхні вольт-амперні характеристики вперше були викладені Шоклі, а потім розвинуті в роботах Са, Нойса і Шоклі, Молла [24, 26].

#### 2.1. Контактна різниця потенціалів

Електронно-дірковий перехід являє собою контакт двох напівпровідників з електронним і дірковим типами провідності, причому контакт отриманий у вигляді внутрішньої границі в монокристалі напівпровідника (рис.2.1, а). При створенні р-п переходів найбільш широке застосування одержали методи сплавки, дифузії, епітаксійного вирощування та іонного легування.

Припустимо, що донори й акцептори цілком іонізовані, тому що теплова енергія електронів і дірок значно більша енергії іонізації домішкових атомів. Розглянемо одновимірну модель р-п переходу, вважаючи, що вздовж горизонтальної осі  $X$  концентрація домішкових атомів залишається незмінною з різкою границею між р і п-областями. У цих областях дотримується умова електричної нейтральності, тобто рівність нерухомих позитивних зарядів на донорах і рухливих дірок кількості рухливих електронів у п-області і рівність від'ємних нерухомих зарядів на акцепторах і рухливих електронів кількості рухливих дірок у р-області.

У домішкових напівпровідниках звичайно концентрація електронів у п-області і дірок у р-області значно більша власної концентрації носіїв заряду  $n_i$ , тому можна записати, що  $N_a \gg n_i$  і  $N_d \gg n_i$ . З іншої сторони  $N_a = p_p$  і  $N_d = n_n$ , тому, використовуючи співвідношення (1.66), одержуємо  $n_p = n_i^2 / N_a$  і  $p_n = n_i^2 / N_d$ . Це означає, що в напівпровіднику п-типу  $n_n \gg p_p$ , а в напівпровіднику р-типу  $p_p \gg n_p$ . Тому що  $p_p \gg p_n$  і  $n_n \gg n_p$ , то на границі розподілу р-п контакту електрони переходять з п-області в р-область, а дірки - з р-області в п-область. Це приводить до того, що в напівпровіднику п-типу залишається некомпенсованим нерухомий позитивний заряд іонів донорної домішки, а в напівпровіднику р-типу - нерухомий від'ємний заряд іонів акцепторної домішки. Таким чином, на границі р-п переходу утворюються позитивні і негативні заряди, між якими виникає електричне поле, спрямоване таким чином, що воно перешкоджає подальшій дифузії електричних зарядів.

Електричне поле створює контактну різницю потенціалів на границі р-п переходу, що зсуває електричні рівні в областях р-п переходу на величину, рівну різниці рівнів Фермі в р і п областях при відсутності контакту. При створенні контакту двох напівпровідників виникають потоки носіїв заряду з одного напівпровідника в інший. Це приводить до вирівнювання рівнів Фермі, що відповідає рівноважному стану системи.

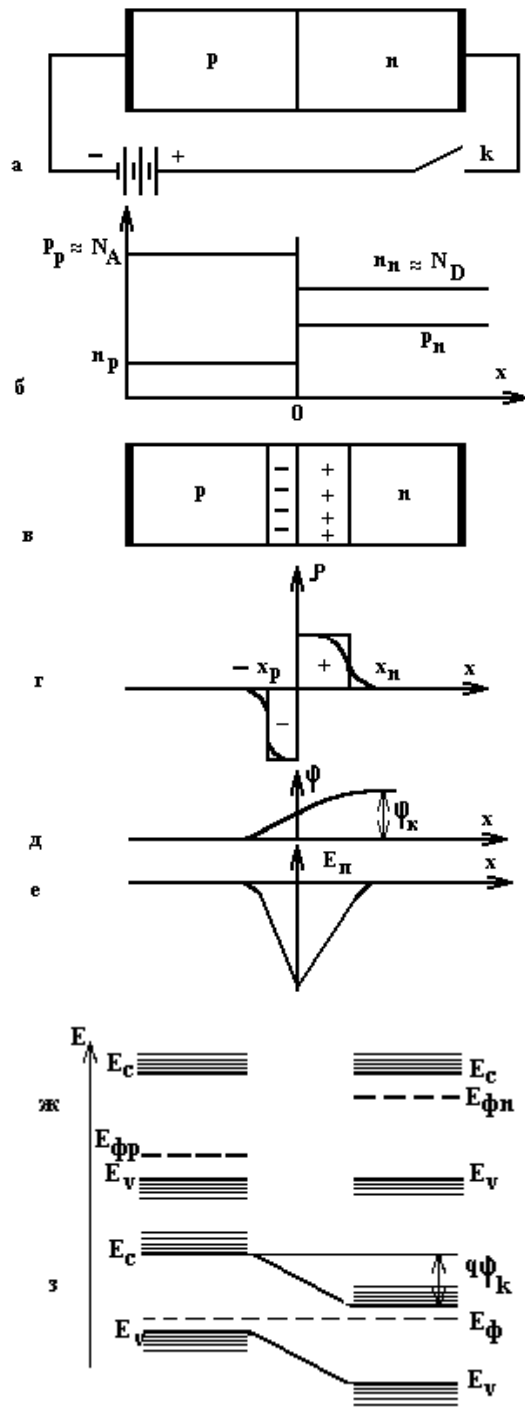


Рис.2.1.Схематичне позначення р-п переходу (а), розподіл домішок (б), об'ємного заряду (в,г), потенціалу (д) і електричного поля в ньому (е), розподіл потенціальної енергії електронів в окремих р- і п- напівпровідниках (ж) в р-п переході

Контактна різниця потенціалів визначається в такий спосіб:

$$q\varphi_k = E_{fn} - E_{fp} . \quad (2.1)$$

Різницю енергетичних рівнів ( $E_{fn} - E_{fp}$ ) можна виразити через концентрації носіїв заряду на підставі (1.47) і (1.66).

Отже,

$$\begin{aligned} p_p n_n &= N_C N_V e^{-\frac{E_{fp}-E_V}{kT}} e^{-\frac{E_C-E_{fn}}{kT}} = \\ &= N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} e^{-\frac{E_{fp}-E_{fn}}{kT}} = n_i^2 e^{-\frac{E_{fp}-E_{fn}}{kT}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Після логарифмування (2.2) з врахуванням (2.1) знайдемо контактну різницю потенціалів:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (2.3)$$

Аналіз (2.3) показує, що чим сильніше леговано обидві області напівпровідника, тобто чим більше  $p_p$  і  $n_n$ , тим більша контактна різниця потенціалів. Очевидно, максимальне значення  $q\varphi_k$  (див. рис.2.1, д) дорівнює ширині забороненої зони. У реальних умовах при температурі  $300^0$  К для германію при  $N_d = n_n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_a = p_p = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  одержимо  $q\varphi_k = 0,25$  еВ.

## 2.2. Визначення ширини р-п переходу

В умовах термодинамічної рівноваги електричне поле існує тільки в області р-п переходу, за його межами воно дорівнює нулю. Ширина р-п переходу знаходиться з розв'язку рівняння Пуассона, що визначає залежність потенціалу і напруженості електричного поля від відстані в р-п переході:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (2.4)$$

де  $\rho$  - об'ємна щільність зарядів;  $\varepsilon$  - діелектрична проникність напівпровідника;  $\varepsilon_0$  - діелектрична проникність вакууму.

Різкий р-п перехід зі східчастим розподілом об'ємного заряду (див. рис.2.1, б) можна розглядати як сукупність двох шарів, причому в електронній частині р-п переходу  $\rho = qn_n = qN_d$ , а в дірковій  $\rho = -qp_p = -qN_a$ . Розв'язок (2.4) будемо шукати окремо для електронної і діркової області р-п переходу.

Розглянемо розв'язок для п-області. Рівняння Пуассона буде мати вигляд



$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad x_n > x > 0. \quad (2.5)$$

Граничні умови при  $x = x_n$

$$\varphi_1|_{x=x_n} = 0, \quad (2.6)$$

$$\left. \frac{d\varphi_1}{dx} \right|_{x=x_n} = 0. \quad (2.7)$$

Відлік  $\varphi$  ведемо від шару напівпровідника n-типу. Проінтегрувавши (2.5), одержимо

$$\frac{d\varphi_1}{dx} = \left( -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) x + C_1. \quad (2.8)$$

Використавши граничні умови (2.7), з (2.8) для постійної інтегрування  $C_1$  запишемо

$$C_1 = \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} x_n. \quad (2.9)$$

Інтегрування (2.8) дозволяє записати

$$\varphi_1(x) = \left( -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) x^2 + C_1 x + C_2. \quad (2.10)$$

Значення  $C_2$  визначимо з (2.10) з урахуванням граничних умов (2.6), отже,

$$C_2 = \left( -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \frac{x_n^2}{2}. \quad (2.11)$$

Розв'язок (2.5) з урахуванням значень  $C_1$  і  $C_2$  має вигляд

$$\varphi_1(x) = -\left( \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \frac{x^2}{2} + \left( \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) x_n x - \left( \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \frac{x_n^2}{2} = \left( -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) (x - x_n)^2. \quad (2.12)$$

Тепер розглянемо розв'язок для p-області. Рівняння Пуассона для цієї області:

$$\frac{d^2\varphi_2}{dx^2} = \frac{qN_a}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad -x_p < x < 0. \quad (2.13)$$

Граничні умови в даному випадку при  $x = x_p$

$$\varphi_2|_{x=-x_p} = -\varphi_k, \quad \left. \frac{d^2\varphi_2}{dx} \right|_{x=-x_p} = 0. \quad (2.14)$$

Розділивши перемінні і двічі проінтегрувавши (2.13), одержимо

$$\varphi_2(x) = \left( -\frac{qN_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \frac{x^2}{2} + C_3x + C_4. \quad (2.15)$$

Після проведення необхідних перетворень з врахуванням (2.14) з (2.15) знаходимо постійні інтегрування  $C_3$  і  $C_4$ :

$$C_3 = \frac{qN_a}{\varepsilon\varepsilon_0} x_p, \quad (2.16)$$

$$C_4 = \left( \frac{qN_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \frac{x_p^2}{2} - \varphi_k. \quad (2.17)$$

Розв'язок для р-області з врахуванням (2.16) і (2.17) має вигляд

$$\varphi_2(x) = \frac{qN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p)^2 - \varphi_k. \quad (2.18)$$

Оскільки функції потенціалу і напруженості електричного поля безперервні, то повинні виконуватися умови при

$$\left. \frac{d\varphi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_2}{dx} \right|_{x=0}, \quad (2.19)$$

$$\varphi_1(x)|_{x=0} = \varphi_2(x)|_{x=0}. \quad (2.20)$$

З (2.19) після проведення потрібних перетворень знаходимо

$$N_d x_n = N_a x_p. \quad (2.21)$$

Використавши умову (2.20), одержимо

$$\varphi_k = \left( \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right) (N_d x_n^2 + N_a x_p^2) . \quad (2.22)$$

Позначимо ширину шару об'ємного заряду  $d = x_n + x_p$ , тоді, використавши (2.21), запишемо

$$N_d x_n^2 = N_d \left[ \frac{N_a}{N_d + N_a} \right] d^2 , \quad N_a x_p^2 = N_a \left[ \frac{N_d}{N_a + N_d} \right] d^2 . \quad (2.23)$$

З огляду на (2.23), після нескладних перетворень маємо

$$N_d x_n^2 + N_a x_p^2 = \left[ \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \right] d^2 . \quad (2.24)$$

Таким чином, значення функції контактної різниці потенціалів з використанням (2.24) можна представити у вигляді

$$\varphi_k = \left( \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right) \left( \frac{N_d N_a}{N_a + N_d} \right) d^2 . \quad (2.25)$$

З (2.25) визначимо товщину р-п переходу

$$d = \left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (N_a + N_d) \varphi_k}{q N_a N_d} \right]^{1/2} . \quad (2.26)$$

Вираз (2.26) можна значно спростити в залежності від того, який вид домішки переважає. При  $N_d \gg N_a$  з (2.26) одержимо

$$d = \left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi_k}{q N_a} \right]^{1/2} . \quad (2.27)$$

У цьому випадку  $x_p \gg x_n$  і ширина області об'ємного заряду  $d \approx x_p$ , тобто електричне поле в основному зосереджене в області діркової частини р-п переходу.

Приведені міркування з визначення товщини шару об'ємного заряду відносилися до різкого переходу, що характеризується стрибкоподібною зміною концентрації донорів по відношенню до акцепторів, чи навпаки (див. рис.2.1, а). До р-п переходу не прикладалася зовнішня напруга.

Визначимо тепер шар об'ємного заряду для плавних р-п переходів які створюються при використанні епітаксiальної технології (рис.2.2.). У плавних р-п переходах концентрація домішок змінюється лінійно від р до n-області відповідно до функції  $N_d(x) - N_a(x) = ax$ , де  $a$  - градієнт концентрації домішок. Рівняння Пуассона в цьому випадку приймає вигляд

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} ax. \quad (2.28)$$

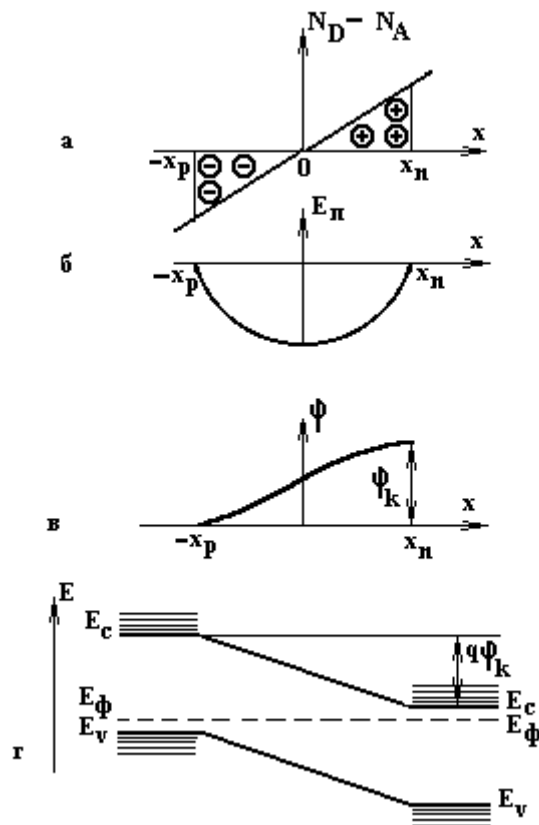


Рис.2.2. Плавний р-п перехід: розподіл домішок і об'ємного заряду (а), електричного поля (б), потенціалу в залежності від координати (в), зонна діаграма при тепловій рівновазі (г) [4]

Рівняння (2.28) розв'язується так само, як і для різкого р-п переходу, тому його остаточний розв'язок має вигляд

$$\varphi_k = \frac{qad^3}{12\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (2.29)$$

З (2.29) визначимо товщину шару об'ємного заряду

$$d = \left[ \frac{12\epsilon\epsilon_0\varphi_k}{qa} \right]^{1/2}. \quad (2.30)$$

### 2.3. Бар'єрна ємність р-п переходу

Прикладення зовнішньої напруги до р-п переходу в залежності від його полярності буде по-різному змінювати висоту потенціального бар'єра і ширину шару об'ємного заряду. Якщо до р-області переходу приєднати “плюс” зовнішнього джерела, а до п-області – “мінус” (рис.2.3, а), то висота потенціального бар'єра зменшиться, тому що знак зовнішньої ЕРС протилежний знаку  $\varphi_k$ . Така полярність зовнішньої напруги називається прямою. Таким чином, (2.27) і (2.30) приймуть вигляд

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left( \frac{N_d + N_a}{N_a N_d} \right) (\varphi_k - U) \right]^{1/2}, \quad (2.31)$$

$$d = \left[ \frac{12\epsilon\epsilon_0}{qa} (\varphi_k - U) \right]^{1/3}. \quad (2.32)$$

Зовнішня напруга падає на шарі об'ємного заряду, тому що ця область збіднена носіями заряду і її опір значно більше опору інших областей переходу. Прикладення зовнішньої напруги таким чином, щоб “плюс” джерела приєднувався до п-області, а “мінус” - до р-області, приводить до підвищення висоти потенціального бар'єра і збільшенню товщини р-п переходу (рис.2.3,б). У цьому випадку (2.31) і (2.32) можна переписати так:

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left( \frac{N_d + N_a}{N_a N_d} \right) (\varphi_k + U) \right]^{1/2}, \quad (2.33)$$

$$d = \left[ \frac{12\epsilon\epsilon_0}{qa} (\varphi_k + U) \right]^{1/3}. \quad (2.34)$$

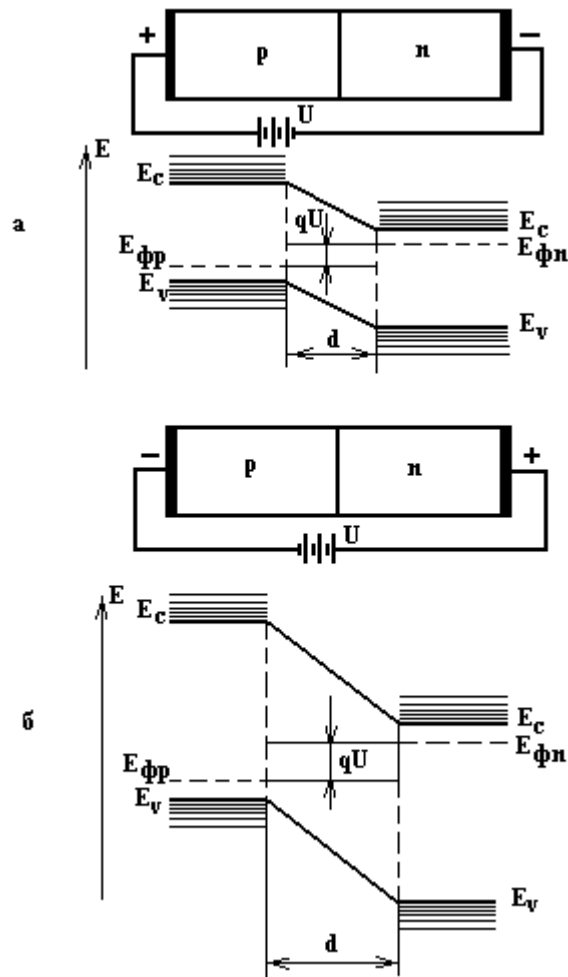


Рис. 2.3. Схема р-п переходу і зонна діаграма при прямій (а) і зворотній (б) полярності зовнішньої напруги

Рівняння (2.33) і (2.34) відповідають зворотній полярності зовнішньої напруги. Для різкого несиметричного р-п переходу (2.28), що відповідає зазначеним умовам, можна записати як

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_a} (\varphi_k + U) \right]^{1/2}. \quad (2.35)$$

Збільшення напруги зворотної полярності сприяє як збільшенню шару об'ємного заряду, так і зростанню некомпенсованих нерухомих позитивних і негативних зарядів в р і n-областях переходу. Така зміна шару об'ємного заряду з напругою еквівалентна поводженню ємності, що одержала назву бар'єрної, чи зарядної. Її величина визначається за формулою плоского конденсатора  $C_b = \epsilon\epsilon_0 S/d$ . При підстановці в неї (2.33) і (2.34) одержимо значення бар'єрної ємності для різкого і плавного р-п переходів:

$$C_{\bar{\sigma}} = S \left[ \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q N_a N_d}{2(\varphi_k + U)(N_a + N_d)} \right]^{1/2}, \quad (2.36)$$

$$C_{\bar{\sigma}} = S \left[ \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q a}{12(\varphi_k + U)} \right]^{1/3}, \quad (2.37)$$

З (2.36) випливає, що бар'єрна ємність зростає зі збільшенням концентрації домішок, однак при цьому зменшується робоча зворотна напруга, тому необхідно шукати компроміс між ємністю і робочою напругою. Використання експериментальної залежності  $1/C^2 = f(U)$ , що являє собою пряму лінію, дозволяє знайти  $\varphi_k$ , тому що при  $1/C^2 = 0$  одержуємо  $U = \varphi_k$ . З (2.37) можна експериментально визначити  $a$  і  $\varphi_k$ .

#### 2.4. Умова квазінейтральності в р-п переході

При подачі на р-п перехід напруги прямої полярності висота потенціального бар'єра зменшується, тому в п-область ввійде додаткова кількість дірок, а в р-область - додаткова кількість електронів. Отже, буде порушена умова електричної нейтральності в п- і р-областях. Процес введення носіїв заряду в область напівпровідника, де вони є неосновними, називається інжекцією. Додаткова кількість дірок у п-області утворить позитивний об'ємний заряд, що створює електричне поле, яке витягає з п-області електрони для компенсації дірок. Це, у свою чергу, приводить до порушення умови електронейтральності в тих об'ємах напівпровідника, з якого пішли електрони для компенсації об'ємного заряду дірок.

Таким чином, для відновлення електричної нейтральності п-області з омичного контакту до неї повинна надійти така кількість електронів, що дорівнює кількості інжекттованих дірок. У цьому випадку електрони і дірки є нерівноважними, тому що створюють додаткову концентрацію, що відмінна від концентрації в термодинамічній рівновазі. Час встановлення процесу рівноваги визначається часом діелектричної релаксації  $t_{\text{рел}} = 10^{-12} \rho$ , якщо  $t_{\text{рел}}$  вимірювати в секундах, а питомий опір напівпровідника в омах-сантиметрах. Варто вказати, що при інжекції носіїв заряду в однорідний напівпровідник умова електричної нейтральності зберігається у всьому об'ємі. Винятком можуть бути тільки дуже тонкі граничні області. Такі умови прийнято називати квазінейтральними.

На підставі (1.57) концентрації інжекттованих дірок на границі р-п переходу в п-області можна представити у вигляді

$$p_n = N_V e^{-\frac{E_{fn}-E_V}{kT}}, \quad (2.38)$$

а рівноважну концентрацію дірок у р-області в такий спосіб:

$$p_p = N_V e^{-\frac{E_{fp}-E_V}{kT}}. \quad (2.39)$$

Їхнє відношення визначається як

$$\frac{p_n}{p_p} = e^{-\frac{E_{fn}-E_{fp}}{kT}}, \quad (2.40)$$

звідки

$$p_n = p_p e^{-\frac{q\phi_k}{kT}}. \quad (2.41)$$

При подачі прямої полярності зовнішньої напруги  $U$  на р-п перехід висота його потенціального бар'єра зменшиться на цю величину. Таким чином, концентрацію дірок на границі р-п переходу і п-області можна визначити так:

$$p'_n = p_p e^{-\frac{q(\phi_k-U)}{kT}} = p_n e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (2.42)$$

Аналіз (2.42) показує, що концентрація інжектованих дірок залежить тільки від рівноважної концентрації дірок у п-області і прикладеної напруги і не залежить від самих параметрів р-області. Аналогічним чином визначається концентрація інжектованих електронів на границі р-п переходу і р-області:

$$n'_p = n_p e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (2.43)$$

Електрони, інжектовані в р-область, і дірки, інжектовані в п-область, під дією зовнішньої напруги будуть просуватися всередину цих областей від границь р-п переходу і їхня щільність буде зменшуватися за рахунок рекомбінації з основними носіями.

## 2.5. Визначення концентрації інжектованих носіїв

Концентрації інжектованих носіїв у кожній точці р- і п-областей можна визначити на підставі розв'язання рівнянь переносу. Для одновимірного випадку їх можна представити у вигляді



$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_n}{\tau_p}, \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G + \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_p}{\tau_n}, \quad (2.45)$$

де  $G$  - швидкість генерації.

Для стаціонарного випадку  $\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$  і при відсутності генераційних процесів ці рівняння спрощуються:

$$-\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_n}{\tau_p} = 0, \quad (2.46)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_p}{\tau_n} = 0. \quad (2.47)$$

Щільність повного струму в напівпровіднику складається з дрейфової і дифузійної складових:

$$j_p = q\mu_p p E_n - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.48)$$

$$j_n = q\mu_n n E_n - qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2.49)$$

На підставі умови квазінейтральності вважаємо, що в р- і n- областях відсутні об'ємні заряди, тому що вся прикладена напруга падає на шар об'ємного заряду р-n переходу. Це приводить до того, що в n- і р- областях напруженість електричного поля дорівнює нулю. Отже, дрейфові складові в (2.48) і (2.49) дорівнюють нулю. З врахуванням цього зауваження і використання співвідношення  $L^2 = D\tau$  рівняння переносу перетворюються до вигляду

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_p}{L_n^2} = 0. \quad (2.51)$$

Вплив контактів на розподіл носіїв заряду можна не враховувати, якщо довжина n- і р- областей більша декількох дифузійних довжин електронів і дірок. Це дозволяє вважати нескінченно великими довжини р- і n- областей при розв'язанні рівнянь переносу. Таким чином, розв'язок (2.50) запишемо як

$$p - p_n = A_1 e^{x/L_p} + A_2 e^{-x/L_p} . \quad (2.52)$$

при таких граничних умовах:

$$p'_n(0) = p_n e^{\frac{qU}{kT}} \quad \text{при} \quad x = 0 , \quad (2.53)$$

$$p'_n(\infty) = p_n \quad \text{при} \quad x = \infty . \quad (2.54)$$

Використовуючи (2.53) і (2.54), знаходимо значення постійних:

$$A_1 = 0, \quad A_2 = p_n \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) . \quad (2.55)$$

З урахуванням граничних умов розв'язок (2.50) можна представити у вигляді

$$p = p_n + p_n \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{-x/L_p} . \quad (2.56)$$

Аналогічно одержимо розв'язок рівняння безперервності (2.51) для електронів:

$$n = n_p + n_p \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{x/L_n} . \quad (2.57)$$

Проаналізуємо отримані розв'язки (2.56) і (2.57). При прямій полярності зовнішньої напруги, що відповідає випадку  $e^{qU/kT} \gg 1$  концентрація інжектованих носіїв зменшується за експонентою при їхньому русі всередину р- і n- областей аж до рівноважних значень неосновних носіїв у кожній області (рис.2.4, а). При зворотній полярності зовнішньої напруги  $e^{qU/kT} \ll 1$  концентрація неосновних носіїв на границі р-n переходу буде менша їхньої рівноважної концентрації в глибині р- і n- областей (рис.2.4, в). У результаті термічної генерації в областях напівпровідника виникають неосновні носії заряду. Якщо ці носії з'явилися на відстані порядку довжини дифузійного пробігу від границі р-n переходу, то вони електричним полем цього переходу переносяться в області, де стають основними. Процес зменшення неосновних носіїв заряду в областях напівпровідника, що прилягають до р-n переходу, при подачі на нього зовнішньої напруги зворотної полярності називається екстракцією. Таким чином, у залежності від полярності зовнішньої напруги, поданої на р-n перехід, відбувається збільшення

чи зменшення неосновних носіїв заряду в областях напівпровідника, що прилягають до р-п переходу. Зміна концентрації неосновних носіїв поширюється всередину напівпровідника на відстані декількох дифузійних довжин.

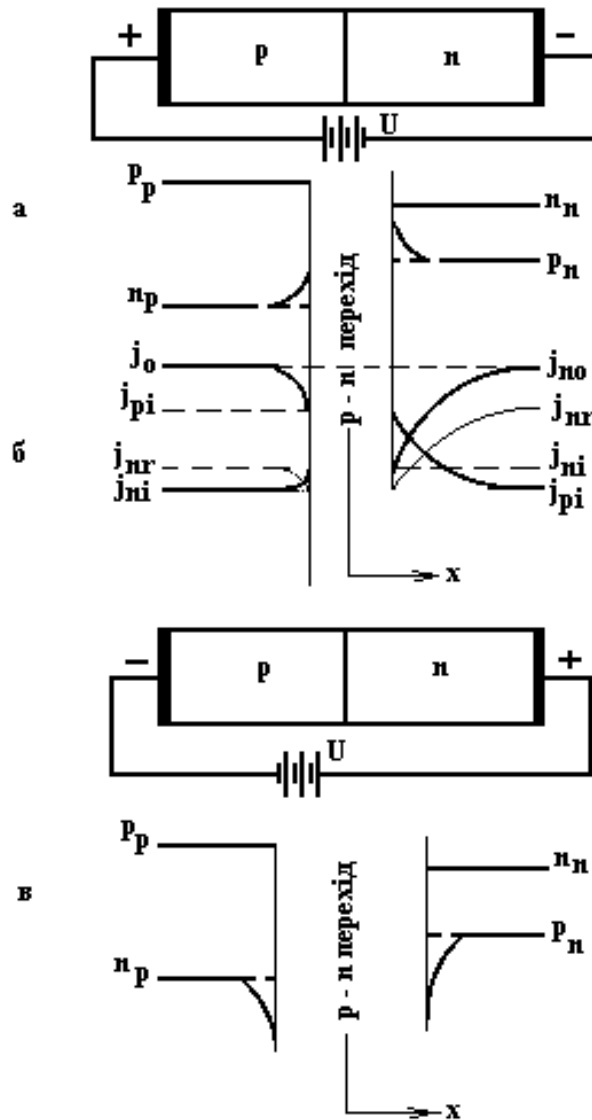


Рис.2.4. Схема р-п переходу при прямій полярності напруги, зміна концентрації носіїв (а) і щільності струмів (б); схема р-п переходу при зворотній полярності напруги і зміна концентрації носіїв заряду (в) [31]

## 2.6. Виведення вольт-амперної характеристики р-п переходу з широкою базою при малому рівні інжекції

Вольт-амперна характеристика пов'язує струми, що протікають через р-п перехід, із прикладеними до нього напругами. У теорії контактних явищ під низьким рівнем інжекції розуміється випадок, коли концентрація інжекттованих неосновних носіїв заряду значно менша власної концентрації

носіїв заряду  $p \ll n_n$ . Область напівпровідникового діода, у яку інжектуються неосновні для цієї області носії заряду, називається базою діода. Під широкою базою розуміють базову область діода, розміри якої значно більші дифузійної довжини носіїв заряду.

Таким чином, аналізуючи виведення рівняння вольт-амперної характеристики р-п переходу, основане на класичних роботах Шоклі [25], робляться такі припущення:

- розглядається одновимірний модель р-п переходу;
- на базовій області не відбувається падіння напруги, тому електричне поле зосереджене тільки в р-п переході;
- перехід працює в області малих струмів, що відповідає тому, що концентрація неосновних носіїв мала в порівнянні з концентрацією основних;
- генерація і рекомбінація всередині області об'ємного заряду дуже малі;
- омичні контакти ідеальні, що відповідає стану рівноважної концентрації носіїв заряду біля них;
- розглядається статична задача, тобто  $\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$ .

Визначимо струми, що протікають через р-п перехід при подачі на нього зовнішньої напруги прямої полярності (див. рис.2.4, б). З р-області в п-область надходить інжекційний струм  $j_{pi}$ , що у р-області і самому р-п переході залишається незмінним. Після входження в п-область він зменшується до нуля за рахунок рекомбінації з електронами. З омичного контакту п- області надходить струм електронів  $j_n$ , що компенсує інжектовані дірки. Очевидно, що сума цих струмів повинна залишатися постійною величиною. Аналогічно з п- області в р-область входить інжекційний струм електронів  $j_{ni}$ , що у р-п переходах і п-області залишається незмінним. Після проходження р- області він зменшується до нуля за рахунок рекомбінації з дірками. Отже, для компенсації інжектованих електронів у р-області в ній утвориться дірковий струм рекомбінації  $j_{pr}$ .

Позначимо сумарний дірковий струм у р-області  $j_{n0}$ , а сумарний електронний струм у п-області  $j_{p0}$ , р- і п- області з'єднані с р-п переходом послідовно, тому через них буде протікати сумарний струм однакового значення. Для знаходження загального струму необхідно визначити дірковий і електронний струми і просумувати їх при визначеному значенні координати  $x$ . Тому, що інжекційні струми протікають тільки через р-п перехід, то підсумовувати доцільно при  $x = 0$ .

Визначимо інжекційні струми в р- і п- областях, а потім підсумуємо їх при значеннях координати  $x = 0$ . Тому, що напруженість електричного поля в р- і п- областях дорівнює нулю, то дрейфова складова відсутня у загальному виразі для щільності струму. З урахуванням цього зауваження визначимо щільність відповідно діркового й електронного струму:

$$j_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.58)$$

$$j_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (2.59)$$

Продиференціювавши (2.56), знайдемо

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{-x/L_p}, \quad (2.60)$$

а величину  $\partial n / \partial x$  знайдемо, продиференціювавши (2.57):

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n_p}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{x/L_n}. \quad (2.61)$$

Щільність діркового струму при  $x = 0$  на підставі (2.58) у (2.60)

$$j_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.62)$$

Щільність електронного струму при  $x = 0$  з врахуванням (2.59) і (2.61)

$$j_n = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.63)$$

Загальний струм, що протікає через р-п перехід, визначається (2.62) і (2.63):

$$j = j_n + j_p = \left( \frac{qD_n n_p}{L_n} + \frac{qD_p p_n}{L_p} \right) \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.64)$$

Вираз (2.64) можна записати в більш простому вигляді:

$$j = j_{нас} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.65)$$

де

$$j_{нас} = \left( \frac{qD_n n_p}{L_n} + \frac{qD_p p_n}{L_p} \right). \quad (2.66)$$

У несиметричному р-п переході  $p_p \gg n_n$  і  $p_n \gg n_p$ , тому в (2.66) першим доданком можна знехтувати, отже,

$$j_{нас} = \frac{qD_p p_n}{L_p} . \quad (2.67)$$

Аналіз (2.66) показує, що щільність струму насичення визначається параметрами неосновних носіїв. Доданки  $D_p$ ,  $p_n$ ,  $L_p$  залежать від температури, тому щільність струму насичення також має складну залежність від температури. Можна вважати, що при зворотному зсуві р-п переходу щільність струму насичення буде зростати з підвищенням температури приблизно за експонентою  $e^{-E_s/kT}$ , а при прямому зсуві  $j_{нас}$  за законом  $e^{(E_s - qU)/kT}$  [3, 4].

При прямій полярності зовнішньої напруги порядку 0,1 В доданок  $e^{qU/kT} \gg 1$ , тому що  $kT/q = 0,025$  В при кімнатній температурі. Це означає, що щільність струму через р-п перехід описується виразом  $j = j_{нас} e^{qU/kT}$ . При зворотній полярності  $e^{qU/kT} \ll 1$  щільність струму через перехід  $j = -j_{нас}$ , тобто не залежить від напруги. Це відбувається тому, що струм зворотно зміщеного р-п переходу утворений неосновними носіями, що вже при невеликих напругах витягаються електричним полем при їхній термічній генерації біля р-п переходу. Подальше збільшення зворотної напруги не викликає зростання  $j_{нас}$ . Вольт-амперна залежність ідеального р-п переходу показана на рис.2.5. У реальних структурах р-п переходів вона відмінна від ідеальної.

У прямому напрямку струм через р-п перехід значно більший, ніж у зворотному, тому контакти на основі р-п переходів називають випрямними.

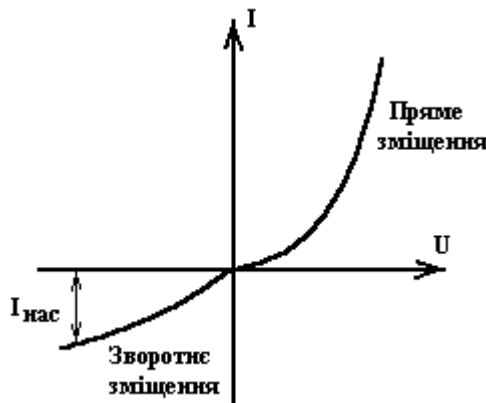


Рис.2.5. Вольт-амперна характеристика ідеального р-п переходу

## 2.7. Виведення вольт-амперної характеристики р-п переходу з широкою базою при великих рівнях інжекції

При прямій полярності зовнішньої напруги на р-п переході з р-області в п-область інжектуються дірки, заряд яких компенсується зарядом електронів, що надходять з омичного контакту до п-області. Отже, у базовій області зберігається умова електричної нейтральності, яку можна записати в такий спосіб:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} . \quad (2.68)$$

Розглянемо цей процес докладніше. Надлишкові електронно-діркові пари, що виникли біля р-п переходу, дифундують до омичного контакту п-базової області. Одночасно з р-п переходу в п-область входять нові дірки і для їхньої компенсації в п-область входить така ж кількість електронів. Отже, у базовій області існує дифузійний потік електронів і дірок від р-п переходу до омичного контакту бази і зустрічний дрейфовий потік електронів від виводу бази до р-п переходу. На границі р-п переходу зустрічні дифузійний і дрейфовий потоки електронів взаємно компенсуються, тому

$$j_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} + q\mu_n nE = 0 . \quad (2.69)$$

Таким чином, у базовій області виникає електричне поле, що сприяє руху потоку дірок від р-п переходу до виводу бази і потоку електронів від кінця бази до р-п переходу.

З (2.69) з урахуванням співвідношення Ейнштейна  $D/\mu = kT/q$  визначимо напруженість електричного поля базової області:

$$E_n = -\frac{D_n \frac{\partial n}{\partial x}}{n\mu_n} = -\frac{\frac{\partial n}{\partial x} kT}{nq} = -\frac{D_p \frac{\partial p}{\partial x}}{n\mu_p} . \quad (2.70)$$

З іншого боку, значення щільності діркового струму в базовій області з врахуванням (2.70)

$$j_p = q\mu_p pE_n - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = -qD_p \left( \frac{p}{n} + 1 \right) \frac{\partial p}{\partial x} . \quad (2.71)$$

Умова електричної нейтральності для базової п-області з (1.58) можна записати так:

$$p + n_n = n . \quad (2.72)$$

Підставивши (2.72) у (2.71), одержимо

$$j_p = -qD_p \left( \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{p \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)}{p + n_n} \right) . \quad (2.73)$$

При низьких рівнях інжекції  $p \ll n_n$ , тому

$$j_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} , \quad (2.74)$$

а при високих рівнях інжекції  $p \gg n_n$  виходить, що

$$j_p = -2qD_p \frac{\partial p}{\partial x} , \quad (2.75)$$

Отже, високий рівень інжекції носіїв заряду сприяє виникненню електричного поля в базовій області р-п переходу. Дія цього поля еквівалентна подвоєнню коефіцієнта дифузії неосновних носіїв заряду. У цьому випадку зовнішня напруга розподіляється так, що частина її падає на перехід, а частина - на базову область

$$U = U_{pn} + U_{\delta} . \quad (2.76)$$

У свою чергу, падіння напруги на базі складається з напруги  $U_{zp}$ , що забезпечує підтримку градієнта концентрації носіїв заряду, і омичної напруги, обумовленої протіканням струму через опір тіла напівпровідника.

Розглянемо вплив електричного поля базової області на вольт-амперну характеристику. Оскільки омичне падіння напруги дуже мале, то для спрощення розв'язування поставленої задачі ним можна знехтувати.

Отже,

$$U_{\delta} = U_{zp} + U_{om} \approx U_{zp} , \quad (2.77)$$

тоді з (2.76) одержимо

$$U = U_{pn} + U_{zp} . \quad (2.78)$$



Падіння напруги

$$U_{zp} = \int_0^{\infty} E_n(x) dx = -\frac{kT}{q} \int_0^{\infty} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx = -\frac{kT}{q} \int_{n(0)}^{n_n} \frac{dn}{n} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n} . \quad (2.79)$$

Відповідно до закону діючих мас  $n_n = n_i^2 / p_n$ , а  $n(0) = n_n + p(0)$ . За умови високого рівня інжекції в р-п переході  $p(0) = p_n e^{qU_{pn}/kT} \gg n_n$ . З урахуванням цього зауваження (2.79) перетвориться до вигляду

$$U_{zp} = -\frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{n_i^2}{p_n (n_n + p_n e^{qU_{pn}/kT})} \right] , \quad (2.80)$$

тому що  $n_n \ll p_n e^{qU_{pn}/kT}$

$$U_{zp} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \left( \frac{p_n}{n_i^2} \right)^2 e^{\frac{qU_{pn}}{kT}} \right] = \frac{2kT}{q} \ln \left( \frac{p_n}{n_i} \right) + U_{pn} . \quad (2.81)$$

З (2.78) маємо

$$U_{pn} = U - U_{zp} . \quad (2.82)$$

Підставимо в (2.82) значення  $U_{zp}$  з (2.81), тоді  $U_{pn} = U - U_{pn} - 2(kT/q) \ln(p_n/n_i)$ , звідки

$$U_{pn} = \frac{U}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p_n}{n_i} \right) . \quad (2.83)$$

Вираз (2.56) з врахуванням (2.83) можна представити у вигляді

$$p = p_n + p_n \left( e^{\frac{q}{kT} \left( \frac{U}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p_n}{n_i} \right) \right)} - 1 \right) e^{-x/L_p} , \quad (2.84)$$

тоді

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{kT} - \ln \left( \frac{p_n}{n_i} \right)} - 1 \right) e^{-x/L_p} . \quad (2.85)$$

Щільність струму, що протікає через р-п перехід ( $x=0$ ):

$$j_p = -qD_p \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{2qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{2kT} - \ln\left(\frac{p_n}{n_i}\right)} - 1 \right). \quad (2.86)$$

У високоомних напівпровідниках, за своїми властивостями близьких до власних,  $p_n \approx n_i$ , тому

$$j_p = \frac{2qD_p n_i}{L_p} \left( e^{qU/2kT} - 1 \right). \quad (2.87)$$

З врахуванням електронної складової струму (2.87) запишемо як

$$j = 2qn_i \left( \frac{D_p}{L_p} + \frac{D_n}{L_n} \right) \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.88)$$

Аналіз (2.88) показує, що з підвищенням рівня інжекції, що еквівалентно зростанню струму, який протікає через діод, усе більша частина зовнішньої напруги падає на базі. Це приводить до того, що більш сильна залежність  $j \sim e^{qU/kT}$  змінюється більш слабкою  $j \sim e^{qU/2kT}$ . Така залежність вольт-амперних характеристик справедлива для тонких базових областей, розміри яких можна порівняти з дифузійною довжиною неосновних носіїв заряду.

Для несиметричних р-п переходів, коли одна з областей переходу левова набагато сильніше іншої, можна вважати, що струм переноситься тільки одним видом носіїв заряду, тобто коефіцієнт інжекції дорівнює одиниці і не залежить від струму, що протікає. Цьому випадку відповідає така ж закономірність провідності базової області від струму, що протікає, як і для р-п переходу. Вольт-амперна характеристика описується виразом [ 3 ]

$$I = I_C e^{\frac{qU}{ckT}}, \quad (2.89)$$

де  $c = 2[b + \text{ch}(W/L)]/(b+1)$ .

Величина  $I_C$  дорівнює струму, при якому настає високий рівень інжекції, коли нерівноважна концентрація носіїв заряду дорівнює рівноважній в базовій області. Її значення зростає зі збільшенням відносної товщини бази  $W$  до довжини дифузійного зсуву  $L$  і ступеня легування бази. При високих рівнях інжекції на границі р-п переходу різко зростає концентрація неосновних носіїв, що приводить до появи дрейфової складової в загальному струмі. Коефіцієнт інжекції починає відрізнятися від одиниці і зменшується-

ся з посиленням струму. Провідність базової області збільшується повільніше, ніж збільшується значення струму, і вольт-амперна характеристика в значній мірі відрізняється від експонентної. У діодах з довгою базою електронного типу провідності її можна представити у вигляді [3]

$$j = (9/8)q(n_n - p_n)\mu_n\mu_p\tau \left( \frac{V^2}{W^3} \right). \quad (2.90)$$

Показник степеня може змінюватися від 2 до 4. При даному аналізі не враховувалася залежність рухомості і часу життя носіїв заряду від сили струму. Врахування цієї залежності змінює вид вольт-амперної характеристики і приводить до появи ділянок від'ємного опору.

## 2.8. Виведення вольт-амперної характеристики р-п переходу с вузькою базою при малих рівнях інжекції

У діодах із широкою базою  $W > L_{p,n}$  можна знехтувати впливом електродів на випрямні властивості, тому що інжектвані носії заряду не досягають їх. Однак нейтральні області бази мають визначений опір  $r_o$  і прикладена напруга частково падає на цьому опорі. Вольт-амперна характеристика в цьому випадку описується так:

$$I = I_{нас} e^{q(U - Ir_o)/kT}. \quad (2.91)$$

Як видно з (2.91), випрямні властивості діодів погіршуються, тому розміри нейтральних областей бази роблять мінімальними. Але в цьому випадку починають відбиватися властивості електродів на вигляді вольт-амперної характеристики.

Розглянемо вплив електродів на прикладі різкого несиметричного р-п переходу з вузькою базою  $W \ll L_p$ . При прямій полярності зовнішньої напруги на р-п переході в базову область інжектуються дірки, що шляхом дифузії досягають омичного електрода n-області. Якщо інжектвані дірки не можуть пройти через електрод чи прорекомбінувати на ньому, відбувається їхнє нагромадження біля нього. Градієнт концентрації дірок  $\partial p / \partial x$  зменшиться в порівнянні з довгим діодом, а отже, зменшиться і струм, тому що  $j_p \sim \partial p / \partial x$ . При нескінченно великій швидкості рекомбінації на електроді до базової n-області градієнт концентрації буде більшим в порівнянні з діодом із широкою базою, що у свою чергу приводить до збільшення струму.

Розглянемо вплив швидкості рекомбінації неосновних носіїв заряду на вольт-амперну характеристику р-п переходу. Як видно з рис. 2.6,

при  $U_p \rightarrow \infty$  градієнт концентрації інжектованих носіїв має лінійний характер [3]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -(p'_n - p_n)/W_n = -\frac{p_n}{W_n} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.92)$$

де  $p'_n$  визначається (2.42).

Щільність діркового струму відповідно до (2.58)

$$j = j_{нас}^{\infty} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.93)$$

де

$$j_{нас}^{\infty} = qD_p p_n / W_n.$$

Порівняння отриманих результатів для діода з вузькою базою стосовно діода із широкою базою показує їхній однаковий характер, за винятком того, що в (2.62) величина  $L_p$  замінена  $W_n$ .

При малих значеннях швидкості рекомбінації неосновних носіїв на омичному контакті величину  $j_{нас}$  можна одержати за аналогією з одержанням цієї величини для діодів із широкою базою. Дійсно, для них з врахуванням  $L_p^2 = D_p \tau_p$

$$j_{нас} = qL_p p_n / \tau_p. \quad (2.94)$$

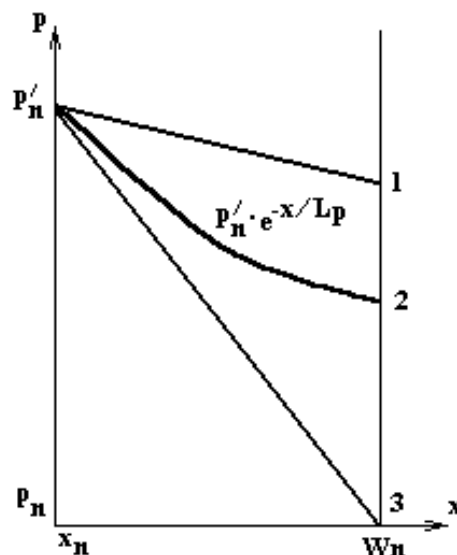


Рис.2.6. Розподіл концентрації інжектованих дірок у базовій області тонкого діода: 1- при  $U_p = 0$ , 2- те ж для довгого діода, 3- при  $U_p \rightarrow \infty$

З (2.94) видно, що струм насичення виникає в результаті теплової генерації носіїв заряду зі швидкістю  $p_n / \tau_p$  в шарі n-бази товщиною  $L_p$  за областю об'ємного заряду p-n переходу. У тонкій базі діода  $W_n < L_p$ , тому генерація носіїв заряду відбувається в шарі n-бази товщиною  $W_n$ , отже,

$$j_{нас}^0 = qW_n p_n / \tau_p = qD_p p_n / L_p^2. \quad (2.95)$$

У загальному вигляді щільність струму насичення з урахуванням швидкості рекомбінації на омічному контакті для діода з вузькою базою [3]

$$j_{нас}^{v_p} = \frac{j_{нас} \left( \frac{D_p W_n}{L_p^2} + U_p \right)}{\frac{D_p}{L_p} + \frac{W_n U_p}{L_p}}. \quad (2.96)$$

Аналіз (2.96) показує, що в залежності від значень  $U_p$  струм змінюється в  $(L_p / W_n)^2$  раз. Зі збільшенням товщини бази вплив  $U_p$  на струм насичення різко зменшується. При значеннях  $W_n > 2L_p$  будь-яка зміна швидкості рекомбінації практично не впливає на струм насичення.

## 2.9. Вплив процесів генерації і рекомбінації в шарі об'ємного заряду на вольт-амперну характеристику p-n переходу

У шарі об'ємного заряду p-n переходу існують процеси генерації і рекомбінації носіїв заряду, вплив яких не враховувався в попередніх міркуваннях про властивості p-n переходів. Однак вони відіграють істотну роль і в значній мірі видозмінюють вольт-амперні характеристики p-n переходів.

Оцінимо вплив цих процесів на пряму гілку вольт-амперної характеристики. Процеси рекомбінації впливають на прямий струм у напівпровідниках із широкою забороненою зоною, особливо при знижених температурах. Концентрація носіїв заряду в шарі об'ємного заряду змінюється в 2,7 рази на відстані  $l$ , при якому потенціал змінюється на  $kT / q$ .

Процеси рекомбінації визначаються добутком концентрації електронів і дірок, тому найбільша швидкість рекомбінації буде в тій області, де концентрації електронів і дірок приблизно рівні, тобто на границі p- і n-областей. Основна частина носіїв заряду рекомбінують у  $l$ -шарі, розташованому біля геометричної границі p-n переходу. Величина  $l = kT / qE_{max}$  де  $E_{max}$  -

максимальна напруженість електричного поля біля границі р-п переходу, за своєю фізичною природою аналогічна довжині дифузійного зсуву в нейтральних областях. Струм рекомбінації [3]

$$j_r = qp(0)l/2\tau = n_i(kT/2E_{\max}\tau)e^{qU/2kT}, \quad (2.97)$$

де  $p(0)$  - концентрація носіїв на границі р- і п- областей,  $\tau = \tau_p = \tau_n$ .

У результаті аналізу (2.97) одержимо, що зі збільшенням прикладеної напруги рекомбінаційний струм росте значно повільніше, ніж дифузійний, тому при значних прямих зсувах р-п переходу його вплив майже не позначається. Прямий струм усе в більшому ступені визначається процесами в нейтральних областях (рис.2.7). Відношення рекомбінаційного струму до загального струму запишемо в такий спосіб [3]:

$$\frac{j_r}{j} = \frac{n_i l}{p_n L_p} e^{-\frac{qU}{2kT}} = \frac{n_n l}{n_i L_p} e^{-\frac{qU}{2kT}}. \quad (2.98)$$

Розглянемо вплив процесів генерації на зворотну гілку вольт-амперної характеристики р-п переходу. При зворотній полярності зовнішньої напруги на р-п переході струм насичення описується (2.94). Тому його можна представити як струм, що виникає у результаті теплової генерації зі швидкістю  $p_n/\tau_p$  в шарі бази товщиною  $L_p$  (рис.2.8). У шарі об'ємного заряду також виникає генераційна складова зворотного струму, що за аналогією з базовою областю можна представити у вигляді  $j_r = qdU_p$ , де  $U_p$  визначається з (1.151). За умови, що в шарі об'ємного заряду  $p, n \ll n_i$ ,  $U_p = n_i/2\tau$ , тобто процеси генерації переважають над процесами рекомбінації.

Загальне значення щільності зворотного струму [3]

$$j = qL_p(p_n/\tau) + qd(n_i/2\tau). \quad (2.99)$$

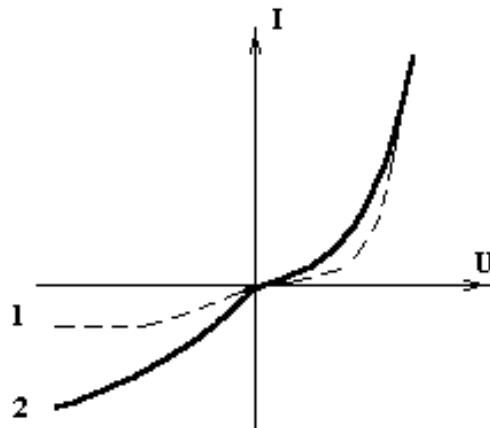


Рис.2.7. Вольт-амперна характеристика р-п переходу:  
1 - без урахування генерації і рекомбінації в шарі об'ємного заряду; 2 - з урахуванням

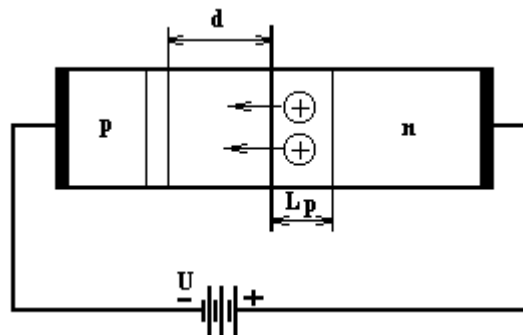


Рис.2.8. Процеси протікання струму в р-п переході при зворотному зсуві

Зі збільшенням зворотної напруги зростає товщина шару об'ємного заряду, що приводить до збільшення генераційної складової зворотного струму (див. рис.2.7). Запишемо відношення щільності генераційного струму до щільності струму насичення:

$$\frac{j_r}{j} = \frac{dn_i}{2p_n L_p} = \frac{dn_n}{2n_i L_p} . \quad (2.100)$$

У кремнії й арсеніді галію, що мають велику ширину забороненої зони, власна концентрація носіїв заряду мала, тому в цих напівпровідниках переважає струм генерації. Відношення струмів зростає зі зменшенням часу життя носіїв заряду, їхньої дифузійної довжини і зниженням температури. У реальних р-п структурах позначається вплив генерації носіїв заряду на поверхні поблизу р-п переходу. У германієвих діодах при кімнатних температурах генерація носіїв заряду в шарі об'ємного заряду позначається в дуже малому ступені, у цьому випадку процеси генерації приводять до неможливості насичення зворотного струму.

## 2.10. Визначення дифузійної ємності р-п переходу

При прямій полярності зовнішньої напруги на р-п переході відбувається інжекція неосновних носіїв заряду в р- і п- області. Зі зміною напруги змінюється концентрація інжекттованих носіїв, а отже, і заряд. У цьому випадку р-п перехід подібний ємнісному елементу, тому що зміна заряду пов'язана зі зміною зовнішньої напруги. Поява ємності пов'язана з дифузійною складовою струму через р-п перехід, тому ємність одержала назву дифузійної. Відповідно до загального визначення поняття ємності дифузійна ємність відповідає відношенню  $C_d = dQ/dU$ .

Визначимо дифузійну ємність для несиметричного р-п переходу  $p_p \gg n_n$  з різною товщиною базової області.

Широка база ( $W \gg L_p$ ). Нерівноважна концентрація носіїв заряду в базовій області р-п переходу визначається як  $p - p_n$ , тому повний заряд

$$Q = Sq \int_0^{\infty} (p - p_n) dx . \quad (2.101)$$

Підставивши  $p - p_n$  відповідно до (2.56) у (2.101), одержимо

$$Q = Sq \int_0^{\infty} p_n \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{-x/L_p} dx = Sq p_n \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) L_p . \quad (2.102)$$

Дифузійну ємність знайдемо з (2.102), продиференціювавши його за напругою  $U$

$$C_d = Sq p_n L_p \frac{q}{kT} e^{\frac{qU}{kT}} = \frac{q}{kT} Sq \tau_p \frac{D_p p_n}{L_p} e^{\frac{qU}{kT}} . \quad (2.103)$$

З врахуванням (2.62) вираз (2.103) перетвориться до вигляду

$$C_d = \frac{q}{kT} I \tau_p . \quad (2.104)$$

Аналіз (2.104) показує, що дифузійна ємність залежить від часу життя неосновних носіїв заряду в базовій області р-п переходу і від прямого струму, що проходить через нього. Більш точний розв'язок рівняння переносу показує, що праву частину (2.104) необхідно помножити на 0,5.

Вузька база ( $W \ll L_p$ ) у цьому випадку властивості контакту базової п- області впливають на заряд, що визначається надлишковою концентрацією



носіїв. При швидкості рекомбінації на контакті  $U_p$  в значній мірі відмінній від нуля, заряд можна визначити в такий спосіб:

$$Q = qS \left[ (p'_n - p_w) \frac{W}{2} + p_w W \right], \quad (2.105)$$

де  $p_w$  - значення концентрації дірок у точці  $W$ ;  $p_w = I_p / qSU_p$ .

Для несиметричного р-п переходу прямий струм через перехід практично переноситься дірками, тому  $I \approx I_p$ , отже, можна записати

$$I = qSD_p (p'_n - p_w) / W, \quad (2.106)$$

тоді (2.105) перетвориться до вигляду

$$Q = I \left( \frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{U_p} \right). \quad (2.107)$$

Тому що  $I \sim e^{qU/kT} - 1$ , то дифузійна ємність

$$C_d = \frac{qI}{kT} \left( \frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{U_p} \right). \quad (2.108)$$

Величину  $\tau_d = W^2 / 2D_p$  називають часом прольоту носіїв заряду через базову п- область. При  $U_p \rightarrow \infty$  (2.108) приймає вигляд

$$C_d = \frac{q}{kT} I \tau_d. \quad (2.109)$$

Дифузійну ємність можна значно зменшити, якщо збільшити швидкість рекомбінації на омичному контакті ( $U_p \rightarrow \infty$ ) і зменшити товщину базової області.

## 2.11. Еквівалентна схема р-п переходу

Під еквівалентною схемою р-п переходу розуміють таке з'єднання пасивних елементів, що представляло б собою двополюсник, що описує фі-

зичні властивості р-п переходу при подачі на нього постійної і змінної напруг. Прикладемо до р-п переходу напругу

$$U = U_0 + U_1 e^{i\omega t} , \quad (2.110)$$

де  $U_0$  - постійна складова при прямому зсуві;  $U_1$  - амплітуда змінної напруги;  $i = \sqrt{-1}$ ;  $t$  - час.

При малому значенні змінної напруги  $qU_1/kT \ll 1$ . Це дозволяє представити всі залежні від часу величини у вигляді

$$p(x,t) = p_0(x) + p_1(x)e^{i\omega t} , \quad (2.111)$$

$$j(x,t) = j_0(x) + j_1(x)e^{i\omega t} , \quad (2.112)$$

де  $p_0(x)$ ,  $j_0(x)$  - відповідно концентрація дірок і щільність струму, обумовлені постійною напругою;  $p_1(x)$ ,  $j_1(x)$  - те ж - змінною напругою.

Визначимо вольт-амперну залежність для несиметричного р-п переходу на змінному струмі таким же методом, як і на постійному (див. підрозділ 2.6). Для знаходження концентрації дірок необхідно розв'язати рівняння переносу [3]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = \frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t} . \quad (2.113)$$

Підставивши (2.111) у (2.113), одержимо

$$\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} - \frac{p_0 - p_n}{L_p^2} = - \left( \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - \frac{p_1}{L_p^2} - \frac{p_1 i \omega}{D_p} \right) e^{i\omega t} . \quad (2.114)$$

Рівняння переносу для постійних складових, що представляє ліву частину (2.114), дорівнює нулю, тому

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - p_1 \frac{1 + i\omega\tau_p}{L_p^2} = 0 . \quad (2.115)$$

Для зручності запису (2.115) введемо позначення

$$L_{p^*}^2 = \frac{L_p^2}{1 + i\omega\tau_p}, \quad (2.116)$$

тоді

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - \frac{p_1}{L_{p^*}^2} = 0. \quad (2.117)$$

Розв'язок рівнянь переносу для постійного струму (2.50), (2.51) дозволяє одержати вольт-амперну характеристику несиметричного p-n переходу у вигляді

$$j_0 = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.118)$$

Визначимо, які зміни необхідно внести в (2.118), для того щоб на підставі його одержати розв'язок для змінного струму. По-перше, у (2.118) необхідно  $L_p$  замінити  $L_{p^*}$ ; по-друге, тому що в (2.115) замість  $(p - p_n)$  стоїть  $p_1$ , варто вилучити в (2.118) - 1, що з'явилася в результаті наявності в (2.50) доданка -  $p_n$ . У третій, граничну умову (2.42) можна представити у вигляді

$$p(0, t) = p_n e^{\frac{qU}{kT}(U_0 + U_1 e^{i\omega t})}. \quad (2.119)$$

При розкладанні змінної частини в ряд одержимо

$$\begin{aligned} p(0, t) &= p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \left( 1 + \frac{qU_1}{kT} e^{i\omega t} + \dots \right) \approx \\ &\approx p_0(0) + \frac{q}{kT} p_n U_1 e^{\frac{qU_0}{kT}} e^{i\omega t} = p_0(0) + p_1(0) e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (2.120)$$

Таким чином, гранична умова для змінної складової можна представити як

$$p_1(0) = \frac{qU_1}{kT} p_n e^{\frac{qU_0}{kT}}. \quad (2.121)$$

Тому в (2.118) доданок  $p_n e^{qU_0/kT}$  потрібно помножити на  $qU_1/kT$ . У результаті необхідних перетворень запишемо

$$j_1 = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qU_0}{kT}} - 1 \right) \frac{qU_1}{kT} \sqrt{1 + i\omega\tau_p} . \quad (2.122)$$

При прямому включенні р-п переходу одиницею в дужках можна знехтувати, тому

$$j_1 = j_0 \frac{qU_1}{kT} \sqrt{1 + i\omega\tau_p} . \quad (2.123)$$

Відповідно до теорії електричних ланцюгів струм через р-п перехід

$$I_1 = YU_1 , \quad (2.124)$$

де  $Y$  - провідність р-п переходу.

З порівняння (2.123) і (2.124) маємо

$$Y = I_0 \frac{q}{kT} \sqrt{1 + i\omega\tau_p} . \quad (2.125)$$

Вираз під коренем розкладемо в ряд:

$$\sqrt{1 + i\omega\tau_p} = 1 + \frac{i\omega\tau_p}{2} + \dots . \quad (2.126)$$

З врахуванням (2.126) вираз (2.125) приймає вигляд

$$Y = \frac{q}{kT} I_0 + i \frac{\omega q\tau_p}{2 kT} I_0 . \quad (2.127)$$

З іншого боку, (2.127) можна записати як

$$Y = 1/r_d + i\omega C_d , \quad (2.128)$$

де

$$1/r_d = \frac{qI_0}{kT} , \quad C_d = \frac{q}{2kT} I_0 \tau_p .$$

Величина  $r_d$  являє собою диференціальний опір р-п переходу, а  $C_d$  - дифузійну ємність, значення якої отримано в підрозділі 2.10.

Отже, на підставі (2.127) еквівалентну схему р-п переходу на малому змінному сигналі можна представити у вигляді паралельного з'єднання  $r_d$  і

$C_d$ . Повна еквівалентна схема р-п переходу (рис.2.9) містить у собі бар'єрну ємність,  $r_y$  опір витоку струму по поверхні,  $r_o$  - омичний опір бази і контактів. При прямій полярності зовнішньої напруги на р-п переході  $r_d \ll r_y$ ,  $C_d \gg C_o$ , тому варто враховувати  $r_d$  і  $C_d$ , тому що величина  $r_o$  незначна. При зворотній полярності  $C_d \approx 0$ , тому необхідно враховувати  $r_d, r_y$  і  $C_o$ .

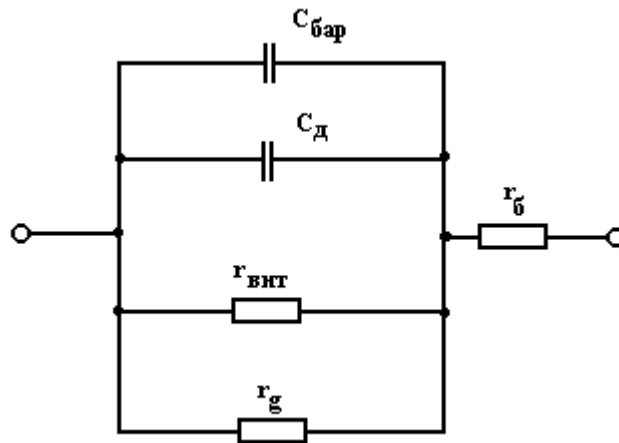


Рис.2.9.Еквівалентна схема р-п переходу

Аналіз (2.125) і (2.127) показує, що на високих частотах ( $\omega\tau_p \gg 1$ ) дифузійна ємність  $C_d \sim (\omega\tau_p)^{-1/2}$ , тобто зі збільшенням частоти її значення зменшується. Погіршення випрямних властивостей р-п переходу на високих частотах пов'язано із шунтуючою дією бар'єрної ємності.

## 2.12. Властивості гетеропереходів

Гетеропереходи являють собою контакти двох напівпровідників з різними фізико-хімічними властивостями. Прикладами таких переходів є переходи типу германій-кремній, германій-арсенід галію, арсенід галію - фосфід галію. Для утворення гетеропереходу з гарними електрофізичними властивостями необхідно, щоб кристалічні ґратки напівпровідникових матеріалів були дуже близькі за своїми параметрами.

Це обумовлено тим, що на границі розділу гетеропереходу одні кристалічні ґратки напівпровідника врастають в інші з мінімальними порушенням. Практичний інтерес представляють гетеропереходи, утворені напівпровідниками з різною шириною забороненої зони, причому напівпровідники можуть бути як з різним, так і з однаковим типом провідності.

Розглянемо принцип роботи гетеропереходу, утвореного напівпровідником n-типу із широкою забороненою зоною і напівпровідником р-типу з вузькою забороненою зоною (рис.2.10). Як видно з рис.2.10, величини

$\chi_1, \chi_2$  визначають роботу виходу електрона з дна зони провідності напівпровідників р- і n- типу, а  $A_1, A_2$  - роботу виходу електронів з рівнів Фермі. При створенні гетеропереходу рівні Фермі в напівпровідниках р- і n- типу вирівнюються, що означає перехід схеми в термодинамічну рівновагу.

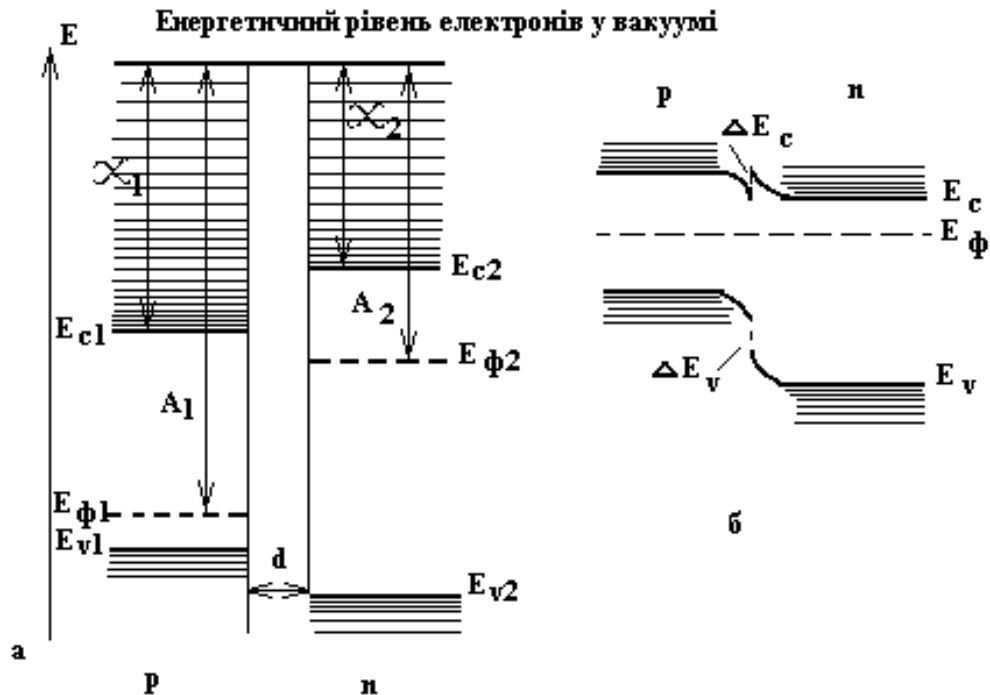


Рис.2.10. Енергетична діаграма двох напівпровідників р- і n- типу з різною шириною забороненої зони (а) і енергетична діаграма р-n гетеропереходу (б)

Однак на відміну від звичайних р-n переходів на енергетичній діаграмі гетеропереходів утвориться розрив у зоні провідності ( $\Delta E_c$ ) і у валентній зоні ( $\Delta E_v$ ). Розрив у зоні провідності пов'язаний з різницею робіт виходу електронів із дна зони провідності р- і n-напівпровідників:

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2, \quad (2.129)$$

а розрив у валентній зоні обумовлений різними значеннями енергетичних рівнів, що відповідають стелям валентних зон. Така будівля енергетичної зони гетеропереходу приводить до того, що потенційний бар'єр для електронів у зоні провідності буде менше, ніж для дірок у валентній зоні. При прямій полярності напруги на гетеропереході потенційний бар'єр для електронів зменшиться і вони інжектуються з n- у р- напівпровідник. Потенційний бар'єр для дірок також зменшиться, але він залишиться досить великим, так що інжекція дірок з р- у n- область практично відсутня.

Оцінимо струми інжекції електронів і дірок у гетеропереходах. На підставі (2.65) і (2.66) можна записати:

$$I_n \sim \frac{qD_n}{L_n p_n} n_{ip}^2, \quad (2.130)$$

$$I_p \sim \frac{qD_p}{L_p n_p} n_{in}^2, \quad (2.131)$$

де  $n_{in}, n_{ip}$  - концентрація носіїв у власному напівпровіднику відповідно для n- і p- області.

Зниження ефективності інжекції характеризується відношенням

$$\frac{I_p}{I_n} = \frac{D_p L_n p_n}{D_n L_p n_p} \left( \frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2. \quad (2.132)$$

Мінімальним значенням цього відношення відповідають кращі параметри напівпровідникових приладів. У звичайних p-n переходах (гомопереходах) це досягається більш сильним легуванням домішками n- області відносно p- області ( $n_n \gg p_p$ ). Однак збільшення ступеня легування має свою межу, пов'язану з кінцевим ступенем розчинності, збільшенням числа дефектів і різким зниженням робочої напруги p-n переходу. Ці недоліки можна усунути при використанні гетеропереходів. На підставі закону збереження діючих мас (1.66) можна записати

$$\left( \frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2 = e^{-\frac{E_{zn} - E_{zp}}{kT}}, \quad (2.133)$$

якщо вважати рівними ефективні маси електронів і дірок. Для гетеропереходів, утворених напівпровідниками з однаковою кількістю домішок ( $n_n = p_p$ ) і рівними значеннями інших параметрів носіїв заряду, (2.132) з врахуванням (2.133) приймає вигляд

$$\frac{I_p}{I_n} = e^{-\frac{E_{zn} - E_{zp}}{kT}}. \quad (2.134)$$

Оцінимо відношення струмів для гетеропереходу, утвореного n- кремнієм і p- германієм. У цьому випадку  $E_{zn} - E_{zp} = 0,4$  еВ,  $kT/q = 0,025$  В, отже,  $I_p / I_n = e^{-16}$ .

Таким чином, струм через гетероперехід складається тільки з електронів, інжекттованих з n- області в p- область. У звичайних p-n переходах дірковий і електронний струми рівні між собою. Ця оцінка показує, що в гетеропереходах здійснюється практично одностороння інжекція носіїв заряду,

що залишається незмінною навіть при збільшенні струму через нього. Ці цікаві властивості гетеропереходів цілком не реалізовані, тому що через технологічні труднощі не можна одержати бездефектну границю в гетеропереходу.

### 2.13. Виведення вольт-амперної залежності р-і-п структури

Дана структура являє собою власний напівпровідник, що є базовою областю, по обох сторонах якої розташовані р- і п- області. Переходи утворені між р- областю та і- шаром, а також між і- шаром і п- областю (рис.2.11). При прикладенні прямої напруги до такої структури з р- області інжектуються дірки, а з п- області - електрони в і- базу. Інжектвані електрони і дірки частково рекомбінуються у базовій області, частина електронів, що залишилися, шляхом дифузії переходять у р- область, а частина дірок, що залишилися - у п- область, де і завершується їхня рекомбінація. Струм, що протікає через такий прилад, складається в основному зі струму рекомбінації.

Визначимо рекомбінаційний струм у і- базовій області. Позначимо концентрацію інжектваних дірок у і- області  $p'_i$ , а концентрацію електронів -  $n'_i$ . Скористаємося (1.150), що у спрощеному вигляді запишемо як

$$U_p = \frac{pn - n_i^2}{(n + p + 2n_i)\tau_i}, \quad (2.135)$$

де  $\tau_i$  - час життя електронів і дірок у і- шарі.

При виконанні умови електричної нейтральності в і- базі концентрації інжектваних електронів і дірок рівні між собою ( $n'_i = p'_i$ ), тому (2.135) перетвориться до вигляду

$$U_p = \frac{n'_i - n_i}{2\tau_i}. \quad (2.136)$$

Тому що  $n'_i > n_i$ , то в і- базовій області процеси рекомбінації переважають над процесами генерації. Струм рекомбінації визначається добутком результуючої швидкості рекомбінації (2.136) на об'єм базової області і заряд електрона:

$$I_r = \frac{q(n'_i - n_i)d_iS}{2\tau_i}. \quad (2.137)$$



Концентрації інжектованих дірок і електронів на відповідних границях і- шару за аналогією з (2.42) і (2.43) можна записати так:

$$p'_i = p_i e^{\frac{qU_1}{kT}}, \quad (2.138)$$

$$n'_i = n_i e^{\frac{qU_2}{kT}}, \quad (2.139)$$

де  $U_1, U_2$  - падіння напруги відповідно на р-і та і-п переходи.

Позначимо  $U = U_1 + U_2$  сумарне падіння напруги на обох переходах, тоді  $U_1 = U_2 = U/2$  за умови  $n_i = p_i$  з урахуванням цього зауваження (2.138) і (2.139) можна переписати:

$$p'_i = p_i e^{\frac{qU}{2kT}}, \quad (2.140)$$

$$n'_i = n_i e^{\frac{qU}{2kT}}, \quad (2.141)$$

Таким чином, (2.137) при підстановці (2.140) і (2.141) приймає вигляд

$$I_r = I_{r0} \left( e^{\frac{qU}{2kT}} - 1 \right). \quad (2.142)$$

де  $I_{r0} = qn_i S d_i / 2\tau_i$ .

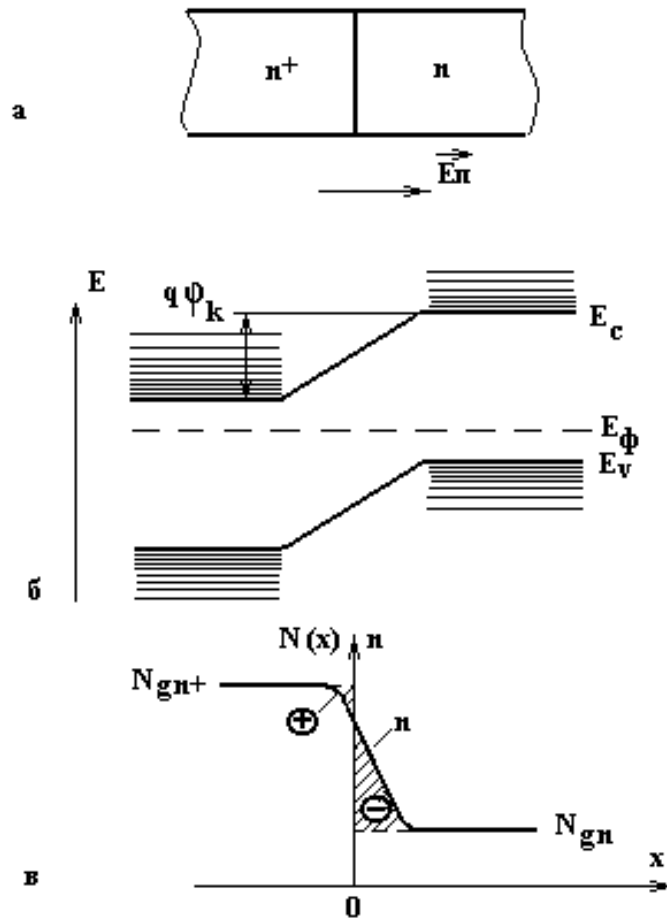


Рис.2.11. Структура омичного переходу  $n^+ - n$  - типу (а), його енергетична діаграма (б) і залежність концентрації домішок і носіїв заряду від координати (в) [12]

Опір базової області  $r_i$  при малих зовнішніх напругах на р- і n- структурі - значна величина, тому необхідно враховувати падіння напруги на ній. Це приводить до зміни вольт-амперної залежності, тобто напруга, прикладена до переходів  $U$ , зменшується на  $I \cdot r_i$  в (2.142). При великих струмах опір бази значно зменшується за рахунок насичення її інжектованими носіями заряду і тепер залежить від струму, що також ускладнює вираз для вольт-амперної залежності. З іншого боку, якщо інжектовані носії не встигли цілком прорекомбінувати у базовій області, а перейшли в р- і n- області, то в (2.142) необхідно додати рекомбінаційні струми в р- і n- областях.

## 2.14. Невипрямні контакти

Властивості невикривлених контактів, як видно з виведення вольт-амперної характеристики діода з вузькою базою, впливають на характеристики р-n переходу. В якості невикривленого контакту до напівпровідника n-типу використовують  $n^+$ -n перехід, а до напівпровідника р-типу –  $p^+$ -р перехід. Знак “+” означає більш високий ступінь легування даного напівпровідника, тобто  $n^+ > n$ . При контакті двох напівпровідників з електропровідністю одного типу, але з різними значеннями питомої електричної провідності відбуваються процеси, аналогічні процесам у р-n переході. Носії заряду з  $n^+$ - області дифундують у n- область, у результаті чого в сильно легованій області порушується компенсація заряду іонізованих домішок, а в слабо легованій створюється надлишок основних носіїв заряду (рис.2.11, в).

Таким чином, на контактах типу  $n^+$ -n і  $p^+$ -р також утворюються області просторового заряду, електричне поле, контактна різниця потенціалів. Однак на відміну від р-n переходів у слабо легованій області об'ємний заряд утвориться в результаті надлишкової концентрації основних носіїв заряду.

Контактна різниця потенціалів для  $n^+$ -n і  $p^+$ -р переходів визначається відповідно виразами

$$\varphi_k = (kT/q) \ln(n^+ / n) , \quad (2.143)$$

$$\varphi_k = (kT/q) \ln(p^+ / p) . \quad (2.144)$$

При прикладенні зовнішньої напруги до  $n^+$ -n переходу практично вся напруга падає на слабо легованій n-області, тому висота потенціального бар'єра  $n^+$ -n переходу не залежить від полярності прикладеної напруги і його значення. Отже,  $n^+$ -n перехід має малий опір у порівнянні з опором слабо легованої області і не має випрямних властивостей. Перехід, електричний опір якого не залежить від напрямку струму в заданому інтервалі струмів, називають омичним (рис.2.12).

У  $n^+-n$  і  $p^+-p$  переходах відсутня інжекція неосновних носіїв заряду в слабо легованій області, тому якщо зовнішня напруга прикладена позитивним потенціалом до  $n$ -області, що відповідає прямому включенню  $p$ - $n$  переходу, то з  $n^+$ - області в  $n$ -область вводяться електрони, що є основними носіями заряду. При протилежній полярності дірковий струм з  $n^+$ - області в  $n$ -область аналогічний зворотному струму через  $p$ - $n$  перехід. Однак через надзвичайно малу концентрацію неосновних носіїв заряду в  $n^+$ - області потік дірок у високоомну  $n$ -область також виявляється надзвичайно малим.

Існування потенціального бар'єра в  $n^+-n$  і  $p^+-p$  переходах для неосновних носіїв заряду, що рухаються зі слабо легованої області до переходу, приводять до їхнього нагромадження поблизу переходу при визначеній полярності зовнішньої напруги. Ефект нагромадження неосновних носіїв заряду і наступного їх розсмоктування є інерційним і погіршує швидкість напівпровідникових приладів.

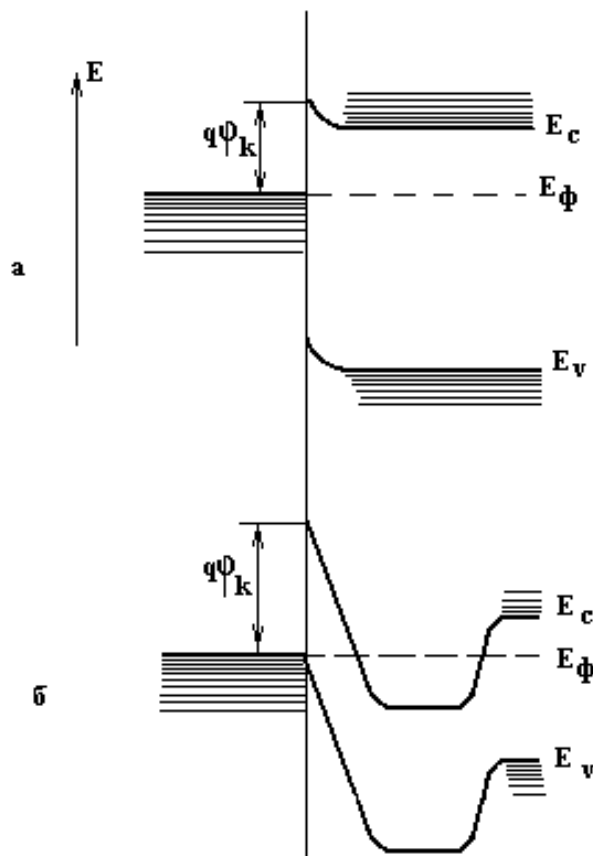


Рис.2.12.Енергетична діаграма омичного переходу метал-напівпровідник  $p$ - типу з малою висотою бар'єра (а) і високим ступенем легування (б) [4]

Омічні контакти також необхідно здійснювати між металом і напівпровідником, причому опір такого контакту повинен бути мізерно малим у порівнянні з об'ємним опором напівпровідника й опором розтікання. Якісний омичний контакт не повинний істотно змінювати характеристику при-

ладу, а падіння напруги на ньому повинно бути дуже малим у порівнянні з падінням напруги на робочій області приладу. Найбільш важлива характеристика контакту - його питомий опір при нульовій напрузі [4]

$$R_k = \left( \frac{\partial I}{\partial U} \right)_{U=0}^{-1} . \quad (2.145)$$

Теоретичний і експериментальний аналіз [4] показав, що в контактах метал-напівпровідник з низьким рівнем легування переважає термоелектронна компонента струму, а в контактах метал-напівпровідник з високим рівнем легування - тунельна складова струму. При концентрації домішок  $N_d \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  опір контакту визначається в основному тунельними процесами, а при  $N_d \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  струм, обумовлений термоемісією, і опір контакту не залежить від ступеня легування. Таким чином, для одержання малих значень опору контакту необхідний або високий ступінь легування, або мала висота бар'єра (або те й інше разом). Саме ці поняття лежать в основі виготовлення омичних контактів (рис.2.12).

На напівпровідниках з великою шириною забороненої зони звичайно важко виготовити контакт із малою висотою бар'єра. Крім того, використовувані для цих цілей метали не завжди мають досить малу роботу виходу. Тому при виготовленні омичних контактів створюють додатковий сильно легований шар на поверхні напівпровідника [4].

## 2.15. Перехідні процеси в р-п структурах

Розглянемо фізичний механізм перехідних процесів на прикладі переключення р-п переходу з прямо зміщеного стану у зворотно зміщений, причому потрібно, щоб перехід від одного стану до іншого був як можна різкіший, а час переключення - якнайменший. Нехай р-п перехід в несиметричним ( $p_p \gg n_n$ ) із широкою базою ( $W \gg L_p$ ). При прямій полярності зовнішньої напруги в момент часу  $t=0$  концентрація дірок у базовій області експонентно убуває зі збільшенням відстані від р-п переходу (рис.2.13). Якщо в момент  $t=0$  переключити р-п перехід із прямого напрямку у зворотний (рис.2.14, а), то інжекція припиняється і починається процес розсмоктування накопичених у базі дірок. Протягом часу  $t_1$  концентрація інжекттованих дірок у базі більше нуля, тому опір р-п переходу малий, струм у ланцюзі залишається незмінним і визначається зовнішнім опором, послідовно включеним з р-п переходом.

Через певний проміжок часу концентрація нерівноважних дірок у базовій області знижується до нуля за рахунок процесів рекомбінації з електронами і відходу їх у р-область. Після того як нерівноважна концентрація

дірок стане рівної нулю, настає період зменшення зворотного струму до  $I_{нас}$  ( $t > t_1$ ) за рахунок зменшення градієнта концентрації дірок біля р-п переходу. Таким чином, у початковий момент часу після переключення р-п переходу з прямого напрямку в зворотний через нього протікає значно більший струм, ніж струм насичення. Час переключення визначається на підставі розв'язування рівняння переносу (2.113). В якості граничних умов виступають початковий розподіл дірок у моменти часу  $t = 0$  і  $t = t_1$ , а також напруга на переході [3]

$$U_{pn} = (kT/q) \ln [p_n(0,t) / p_n] . \quad (2.146)$$

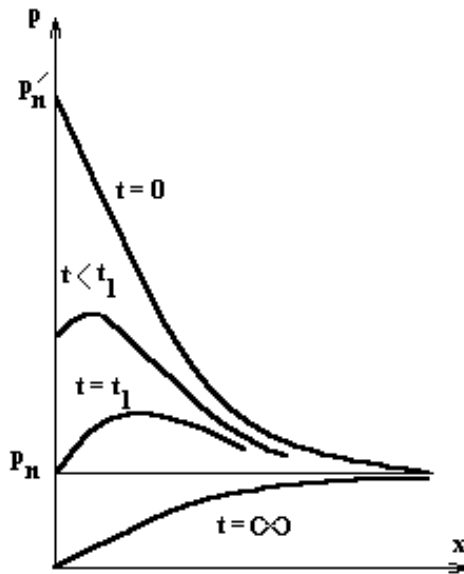


Рис.2.13. Розподіл концентрації неосновних носіїв у базовій області р-п переходу в різні моменти часу

Отже, значення часу  $t_1$  визначає тривалість горизонтальної ділянки імпульсу зворотного струму (рис.2.14, б) для плоского р-п переходу:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_1}{\tau_p}} = \frac{1}{1 + \frac{I_0}{I_{np}}} , \quad (2.147)$$

де  $\operatorname{erf}$  - функція доповнення помилок,

$$\operatorname{erf} Z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-y^2} dy . \quad (2.148)$$

Вираз (2.147) можна значно спростити при виконанні умов  $0,1 < I_0 / I_{np} < 1$ :

$$t_1 = 0,2(I_{np} / I_0)\tau_p . \quad (2.149)$$

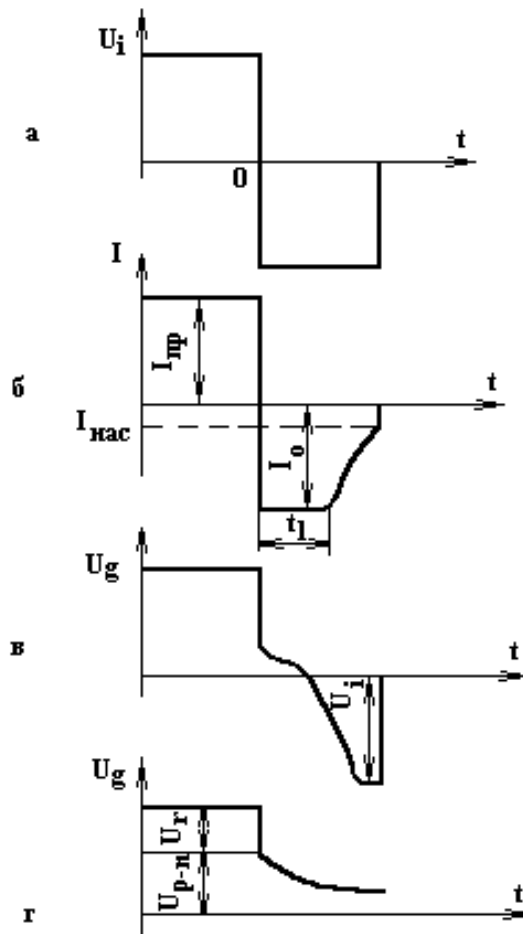


Рис.2.14. Форма імпульсної напруги, поданої на діод (а); зміна імпульсного струму, що протікає через діод (б); зміна напруги на діоді (в), спад післяінжекційної ЕРС (г) [3]

З осцилограми струму, одержаної при спостереженні перехідних процесів у р-п переході, визначаються  $t_1$ ,  $I_{np}$  і  $I_0$ , що дозволяє на підставі (2.149) знайти час життя неосновних носіїв заряду в базовій області.

У вузькобазових р-п переходах процес розсмоктування неосновних носіїв заряду характеризується вже не часом життя, а розмірами бази і властивостями омичних контактів.

Ефект нагромадження виявляється також при відключенні напруги з діода, що приводить до появи залишкового потенціалу, що зменшується в часі (див. рис.2.14, г). Цей потенціал називають післяінжекційною ЕРС. У початковий момент часу напруга на діоді  $U_d$  зменшується до значення  $U_{p-n}$  - падіння напруги на переході. Це пояснюється тим, що напруга на діоді складається із суми напруг, одна з яких падає на омичному опорі бази, а інша - на р-п переході. Після відключення напруги з діода омична напруга

на базовій області відразу падає до нуля, а напруга на р-п переході зменшується поступово, тому що концентрація інжектованих носіїв заряду в базі не може миттєво змінитися. В міру рекомбінації носіїв заряду в базі напруга  $U_{pn}$  зменшується до нуля. Цей процес називається спадом післяінжекційної ЕРС, що для плоского діода описується [3]

$$U_{pn}(t) = U_{pn}(0) - (kT/q)(t/\tau_p) . \quad (2.150)$$

Час спаду післяінжекційної ЕРС на порядок більший часу переключення діода з прямого напрямку у зворотний, тому що процес спаду обумовлений тільки рекомбінацією носіїв заряду, а час переключення - ще одним додатковим процесом витягування носіїв заряду з бази. Таким чином, для підвищення швидкодії напівпровідникових діодів необхідно зменшувати час життя неосновних носіїв.

## 2.16. Механізми пробую р-п переходів

При прикладенні зворотної напруги до р-п переходу виникає зворотний струм, значення якого залежить від прикладеної напруги. За певних умов можливо різке зростання зворотного струму, що приводить до пробую р-п переходу. Напруженість електричного поля, що виникає в шарі об'ємного заряду, визначається відношенням прикладеної зворотної напруги до товщини шару об'ємного заряду. Скориставшись (2.33), запишемо

$$E_n = \frac{U}{\left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} (\varphi_k + U) \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right]^{1/2}} . \quad (2.151)$$

Для несиметричного р-п переходу  $N_a \gg N_d$ , тому (2.151) спроститься:

$$E_n = \frac{U(N_d)^{1/2}}{\left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} (\varphi_k + U) \right]^{1/2}} . \quad (2.152)$$

Аналіз (2.152) показує, що чим більша товщина шару об'ємного заряду, а отже, менша концентрація домішкових атомів  $N_d$ , тим при більшій зворотній напрузі починається пробій р-п переходу. Такі умови виконуються в р-і-п діоді, тому він у порівнянні з іншими діодами має найбільше значення пробивної напруги.



Тепловий пробій. При проходженні зворотного струму через р-п перехід у ньому виділяється теплота. Якщо не відводити теплоту, то температура зростає, що сприяє додатковій генерації носіїв струму і подальшому росту зворотного струму. Ці процеси швидко наростають у р-п переході і приводять до його теплового пробою. Визначимо умови теплового пробою різкого несиметричного р-п переходу, у якого  $p_p \gg n_n$ .

Потужність, що виділяється у переході:

$$P_{\text{вид}} = I_{\text{нас}} U . \quad (2.153)$$

Виразимо значення струму насичення  $I_{\text{нас}}$  за допомогою ширини забороненої зони напівпровідника і температури, відповідно з (2.67) і (1.64)

$$I_{\text{нас}} = \frac{qD_p}{L_n n_n} N_C N_V e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} = A^* e^{-\frac{E_3}{kT}} , \quad (2.154)$$

де  $A^* = \frac{qD_p}{L_n n_n} N_C N_V$ ,  $E_3 = E_C - E_V$ .

Підставивши (2.154) у (2.153), одержимо

$$P_{\text{вид}} = U A^* e^{-\frac{E_3}{kT}} . \quad (2.155)$$

На підставі (2.155) знайдемо

$$\frac{dP_{\text{вид}}}{dT} = U A^* e^{-\frac{E_3}{kT}} \left( -\frac{E_3}{kT} \right) \left( -\frac{1}{T^2} \right) = I_{\text{нас}} U \frac{E_3}{kT^2} . \quad (2.156)$$

З іншого боку, потужність яка відводиться від р-п переходу

$$P_{\text{від}} = (T - T_K) / R_T , \quad (2.157)$$

де  $T_K$  - температура корпусу діода; і  $R_T$  - його тепловий опір.

Використовуючи (2.157), знаходимо

$$\frac{dP_{\text{від}}}{dT} = \frac{1}{R_T} . \quad (2.158)$$

Умовою нормальної роботи р-п переходу є

$$\frac{dP_{\text{вiд}}}{dT} > \frac{dP_{\text{вiд}}}{dT}, \quad (2.159)$$

звідки

$$\frac{1}{R_T} > I_{\text{нас}} U \frac{E_3}{kT^2}. \quad (2.160)$$

На підставі (2.160) визначимо умову усталеної роботи:

$$I_{\text{нас}} < \frac{kT^2}{R_T U E_3}. \quad (2.161)$$

Аналіз (2.161) показує, що прилади на основі напівпровідників з великим значенням ширини забороненої зони працюють при більш високих теплових навантаженнях. Тепловий пробій спостерігається рідко в силу малих значень зворотних струмів р-п переходу, він є наслідком лавинного і тунельного пробоїв, що приводять до різкого зростання зворотних струмів, а отже, і до різкого підвищення температури р-п переходу. На зворотній гілці вольт-амперної характеристики р-п переходу при тепловому пробіі спостерігається ділянка від'ємного опору за рахунок зворотного позитивного зв'язку між температурою і струмом (рис.2.15, а).

Лавинний пробій. За умови, що ширина області об'ємного заряду р-п переходу більша довжини вільного пробігу ( $d \gg l$ ), неосновні носії заряду, розганяючись за рахунок енергії електричного поля в шарі об'ємного заряду, іонізують атоми кристалічних ґраток напівпровідника. Пари електрон-дірка, що утворилися, у свою чергу, роблять іонізацію, так що процес наростання струму носить лавинний характер. Швидкість збільшення струму залежить від коефіцієнтів ударної іонізації  $\chi_i(E)$  електронів і дірок, що для простоти вважаються рівними між собою. Вони визначають число електронно-діркових пар, утворених носієм заряду на шляху в 1 см при заданій напруженості електричного поля.

Визначимо умови виникнення лавинного пробою для несиметричного р-п переходу ( $n_n \gg p_p$ ). У цьому випадку зворотний струм складається в основному з електронів, що переносяться з р-області в п-область (рис.2.16).

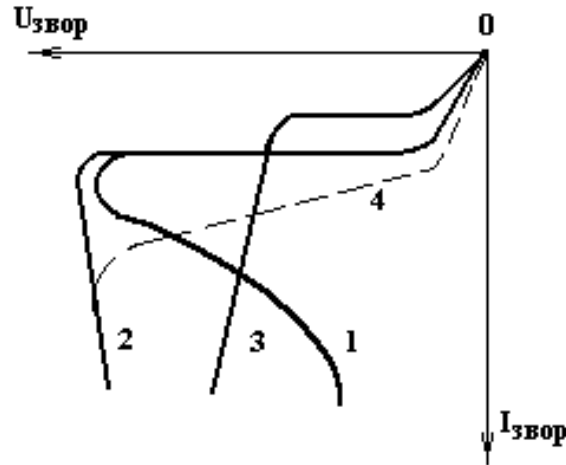


Рис.2.15. Вольт-амперна характеристика р-п переходу при зворотній полярності напруги: 1 – тепловий, 2 – лавинний, 3 – тунельний пробій, 4 – вплив поверхневого каналу при лавинному пробію

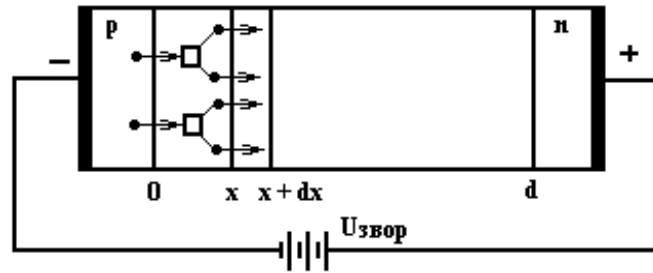


Рис.2.16. Лавинне множення носіїв заряду у р-п переході при зворотній полярності напруги

Нехай у шарі об'ємного заряду з боку р-області входить  $n_0$  електронів, що у шарі  $dx$  створюють  $n_1$  електронів і  $p_1$  дірок. Тому що з боку р-області через шар  $dx$  проходять тільки електрони, а з боку n-області - тільки дірки, кількість електронно-діркових пар, утворених у шарі  $dx$  дорівнює

$$dn = (n_0 + n_1) \chi_i dx + p_1 \chi_i dx = n_2 \chi_i dx , \quad (2.162)$$

де  $n_2 = n_0 + n_1 + p_1$  - кількість електронів у точці  $d$ , що характеризує границю шару об'ємного заряду з боку n-області напівпровідника.

Коефіцієнт лавинного множення електронів характеризується відношенням  $M_n = n_2 / n_0$ , тому з урахуванням цього відношення після інтегрування (2.162) одержимо [3]

$$1 - M_n^{-1} = \int_0^d \chi_i(E) dx . \quad (2.163)$$

Аналогічна формула характеризує коефіцієнт лавинного множення дірок. Аналіз (2.163) показує, що лавинний пробій настає за умови  $M_n = \infty$ . Це означає, що величина інтеграла дорівнює одиниці. На практиці використовується емпіричний вираз коефіцієнта лавинного множення

$$M = \left[ 1 - \left( \frac{U}{U_{np}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (2.164)$$

де  $n$  - постійний коефіцієнт, значення якого змінюється від 2 до 6 і залежить від напівпровідникового матеріалу.

При лавинному пробії зворотний струм у р-п переході різко зростає, однак напруга не може упасти нижче пробивної, тому зростання струму супроводжується незначним збільшенням напруги.

У результаті експериментальних досліджень одержали, що на початковій ділянці лавинного пробію, який характеризується переходом від горизонтальної ділянки до вертикальної на зворотній вольт-амперній характеристиці (див. рис. 2.15, б), виникають імпульси струму з постійною амплітудою і з різною тривалістю і шпаруватістю. Вони називаються лавинним шумом. На початковому етапі лавинного пробію зворотний струм утворений цими імпульсами. Область локалізації струму в зворотно зміщеному р-п переході називається мікроплазмою, а сам процес – мікроплазмовим пробієм. Лавинний мікроплазмовий пробій спочатку настає в тих місцях р-п переходу, де існують дефекти кристалічних ґраток, зокрема на дислокаціях. Виникнення локального лавинного пробію супроводжується випромінюванням видимого світла в окремих точках на поверхні р-п переходу.

Тунельний пробій. При товщині об'ємного заряду р-п переходу, меншого довжини вільного пробігу, носії заряду не встигають за час свого прольоту нагромадити енергію, достатню для іонізації атомів напівпровідника. У цьому випадку можливий тунельний пробій. Тунелювання носіїв заряду через потенційний бар'єр відбувається без втрати енергії, причому енергія носіїв менша висоти потенціального бар'єра і по обидва боки бар'єра є рівні з однаковим значенням енергії. Щільність тунельного струму пропорційна коефіцієнту тунельного проходження носіїв заряду через потенційний бар'єр. Імовірність проходження носіїв через бар'єр буде тим більша, чим він вужчий і чим менша висота потенціального бар'єра. Таким чином, для оцінки тунельного струму необхідно одержати залежність коефіцієнта тунельного проходження носіїв  $D$  від зворотної напруги і параметрів р-п переходу. Відповідно до законів квантової механіки коефіцієнт для прямокутного потенціального бар'єра [6]

$$D = D_0 e^{-D_1 a \sqrt{E_\phi}}, \quad (2.165)$$

де  $D_0, D_1$  - постійні,  $E_\phi, a$  - відповідно висота і ширина потенціального бар'єра.

Розглянемо механізм протікання тунельного струму (рис.2.17). При досить великих зворотних напругах ( $U_{звор} \gg \phi_k$ ) дно зони провідності p-області опустилося набагато нижче валентної зони p-області, тому електрони з валентної зони p-області тунельним способом переходять через потенціальний бар'єр p-n переходу на незайняті енергетичні рівні в зоні провідності n-напівпровідника. Ширина потенціального бар'єра, який необхідно подолати електрону з валентної зони,

$$a = d \frac{E_\phi}{qU_{звор}} = \frac{E_\phi}{qE_n}, \quad (2.166)$$

де  $E_n$  - напруженість електричного поля в p-n переході.

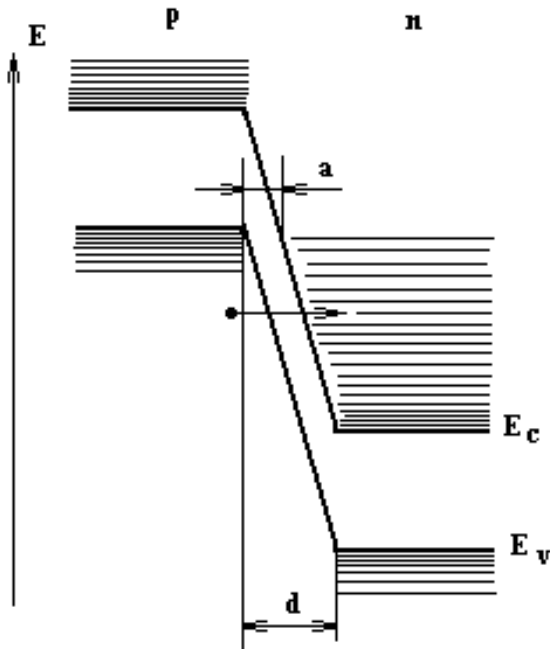


Рис.2.17. Енергетична діаграма p-n переходу при тунельному пробі

З врахуванням (2.151) і (2.166) вираз (2.165) приймає вигляд

$$D = e^{-\frac{D_2 E_\phi^{3/2}}{U_{звор}^{1/2}}}, \quad (2.167)$$

де

$$D_2 = \frac{D_1}{q^{3/2}} \left[ 2\epsilon\epsilon_0 \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \right]^{1/2}. \quad (2.168)$$

Згідно з (2.167) тунельний пробій настає в р-п переходах із сильно легованими р- і п- областями. Вираз (2.167) дозволяє якісно оцінити залежність тунельного струму від концентрації домішок, напруги і висоти потенціального бар'єра. Кількісна оцінка не буде точна через те, що потенціальний бар'єр не має прямокутної форми (див. рис.2.1, д). Для практичних розрахунків пробивних напруг р-п переходів використовуються емпіричні формули [3, 18]:

для германію

$$U_{np} = 99\rho_n + 48\rho_p, \quad (2.169)$$

для кремнію

$$U_{np} = 39\rho_n + 8\rho_p, \quad (2.170)$$

де  $\rho_{n,p}$  питомий опір п- і р- областей р-п переходу, Ом-см.

## 2.17. Вплив властивостей поверхні на значення зворотного струму і напруги пробою

На поверхні напівпровідника існують локальні електронні стани, що визначають електричні властивості поверхні. Причини появи поверхневих електронних станів можна розділити на три типи:

- 1) порушення періодичності потенціалу ґратки кристала внаслідок його обриву на поверхні. Вперше цей випадок розглянув І.Е.Тамм [16]. Він показав, що порушення періодичності приводить до появи локальних енергетичних рівнів - поверхневих електронних станів;
- 2) наявність некомпенсованих валентних зв'язків для поверхневих атомів (рівні Шоклі) [16];
- 3) відхилення потенціалу від періодичності в поверхні, викликане адсорбованими молекулами чи атомами і поверхневими дислокаціями.

Заповнення поверхневих енергетичних рівнів електронами чи звільнення рівнів від них приводить до появи поверхневих зарядів, що створюють електричне поле. Розглянемо вплив поверхневих зарядів на вольт-амперну характеристику несиметричного ( $p_p \gg n_n$ ) р-п переходу. При утворенні на поверхні позитивного заряду (рис.2.18, а) відбувається витягування електронів з п-області до поверхні. Збільшення концентрації електронів у поверхні сприяє зменшенню ширини шару об'ємного заряду  $x_n$  в п-області (див. рис.2.18, а - штрихова лінія).

Зміною величини  $x_p$  нехтуємо, тому що  $x_p \ll x_n$ . Таким чином, наявність позитивного поверхневого заряду викликає зменшення ширини р-п переходу на поверхні і зниження напруги пробую. Вольт-амперна характеристика при зворотній напрузі на переході має такий же вигляд, як і для лавинного чи тунельного пробую, але з меншими значеннями напруги пробую.

При нагромадженні від'ємного заряду на поверхні (рис.2.18, б) відбувається відштовхування електронів n-області від поверхні, що приводить до розширення ширини р-п переходу. Зворотний струм при цьому трохи зростає за рахунок збільшення генераційної компоненти струму біля поверхні. Напруга пробую залишається незмінною.

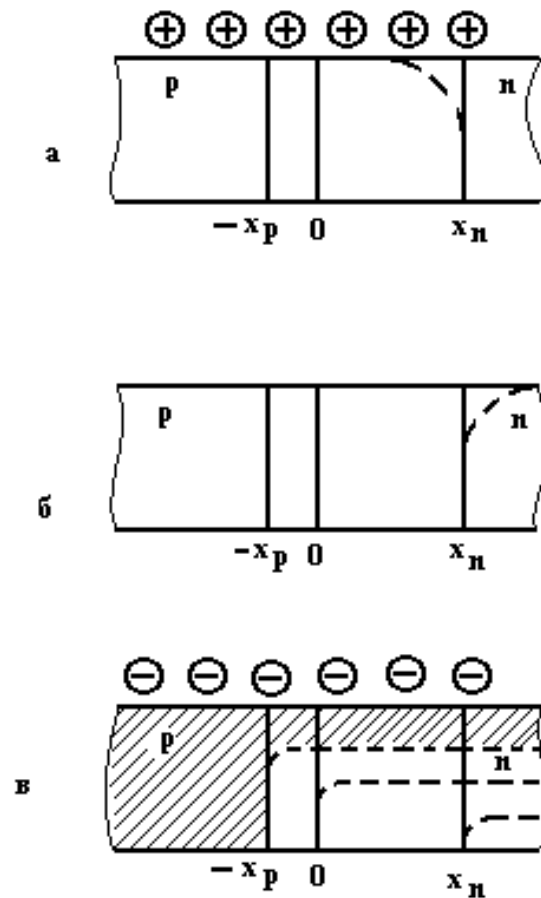


Рис.2.18. Вплив поверхневих зарядів на шар об'ємного заряду р-п переходу [3]

При великій щільності нагромадження від'ємного заряду на поверхні (рис.2.18, в) і малої концентрації електронів у n-області відбувається компенсація від'ємного поверхневого заряду позитивним зарядом дірок р-області. Внаслідок цього відбувається заміна n-типу провідності напівпровідника на поверхні р-типом. Інверсний р-шар називають каналом поверхневої провідності. Поява каналу, з'єднаного з р-областю, викликає збільшення площі р-п переходу і зворотного струму. Зі збільшенням зворотної

напруги відбувається збільшення довжини каналу, що у свою чергу, приводить до зростання площі р-n переходу і струму насичення. Утворення каналу не створює впливу на напругу пробою р-n переходу.

### Контрольні питання

1. Чому виникає різниця потенціалів при контакті двох напівпровідників?
2. Яким чином товщина області об'ємного заряду р-n переходу залежить від концентрації домішкових атомів?
3. Чому електричне поле проникає глибше в напівпровідник з меншою концентрацією домішкових атомів, чим у напівпровідник з більшою концентрацією?
4. Поясніть фізичну природу утворення бар'єрної ємності.
5. Якими технологічними шляхами можна змінювати значення бар'єрної ємності?
6. Як визначається умова квазінейтральності в р-n переході?
7. Напишіть рівняння переносу і поясніть фізичний механізм утворення його доданків.
8. Поясніть з фізичної точки зору розв'язок рівняння переносу для дірок і електронів.
9. Які фізичні розуміння лежать в основі зроблених допущень при виведенні вольт-амперної характеристики р-n переходу із широкою базою при малому рівні інжекції?
10. Поясніть хід прямої і зворотної гілок вольт-амперної характеристики р-n переходу.
11. З яких складових утворений струм насичення р-n переходу?
12. Поясніть поняття малого і великого рівнів інжекції.
13. Як видозмінює високий рівень інжекції вольт-амперну характеристику р-n переходу?
14. У чому складається відмінність вольт-амперних характеристик р-n переходів з вузькою і широкою базою?
15. Як впливають процеси генерації і рекомбінації в області об'ємного заряду на пряму і зворотну гілки вольт-амперної характеристики р-n переходу?
16. Поясніть фізичну природу виникнення дифузійної ємності р-n переходу.
17. Чому дифузійна ємність не одержала такого широкого використання на практиці, як бар'єрна ємність?
18. Які фізичні розуміння лежать в основі одержання еквівалентної схеми р-n переходу?
19. У чому принципова відмінність гетеропереходів від звичайних р-n переходів?



20. Як можна пояснити розриви в зоні провідності і валентній зоні в гетеропереходах?
21. В чому переваги р-і-n структур перед р-n переходами?
22. Поясніть фізичний механізм роботи непрямої контактів.
23. Які відмінності спостерігаються в процесі розсіювання неосновних носіїв заряду при переключенні діода з прямого стану в зворотний і при відключенні напруги?
24. Поясніть механізм теплового, тунельного і лавинного пробію р-n переходу. У чому їхня подібність і в чому розходження?
25. Як впливають поверхневі заряди на значення зворотного струму і напруги пробію р-n переходу?

## ГЛАВА 3

### НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

З погляду теорії електричних ланцюгів, р-п перехід - це двополюсник, що виконує функції випрямлення струму, стабілізації напруги, множення частоти, виступає в ролі реактивних елементів і т.д. Розмаїтість функцій, виконуваних р-п переходом, залежить від ступеня легування р- і n- областей, геометричної форми самого переходу, прикладених напруг, способу включення в електричний ланцюг.

#### 3.1. Випрямні діоди

Випрямні діоди являють собою площинні р-п переходи, виготовлені методом дифузії чи сплавки. Вони повинні мати дуже малий опір у пропусковому і дуже великий опір у зворотному напрямку. Вольт-амперна характеристика реального діода описується виразом

$$I = I_{нас} \left( e^{\frac{qU}{ckT}} - 1 \right), \quad (3.1)$$

де значення коефіцієнта  $c$  змінюється від 1 до 2.

На підставі (3.1) визначаються прямі і зворотні опори в статичному (постійний струм) і динамічному (малий змінний сигнал) режимах. Таким чином, для прямих опорів можна записати

$$R_{np.cm} = \frac{U_{np}}{I_{np}} = \frac{U_{np}}{I_{нас}} e^{\frac{qU_{np}}{ckT}}, \quad (3.2)$$

$$R_{np.дин} = \frac{dU_{np}}{dI_{np}} = \frac{ckT}{qI_{np}}. \quad (3.3)$$

Зворотні опори:

$$R_{зв.cm} = \frac{U_{зв}}{I_{зв}} = \frac{U_{зв}}{I_{нас}}, \quad (3.4)$$

$$R_{зв.дин} = \frac{dU_{зв}}{dI_{зв}} = \frac{ckT}{qI_{нас}} e^{\frac{q|U_{зв}|}{kT}}. \quad (3.5)$$

Коефіцієнт випрямлення на постійному струмі визначається відношенням

$$\frac{R_{зв.cm}}{R_{np.cm}} = \frac{U_{зв}}{I_{np}} e^{\frac{qU_{np}}{ckT}}, \quad (3.6)$$

а на змінному струмі –

$$\frac{R_{зв.дін}}{R_{пр.дін}} = \frac{I_{пр}}{I_{нас}} e^{\frac{q|U_{зв}|}{kT}} . \quad (3.7)$$

Інша важлива характеристика - частотна, визначальний діапазон частот, у якому значення випрямленого струму не падає нижче заданого. Випрямні діоди мають великі значення дифузійної і бар'єрної ємностей, тому на високих частотах вони не працюють, оскільки велика частина випрямленого струму протікає через ці ємності. За значенням випрямленого струму діоди поділяються на малопотужні ( $I_{пр} < 0,3$  А), середньої ( $0,3$  А  $< I_{пр} < 10$  А) і великої потужності ( $I_{пр} > 10$  А).

Великі значення прямого струму забезпечують р-п переходи з великою площею, а великі зворотні напруги досягаються використанням в якості базового матеріалу напівпровідників з великим питомим опором.

Випрямні діоди виготовляються з кремнію і германію. Кремнієві діоди забезпечують більш високі зворотні напруги і робочі температури (-60 ... +125 °С) в порівнянні з германієвими діодами (-60 ... +85 °С). Це пояснюється тим, що кремній має більш високий власний питомий опір ( $\rho_i = 10^5$  Ом·см) і більш широку заборонену зону (1,12 еВ) у порівнянні з германієм ( $\rho_i = 50$  Ом·см і  $E_z = 0,72$  еВ). Зате германієві діоди вигідніше використовувати при низьких напругах, тому що вони при цьому забезпечують малі струми випрямлення, а отже, і меншу потужність розсіювання. Час переключення з відкритого стану в закритий для малопотужних діодів складає 50 нс, а для потужних - 500 нс. Випрямні діоди розсіюють великі теплові потужності, тому розміри їхніх корпусів і виводів значно більші інших типів діодів.

## 3.2. Стабілітрони

Стабілітрони являють собою напівпровідникові діоди, що стабілізують напругу. Для цих цілей використовується ділянка зворотної гілки вольт-амперної характеристики, на якій напруга практично не залежить від струму. Така ділянка забезпечується різними механізмами пробою р-п переходу (див. підрозділ 2.16).

Технологія виготовлення і конструкції стабілітронів такі ж, як і випрямних діодів. Вихідним матеріалом слугує кремній, тому що він забезпечує кращий тепловий режим і знижує імовірність теплового пробою в порівнянні з германієм. Стабілітрони характеризуються такими параметрами:

$U_{\text{стаб}}$  - напруга стабілізації,  $I_{\text{мін стаб}}$  - мінімальний струм, з якого починається стабілізація напруги,  $R_{\text{дин}} = dU/dI$  - динамічний опір,  $R_{\text{стат}} = U/I$  - статичний опір,  $Q = R_{\text{дин}}/R_{\text{стат}}$  - коефіцієнт якості,  $\text{ТКН} = (1/U_{\text{стаб}})(dU_{\text{стаб}}/dT)$  - температурний коефіцієнт напруги стабілізації.

Напруга пробою регулюється ступенем легування базової області стабілітрона: чим вища ступінь легування, тим при менших напругах починається лавинний пробій, тим менша напруга стабілізації: її значення змінюється від 3 до 200 В.

У стабілітронах з напругою стабілізації більш 8 В переважає лавинний механізм пробою. У цьому випадку підвищення температури викликає збільшення зворотного струму і напруги пробою. Це пояснюється тим, що зростання температури зменшує довжину вільного пробігу носіїв заряду, отже, до р-п переходу необхідно прикласти більшу напругу, щоб на меншому шляху вільного пробігу носії заряду одержали кінетичну енергію, необхідну для іонізації атомів напівпровідника (рис.3.1).

У стабілітронах з напругою стабілізації меншою 8 В ширина р-п переходу досить мала, тому крім лавинного механізму починає діяти тунельний механізм. При цьому підвищення температури сприяє зменшенню напруги пробою внаслідок зменшення ширини забороненої зони, що забезпечує велику імовірність тунелювання носіїв заряду.

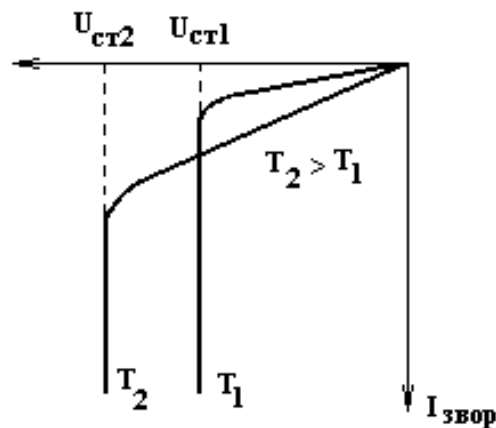


Рис.3.1. Вольт-амперна характеристика стабілітрона при різних температурах

Розглянемо роботу схеми стабілізації (рис.3.2). Збільшення вхідної напруги  $U_{\text{вх}}$ , що розподіляється між опором  $R$  і діодом, викликає зростання струму, що проходить через діод. Після того як значення струму діода перевищить мінімальне значення струму стабілізації, виникає лавинний пробій у діоді і напруга на ньому залишається незмінною. Подальше збільшення вхідної напруги приводить до її зростання тільки на опорі  $R$ , при

цьому на навантажувальному опорі напруга не змінюється. Кращим режимом стабілізації відповідає мінімальне значення коефіцієнта якості.

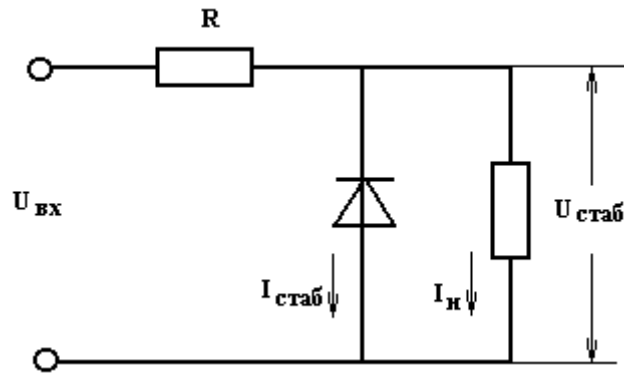


Рис.3.2. Схема стабілізації напруги

### 3.3. Імпульсні діоди

Імпульсними діодами називаються напівпровідникові діоди, що мають малі значення часу переключення ( $< 1$  мкс) і працюють в імпульсних режимах. Звичайно імпульсні діоди працюють при великих прямих струмах, що відповідає високому рівню інжекції. Їхні параметри визначаються перехідними процесами, розглянутими в підрозділі 2.15. При переключенні діода з прямого напрямку на зворотний в початковий момент часу через діод протікає великий зворотний струм, що значно перевищує струм насичення. Це явище пов'язане з нагромадженням інжекттованих носіїв заряду в базовій області діода. З часом накопичені носії заряду зникають у результаті рекомбінації і відходу їх з бази через р-п перехід, після чого зворотний струм стає рівним струму насичення (рис.3.3, а).

Проміжок часу, протягом якого зворотний опір напівпровідникового діода відновлюється до постійного значення після переключення з прямого напрямку на зворотний, називається часом відновлення зворотного опору ( $t_{від}$ ).

При подачі імпульсу струму в прямому напрямку через діод у початковий момент часу спостерігається стрибок напруги (рис.3.3, б), що пояснюється великим значенням об'ємного опору бази, якщо не змінюється доти, поки в ній не відбудеться нагромадження інжекттованих носіїв заряду, після чого опір бази різко зменшиться. Інтервал часу, протягом якого прямий опір напівпровідникового діода встановлюється до постійного значення після швидкого включення діода в прямому напрямку, називається часом установлення прямої напруги діода  $t_{уст}$ .

Загальна вимога до параметрів  $t_{від}$  і  $t_{уст}$  - як найменше їхнє значення. Час відновлення зворотного опору діода  $t_{від}$  залежить від дифузійної ємності, що у свою чергу, пропорційна часу життя неосновних носіїв, тому

для зменшення  $t_{від}$  необхідно зменшувати час життя неосновних носіїв у базі діода. Для діодів із широкою базою це можливо шляхом легування напівпровідника домішковими атомами золота, що мають великі перетини захоплення. Для діодів з вузькою базою, у яких переважають процеси рекомбінації неосновних носіїв заряду в базовій області і на омичному контакті до неї, дифузійна ємність визначається шириною бази. Тому в вузькобазових діодах значення  $t_{від}$  трохи менше, ніж у діодах із широкою базою.

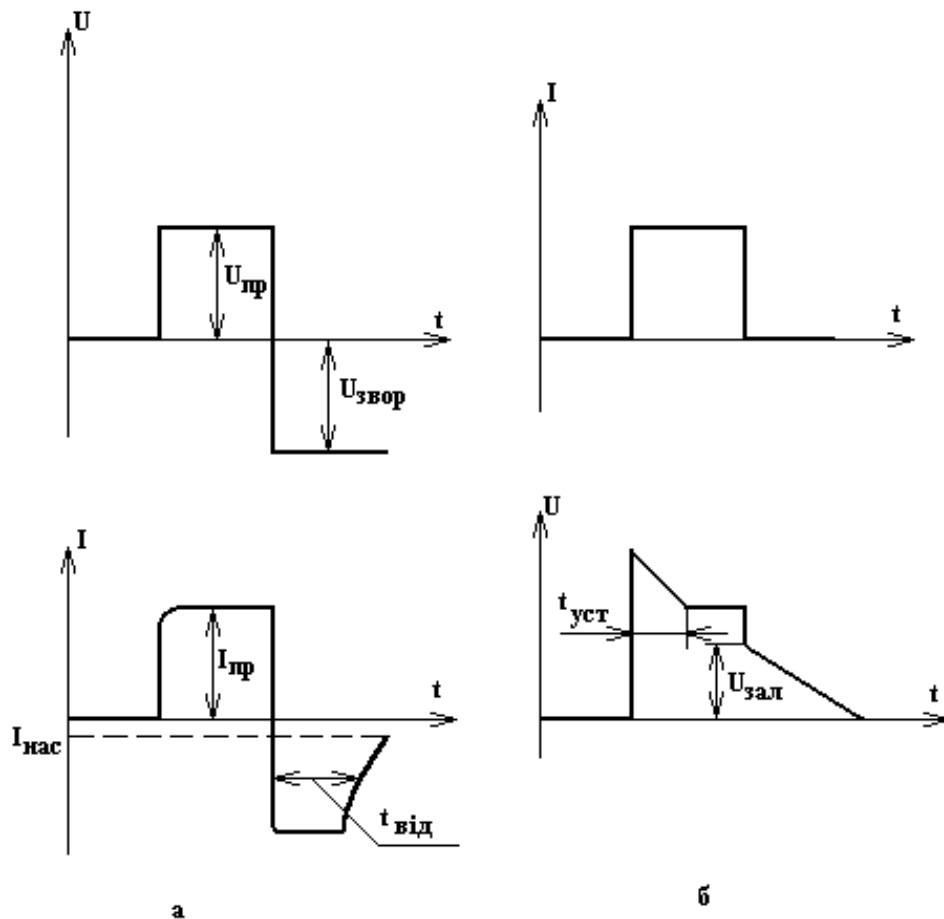


Рис.3.3. Часова діаграма струмів і напруг імпульсного діода під час роботи його в схемах з генератором напруги (а) і з генератором струму (б) [12]

Бар'ерна ємність також впливає на імпульсні властивості діодів, тому що викид зворотного струму при переключенні діода пов'язаний з перезарядженням бар'ерної ємності. Таким чином, поліпшення характеристик імпульсних діодів залежить від зменшення як бар'ерної, так і дифузійної ємностей, що в конструктивному плані зобов'язує зменшувати площу р-п переходу.

Розвиток технології напівпровідникових приладів починався з технології точкових діодів, це відноситься і до імпульсних діодів. Їхня конструкція являє собою кристал германію n-типу, до якого притискається вольфрамо-

ва голка з домішками індію чи алюмінію. При пропусканні імпульсів струму великої потужності через контакт невелика область напівпровідника під голкою сильно розігрівається, у результаті чого утвориться шар напівпровідника з дірковим типом провідності. Напівсферичний р-п перехід має радіус порядку 20 мкм.

До переваг точкових імпульсних діодів варто віднести невеликі значення бар'єрних ємностей через малі площі р-п переходів і незначні інтервали часу відновлення зворотного опору, які обумовлені малим значенням часу життя неосновних носіїв.

Недоліки полягають у великому значенні опору базової області, що приводить до збільшення прямої напруги в діоді. Використання сучасної планарно-епітаксійної технології виготовлення площинних діодів дозволяє уникнути недоліків точкових діодів. При цій технології легко регулювати геометричні розміри р-п переходів, що визначаються розмірами вікон у шарі оксиду кремнію, через які дифундують домішки.

Вихідними матеріалами для виготовлення імпульсних діодів є германій, кремній і арсенід галію. Електричні режими і зовнішні умови роботи діодів визначають вибір їхнього напівпровідникового матеріалу. Імпульсні діоди знайшли широке застосування як елементи комутування як в обчислювальній техніці, так і в інших областях радіоелектроніки.

### 3.4. Надвисокочастотні діоди

Надвисокочастотними напівпровідниковими діодами (НВЧ діодами) називаються діоди, що дозволяють перетворювати електричні сигнали в області частот  $>300$  МГц. Спочатку основними функціями НВЧ діодів були функції змішування і детектування сигналів на основі точкових діодів. Однак у наш час створені нові типи НВЧ діодів, що не тільки виконують функції змішувальних і детекторних діодів, але і вирішують задачі підсилення і генерації НВЧ сигналів, множення частоти, модуляції, фазової інверсії, обмеження амплітуди сигналів і т.д.

Розглянемо роботу змішувального діода. Він призначений для перетворення високочастотних сигналів у сигнали проміжної частоти в результаті нелінійності його вольт-амперної характеристики. Основний параметр змішувальних діодів, що характеризує ефективність перетворення високочастотних вхідних сигналів у сигнали проміжної частоти, - параметр втрат перетворення змішувального діода  $L_{нрм}$ . Він визначається відношенням потужності НВЧ сигналу на вході змішувального пристрою до потужності сигналу в навантаженні змішувального діода в робочому режимі [12]:

$$L_{нрм} = 10 \lg \frac{P_{НВЧ}}{P_{ВНХ}} . \quad (3.8)$$

Інший важливий параметр змішувальних діодів - коефіцієнт шуму, що характеризується відношенням потужності шумів на виході в тій її частині, що викликана тепловими шумами джерела сигналу [12]:

$$F = \frac{(P_{сиг} / P_{ш})_{вх}}{(P_{сиг} / P_{ш})_{вих}} . \quad (3.9)$$

Один з допоміжних параметрів - випрямлений струм  $I_{вин}$ , що представляє собою постійну складову струму у вихідному ланцюзі змішувального діода. Цей параметр дозволяє контролювати справність роботи змішувального діода і гетеродина приймача. До типу допоміжних параметрів також відноситься коефіцієнт стоячої хвилі за напругою  $K_{CTU}$ , що характеризує ступінь узгодження НВЧ тракту зі змішувальним пристроєм.

Напівпровідникові матеріали НВЧ діодів повинні мати велику ширину забороненої зони, малий час життя неосновних носіїв заряду, велику рухомість основних носіїв заряду, що при заданій концентрації домішок дозволяє одержати менший питомий опір. Цим вимогам у більшості випадків відповідає арсенід галію.

До класу НВЧ діодів відносяться детекторні діоди, що детектують електричні сигнали. Процес детектування являє собою виділення складової низької частоти з модульованих за амплітудою НВЧ сигналів за рахунок випрямних властивостей діода.

Один з основних параметрів детекторних НВЧ діодів - чутливість до струму  $\beta_i$ , що визначається відношенням збільшення випрямленого струму при заданому навантаженні у вихідному ланцюзі до потужності НВЧ сигналу, поданої на вхід детекторного пристрою. Чутливість до струму залежить від вибору робочої точки на вольт-амперній характеристиці діода, тобто вона визначається значенням прямого струму зсуву. Найбільша чутливість по струму відповідає прямим струмам зсуву порядку декількох десятків мікроампер.

Узагальненим параметром змішувального діода, що характеризує властивості діода і наступного за ним підсилювача, є коефіцієнт якості детекторного діода [12]

$$K_d = \frac{\beta_i r_d}{\sqrt{n_{ш} r_{диф} + r_{ш}}} , \quad (3.10)$$

де  $r_{диф}$  - диференціальний опір діода при визначеному позитивному зсуві,  $n_{ш}$  - шумове відношення НВЧ діода,  $r_{ш}$  - еквівалентний шумовий опір підсилювача, що при розрахунках приймається рівним 1 кОм.

Кращий коефіцієнт якості мають планарно-епітаксійні детекторні



НВЧ діоди на основі арсеніду галію.

Перемикальні діоди - різновид НВЧ діодів. Вони керують рівнем надвисокочастотної потужності. Принцип їхньої роботи оснований на істотній відмінності повного опору НВЧ сигналу при прямому постійному струмі і при зворотній постійній напрузі на діоді. Таким чином, НВЧ тракт, на вході якого підключений перемикальний діод, буде пропускати чи не пропускати НВЧ сигнал.

Виходячи з принципу їхньої роботи, можна сформулювати основні вимоги, поставлені до перемикальних діодів:

- по-перше, у режимі проходження НВЧ сигналу на них повинна розсіюватися мінімальна потужність, а в режимі запирання взагалі не пропускати ніякої потужності;
- по-друге, вони повинні мати мале значення власної ємності і велику швидкість переключення;
- по-третє, мати великі припустиму потужність розсіювання і пробивну напругу.

Ефективність перемикального діода характеризується поняттям критичної частоти [12]

$$F_{кр} = \frac{1}{2\pi C_{стр} \sqrt{r_{np} r_{зв}}}, \quad (3.11)$$

де  $C_{стр}$  - ємність структури,  $r_{np}$  - активна складова повного опору діода,  $r_{зв}$  - опір діода при зворотній напрузі.

Великі пробивні напруги перемикальних діодів вимагають використання р-п переходів з великими площами, що викликає великі значення бар'єрної ємності. Компромісне рішення дозволяють одержати р-і-п діоди. Вони мають значно меншу бар'єрну ємність у порівнянні зі звичайними р-п переходами, до того ж вони в слабкому ступені залежать від зміни напруги, що приводить до мінімальних додаткових спотворень НВЧ сигналу. Перемикальні діоди на основі р-і-п структур мають пробивні напруги порядку декількох сотень вольт, причому максимально припустима потужність розсіювання в безперервному режимі складає 20 Вт. Їхній недолік - значна інерційність, яка пов'язана з розсмоктуванням електронів і дірок з і- області при переключенні діода з прямого напрямку на зворотний, тому що товщина і-шару має кінцеві розміри (десятки мікрометрів), а дрейфові швидкості носіїв заряду обмежені. Зменшити інерційність процесів переключення можна на основі використання властивостей контактів метал-напівпровідник, однак при цьому на кілька порядків знижується рівень переключення НВЧ потужності.

### 3.5. Діоди з нагромадженням заряду

Діоди з нагромадженням заряду створюються таким чином, щоб у них у базовій області відбувалося нагромадження носіїв заряду при прямій полярності постійної прикладеної напруги. Такі умови можна створити при виготовленні діода методом дифузії акцепторної домішки у напівпровіднику n-типу (рис.3.4, а). Концентрація акцепторної домішки, яка дифундує в глиб напівпровідника n-типу, зменшується за законом

$$N_a = N_{A0} e^{-2x\sqrt{Dt}} , \quad (3.12)$$

де  $N_{A0}$  - концентрація акцепторної домішки на поверхні,  $D$  - коефіцієнт дифузії,  $t$  - час дифузії.

У дифузійному p-n переході на відміну від сплавного спостерігається плавний розподіл домішок. Концентрація електронів у базовій області ( $n = N_d - N_a$ ) буде зростати у міру видалення їх від границі p-n переходу. Таким чином, у базовій області дифузійного діода створюється градієнт концентрації електронів, що приводить до їхньої дифузії з місць з більшою концентрацією в місця з меншою концентрацією. У результаті створюється електричне поле, що перешкоджає подальшій дифузії електронів (рис.3.4, б).

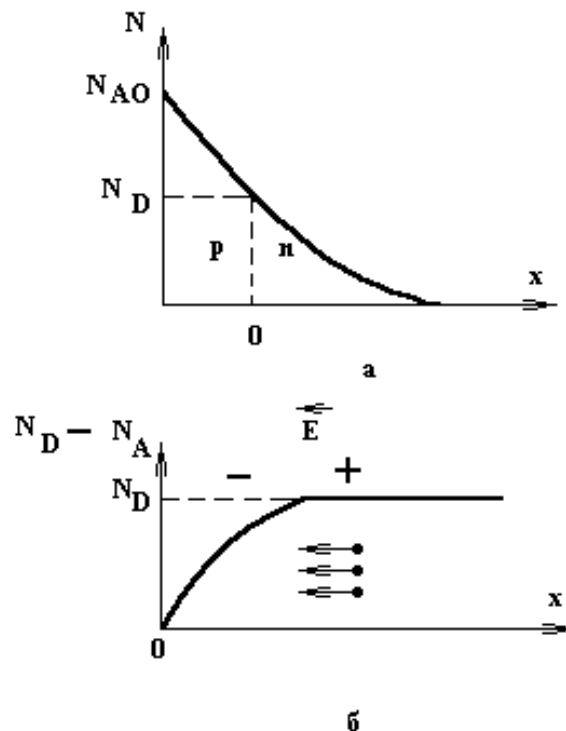


Рис.3.4. Розподіл домішок у напівпровіднику в процесі дифузії (а) і механізм утворення електричного поля (б)

В остаточному підсумку можна сказати, що плавний розподіл домішок у базовій області дифузійного діода сприяє виникненню електричного поля в ній. При інжекції дірок у базу електричне поле перешкоджає їхній дифузії всередину від р-п переходу, відбувається їхнє нагромадження біля нього. При переключенні діода з прямого напрямку в зворотний, дірки швидко розсмоктуються, тому що вони знаходилися поблизу переходу й електричне поле прискорює їхній рух через границю р-п переходу. Тому імпульс зворотного струму при переключенні діода має майже прямокутну форму. Ці властивості діодів з нагромадженням заряду широко використовуються в пристроях радіоелектроніки для формування імпульсів з дуже крутим фронтом.

### 3.6. Діоди Шотткі

Діод Шотткі являє собою контакт напівпровідника з металом, причому метал і напівпровідник мають різні значення роботи виходу електронів. Діод названий на честь німецького фізика В. Шотткі, що вперше розглянув фізичний механізм випрямлення на контактах метал-напівпровідник. Такі контакти одержують методом напилювання металу на напівпровідник, зокрема, алюмінію на кремній.

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються у контакті метал-напівпровідник без прикладення зовнішньої напруги, на прикладі його енергетичної діаграми (рис.3.5, а). Оскільки термодинамічна робота виходу електронів з напівпровідника менша, ніж термодинамічна робота виходу електронів з металу ( $A_{\text{п}} < A_{\text{м}}$ ), у початковий момент часу щільність струму електронів з напівпровідника буде більша щільності струму електронів з металу. Це приводить до того, що приконтактна область напівпровідника заряджається позитивно, а метал - негативно. Між позитивним і негативним зарядами утвориться електричне поле, що гальмує потік електронів з напівпровідника і прискорює потік електронів з металу. Внаслідок цього протилежні потоки електронів врівноважуються і сумарна щільність струму електронів через контакт дорівнює нулю. Система приходить у стан термодинамічної рівноваги в результаті обміну електронами, що відповідає збігу рівнів Фермі в металі і напівпровіднику. Електричне поле, що виникло в цьому випадку, практично не проникає в метал і глибоко проникає у напівпровідник, що обумовлено великим розходженням концентрацій власних електронів у металі і напівпровіднику. Електричне поле в приконтактній області напівпровідника змінює енергію і концентрацію електронів. Його дія на енергію електронів напівпровідника виражається у скривленні їхніх енергетичних рівнів у валентній зоні і зоні провідності, що пояснює утворення контактної різниці потенціалів  $\varphi_k$ .

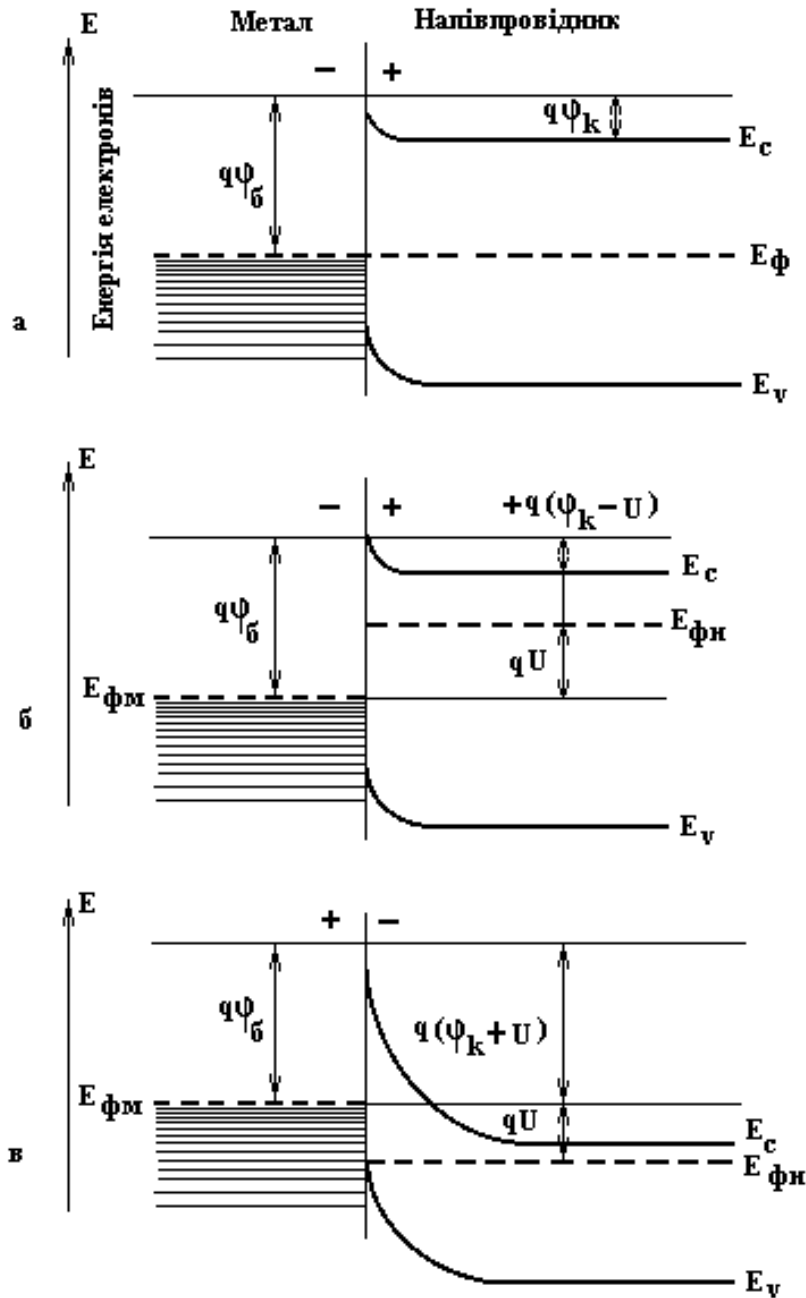


Рис.3.5. Енергетична діаграма контакту метал-напівпровідник без прикладення напруги (а), при прямому (б) і зворотному режимах роботи (в)

Між рівнем Фермі в металі й енергією дна зони провідності напівпровідника на границі розділу метал-напівпровідник виникає потенціальний бар'єр  $\varphi_{\delta}$ , висота якого

$$q\varphi_{\delta} = A_M - \chi_{II} , \quad (3.13)$$

де  $\chi_{II}$  - робота виходу електронів напівпровідника з енергетичного рівня, обумовленого дном зони провідності.

Цей бар'єр перешкоджає переходу електронів з металу в напівпровід-

ник. Однак за умови, коли енергія електронів металу буде перевищувати енергію  $q\phi_0$ , електрони подолають бар'єр і перейдуть у напівпровідник. Аналогічний процес відбувається і з електронами напівпровідника: вони залишають напівпровідник і перейдуть у метал у тому випадку, якщо їхня енергія буде перевищувати  $q\phi_k$ .

Розглянемо випадок прямого режиму роботи, коли напівпровідник підключений до негативного полюса джерела постійної напруги, а метал - до позитивного (рис.3.5, б). Оскільки вся зовнішня напруга  $U$  падає на високоомному шару напівпровідника, висота потенціального бар'єра з боку металу і щільність струму електронів з металу не залежать від  $U$  і залишаються такими ж, як і у випадку, коли зовнішня напруга дорівнює нулю. Щільність струму термоелектронної емісії електронів з металу в напівпровідник [4,6]

$$j_M = AT^2 e^{-\frac{q\phi_0}{kT}}, \quad (3.14)$$

де  $A = 4\pi qk^2 m^* / h^3$  - постійна Річардсона.

Щільність струму електронів з напівпровідника різко зростає, тому що для них висота потенціального бар'єра зменшилася на величину  $qU$ , тому

$$j_{II} = AT^2 e^{-\frac{q(\phi_0 - U)}{kT}}. \quad (3.15)$$

Загальна щільність струму через контакт визначається різницею ( $j_{II} - j_M$ ), отже,

$$j = j_{нас} \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (3.16)$$

де

$$j_{нас} = AT^2 e^{-\frac{q\phi_0}{kT}}. \quad (3.17)$$

У випадку зворотного режиму роботи зовнішня напруга викликає підвищення висоти потенціального бар'єра для електронів напівпровідника (рис.3.5, в). Електрони, що переходять з металу в напівпровідник, як і раніше переборюють ту ж висоту потенціального бар'єра і їхня кількість відповідає випадку з нульовою напругою. Кількість електронів, що переходять з напівпровідника в метал, вкрай мала і пропорційна  $e^{-qU/kT}$  в порівнянні з випадком для нульової напруги. Результируючу щільність струму ви-

значають електрони, що переходять з металу в напівпровідник. Щільність струму залежить від  $\varphi_0$  і не залежить від прикладеної напруги. Однак при зворотному режимі роботи і сильно легованому напівпровіднику можливий тунельний механізм проходження електронів з металу в напівпровідник, тому зворотний струм буде збільшуватися зі збільшенням напруги.

Рівняння (3.16) описує ідеальну вольт-амперну характеристику контакту метал-напівпровідник. Для реальних діодів Шоттки існують різні відхилення від (3.16). Це пов'язано з тим, що на поверхні напівпровідника є енергетичні рівні, які розташовані в забороненій зоні на відстані  $\sim 2/3E_g$  від дна зони провідності. На цих рівнях існує поверхневий заряд, що створює свій потенціальний бар'єр без металу, що послабляє дію потенціального бар'єра самого металу. Для практичних цілей використовують залежність

$$j = j_{нас} \left( e^{\frac{qU}{ckT}} - 1 \right), \quad (3.18)$$

де  $j_{нас}$  і постійна  $c$  визначаються експериментально. Звичайно значення  $c$  лежить у межах 1...2.

При зворотному режимі роботи контакту метал-напівпровідник струм, що проходить через таку структуру дуже малий, тому що приконтатна область напівпровідника збіднена носіями заряду і її опір дуже великий. У цьому випадку така структура являє собою конденсатор, ємність якого залежить від прикладеної напруги і визначається таким чином:

$$C = S \left[ \frac{q\epsilon\epsilon_0 N_d}{2(\varphi_k + U)} \right]^{1/2}. \quad (3.19)$$

Формула (3.19) справедлива у випадку постійної концентрації домішки в напівпровіднику, якщо концентрація домішки змінюється, то (3.19) вже не можна використовувати для визначення залежності ємності від напруги. У цьому випадку необхідно розв'язувати рівняння Пуассона з урахуванням реального розподілу домішки в збідненому шарі напівпровідника.

У діодах Шоттки не відбувається нагромадження носіїв заряду в приконтатній області напівпровідника, що різко підвищує їхню швидкість в порівнянні з р-п переходами. Час відновлення зворотного опору діодів Шоттки приблизно складає  $10^{-12}$  с. Контакт напівпровідника з металом можна використовувати не тільки як випрямний, але і як омичний. У цьому випадку робота виходу, електронів для металу і напівпровідника повинна бути однаковою, що забезпечує малий опір контакту як при прямому, так і при зворотному режимах роботи.

### 3.7. Варикапи

Варикап - це спеціально сконструйований діод, що реалізує ємність, керовану напругою. Для цих цілей використовується бар'єрна ємність, тому що дифузійна ємність має низьку добротність. Бар'єрна ємність, як показано в підрозділі 2.3, у загальному випадку визначається:

$$C = AS \left[ \frac{1}{\varphi_k + U} \right]^n, \quad (3.20)$$

де  $A$  - постійна величина;  $S$  - площа р-п переходу,  $n$  - приймає значення, рівне 1/2 для різких р-п переходів і 1/3 - для плавних.

Варикап характеризується такими параметрами:

- $C_{\max}$  - максимальне значення ємності при заданій мінімальній напрузі зсуву;
- $C_{\min}$  - мінімальне значення ємності при максимальній напрузі зсуву;
- $K_C$  - коефіцієнт перекриття, що характеризує відношення максимального значення ємності до мінімального;
- $Q$  - добротність, обумовлена відношенням реактивної складової до активного повного опору еквівалентної схеми варикапа;
- ТКЄ, ТКД - температурний коефіцієнт відповідно ємності і добротності.

Коефіцієнти ТКЄ і ТКД характеризуються відносною зміною ємності і добротності при зміні температури навколишнього середовища на 1 °С при заданій напрузі зсуву.

Еквівалентна схема варикапа отримана на основі еквівалентної схеми р-п переходу (див. рис.2.9). Тому що варикап працює при зворотному зсуві, дифузійна ємність не враховується, паралельне з'єднання опорів  $r_y$  і  $r_d$  позначено  $r_n$ , тоді повний опір варикапа [3, 4]

$$Z = r_o + \frac{r_n}{1 + \omega^2 C^2 r_n^2} - i \frac{\omega C r_n^2}{1 + \omega^2 C^2 r_n^2}. \quad (3.21)$$

На підставі (3.21) знаходимо добротність:

$$Q = \frac{\omega C r_n}{r_o r_n \omega^2 C^2 + r_o + r_n}. \quad (3.22)$$

З (3.22) випливає, що в області низьких частот, коли  $(\omega C)^2 \ll 1/r_0 r_n$ , при  $r_0 \ll r_n$   $Q \sim \omega C_n$ , а області високих частот при  $(\omega C)^2 \gg 1/r_0 r_n$ ,  $Q \sim 1/\omega C r_0$ . Як показують теоретичні й експериментальні дослідження [4], спостерігається максимум добротності при зміні частоти, переміщення якого по осі частот керується зворотною напругою на варикапі.

Зміна струмів витоку по поверхні варикапа сприяє погіршенню добротності і стабільності його роботи на низьких частотах. З підвищенням частоти все в більшому ступені позначається негативний вплив опору бази  $r_0$  на добротність. Знизити величину  $r_0$  можна за рахунок зменшення або товщини бази, або питомого опору базового матеріалу. Однак зменшення товщини бази обмежується розмірами шару об'ємного заряду, а зниження питомого опору викликає зменшення напруги пробую і коефіцієнта перекриття. Компромісне рішення визначає вибір базового матеріалу з мінімальним питомим опором, що забезпечує необхідну напругу пробую. Діоди Шотткі дозволяють одержати значно менші значення і більш різку залежність ємності від напруги в порівнянні з р-п переходами. Високочастотні варикапи виготовляються на основі арсеніду галію, що забезпечує більш високу рухомість електронів. Для виготовлення низькочастотних варикапів використовується кремній.

Варикапи застосовуються для електронного перестроювання частоти коливальних контурів, а також для параметричного підсилення і генерації НВЧ сигналів.

### 3.8. Тунельні діоди

Тунельні діоди - напівпровідникові прилади, принцип роботи яких оснований на тунельному механізмі проходження носіїв заряду через потенціальний бар'єр р-п переходу, р- і п- області якого сильно леговані ( $N_a = N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Як показано в підрозділі 1.9, у сильно легованих напівпровідниках, що одержали назву вироджених, рівень Фермі лежить на  $5kT$  нижче стелі валентної зони для р- напівпровідників і на  $5kT$  вище дна зони провідності для п- напівпровідників. Імовірність тунельного проходження потенціального бар'єра носіями заряду збільшується зі зменшенням його ширини, тому для створення тунельних діодів використовуються р-п переходи з вузьким шаром об'ємного заряду і сильним легуванням р- і п- областей.

Принцип роботи тунельного діода без прикладення зовнішньої напруги полягає в наступному (рис.3.6, а). Електрони з зони провідності напівпровідника п- типу тунельним способом переходять на вільні енергетичні рівні у валентній зоні напівпровідника р- типу. Аналогічна картина спостерігається і для електронів валентної зони р- напівпровідника, що тунелюють



на вільні енергетичні рівні зони провідності n- напівпровідника. У зв'язку з відсутністю зовнішньої напруги зустрічні потоки електронів рівні між собою і сумарний струм через р-n перехід дорівнює нулю.

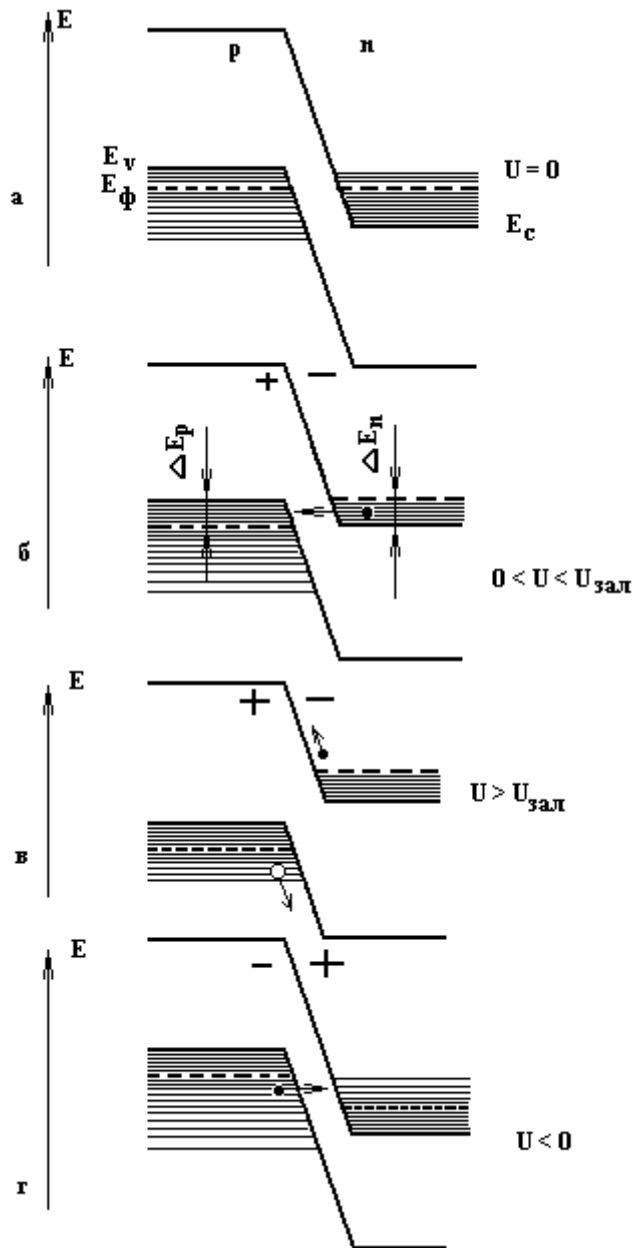


Рис.3.6. Енергетична діаграма тунельного діода без напруги (а), при прямому (б, в) і при зворотному режимах роботи (г)

При подачі на р-n перехід напруги прямої полярності (рис.3.6, б) зона провідності n- напівпровідника зміщується вгору відносно валентної зони р- напівпровідника, що відповідає розміщенню заповнених рівнів зони провідності n- області напроти вільних рівнів валентної зони р- області. Це сприяє збільшенню імовірності тунельних переходів електронів з n- області в р- область і зменшенню імовірності переходів електронів у зворотному напрямку. Тому струм через р-n перехід утворюють електрони, що перехо-

дять з n- області в р- область. Зі збільшенням прикладеної напруги зростає тунельний струм, який досягає свого максимального значення  $I_{\max}$  (рис.3.7), що відповідає випадку, коли заповнена частина зони провідності розташовується напроти незаповненої частини валентної зони.

Подальше збільшення напруги ( $U_{\max} < U < U_{\text{зал}}$ ) викликає зменшення взаємного перекриття цих частин зон, що приводить до зменшення тунельного струму до нульового значення (рис.3.6, в). Таким напругам відповідає звичайний дифузійний чи рекомбінаційний струм через перехід (див. рис.3.7 - штрихова лінія з початку координат). При напругах  $U_{\text{зал}}$  струм збільшується за рахунок експонентного росту дифузійної складової струму р-n переходу.

При зворотній полярності напруги на р-n переході (рис.3.6, г) тунельний струм зростає зі збільшенням напруги, тому що все більша частина електронів валентної зони р- області тунельним шляхом переходить у зону провідності n- області.

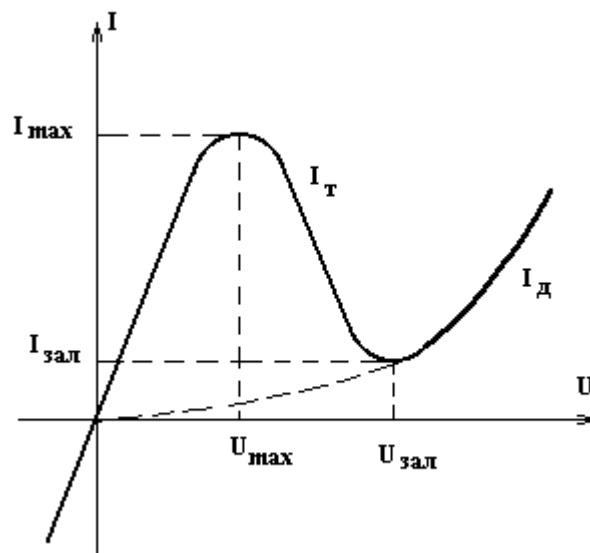


Рис.3.7. Вольт-амперна характеристика тунельного діода

На прямій гілці вольт-амперної характеристики тунельного діода спостерігається ділянка диференційного від'ємного опору, на якій збільшенню напруги відповідає зменшення струму. Це пояснюється наявністю зворотного позитивного зв'язку за напругою в діоді: збільшення напруги викликає зменшення кількості тунельних електронів і збільшення опору р-n переходу. Внаслідок зростання опору р-n переходу все більша частина зовнішньої напруги буде падати на ньому, що викликає подальший ріст опору.

Тепер перейдемо до розгляду виведення вольт-амперної характеристики тунельного діода. Щільність струму електронів  $dj_{np}$ , що мають енергію

в інтервалі  $dE$  і тунелюють з  $n$ - області в  $p$ - область, можна знайти, використовуючи метод визначення рухливих носіїв заряду в зоні провідності і валентній зоні (див. підрозділ 1.4). Для цього необхідно знати число вакансій у  $p$ - області, кількість електронів, що їх заповнюють, та імовірність тунелювання. Число електронів, що тунелюють з  $n$ - області, визначається добутком функції Фермі  $f_n(E)$  на щільність квантових станів у цій області  $g_n(E)$ , а число вакансій у  $p$ - області – як  $g_p(E)[1 - f_p(E)]$ . Отже, можна записати

$$dj_{n-p} = AP_{np}f_n(E)g_n(E)[1 - f_p(E)]g_p(E)dE, \quad (3.23)$$

де  $A$  - постійний коефіцієнт,  $P_{pn}$  - імовірність тунелювання.

Щільність струму електронів з  $p$ - області в  $n$ - область знаходимо аналогічним чином:

$$dj_{p-n} = AP_{pn}f_p(E)g_p(E)[1 - f_n(E)]g_n(E)dE. \quad (3.24)$$

Результуюча щільність струму через  $p$ - $n$  перехід

$$dj = dj_{n-p} - dj_{p-n}. \quad (3.25)$$

Повний струм визначимо інтегруванням (3.25) по енергіях, причому вважаємо рівними імовірності тунелювання електронів  $P_{np} = P_{pn}$ , тоді

$$I = A_1 \int_E [f_n(E) - f_p(E)]g_n(E)g_p(E)dE, \quad (3.26)$$

де постійна  $A_1$  складається з заряду електрона, площі  $p$ - $n$  переходу і постійної  $A$ .

Значення доданків, що входять у підінтегральний вираз (3.26), визначені в підрозділі 1.4. Однак у загальному вигляді такий інтеграл не обчислюється, тому приходиться робити спрощення. Для цього скористаємося розкладанням функції виду  $e^x$  в ряд, у результаті одержимо

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{kT}}} \approx \frac{1}{2} + \frac{E - E_f}{4kT}, \quad (3.27)$$

$$f_p(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_f - E}{kT}}} \approx \frac{1}{2} + \frac{E_f - E}{4kT}. \quad (3.28)$$

Дане розкладення справедливе для не дуже вироджених напівпровідників, коли  $E - E_f < 2kT$ . Для щільності станів скористаємося (1.25) і (1.27), що без врахування постійних мають вигляд

$$g_n(E) \sim (E - E_C)^{1/2}, \quad (3.29)$$

$$g_p(E) \sim (E_V - E)^{1/2}. \quad (3.30)$$

Прикладення зовнішньої напруги зміщує рівень Фермі на величину  $qU$ , тоді

$$f_n(E) = \frac{1}{2} + \frac{E - (E_f + qU)}{kT}, \quad (3.31)$$

$$g_n(E) \sim (E - E_C - qU)^{1/2}. \quad (3.32)$$

Значення функцій  $f_p(E)$  і  $g_p(E)$  в цьому випадку залишаються без змін. Підставляючи (3.28), (3.30), (3.31) і (3.32) у (3.26), одержуємо

$$I = A_2 \int_{E_C + qU}^{E_V} \frac{qU}{4kT} (E - E_C - qU)^{1/2} (E_V - E)^{1/2} dE. \quad (3.33)$$

Проінтегрувавши (3.33), знайдемо залежність тунельного струму від напруги [3]:

$$I = A_3 U (\Delta E_n + \Delta E_p - qU)^2. \quad (3.34)$$

де  $\Delta E_n$  і  $\Delta E_p$  - енергетичні проміжки, що визначають положення рівня Фермі у відповідних зонах (див. рис.3.6, б). Імовірність тунелювання електронів дуже слабо залежить від напруги в інтервалі від нуля до  $U_{\max}$ , тому вона входить у постійну  $A_3$ . На підставі (3.34) визначаємо  $U_{\max}$  при вико-

нанні операції  $\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_{\max}} = 0$ , отже

$$U_{\max} = \frac{1}{3q} (\Delta E_n + \Delta E_p) . \quad (3.35)$$

Експериментальні дослідження підтвердили справедливість (3.35). Еквівалентна схема тунельного діода зображена на рис.3.8.

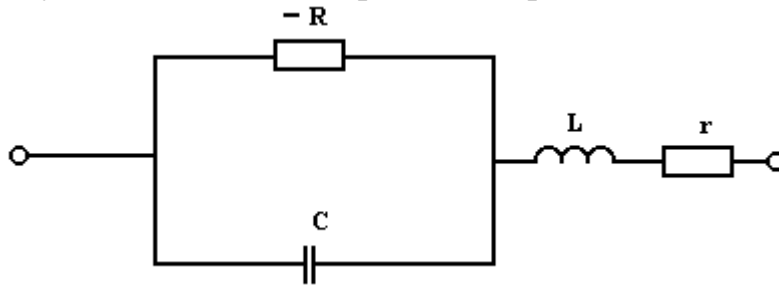


Рис.3.8. Еквівалентна схема тунельного діода

В еквівалентну схему тунельного діода входять зарядна ємність  $C$ , диференційний від'ємний опір  $(-R)$  р-п переходу, опір втрат  $r$ , індуктивності виводів  $L$ . Всі елементи ланцюга практично не залежать від частоти. Впливом дифузійної ємності нехтуємо, тому що швидкість переносу струму в тунельному діоді визначається часом релаксації ( $10^{-12} \dots 10^{-13}$  с), що не обмежує частотні властивості приладу.

Визначимо повний опір діода на підставі еквівалентної схеми [4]:

$$Z = \left( r + \frac{-R}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right) + i \left( \omega L - \frac{\omega C R^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right) . \quad (3.36)$$

Прирівнявши до нуля дійсну частину (3.36), знайдемо граничну частоту:

$$\omega_n^2 = \frac{1}{R^2 C^2} \left( \frac{R}{r} - 1 \right) , \quad (3.37)$$

а резонансну частоту визначимо на підставі рівності нуля уявної складової (3.36):

$$\omega_p^2 = \frac{1}{LC} \left( 1 - \frac{L}{R^2 C} \right) . \quad (3.38)$$

При виконанні умов  $\omega_p > \omega_n$  і  $\omega_n \gg \omega$  ( $\omega$  - кругова робоча частота) тунельний діод працює в області від'ємних опорів. Для збільшення значень  $\omega_p$  необхідно зменшувати величину індуктивності виводів.

Ступінь легування напівпровідника впливає на вольт-амперну характеристику тунельного діода. Наприклад, при зменшенні концентрації домішок у n- області прямий тунельний струм знижується через зменшення кількості електронів у зоні провідності n- напівпровідника. При визначеній концентрації домішки в n- області може відбутися зникнення максимуму на прямій гілці вольт-амперної характеристики (рис.3.9), причому зворотний струм буде досить великим, тому що він визначається тунелюванням електронів з p- області в n- область. У цьому випадку робота діода подібна роботі звичайного діода, але в якого пряма і зворотна гілка помінялися місцями. Такі діоди одержали назву зворотних. У них спостерігається незначне падіння напруги в прямому напрямку і зберігаються високочастотні властивості тунельних діодів. Однак їхній недолік - невеликі значення припустимих зворотних напруг, тому вони знайшли застосування при роботі на малих сигналах у якості детекторних і змішувальних діодів у НВЧ діапазоні.

Тунельні і звернені діоди виготовляються з германію й арсеніду галію через високу рухливість їхніх носіїв заряду в порівнянні з кремнієм, у якого рухливість носіїв заряду різко зменшується з підвищенням ступеня легування.

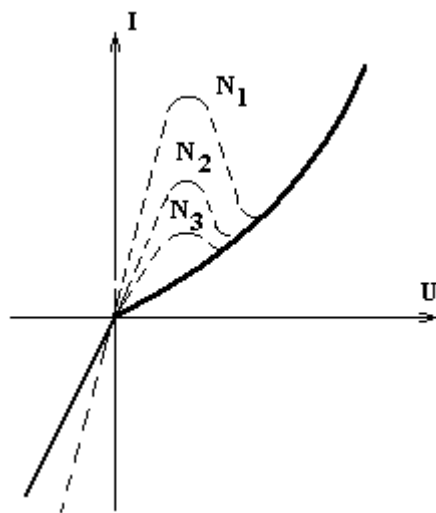


Рис.3.9. Зміна вольт-амперної характеристики тунельного діода при різних концентраціях домішки ( $N_1 > N_2 > N_3$ ) у n- області

Тунельний механізм перенесення струму можливий і в інших конструкціях напівпровідникових приладів, що дозволяють одержувати від'ємний диференційний опір. До них відноситься конструкція контакту сильно легovanого напівпровідника з металом, розділеним шаром діелектрика (рис.3.10,

а). У цій конструкції максимальне значення струму буде відповідати напрузі, при якій рівень Фермі в металі розташований напроти стелі валентної зони в напівпровіднику. Подальше збільшення напруги приводить до зменшення струму внаслідок росту висоти потенціального бар'єра, обумовленого різницею енергій дна зони провідності і рівня, з якого тунелюють електрони. При зворотній напрузі відбувається тунельний перехід електронів з валентної зони напівпровідника в метал, причому струм зростає зі збільшенням напруги, як і в тунельному діоді. Аналогічні процеси тунельного протікання струму спостерігаються в структурі, що складається з двох контактів типу метал-діелектрик-напівпровідник (рис.3.10, б). Вольт-амперна характеристика  $N$ -типу є симетричною як при прямій, так і при зворотній напрузі. Якщо шар діелектрика дуже тонкий, то можливе тунельне проходження носіїв заряду з металу в метал.

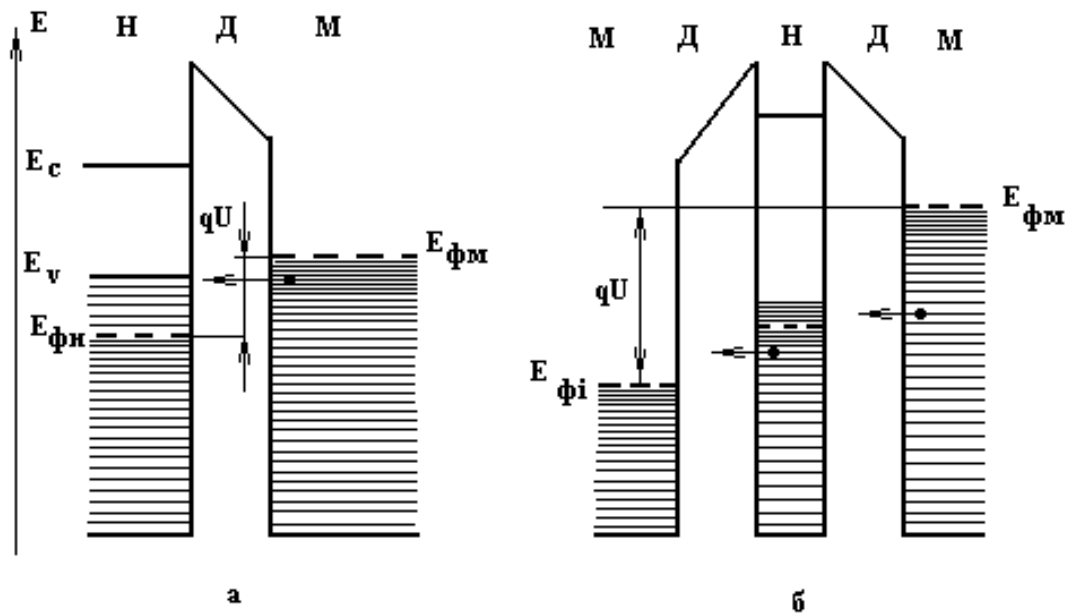


Рис.3.10. Тунельний ефект у структурах: метал – діелектрик – напівпровідник (а), метал – діелектрик – напівпровідник – діелектрик – метал (б) [3]

Тунельні діоди знайшли широке застосування як перемикачі, підсилувачі і генератори надвисокочастотних коливань. При використанні діода як схеми переключення необхідно, щоб навантажувальна пряма перетинала вольт-амперну характеристику в трьох точках, а опір навантаження був більшим від'ємного диференційного опору.

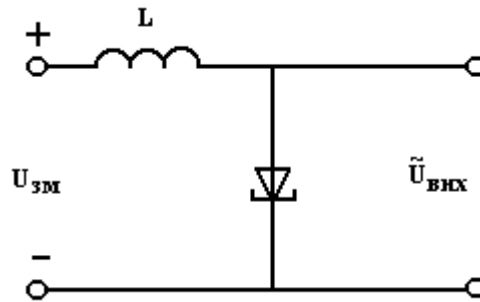


Рис.3.11.Схема генератора на тунельному діоді

Схема генератора НВЧ коливань показана на рис.3.11. Діоди на основі арсеніду галію, використовувані в генераторах, дозволяють одержувати при кращих температурних характеристиках амплітуду змінної напруги, майже в 2 рази більшу в порівнянні з германієвими. Однак германієві тунельні діоди мають менший рівень власних шумів. Характер повного опору тунельного діода - ємнісний, тому при створенні генератора необхідно включати зовнішню індуктивність. Навантажувальний опір повинний бути меншим від'ємного, що відповідає перетинанню вольт-амперної характеристики з навантажувальною прямою в одній точці. В якості навантажувального опору використовується опір втрат діода й індуктивності.

### 3.9. Діоди Ганна

Принцип роботи діодів Ганна оснований на міждолинному переході електронів у зоні провідності арсеніду галію чи фосфіду індію n-типу, що приводить до виникнення НВЧ коливань у цих напівпровідниках при прикладенні постійного електричного поля критичної напруженості. Вперше ці коливання в 1963 р. знайшов американський фізик Ганн. Критична напруженість електричного поля відповідає декільком кіловольтам на сантиметр.

Розглянемо фізичний механізм утворення від'ємного опору в діодах Ганна. Для цих цілей проаналізуємо структуру енергетичних зон арсеніду галію (див. рис.1.5). У зоні провідності існує два енергетичних мінімуми, у яких знаходяться електрони з різною ефективною масою. Електрони, що займають енергетичні рівні, розташовані в центральному мінімумі, мають ефективну масу  $m_1^* = 0,072m_0$ , а в бічному мінімумі -  $m_2^* = 1,2m_0$ . Тут  $m_0$  позначає масу вільного електрона. Таким чином, легкі електрони мають більш високу рухливість  $\mu_1 \approx (5...8) \cdot 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , а важкі - більш низьку  $\mu_2 \approx 10^2 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , тому що рухливість обернено пропорційна ефективній масі електронів. Перехід електронів з центрального мінімуму зони провідності з відносно великою рухливістю в бічні більш високоенергетичні мінімуми з меншими рухливостями називається ефектом міждолинного пе-



реходу електронів. Позначимо енергетичний проміжок між центральним і бічним мінімумами  $\Delta E_C = 0,31$  еВ для арсеніду галію,  $n_1$  і  $n_2$  - концентрація електронів відповідно в нижньому і верхньому мінімумі,  $n_0 = n_1 + n_2$  - концентрація вільних електронів у напівпровіднику.

При малій напруженості електричного поля в напівпровіднику всі електрони знаходяться на енергетичних рівнях, розташованих у центральному мінімумі, щільність струму, що проходить через напівпровідник, у цьому випадку  $j_1 = q\mu_1 n_1 E_n$ . Зі збільшенням напруженості електричного поля стає можливим перехід електронів у бічний мінімум, коли їхня енергія буде більша  $\Delta E_C$ . Напруженість електричного поля, при якій починається перехід електронів у бічний мінімум, називається граничною  $E_{nop}$ . Існує напруженість електричного поля  $E_0$ , при якій всі електрони переходять у бічний мінімум і щільність струму в цьому випадку  $j_2 = q\mu_2 n_2 E_n$ . При виконанні умови  $\mu_1 E_{nop} > \mu_2 E_0$  спостерігається зменшення щільності струму через напівпровідник при збільшенні напруженості електричного поля від  $E_{nop}$  до  $E_0$  (рис.3.12). Це відповідає ділянці від'ємної диференціальної провідності на вольт-амперній характеристиці.

Щільність струму в напівпровіднику

$$j = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E_n . \quad (3.39)$$

Умова виникнення від'ємної провідності в напівпровіднику має вигляд

$$\frac{dj}{dE} < 0 . \quad (3.40)$$

На підставі (3.40) з врахуванням того, що  $\frac{dn_1}{dE} = -\frac{dn_2}{dE}$ ,  $\mu_1 \gg \mu_2$  одержимо [3]

$$\frac{dn_2}{dE} > \frac{n_1}{E_n} . \quad (3.41)$$

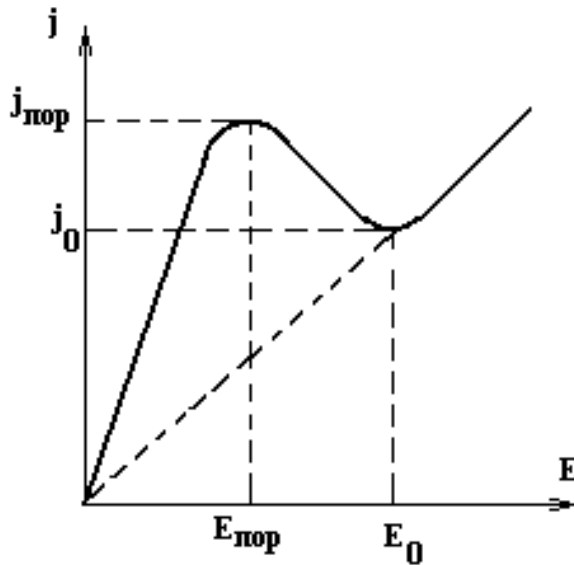


Рис.3.12. Залежність щільності струму від напруженості електричного поля

З фізичної точки зору, (3.41) означає, що інтенсивність переходу електронів з одного мінімуму в інший повинна бути досить великою при незначних змінах напруженості електричного поля. Зміна зовнішньої температури впливає на параметри діода Ганна, тому що температура електронів перевищує температуру кристалічних ґраток напівпровідника.

На підставі моделі міждолинного перенесення можна зробити такі висновки [4]:

- існує визначене граничне значення напруженості електричного поля, при якому виникає ділянка від'ємного диференціального опору;
- граничне значення напруженості електричного поля збільшується з підвищенням температури напівпровідника;
- ділянка від'ємного диференціального опору може бути відсутня, якщо температура напівпровідника досить висока чи енергетичний проміжок  $\Delta E_c$  між мінімумами зони провідності малий.

Режими роботи діодів Ганна визначаються такими факторами:

- концентрацією домішки й однорідністю її розподілу в зразку;
- шириною активної області і властивостями катодного контакту;
- величиною зовнішнього зсуву на приладі і параметрами зовнішнього ланцюга.

У приладах на ефекті міждолинного переходу електронів формуються області з підвищеним значенням напруженості електричного поля, що одержали назву доменів. Процеси їхнього формування і проходження по зразку визначають режим роботи приладу. Тому розглянемо більш докладно процес формування доменів.

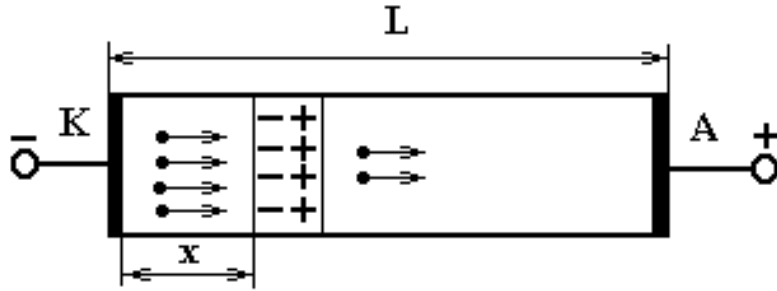


Рис.3.13. Схематична діаграма діода Ганна

Нехай до зразка діода Ганна прикладено зовнішню напругу  $U_{пор} = E_{пор} L$  (рис.3.13). Припустимо, що на відстані  $x$  від катода виникла флуктуація концентрації електронів шириною  $\Delta x$ , в якій електронів менше, ніж у середньому за зразком. Отже, питомий опір цієї частини зразка зростає, падіння напруги на ній збільшується і напруженість електричного поля перевищує  $E_{пор}$ . Це приводить до того, що швидкість електронів у шарі  $\Delta x$  зменшується і його опір додатково збільшується. Це, у свою чергу, сприяє подальшому збільшенню напруженості електричного поля в шарі  $\Delta x$  і його зменшенні в іншій частині зразка. Падіння швидкості електронів в області домену приводить до того, що з боку катода до шару  $\Delta x$  будуть надходити електрони, а з боку анода - відтікати. Це створює на границях шару  $\Delta x$  негативні заряди з боку катода і позитивні з боку анода, що ще в більшому ступені збільшує напруженість поля в домені. Зростання напруженості електричного поля в домені відбувається доти, поки диференціальна рухомість електронів не стане позитивною. Після цього швидкості електронів у домені і поза його областю вирівнюються, подальше нагромадження зарядів на його границях припиниться і домен буде дрейфувати до анода з постійною швидкістю. Графік зміни концентрації електронів і напруженості електричного поля в домені показаний на рис.3.14.

Домен являє собою область напівпровідника, одна сторона якої збагачена електронами і тому має негативний заряд, а інша сторона збіднена електронами і тому має позитивний заряд. Щільність електронів у збагаченому шарі може бути досить великою, якщо знехтувати процесам дифузії електронів в ньому. Щільність позитивного заряду обмежена іонізованими донорами при відході електронів з цієї частини напівпровідника, тому вона не може перевищувати значення  $n_0$ . Ширина домену визначається розмірами області позитивного заряду, тому що вона значно більша області негативного заряду. Збільшення напруженості електричного поля, що перевищує граничне значення, викликає розширення домену, хоча напруженість електричного поля поза доменом і його дрейфова швидкість залишаються незмінними. Графік залежності струму, що протікає через діод, від часу зображений на рис.3.15.

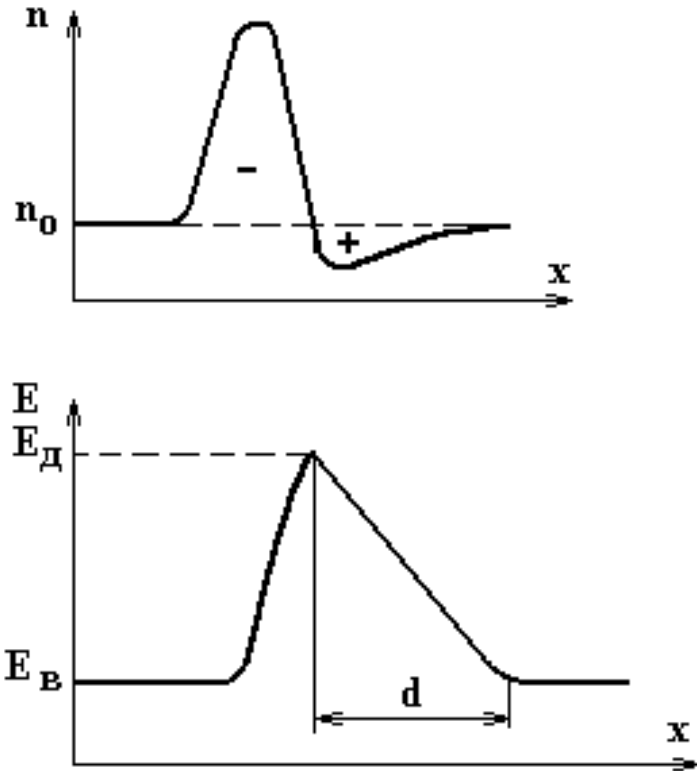


Рис.3.14. Розподіл концентрації електронів і напруженості електричного поля в домені [3]

Звичайно домен утвориться на катоді поблизу високоомного приконтактного шару за проміжок часу, що визначається процесами релаксації ( $t_{rel} = \epsilon\epsilon_0\rho$ ). Після утворення домену щільність струму через діод зменшується, а напруженість електричного поля стає меншою граничної. Це означає, що домен у таких умовах сформуватися не може. За проміжок часу  $T = L/V_0$ , протягом якої домен рухається від катода до анода, щільність струму через діод залишається постійною. Коли домен попадає на анод, він зникає, щільність струму і напруженість електричного поля збільшується до граничних значень і біля катода утвориться новий домен, потім цикл знову повторюється. Для того щоб домен встиг сформуватися, необхідно, щоб час його дрейфу від катода до анода був більшим часу його утворення, тобто  $T = L/V_0 \gg \epsilon\epsilon_0/qn_0\mu_2$ . З цього виразу визначається умова виникнення коливань струму [3]

$$n_0L > V_0\epsilon\epsilon_0/q\mu_2 . \quad (3.42)$$

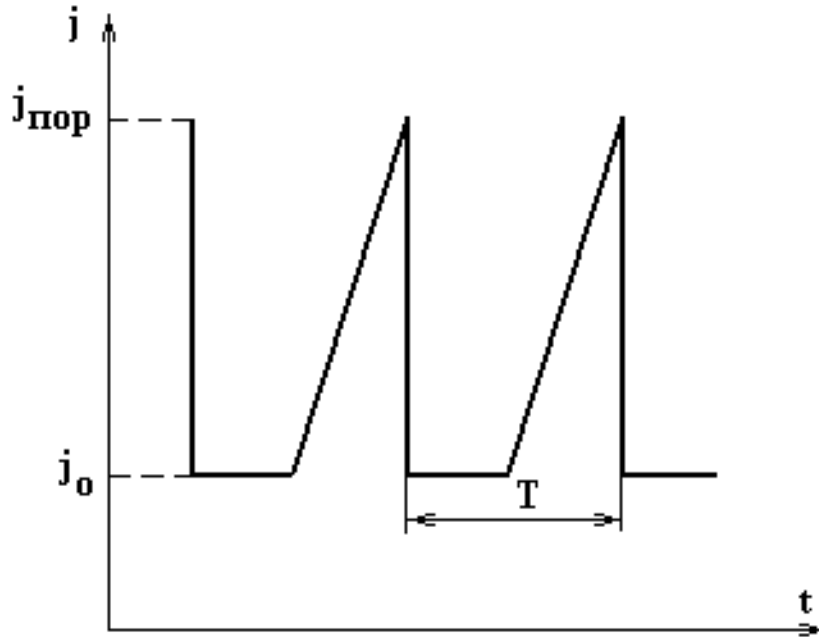


Рис.3.15.Залежність щільності струму діода Ганна від часу [3]

Такий режим роботи діода Ганна одержав назву пролітного. Частота генерації залежить тільки від розмірів довжини напівпровідникового зразка, тому що швидкість руху домену не залежить від зовнішньої напруги і параметрів схеми. Зі зменшенням довжини зразка зростає частота генерації і навпаки. З (3.42) визначаються мінімальні розміри, що дозволяють одержати максимальну частоту генерації. При невиконанні (3.42) у діоді Ганна коливання струму не виникають, тому в цьому випадку він являє собою напівпровідниковий прилад з від'ємним опором і може використовуватися для підсилення надвисокочастотних коливань.

Один з режимів роботи діода Ганна, що набув широкого застосування на практиці, - режим обмеження нагромадження об'ємного заряду (ОНОЗ). У цьому випадку до діода прикладені постійна напруга  $U_1 = E_1 L = (2-3)E_{нор} L$  і змінна напруга такого значення, що протягом визначеної частини періоду напруженість електричного поля в діоді буде менша граничної напруженості поля (рис.3.16). При значеннях  $E > E_{нор}$  біля катода утвориться домен за час тієї частини періоду, коли виконується ця умова. Якщо ж період коливань досить малий, то домен, не встигнувши сформуватися, почне розпадатися під час тієї частини періоду, коли  $E < E_{нор}$ . При утворенні і розпаді домену відбувається зменшення і збільшення струму. Отже, виникають коливання струму, період яких не визначається часом дрейфу домену через зразок, а задається зовнішнім генератором. Такий режим роботи діода Ганна одержав назву режиму обмеженого нагромадження об'ємного заряду. Цей режим можна реалізувати при виконанні таких умов:

1) період коливачь повинний бути в 2-3 рази меншим часу релаксації  $t_{2\text{ рел}}$ , щоб домен не встиг до кінця сформуватися за проміжок часу, коли  $E_n > E_{\text{пор}}$  ( $\mu \approx \mu_1$ ), тобто  $T = 1/f < (2-3)t_{2\text{ рел}} < (2-3)\varepsilon\varepsilon_0 / q\mu_2 n_0$ ;

2) за проміжок часу, коли  $E_n < E_{\text{пор}}$  ( $\mu \approx \mu_1$ ), домен повинний зникнути, що відбувається при  $T \gg t_{1\text{ рел}} = \varepsilon\varepsilon_0 / q\mu_1 n_0$ .

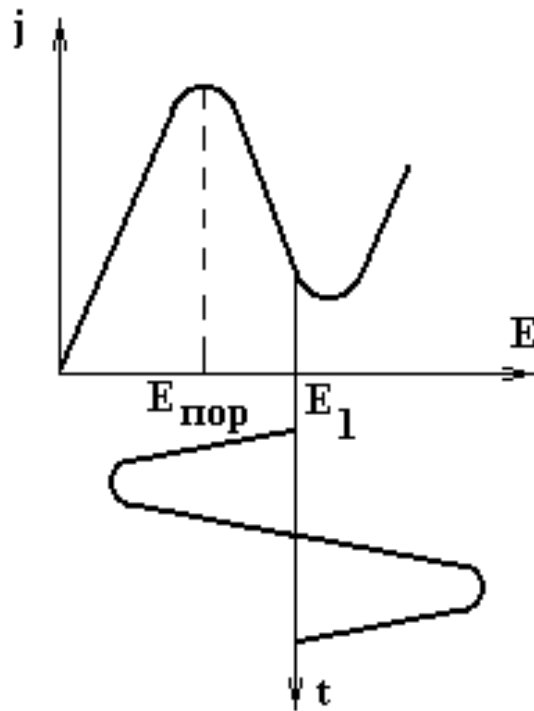


Рис.3.16. Принцип роботи діода Ганна з обмеженням нагромадження заряду [3]

Виходить, що режим обмеження нагромадження заряду забезпечується в діапазоні частот [3]

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q\mu_1} \ll n_0 f < (2-3) \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q\mu_2} . \quad (3.43)$$

Основна перевага такого режиму роботи діода Ганна - можливість роботи на більш високих частотах і незалежність генерованої частоти коливачь від довжини зразка в порівнянні з пролітним режимом. Це дозволяє перебудувувати частоту зовнішнім резонатором і одержувати значно більші потужності коливачь за рахунок збільшення розмірів напівпровідникового зразка.

Теоретичні розрахунки показали, що максимальний ККД приладу з арсеніду галію досягає 30 %, а діода з фосфіду індію – 45%. На практиці такі

високі значення ККД не були отримані, тому що величина постійного зсуву обмежена напругою лавинного пробію і формування домену приводить до неоднорідного розподілі електричного поля в зразку [3, 4]. Процеси передачі електронам енергії електричного поля і їхній перехід з центрального мінімуму в бічний вимагають визначеного інтервалу часу. Тому робочі частоти діодів обмежені зворотними значеннями часу релаксації енергії і часу міждолинного переходу. Оцінка верхньої межі роботи діодів Ганна складає  $\sim 150$  ГГц.

У пристроях на ефекті міждолинного перенесення електронів існують амплітудно-модульовані і частотно-модульовані шуми, що виникають через флуктуацію теплової швидкості електронів. Звичайно амплітудно-модульований шум малий внаслідок малих змін дрейфової швидкості електронів при змінах електричного поля. Варто вказати, що шуми в діодах Ганна значно менші, ніж у лавинно-пролітних діодах.

Діоди Ганна виготовляються з надзвичайно чистих і однорідних напівпровідникових матеріалів з малою концентрацією глибоких донорних рівнів і пасток. Найбільш широке застосування одержали прилади на основі арсеніду галію і фосфіду індію. Омичні контакти створюються за допомогою епітаксійних шарів, які наносяться на  $n^+$ - підкладку методами епітаксії чи з газової і рідкої фаз методом молекулярно-променевої епітаксії. Типова концентрація донорних домішок складає  $10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а геометрична довжина зразків змінюється від десятків до сотень мікрометрів. Завдяки приладам на основі арсеніду галію можна одержати в імпульсному режимі НВЧ потужність до 6 кВт на частоті, близької до 2 ГГц. В безперервному режимі потужність генерації  $\sim 2$  Вт на частоті 10 ГГц.

### 3.10. Лавинно-пролітні діоди

Лавинно-пролітні діоди (ЛПД) являють собою конструкцію напівпровідникових діодів, принцип роботи яких оснований на виникненні від'ємного опору в діапазоні надвисоких частот, що утворюється в результаті лавинного множення носіїв заряду і їхнього прольоту через структуру напівпровідника. Утворення від'ємного опору пов'язано з запізнюванням у часі цих двох процесів, що приводить до фазового зсуву між струмом і напругою. Дійсно, лавина носіїв заряду формується не миттєво, а протягом певного часу, точно так само, як і дрейф лавини носіїв заряду через структуру. Від'ємний опір виникає на тій частоті, коли напівперіод коливальності буде дорівнювати сумі часу утворення лавин носіїв заряду і їхньому дрейфу через прилад.

Процеси утворення від'ємного опору в діодних і транзисторних структурах за рахунок пролітного механізму вперше були розглянуті в 1954 р. Шотткі. У 1959 р. у СРСР група радянських учених під керівництвом

А.С.Тагера створила лавинно-пролітні діоди.

Основні структури лавинно-пролітних діодів, що набули практичного застосування:  $p^+n-i-n^+$  (діод Ріда),  $p^+n-n^+$  (різкий несиметричний  $p-n$  перехід),  $p^+p-n-n^+$  (діод із двома дрейфовими областями),  $p^+n-n_1-n$  (діод із двошаровою базою),  $p^+n-n_1-n_2-n^+$  (діод із тришаровою базою) і  $p-i-n$  діод.

Розглянемо принцип роботи ЛПД на прикладі простої структури  $p^+n-i-n^+$ . При подачі на діод постійної зворотної напруги, трохи меншої напруги лавинного пробою  $U_{проб}$  і малої амплітуди змінного сигналу, носії заряду збільшуються в дуже вузькому  $n$ -шарі біля границі  $p^+n$  переходу і потім дрейфують через  $i$ -область, заповнену шаром об'ємного заряду. Цей процес відбувається в той момент, коли сумарна напруга на діоді буде більша  $U_{проб}$ , а напруженість електричного поля в шарі множення буде перевищувати значення, необхідне для лавинного утворення електронно-діркових пар.

На рис.3.17 показаний розподіл домішок і напруженості електричного поля в структурі типу  $p^+n-i-n^+$ . Електричне поле, що існує в  $n$ - області, сприяє швидкому переходу дірок із шару лавинного множення в  $p^+$ - область, а електрони дрейфують через область об'ємного заряду в  $n^+$ - область. У той момент, коли настає наступний максимум позитивного півперіоду, утвориться нова лавина, що складається з електронів і дірок, причому пакет електронів знову дрейфує в  $n^+$ - область, а дірки миттєво перекидаються в  $p^+$ - область, після чого цикл знову повторюється. Таким чином, струм, що протікає через діод, змінюється з частотою прикладеної змінної напруги і відстає за фазою від нього на час прольоту електронів через область об'ємного заряду.

Розглянемо фізичні процеси обміну енергією між постійним і змінним електричними полями за посередництвом носіїв заряду, що відбуваються в лавинно-пролітному діоді. Коли носії заряду рухаються в напрямку, в якому їх переміщає електричне поле, поле робить роботу над носіями заряду і віддає їм енергію. Якщо носії заряду рухаються в напрямку, протилежному тому, в якому їх прагне переміщати електричне поле, то вони віддають енергію електричному полю. Головний принцип роботи ЛПД полягає в тому, що в них створюються такі умови, при яких постійне поле переміщає носії заряду в напрямку, протилежному тому, в якому їх переміщає змінне поле. Отже, енергія постійного електричного поля за допомогою носіїв заряду поглинається полем змінного струму.



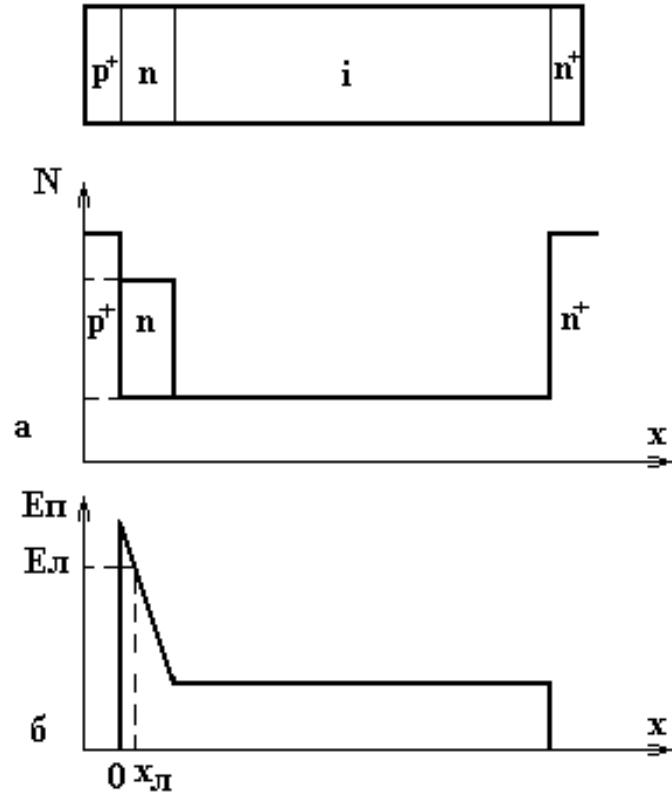


Рис.3.17. Розподіл домішок (а) і напруженості електричного поля (б) у структурі  $p^+-n-i-n^+$

Нехай у момент часу  $t=0$  носії заряду, що у невеликій кількості присутні у вузькій лавинній області, починають збільшуватися і їхнє число росте за експонентою. Коли проходить чверть періоду, розподіл щільності носіїв заряду буде таким, як показано на рис.3.18, а. Як видно, концентрація носіїв заряду в лавинній області зросла і в міру її збільшення все більше електронів надходить в область дрейфу. Протягом цього проміжку часу електрони одержують енергію від змінного поля, що небажано. Ідеальний був би випадок, коли електронів узагалі не було б в області дрейфу, хоча в дійсності в невеликій кількості вони є.

Після додаткової чверті періоду (рис.3.18, б) відбувається подальший ріст струму в лавинній області, саме в цей момент змінне поле спрямоване майже точно проти постійного (електрони повинні віддавати енергію змінному полю), існує велике скупчення носіїв заряду, що готові переміщатися через область об'ємного заряду. Ця лавина носіїв заряду - остаточний результат експонентного росту, що раптово припиняється, тому що напруженість електричного поля в лавинній області стає нижче критичної. Розподіл щільності заряду і напруженості електричного поля ще через чверть періоду показане на рис.3.18, в. У цей момент змінне поле досягає своїх максимальних значень.

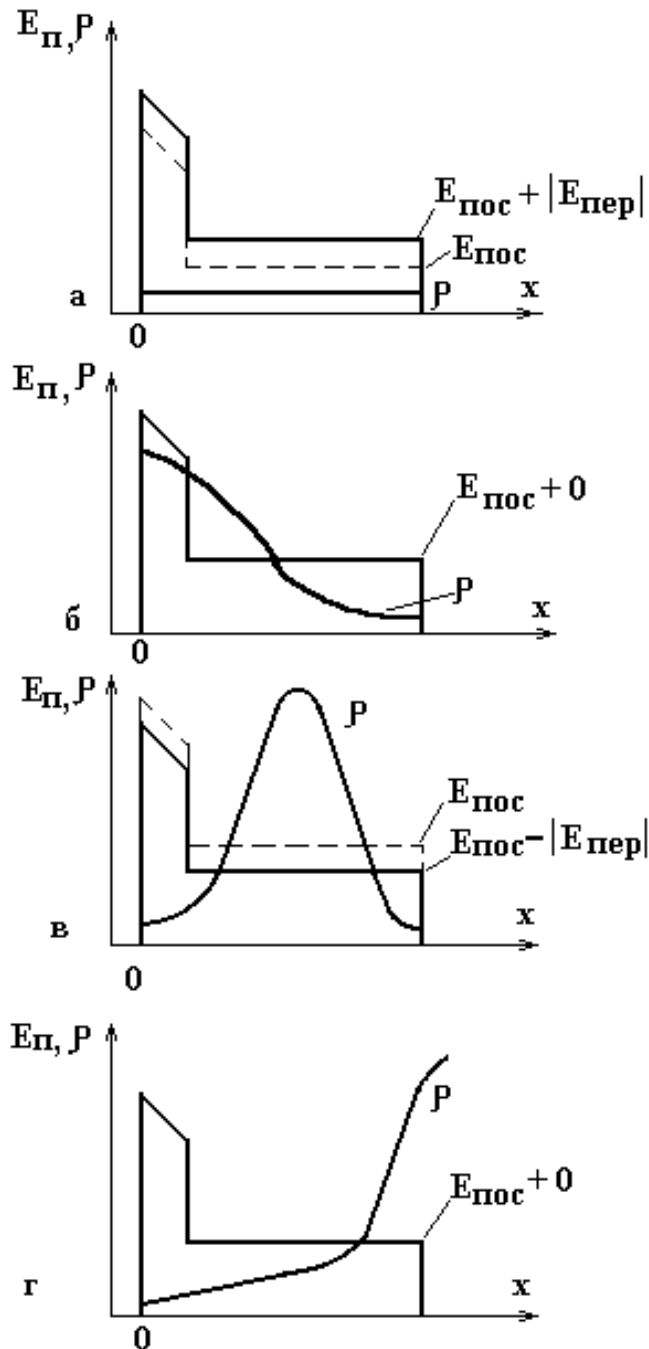


Рис.3.18. Залежність напруженості електричного поля і щільності заряду від координати в різні проміжки часу для структури

Нарешті, коли цілком довершений період, електрони залишають область об'ємного заряду, перш ніж змінне поле почне віддавати їм енергію (рис.3.18, г). Якщо процес лавинного утворення відбувається з запізнюванням, то це дозволяє збільшити значення диференціального від'ємного опору. При запізнюванні, рівному четверті періоду, електрони відразу попадають у змінне поле, що сповільнює, і знаходяться в ньому протягом усього часу прольоту, що дорівнює половині періоду. У цих умовах виникає максимальне значення диференціального від'ємного опору.

Використання диференціального від'ємного опору лавинно-пролітних діодів сприяє створенню підсилювачів і генераторів на надвисоких частотах, тому що час прольоту електронів і дірок через область об'ємного заряду малий. Лавинно-пролітний режим роботи приладу одержав назву ІМРАТТ - режиму (скорочення від англ. Impact Avalanche and Transit Time). Робота ЛПД в області надвисоких частот вимагає малих значень бар'єрних ємностей, що відповідає малим площам р-п переходів.

Стабільність роботи НВЧ генераторів на основі ЛПД залежить від стабільності значень від'ємного опору. З фізичної точки зору, це означає, що швидкість руху носіїв заряду в області дрейфу не повинна залежати від напруженості електричного поля. Виконати цю умову можливо при великій напруженості електричного поля ( $E > E_{нас}$ ), коли швидкість дрейфу перестає залежати від напруженості (рис.3.19). Значення диференціального від'ємного опору в цьому випадку стає незалежним від змін зовнішньої напруги.

У цьому відношенні перспективна  $p^+-n-i-n^+$  структура, в якій тонка n-область є шаром множення, а областю дрейфу служить i- шар. Виконання умови  $E_n > E_i > E_{нас}$  забезпечує сталість швидкості дрейфу. В структурах із двома дрейфовими областями  $p^+-p-n-p^+$  одночасно існує синфазний дрейф електронів у n- області і дрейф дірок у р- області, що дає можливість збільшити потужність таких приладів. Це пов'язано як зі зростанням площі переходу, так і зі збільшенням області об'ємного заряду при збереженні їхнього відношення ( $S/d$ ), що не приводить до збільшення ємності діода.

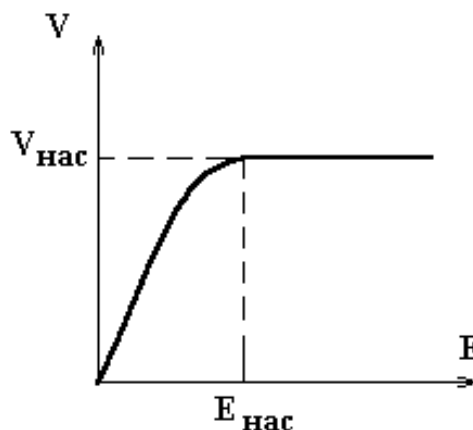


Рис.3.19. Залежність швидкості дрейфу носіїв заряду у напівпровіднику від напруженості електричного поля

Існує ще один режим роботи лавинно-пролітних діодів з “захопленою плазмою”, так званий ТРАПАТТ - режим (скорочення від англ. Trapped Plasma Avalanche Triggered Transit). Такий режим роботи забезпечується при великих струмах, що течуть через прилад. У наступний момент, після подачі на діод напруги, що перевищує пробивну, у вузькій області n- шару

структури  $p^+ - n - n^+$  біля  $p - n$  переходу концентрація електронів і дірок різко зростає за рахунок лавинного множення, а напруженість електричного поля зменшується. Це сприяє перерозподілу напруги між частинами  $n$ - області і дрейфу шару множення по області об'ємного заряду. Фронт хвилі іонізації рухається швидше, ніж електрони в електричному полі, тому  $n$ - область заповнюється електронно-дірковою плазмою швидше, ніж остання іде з неї. В результаті напруга на діоді різко зменшується, що затримує дрейф носіїв заряду з області об'ємного заряду. Отже, у діоді виникає стан, що і одержав назву режиму з "захопленою плазмою". Частота коливань при роботі діода в такому режимі менша, ніж у лавинно-пролітному, тому що швидкість витягування носіїв заряду з області об'ємного заряду значно нижча швидкості насичення, зате амплітуда коливань і ККД збільшуються.

Повний опір діода дорівнює сумі повних опорів області лавинного множення, області дрейфу й опору пасивної області [4]:

$$Z = \frac{(d - x_n)^2}{2S\epsilon\epsilon_0 V_{нас} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right)} + R_n + \frac{i}{\omega C} \left( \frac{1}{\omega_p^2 / \omega^2 - 1} \right), \quad (3.44)$$

де  $d$  - розміри області, що включає області дрейфу і лавинного множення,  $x_n$  - довжина області лавинного множення,  $S$  - площа поперечного перерізу діода,  $C = \epsilon\epsilon_0 S / d$  - ємність шару об'ємного заряду,  $V_{нас}$  - дрейфова швидкість насичення носіїв заряду,  $\omega$  - кругова робоча частота,  $\omega_p$  - резонансна частота діода.

Формула (3.44) справедлива для кутів прольоту носіїв заряду в області дрейфу  $\vartheta_g = \omega(d - x_n) / V_{нас} = \omega\tau_g < \frac{\pi}{4}$  [4]. Перший доданок - активний опір, що стає від'ємним при  $\omega > \omega_p$ . Третій доданок являє собою реактивний опір паралельного резонансного ланцюга, у якому ємність діода зашунтована індуктивністю (рис.3.20). Реактивний опір носить індуктивний характер при  $\omega < \omega_p$  і ємнісний характер при  $\omega > \omega_p$ .

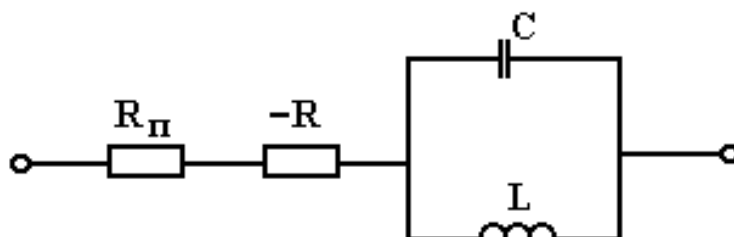


Рис.3.20. Еквівалентна схема лавинно-пролітного діода

Лавинно-пролітні діоди мають високий рівень власних шумів, що значно вищий, ніж в інших НВЧ приладах. Основна причина шумів ЛПД - генерація електронно-діркових пар в області лавинного множення. Найбільш низький рівень шумів мають діоди на основі арсеніду галію (25 дБ) у порівнянні з кремнієвими (40 дБ) і германієвими діодами (30 дБ). Широке використання ЛПД знаходять у генераторах НВЧ коливань у діапазоні 1...100 ГГц. Наприклад, кремнієвий ЛПД, створений методами іонної імплантації, із двома дрейфовими областями в безперервному режимі генерує потужність вищу 1 Вт на частоті 50 ГГц при максимальному ККД 14%.

### 3.11. Шуми діодів

Нижня межа рівня корисних сигналів, що знімаються з напівпровідникового діода, визначається величиною випадкових флуктуацій струму, який протікає через нього, що приводить до появи шумів у напівпровідниковому приладі. Існує кілька механізмів виникнення шумів, найбільш важливі з яких і розглянемо.

Теплові шуми пов'язані з хаотичним тепловим рухом електронів, при якому в кожний момент часу виникають різницеві потоки електронів, що рухаються в протилежних напрямках. Це приводить до невеликих випадкових флуктуацій струму, тобто до шумів. Амплітуда теплових шумів практично не залежить від частоти при підвищенні температури, що дозволило назвати такий шум "білим". Середньоквадратичне значення напруги теплового шуму [3]

$$\bar{U}_T^2 = 4kTR\Delta f, \quad (3.45)$$

де  $R$  - опір напівпровідника,  $\Delta f$  - ширина смуги, у якій вимірюється шум.

Дробові шуми пов'язані з дискретністю процесів проходження носіїв заряду через потенціальний бар'єр. Це викликає флуктуації струму, а отже, і появи шумів. У цьому випадку середньоквадратичне значення напруги дробового шуму [3]

$$\bar{U}_{op}^2 = 2qIR^2\Delta f. \quad (3.46)$$

Як видно з (3.46), дробові шуми ростуть пропорційно струму, що протікає через бар'єр.

Генераційно - рекомбінаційні шуми виникають у результаті випадкових процесів генерації і рекомбінації носіїв заряду в об'ємі напівпровідника, а також захоплення і звільнення їх на глибоких енергетичних рівнях, розташованих у забороненій зоні. Середньоквадратична напруга генера-

ційно - рекомбінаційного шуму для напівпровідника, у якому відсутній потенціальний бар'єр, можна визначити так [3]:

$$\bar{U}_{ep}^2 = \frac{AqI^2U_p}{n_i^2(1 + \omega_{ep}^2\tau^2)}, \quad (3.47)$$

де  $A$  - постійна величина, що залежить від розмірів і деяких інших факторів,  $U_p$  - швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду  $\omega_{ep} = 1/\tau$ ,  $\tau$  - час життя,  $n_i$  - власна концентрація носіїв заряду.

З (3.47) випливає, що генераційно - рекомбінаційні шуми залежать від частоти, причому її граничне значення визначається зворотним значенням часу життя нерівноважних носіїв заряду. У напівпровідникових структурах з потенціальними бар'єрами генераційно - рекомбінаційні шуми додаються з дробовими.

Природа надлишкових шумів цілком не вивчена, хоча їхнє збільшення пов'язане з технологічними недосконаlostями напівпровідникових приладів. Поліпшення технології дозволяє знижувати рівень цих шумів, хоча в будь-якому напівпровідниковому приладі при досить низьких частотах вони є визначальними. Надлишкові шуми описуються виразом  $\bar{U}_{надл}^2 \approx f^{-n}$ , у якому показник степеня  $n$  може відрізнятись від одиниці.

Існують також модуляційні шуми, природа яких пов'язана не з флуктуаціями струму, що приводять до зміни опору структури, а зі зміною температури, величини бар'єра, поверхневого потенціалу й інших макроскопічних характеристик.

Шумові властивості напівпровідникового приладу описуються за допомогою генератора ЕРС чи шуму шумового генератора струму, включеного в еквівалентну схему приладу. Зокрема, в еквівалентній схемі діода джерело теплових шумів - омичні опори базової області, а р-п перехід служить джерелом дробового і надлишкового шумів. При прямому зсуві напівпровідникового діода необхідно враховувати теплові шуми опорів бази і дробових шумів переходу, тому що надлишкові шуми малі в зв'язку з невеликим спаданням напруги на діоді. При зворотному зсуві опір р-п переходу великий, тому необхідно враховувати надлишкові шуми.

### Контрольні питання

1. У чому полягає принципове розходження коефіцієнтів випрямлення на постійному і змінному струмах для випрямних діодів?
2. Чому випрямні діоди, виготовлені з кремнію, забезпечують роботу при більш високих напругах і температурах?

3. Як регулюється напруга стабілізації в стабілітронах?
4. Поясніть фізичний механізм стабілізації напруги.
5. Сутність методів поліпшення параметрів імпульсних діодів.
6. Які вимоги пред'являються до напівпровідникових матеріалів НВЧ діодів?
7. Які параметри повинні мати перемикальні НВЧ діоди?
8. Чому відбувається нагромадження заряду в базовій області спеціально створених для цих цілей діодів?
9. Які фізичні процеси лежать в основі різкого поліпшення перемикальних властивостей діодів з нагромадженням заряду?
10. У чому полягає принципова відмінність у роботі діода Шоттки в порівнянні з р-п переходом?
11. Переваги діодів Шоттки перед звичайними напівпровідниковими діодами.
12. Які фізичні принципи лежать в основі поліпшення параметрів варикапів?
13. Поясніть фізичний механізм роботи тунельного діода на прикладі його енергетичної діаграми.
14. Як виникає диференціальний від'ємний опір у тунельному діоді?
15. При яких умовах тунельний діод починає працювати як звичайний р-п перехід?
16. Поясніть фізичний механізм міждолинного переходу електронів в арсеніді галію.
17. Напишіть умову виникнення від'ємного диференціального опору в діоді Ганна і поясніть його з фізичної точки зору.
18. Як виникають НВЧ коливання струму в діоді Ганна і які умови для цього необхідно виконати?
19. Поясніть роботу діода Ганна в режимі обмеження нагромадження заряду.
20. Якими фізичними процесами обмежене максимальне значення робочої частоти діода Ганна?
21. Поясніть принципи конструкцій напівпровідникових структур лавинно-пролітних діодів.
22. Як відбувається утворення від'ємного диференціального опору в ЛПД?
23. Поясніть фізичні процеси обміну енергією між постійним і змінним електричними полями в лавинно-пролітних діодах.
24. У чому полягає принципова відмінність у режимах роботи ЛПД?
25. Поясніть фізичну природу виникнення шумів у напівпровідникових діодах.

# ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

## РОБОТА №1

### ТОЧКОВІ І ПЛОЩИННІ ДІОДИ

#### 1. Мета і зміст роботи

Дослідити характеристики і параметри точкових і площинних напівпровідникових діодів, вивчити вплив температури навколишнього середовища на їхні властивості.

У роботі експериментально досліджуються точкові і площинні германієві діоди, а також точкові і площинні кремнієві діоди. Знімаються прямі і зворотні характеристики діодів при кімнатній температурі, а також при підвищених температурах. Виміряється опір бази  $r_b$  і диференціальний опір діода в нульовій точці  $r_{b0}$  при ( $U = 0, I = 0$ ). Розраховується величина теплового струму  $I_0$ . Будується графік залежності  $\ln \frac{I}{I_0} = f\left(\frac{U}{\phi_t}\right)$  й аналізуються причини відхилення реальних характеристик від теоретичних.

#### 2. Схеми

На рис. 1 і 2 приведені схеми для зняття прямих і зворотних характеристик напівпровідникових діодів. При вимірюваннях диференціального опору діодів у нульовій точці і вимірюваннях опору бази використовується схема, зображена на рис.3.

Від звукового генератора ЗГ через трансформатор на діод подається невелика змінна напруга. Мілівольтметром виміряються напруга на діоді  $u_1$  і сумарне падіння напруги  $u$  на діоді і відомому опорі  $R_1$ .



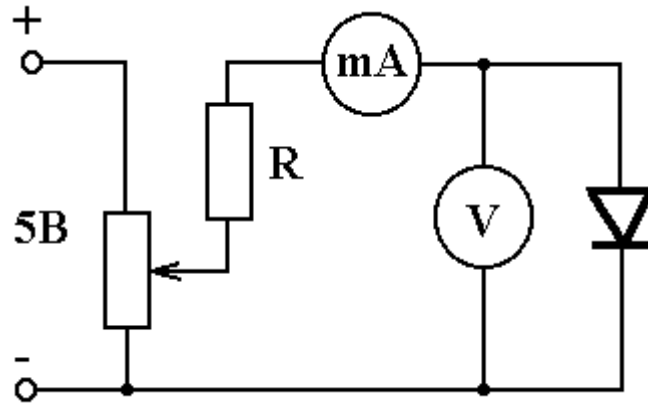


Рис. 1. Схема для зняття прямих характеристик діодів

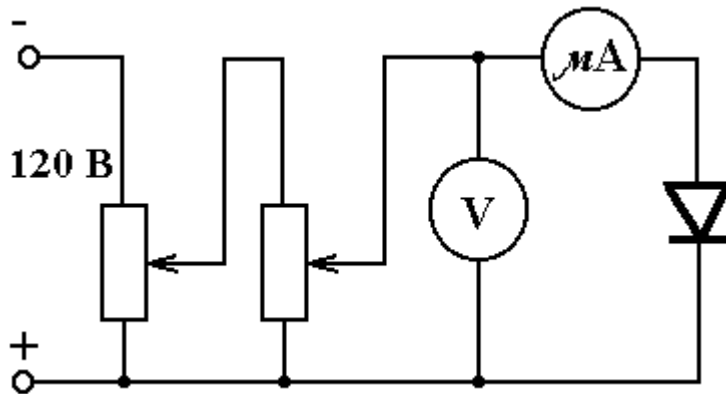


Рис. 2. Схема для зняття зворотних характеристик діодів

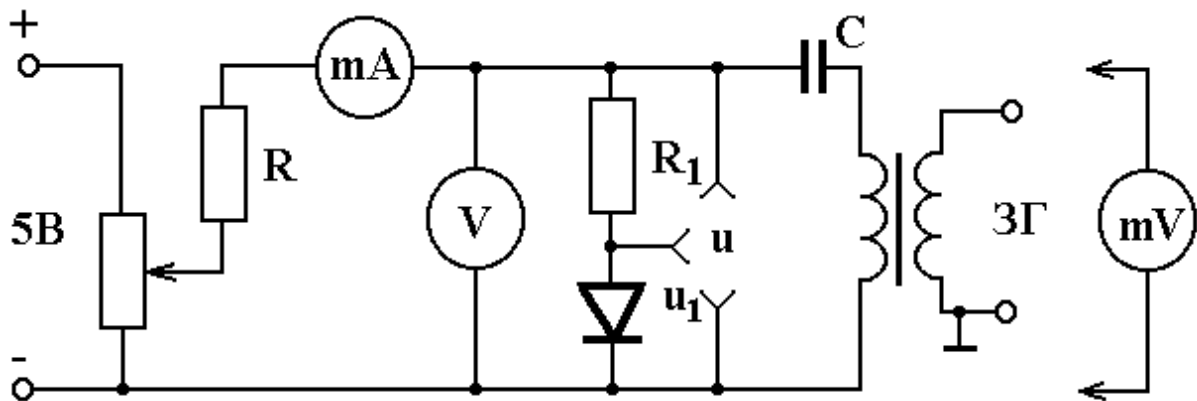


Рис. 3. Схема для вимірювання опору бази і диференціального опору діодів у нульовій точці

За падінням напруги на останньому обчислюється змінний струм через діод. При вивченні впливу температури навколишнього середовища на роботу діодів використовується термостат.

### 3. Завдання

1. Записати паспортні дані всіх досліджуваних діодів, зарисувати схему розташування виводів.
2. Зібрати схему для зняття прямих характеристик діодів (рис.1).
3. Зняти прямі характеристики  $I = f(U)$  діодів при кімнатній температурі, а також при температурах 40 і 60° С (див. нижче, розд.4)
4. Зібрати схему для зняття зворотних характеристик діодів (рис.2).
5. Зняти зворотні характеристики  $I_{зв} = f(U_{зв})$  діодів при кімнатній температурі, а також при температурах 40 і 60° С.
6. Зібрати схему для вимірювання опору бази  $r_b$  і диференціального опору діодів у нульовій точці  $r_{\partial 0}$  (рис. 3).
7. Виміряти при заданому  $I_{np}$  опір бази діодів  $r_b$ .
8. Використовуючи схему на рис. 3, виміряти на змінному струмі диференціальні опори  $r_{\partial 0}$  всіх діодів у нульовій точці ( $U = 0, I = 0$ ) при кімнатній температурі.
9. Поміщаючи діоди в термостат, виміряти диференціальні опори  $r_{\partial 0}$  діодів у нульовій точці ( $U = 0, I = 0$ ) при температурах 40 і 60° С.

### 4. Методичні вказівки

1. При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна перевищувати струм вище номінального, зазначеного в паспортних даних приладу, а напругу - вище максимально допустимої.
2. При знятті прямих характеристик діодів зручніше задавати величину струму через діод і відзначати напругу, що виходить при цьому. Для цього послідовно з діодом (рис.1 і рис.3) включається обмежувальний опір  $R$ .
3. Прямі і зворотні характеристики діода будуються на одному графіку. Масштаби по вертикальній і горизонтальній осях при побудові прямих і зворотних характеристик вибираються різними. Для кожного діода варто побудувати окремі графіки.
4. Для обчислення опору бази  $r_b$  і диференціального опору діода в нульовій точці  $r_{\partial 0}$  варто користуватися формулою

$$r = \frac{u_1}{i} = \frac{u_1}{u - u_1} R_1 \quad (\text{див. схему на рис. 3}).$$

Величина  $r_\phi$  вимірюється при заданому значенні  $I_{np}$ , а  $r_{\phi 0}$  - при  $U = 0$  і  $I = 0$ .

## 5. Обробка результатів вимірювань

1. Обчислити прямі опори всіх досліджених діодів за постійним струмом  $R_{np}$  при номінальному прямому струмі (чи напрузі), а також зворотні опори  $R_{зв}$  діодів при номінальній зворотній напрузі.

2. Побудувати графіки залежності прямого і зворотного опорів діодів за постійним струмом від температури.

3. Обчислити величини теплового струму  $I_0$  за обмірюваним значенням  $r_{\phi 0}$  за формулою  $I_0 = \frac{\phi_t}{r_{\phi 0}}$ .

4. Побудувати графіки залежностей  $\ln \frac{I}{I_0} = f\left(\frac{U}{\phi_t}\right)$  по прямих характеристиках, знятим при кімнатній температурі.

## 6. Звіт

Звіт повинний містити:

1. Паспортні параметри і схему розташування виводів досліджених діодів.

2. Схеми для дослідження напівпровідникових діодів.

3. Прямі і зворотні характеристики діодів, зняті при різних температурах.

4. Графіки залежностей прямого і зворотного опорів діодів за постійним струмом від температури.

5. Значення величини опору бази  $r_\phi$  діодів.

6. Обмірювані на змінному струмі величини  $r_{\phi 0}$ , а також обчислені за

формулою значення теплового струму  $I_0 = \frac{\varphi_t}{r_{\partial 0}}$ .

7. Графіки залежностей  $\ln \frac{I}{I_0} = f\left(\frac{U}{\varphi_t}\right)$  при кімнатній температурі для

кожного діода.

## 7. Питання для підготовки

1. Що таке власна, електронна і діркова провідності напівпровідників?
2. Як на енергетичних діаграмах напівпровідників із власною, електронною і дірковою провідностями розташовується рівень Фермі?
3. Як залежить положення рівня Фермі від концентрації домішок у домішкових напівпровідниках?
4. Як залежить концентрація неосновних носіїв від температури в напівпровідниках?
5. Нарисуйте енергетичну діаграму р-п переходу.
6. Що таке контактна різниця потенціалів двох напівпровідників і чим визначається її величина?
7. Нарисуйте енергетичну діаграму р-п переходу при включенні його в пряму і зворотному напрямках.
8. На які складові може бути розкладений струм через р-п перехід при зворотному включенні?
9. Як залежить величина прямої і зворотної напруги р-п переходу від температури і чому?
10. Нарисуйте розподіл щільності об'ємного заряду і напруженості електричного поля в р-п переході.
11. Що таке ширина р-п переходу і як вона залежить від величини і полярності прикладеної напруги?
12. Що таке ємність р-п переходу і як вона залежить від величини прикладеної напруги?
13. Нарисуйте пристрій точкових і площинних напівпровідникових діодів.
14. Чим розрізняються характеристики германієвих і кремнієвих напівпровідникових діодів і чому?

15. Поясніть за допомогою характеристики діода, побудованої в напівлогарифмічному масштабі  $\ln \frac{I}{I_0} = f\left(\frac{U}{\varphi_t}\right)$ , причини відмінностей характеристик реального діода від теоретичної характеристики, описуваної рівнянням

$$I = I_0(e^{U/\varphi_t} - 1) .$$

16. Як впливає температура навколишнього середовища на характеристики напівпровідникового діода?

17. Назвіть основні параметри точкових і площинних діодів.

18. Чому в деяких видах діодів спостерігається зміна величини зворотного струму в часі при незмінних зовнішніх умовах і постійній зворотній напрузі?

19. Назвіть переваги і недоліки напівпровідникових діодів у порівнянні з вакуумними.

20. Які основні області застосування напівпровідникових діодів?

## ЛІТЕРАТУРА

1. Пасынков В. В. Чиркин Л.К.. Полупроводниковые приборы. –М.: Высшая школа, 1987. – 479 с.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
3. Киреев П.С. Физика полупроводников.–М.: Высшая школа, 1975.–583 с.
4. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
5. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. –М.: Высшая школа, 1991.–351с.
6. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды выпрямительные, стабилитроны, тиристоры / А.А.Зайцев, А.И.Миркин, В.В.Мокряков и др. –М.: Радио и связь, КубК-а, 1995. –528 с.
7. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды высокочастотные, диоды импульсные, оптоэлектронные приборы / А.А.Зайцев, А.И.Миркин, В.В.Мокряков и др. –М.: Радио и связь, КубК-а, 1995. – 592 с.

## РОБОТА № 2

### ІМПУЛЬСНІ ВЛАСТИВОСТІ ДІОДІВ

#### 1. Мета і зміст роботи

Вивчити імпульсні характеристики напівпровідникових діодів і виміряти їхні імпульсні параметри.

У роботі досліджується напівпровідниковий діод у режимах ввімкнення і вимикання.

Вимірюється час установлення прямого опору  $\tau_{ec}$ , і досліджується його залежність від прямого імпульсного струму. Вимірюється також час розмоктування носіїв і час відновлення зворотного опору діода  $\tau_{всзв}$ , досліджується їхня залежність від величини прямого струму і перепаду струму при запиранні. Розраховується імпульсний опір діода.

#### 2. Схеми

Схема для дослідження роботи діода в режимі ввімкнення приведена на рис.4. Від генератора прямокутних імпульсів ГІ через струмообмежувальний опір  $R_1$  на досліджуваний діод подається імпульс струму. Процес установлення прямої напруги на діоді спостерігається на екрані імпульсного осцилографа.

Для вимірювання амплітуди імпульсу генератора служить імпульсний вольтметр  $V_I$  чи імпульсний осцилограф.

На рис.5 наведена схема для дослідження роботи діода в режимі вимикання. За допомогою джерела постійної регульованої напруги  $E_{рег}$  й опорів  $R_1$  і  $R_2$  встановлюється початковий прямий струм через діод. Від генератора імпульсів ГІ через конденсатор  $C$  і опір  $R_2$  на діод подається замикальний імпульс напруги. З опору  $R_3$  знімається напруга, пропорційна струму через діод, що подається на імпульсний осцилограф.

На екрані осцилографа спостерігається процес встановлення зворотного струму.

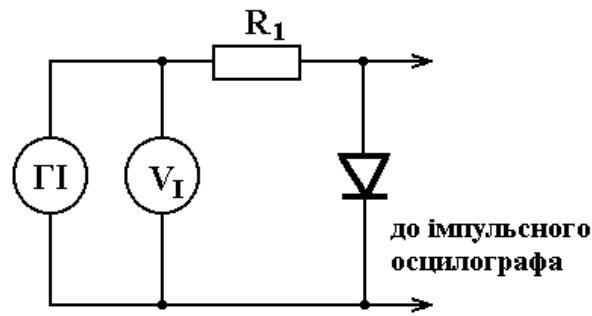


Рис. 4. Схема для дослідження роботи діода в режимі ввімкнення

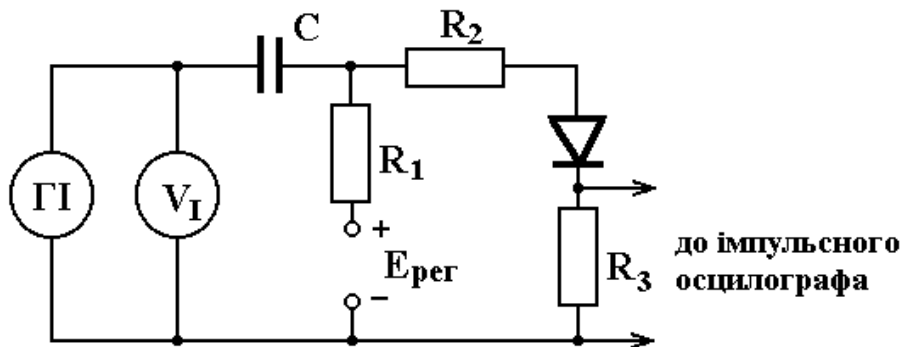


Рис. 5. Схема для дослідження роботи діода в режимі вимикання

### 3. Завдання

1. Записати паспортні дані досліджуваного діода і зарисувати схему розташування виводів.
2. Зібрати схему для дослідження процесу ввімкнення діода (рис.4).
3. Дослідити залежність форми напруги на діоді від величини струму ввімкнення (див. нижче, п.2, розд.4). Зарисувати всі отримані епюри на кальку.
4. Зібрати схему для дослідження процесу вимикання діода (рис.5).
5. Дослідити процес відновлення зворотного струму в залежності від величини прямого струму при постійній амплітуді замикальних імпульсів. Зарисувати всі отримані епюри на кальку.
6. Дослідити процес відновлення зворотного струму від величини перепаду струму на діоді  $\Delta I = I_{np} + I_{zv\ max}$ . Зарисувати всі отримані епюри на кальку.

### 4. Методичні вказівки

1. При усіх вимірюваннях категорично забороняється перевищувати граничні значення струмів і напруг, зазначених у паспортних даних діода.

2. Для зміни прямого імпульсного струму через діод зручно регулювати амплітуду імпульсу на виході генератора, контролюючи її величину імпульсним вольтметром  $V_I$ .

Імпульс струму через діод має при цьому амплітуду

$$I_{прімн} = \frac{U_{імн}}{R_1}, \text{ якщо } R_1 \gg R_{пр}.$$

3. При дослідженні процесу вимикання діода (див. п. 5 і 6 розд.3) початковий прямий струм через діод може бути визначений зі співвідношення

$$I_{пр} = \frac{E}{R_1 + R_2 + R_3}.$$

Зміну прямого струму зручно здійснювати зміною напруги регульованого джерела живлення  $E_{рег}$ .

4. Зміна величини перепаду струму здійснюється одночасно зміною напруги  $E_{рег}$  і вихідної напруги генератора ГІ, що контролюється імпульсним вольтметром.

5. При усіх вимірюваннях варто керуватися інструкціями до генератора імпульсів ГІ, імпульсного вольтметра й імпульсного осцилографа.

## 5. Обробка результатів вимірювань

1. З епюр установлення напруги на діоді при його ввімкненні визначити:

а) імпульсний опір діода за формулою

$$r_{ді} = \frac{U_{імн\max}}{I_{прімн}},$$

де  $U_{імн\max}$  - максимальне значення напруги на діоді в процесі встановлення (див. рис. 6);



$I_{примп} = \frac{U_{имп}}{R_1}$  - амплітуда імпульсу струму;

б) статичний опір діода за формулою

$$R_{\delta} = \frac{U_{\delta}}{I_{примп}},$$

де  $U_{\delta}$  - напруга, що встановилась на діоді;

в) час встановлення прямого опору діода (див. рис. 6).

2. Побудувати графік залежності часу встановлення прямого опору діода від прямого струму,  $\tau_{\delta c} = f(I_{примп})$ .

3. З епюр встановлення зворотного струму діода (див. рис. 7) визначити:

а) час розсмоктування носіїв у базі діода  $t_p$ ;

б) час встановлення зворотного струму  $t_{\delta}$

4. Побудувати графіки залежності часу розсмоктування носіїв і часу встановлення зворотного струму від величини прямого струму,  $t_p = f(I_{np})$  і  $t_{\delta} = f(I_{np})$ .

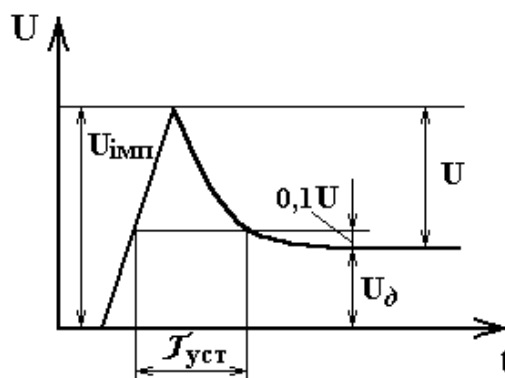


Рис. 6. Епюра встановлення прямої напруги на діоді

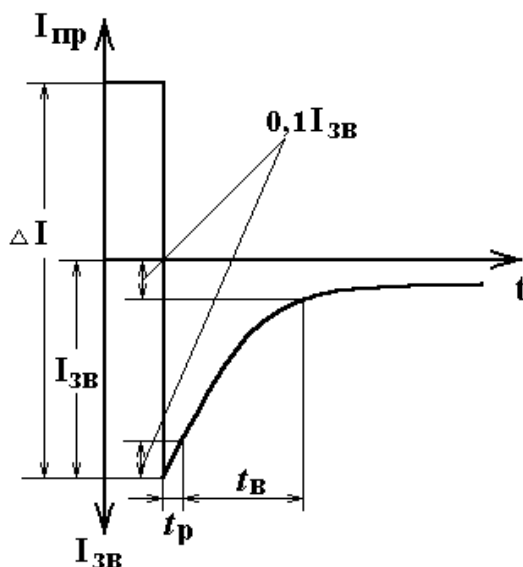


Рис. 7. Епюра встановлення зворотного струму діода

5. Побудувати графіки залежності часу розсмоктування і часу встановлення від величини перепаду струму  $\Delta I$  на діоді,  $t_p = f(\Delta I)$  і  $t_g = f(\Delta I)$ , де  $\Delta I = I_{np} + I_{зв\max}$ .

## 6. Звіт

Звіт повинний містити:

1. Паспортні дані і схему розташування виводів дослідженого діода.
2. Схеми для дослідження діода.
3. Всі отримані епюри струмів і напруг діода.
4. Обчислені імпульсні і статичні опори діода.
5. Визначені по епюрах часи встановлення прямого опору діода.
6. Графік залежності часу встановлення прямого опору діода від величини прямого струму  $\tau_{ec} = f(I_{примн})$ .
7. Визначені по епюрах часи розсмоктування носіїв  $t_p$  і часи встановлення зворотного струму.
8. Графіки залежностей  $t_p = f(I_{np})$  і  $t_g = f(I_{np})$ .
9. Графіки залежностей  $t_p = f(\Delta I)$  і  $t_g = f(\Delta I)$ .

## 7. Питання для підготовки

1. Розповісти про вплив ефекту нагромадження на роботу діода в імпульсному режимі.
2. Розповісти про основні процеси, що відбуваються в діоді при його запиранні (вимиканні).
3. Нарисуйте графік розподілу концентрації неосновних нерівноважних носіїв у базі діода на різних стадіях його запирання.
4. Які основні типи імпульсних діодів застосовуються в наш час?
5. Розповісти про будову сучасних імпульсних діодів.
6. Які переваги планарних імпульсних діодів у порівнянні з точковими імпульсними діодами?
7. Якими параметрами характеризуються імпульсні діоди?
8. Що таке час устанавлення прямого опору?
9. Що таке час встановлення зворотного опору?
10. Як впливає товщина бази діода на час розсмоктування  $t_p$ ?
11. Яку роль грає ємність р-п переходу діода в процесах перемикання?
12. Розповісти про призначення імпульсних діодів.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Пасынков В. В. Чиркин Л.К.. Полупроводниковые приборы. –М.: Высшая школа, 1987. – 479 с.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
3. Киреев П.С. Физика полупроводников.–М.: Высшая школа, 1975.–583 с.
4. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
5. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. –М.: Высшая школа, 1991. – 351с.
6. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды выпрямительные, стабилитроны, тиристоры / А.А.Зайцев, А.И.Миркин, В.В.Мокряков и др. –М.: Радио и связь, КубК-а, 1995. –528 с.
7. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды высокочастотные, диоды импульсные, оптоэлектронные приборы / А.А.Зайцев, А.И.Миркин, В.В.Мокряков и др. –М.: Радио и связь, КубК-а, 1995. –592 с.

## РОБОТА № 3

### СТАБІЛІТРОН

#### 1. Мета і зміст роботи

Дослідити характеристики і параметри стабілітрона і вивчити вплив температури навколишнього середовища на його властивості.

У роботі знімаються прямі і зворотні характеристики стабілітрона при кімнатній і підвищеній температурах. Докладно досліджується область стабілізації стабілітрона. Вимірюються диференціальні опори стабілітрона в області стабілізації, а також прямий диференціальний опір.

Обчислюється температурний коефіцієнт напруги (ТКН) стабілітрона для різних режимів його роботи, а також коефіцієнт стабілізації досліджуваної схеми. Виміряні параметри порівнюються з паспортними і розрахованими за формулами.

#### 2. Схеми

На рис. 8 і 9 показані схеми для зняття прямих і зворотних характеристик стабілітрона. Баластовий опір  $R_0$  у схемі рис. 9 дорівнює 200 Ом. Ця ж схема служить для вимірювання коефіцієнта стабілізації. Для вимірювання диференціального опору в області стабілізації використовується схема рис. 10. Від звукового генератора ЗГ через трансформатор на стабілітрон подається невелика змінна напруга. Мілівольтметром вимірюються напруга на стабілітроні  $u_1$  і сумарне падіння напруги  $u$  на стабілітроні і відомому опорі  $R_1$ . За падінням напруги на останньому обчислюється змінний струм через діод.

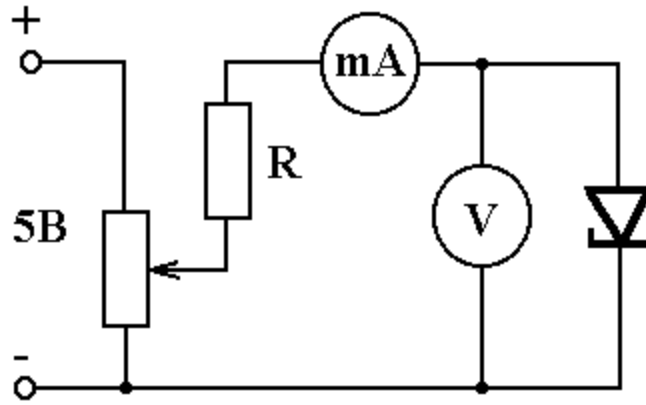


Рис. 8. Схема для зняття прямих характеристик стабілітрона

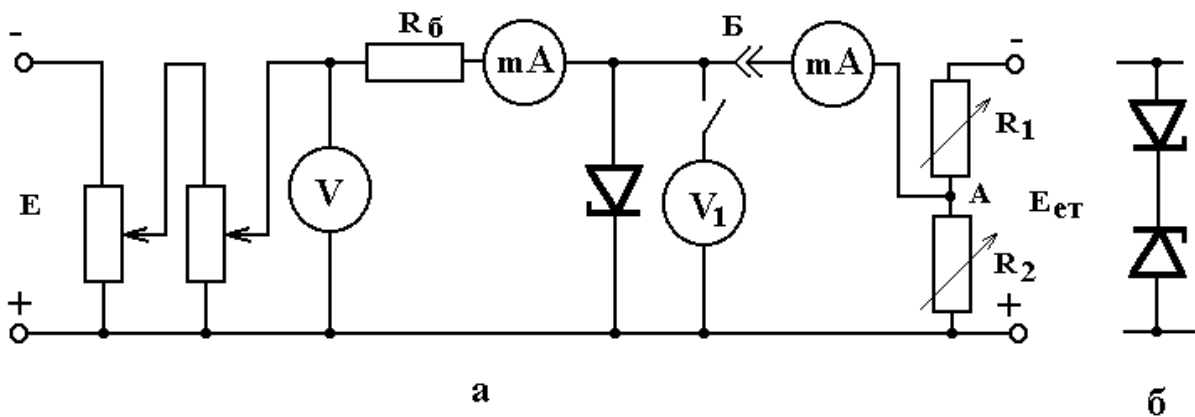


Рис. 9. Схема для зняття зворотних характеристик стабілітрона

### 3. Завдання

1. Записати паспортні дані досліджуваного стабілітрона і зарисувати схему розташування виводів.
2. Зібрати схему рис. 8 і зняти прямі характеристики  $I = f(U)$  діода при кімнатній температурі, а також при температурі  $60^\circ \text{C}$ .
3. Зібрати схему рис. 9 і, підключивши вольтметр  $V_1$ , зняти зворотну характеристику  $I = f(U)$  діода.
4. Відключивши вольтметр  $V_1$ , використовуючи схему рис. 9, а, дослідити область стабілізації діода: зняти характеристику  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  при кімнатній температурі, а також при температурі  $60^\circ \text{C}$  (див. нижче, розд.4).
5. Зняти за допомогою схеми рис. 9, а характеристики  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$

при кімнатній температурі і при температурі  $60^{\circ}\text{C}$  двох стабілітронів, вві-  
мкнених назустріч один одному, як показано на рис. 9, б.

6. Зібрати схему, представлену на рис.10, і виміряти диференціальний  
опір діода  $r_d$  на змінному струмі для декількох значень струму через діод у  
режимі стабілізації (див. розд.4).

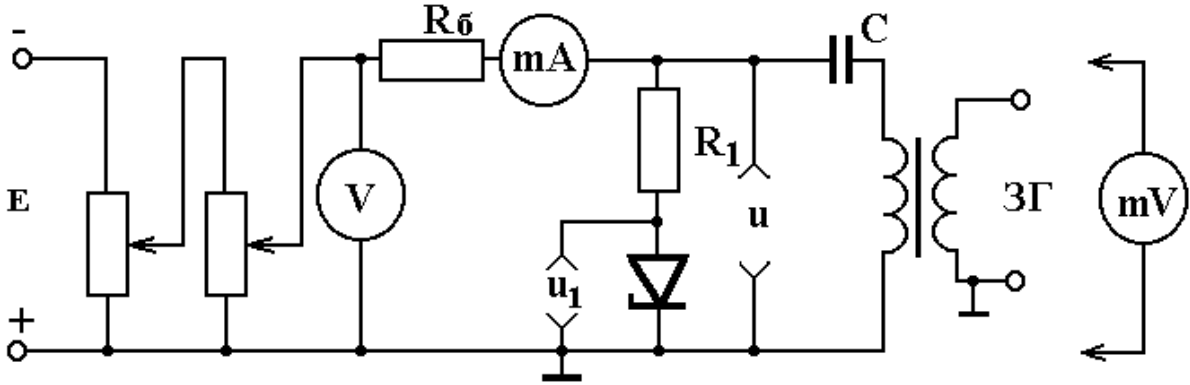


Рис.10. Схема для вимірювання диференціального опору стабілітронів  
4. Методичні вказівки

1. При знятті прямих характеристик стабілітронів не слід перевищувати  
максимально допустимого прямого струму.

2. Тому що зміни напруги  $U_{cm}$  в області стабілізації невеликі в широко-  
му діапазоні зміни струмів діода, для вимірювання збільшення цієї напруги  
 $\Delta U_{cm}$  компенсаційним методом служить схема, приведена в правій частині  
рис. 9, а.

Напруга в точці  $A$  залежить від співвідношення опорів  $R_1$  і  $R_2$ , може  
змінюватися в межах від 0 до  $E_{em}$  і підраховується за формулою

$$U_a = \frac{R_2}{R_1 + R_2} E_{em} .$$

При настроюванні схеми напругу в точці  $A$  необхідно установити рів-  
ною величині напруги стабілізації  $U_{cm}$  на початку області стабілізації.

При зміні опорів  $R_1$  і  $R_2$  зручно зберігати їхню суму (в омах) постій-  
ною і чисельно рівною напрузі  $E_{em}$  (у вольтах). У цьому випадку величину  
напруги в точці  $A$  можна відрахувати прямо за шкалою змінного опору  $R_2$ .

При знятті характеристики  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  необхідно поступово збільшувати напругу живлення стабілітрона, домагатися зміною величини  $R_2$  нульових показань мілівольметра, включеного між точками  $A$  і  $B$ , відзначаючи показання  $\Delta U_{cm}$  (за опором  $R_2$ ) і показання міліамперметра в ланцюзі стабілітрона.

При знятті характеристик  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  необхідно відзначати на графіку величину вхідної напруги.

3. Для обчислення диференціального опору діода в області стабілізації  $r_\delta$  варто використовувати формулу

$$r_\delta = \frac{u_1}{i} = \frac{u_1}{u - u_i} R_1 \quad (\text{див. схему на рис.10}).$$

## 5. Обробка результатів вимірювання

1. Визначити прямий диференціальний опір  $r_\delta$  стабілітрона за знятою при кімнатній температурі характеристикою для заданого  $I_{np}$  і порівняти його з обчисленим за формулою

$$r_\delta = \frac{\varphi_t}{I_{np}} .$$

2. Визначити прямий диференціальний опір діода  $r_\delta$  за знятою при температурі  $60^\circ \text{C}$  характеристикою і порівняти його з розрахованим за формулою  $r_\delta = \frac{\varphi'_t}{I_{np}}$ , де  $\varphi'_t$  - температурний потенціал при температурі  $T'$ .

3. Використовуючи прямі характеристики діода, зняті при різних температурах, визначити ТКН для заданих значень прямого струму за формулою

$$\text{ТКН} = \frac{U(T_2) - U(T_1)}{U(T_1)(T_2 - T_1)} \cdot 100 \quad (\% / \text{град}).$$

4. На знятій характеристиці  $U_{cm} = f(I_{cm})$  відзначити границі області стабілізації.

5. Підрахувати диференціальний опір стабілітрона в режимі стабілізації для заданих значень струму, використавши зняту при кімнатній температурі характеристику  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$ .

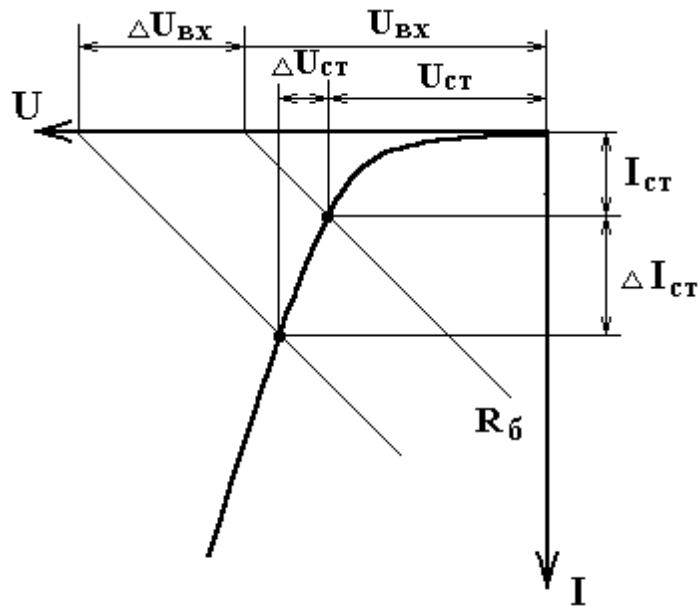


Рис. 11. Характеристика стабілітрона

6. Підрахувати ТКН діода для заданих значень зворотного струму, скориставшись знятими при різних температурах характеристиками  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  і значенням напруги стабілізації при кімнатній температурі.

7. Підрахувати ТКН для заданих значень  $I_{cm}$  скориставшись знятими при різних температурах характеристиками  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  двох стабілітронів, ввімкнених послідовно назустріч один одному, і значенням напруги стабілізації при кімнатній температурі.

8. Підрахувати коефіцієнт стабілізації  $k$  за формулою

$$k = \frac{\Delta U_{ex}}{\Delta U_{cm}} \cdot \frac{U_{cm}}{U_{ex}} \text{ (див. рис.11).}$$

6. Звіт



Звіт повинний містити:

1. Паспортні параметри і схему розташування виводів дослідженого стабілітрона.
2. Схеми для дослідження стабілітронів.
3. Прямі характеристики  $I = f(U)$  стабілітрона, зняті при різних температурах.
4. Значення величин прямого диференціального опору  $r_{\delta}$  стабілітрона при кімнатній температурі, визначене за характеристикою й обчислене за формулою.
5. Значення величин прямого диференціального опору  $r_{\delta}$  стабілітрона при температурі  $60^{\circ}\text{C}$ , визначене по характеристиці й обчислене по формулі.
6. Розрахунок ТКН для заданих значень прямого струму по знятих прямих характеристиках діода.
7. Зворотну характеристику  $I = f(U)$  стабілітрона з указівкою напруги стабілізації і границь області стабілізації.
8. Характеристики  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  області стабілізації діода, зняті при різних температурах.
9. Розрахунок зворотного диференціального опору стабілітрона за знятою при кімнатній температурі характеристикою  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  для заданих значень струму.
10. Значення диференціального опору діода  $r_{\delta}$ , виміряні на змінному струмі, при декількох заданих значеннях струму через діод.
11. Розрахунок ТКН діода для заданого значення зворотного струму з використанням знятих при різних температурах характеристик  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  і величини напруги стабілізації при кімнатній температурі.
12. Характеристики  $\Delta U_{cm} = f(I_{cm})$  двох стабілітронів, ввімкнених назустріч один одному, зняті при різних температурах.
13. Розрахунок ТКН із використанням знятих при різних температурах характеристик  $\Delta U_{cm} = f(I)$  двох стабілітронів, ввімкнених назустріч один одному, для заданих значень зворотного струму і напруги стабілізації при кімнатній температурі.
14. Розрахунок коефіцієнта стабілізації  $k$ .

## 7. Питання для підготовки

1. Назвіть основні види пробоїв р-п переходів.
2. Які види пробоїв використовуються в стабілітронах?
3. Як впливає провідність вихідних матеріалів на величину напруги пробою р-п переходу стабілітронів?
4. Нарисуйте характеристику стабілітрона. Розкажіть, які фізичні процеси визначають форму характеристики на різних ділянках.
5. Назвіть основні параметри стабілітрона.
6. Чому як матеріал для стабілітронів обраний кремній, а не германій?
7. Який основний параметр стабілітрона характеризує його роботу при різних температурах?
8. Що таке ТКН і як він визначається?
9. Як залежить ТКН від виду пробою р-п переходу в стабілітроні?
10. Як залежить ТКН діодів, ввімкнених у прямому напрямку, від величини прямого струму і чому?
11. Яким способом можна зменшити ТКН стабілітронів?
12. Чим обмежена величина найбільшого струму стабілізації стабілітрона?
13. Як залежить величина найбільшого струму стабілізації від температури?
14. Що таке коефіцієнт стабілізації?
15. Які переваги і недоліки напівпровідникових стабілітронів у порівнянні зі стабілітронами тліючого розряду?
16. Назвіть типи стабілітронів, що випускаються промисловістю, і приведіть чисельні значення їхніх основних параметрів.
17. Розкажіть про застосування стабілітронів.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
2. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
3. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. –М.: Высшая школа, 1991.–351с.
4. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды выпрямительные, стабилитроны, тиристоры / А.А.Зайцев, А.И.Миркин, В.В.Мокряков и др. –М.: Радио и связь, КубК-а, 1995. –528 с.

## РОБОТА № 4

### ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД

#### 1. Мета і зміст роботи

Дослідити статичні характеристики тунельного діода і визначити його параметри.

Необхідно зняти характеристики тунельного діода. За характеристиками визначити параметри тунельного діода:  $I_{\max}, I_{\min}, U_{\max}, U_{\min}, U_H, \Delta U, I_{\max} / I_{\min}, R_{cp}, r_d$ .

Дослідити залежність форми характеристики тунельного діода від температури шляхом осцилографування.

#### 2. Схеми

Схема для зняття статичних характеристик діода наведена на рис.12. Регульована напруга подається на дільник, що складається з опорів  $R_1$  і  $R_2$ .

Струм тунельного діода визначається як різниця показання міліамперметра і струму через відомий опір  $R_2$ , який шунтує тунельний діод. Напруга на тунельному діоді вимірюється вольтметром.

Мостова схема для осцилографування характеристик показана на рис.13. Схема живиться напругою від звукового генератора ЗГ через трансформатор Тр. Балансування моста здійснюється за допомогою магазинів опорів  $R_3$  і  $R_4$  при вимкненому тунельному діоді.

Після балансування моста вмикається випробуваний тунельний діод і на екрані осцилографа спостерігається його характеристика.

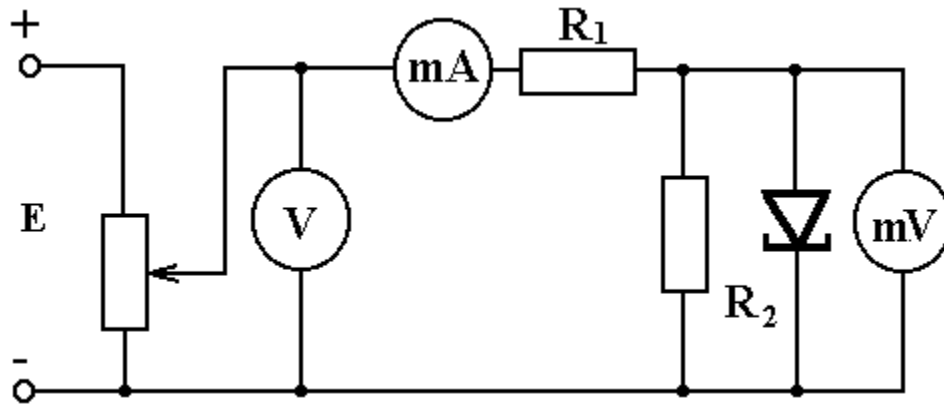


Рис.12. Схема для зняття статичних характеристик тунельного діода

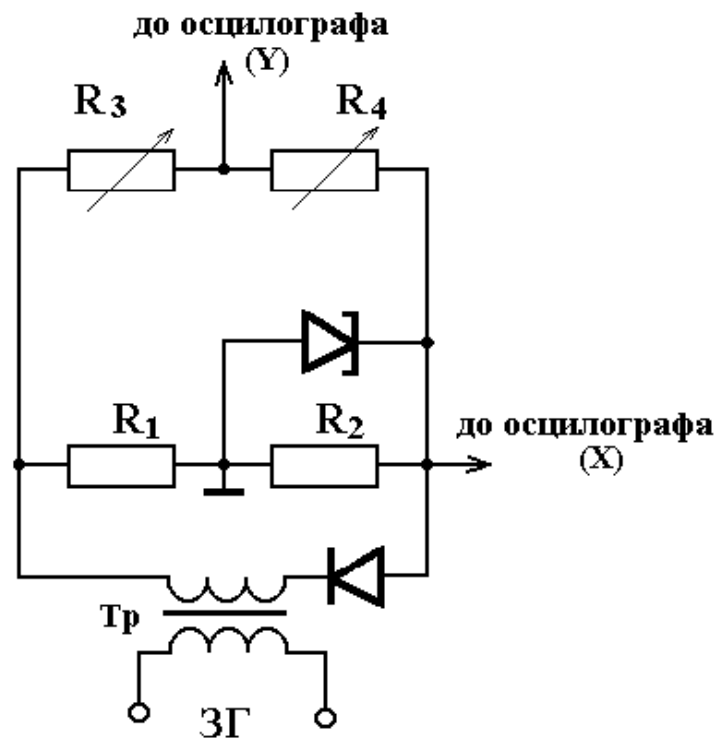


Рис.13. Схема для осцилографування характеристик тунельного діода

### 3. Завдання

1. Записати паспортні дані досліджуваного тунельного діода і зарисувати схему розташування виводів.
2. Зібрати схему для зняття характеристики тунельного діода (рис. 12).
3. Зняти вольт-амперну характеристику діода  $I = f(U)$ .
4. Зібрати схему для осцилографування характеристик тунельного ді-

ода (рис.13).

5. Зарисувати осцилограму вольт-амперної характеристики діода.

6. Помістивши діод у термостат, зарисувати осцилограми при декількох підвищених температурах.

#### 4. Методичні вказівки

Одержання спадаючої ділянки вольт-амперної характеристики тунельного діода і визначення параметрів тунельного діода пов'язані з визначеними експериментальними труднощами, викликаними необхідністю виконання умов стійкості схеми з від'ємним диференціальним опором.

Вольт-амперні характеристики тунельного діода, одержані при різних умовах, показані на рис. 14, а його еквівалентна схема — на рис. 15, де  $C_d$  - диференціальна ємність переходу,  $R_d$  - від'ємний диференціальний опір діода (без врахування послідовного опору діода),  $R_{II}$  - послідовний омичний опір діода,  $L_d$  - сумарна індуктивність виводів діода.

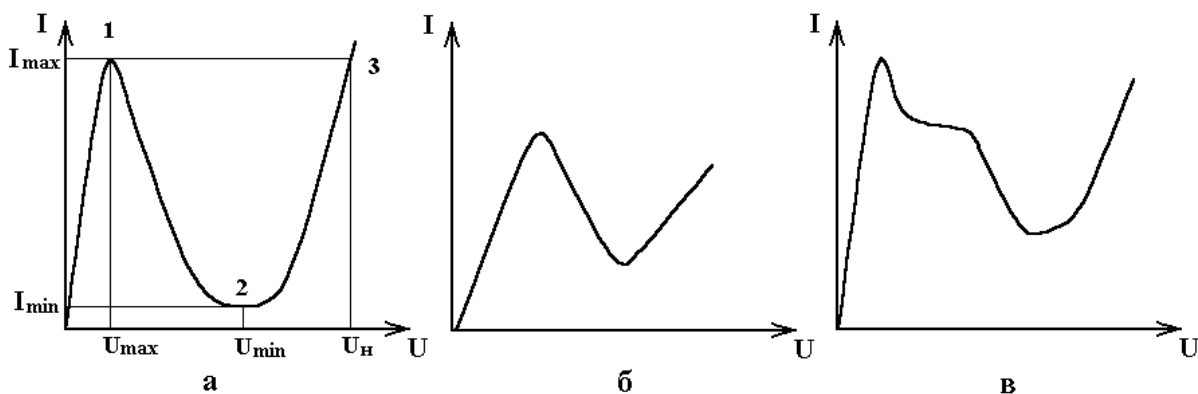


Рис. 14. Характеристики тунельного діода:

а — нормальна характеристика; б — характеристика, одержана при невиконанні першої умови стійкості (1); в — характеристика, одержана при невиконанні другої умови стійкості (2).

Найпростіший ланцюг із ввімкнутих послідовно тунельного діода і джерела напруги з внутрішнім опором  $R_i$  буде стійким у всіх точках спадаючої ділянки вольт-амперної характеристики, якщо будуть виконані такі умови:

$$R_i + R_{II} < |R_d|, \quad (1)$$

$$\frac{L}{R_i + R_{II}} < |R_d| C_d, \quad (2)$$

де  $L$  - загальна індуктивність ланцюга.

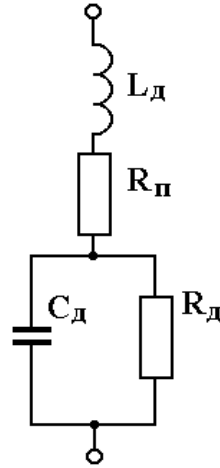


Рис. 15. Еквівалентна схема тунельного діода

Якщо не виконується перша умова стійкості (1) на деякому відрізку спадаючої ділянки характеристики, то виходять стрибки струму і напруги (рис. 14, б). Для виконання цієї умови стійкості необхідне низькоомне джерело напруги з внутрішнім опором, меншим мінімального за модулем від'ємного диференціального опору діода.

При невиконанні другої умови стійкості (2) у ланцюзі збуджуються паразитні коливання, що приводять до спотворення форми характеристики (рис. 14, в). Ця умова важка для виконання на практиці: у реальній вимірювальній схемі до індуктивності діода додається індуктивність сполучних проводів. Для зменшення сумарної індуктивності при знятті вольт-амперної характеристики за схемою, наведеною на рис. 12, низькоомний опір  $R_2$  вмикається паралельно діоду. На рис. 14,а показана нормальна характеристика тунельного діода.

## 5. Обробка результатів вимірювань

За характеристикою тунельного діода визначити його параметри:  $I_{\max}$  - струм у максимумі характеристики;  $I_{\min}$  - струм у мінімумі характеристики;  $U_{\max}$  - напруга на діоді при  $I_{\max}$ ;  $U_{\min}$  - напруга на діоді при  $I_{\min}$ ;  $U_H$  -

напруга на діоді при  $I_{\max}$  на дифузійній гілці характеристики;  
 $\Delta I = I_{\max} - I_{\min}$ ;  $\Delta U = U_H - U_{\max}$ ; інтегральний від'ємний опір  
 $R_{cp} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}}$ ; мінімальний від'ємний диференціальний опір  $r_{\delta \min} = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ ;  
 відношення струмів  $\frac{I_{\max}}{I_{\min}}$ .

## 6. Звіт

Звіт повинний містити:

1. Паспортні дані дослідженого тунельного діода і схему розташування виводів.
2. Схеми для дослідження тунельного діода.
3. Вольт-амперну характеристику  $I = f(U)$  діода.
4. Параметри дослідженого тунельного діода:  $I_{\max}, I_{\min}, U_{\max}, U_{\min}, U_H, \Delta U, I_{\max} / I_{\min}, R_{cp}, r_{\delta}$ .
5. Отримані осцилограми характеристик діода.

## 7. Питання для підготовки

1. Розповісти про принцип дії тунельного діода.
2. Як залежить положення рівня Фермі від концентрації домішок у домішкових напівпровідниках?
3. Що таке тунельний ефект?
4. Нарисуйте енергетичну діаграму р-п переходу тунельного діода.
5. Яка товщина р-п переходу в тунельному діоді?
6. Нарисуйте вольт-амперну характеристику тунельного діода.
7. Чим відрізняються характеристики звичайного і тунельного діодів?
8. Який з видів пробою відбувається при подачі на тунельний діод зворотної напруги?
9. Назвіть параметри тунельного діода.
10. Як змінюється відношення  $I_{\max} / I_{\min}$  в тунельному діоді зі збільшен-

ням температури?

11. Чим визначається верхня частотна межа тунельного діода?

12. Які експериментальні труднощі, що виникають при знятті характеристик тунельного діода?

13. З яких напівпровідникових матеріалів виготовляються сучасні тунельні діоди?

14. Розкажіть про застосування тунельного діода.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
2. Киреев П.С. Физика полупроводников.–М.: Высшая школа, 1975.–583 с.
3. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
4. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. –М.: Высшая школа, 1991.–351с.
5. Сидоров А.С. Теория и проектирование ТД-схем. –М.: Сов. радио, 1971. – 262 с.
6. Шалимова К.В. Физика полупроводников. –М.: Энергоиздат, 1985. – 391 с.



## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗОВ. – М.: Наука, 1981. – 720 с.
2. Арфкен Г. Математические методы в физике. – М.: Атомиздат, 1970. – 712 с.
3. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т.1. – М.: Мир, 1984. – 453 с.
5. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. – М.: Высшая школа, 1991. – 351 с.
6. Киреев П.С. Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1975. – 583 с.
7. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 576 с.
8. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем. – М.: Мир, 1991. – 327 с.
9. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. – М.: Мир, 1989. – 630 с.
10. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. – К.: Наук. думка, 1987. – 155 с.
11. Орешкин П.Г. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1977. – 447 с.
12. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. – М.: Высшая школа, 1987. – 479 с.
13. Гринфилд Дж. Транзисторы и линейные ИС: Руководство по анализу и расчету: Пер. с англ. – М.: Мир, 1992. – 560 с.
14. Березин А.С., Мочалкина О.Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. – М.: Радио и связь, 1992. – 320 с.
15. Нерретер В. Расчет электрических цепей на персональной ЭВМ. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
16. Электронные явления на поверхности полупроводников / Под общ. ред. В.И. Ляшенко. – К.: Наук. думка, 1968. – 273 с.
17. Бузанева Е.В. Микроструктуры интегральной электроники. – М.: Радио и связь, 1990. – 304 с.
18. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергоиздат, 1985. – 391 с.

*Навчальне видання*

**Осадчук Володимир Степанович  
Осадчук Олександр Володимирович**

## **НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ**

Навчальний посібник для студентів технічних спеціальностей  
вищих навчальних закладів

**Навчальний посібник**

Редактор В.О.Дружиніна

Оригінал-макет підготовлено авторами

Формат 29.7x42  $\frac{1}{4}$   
Гарнітура Times New Roman  
Друк різнографічний  
Ум. друк. арк.  
Наклад 100 прим.

Зам. №

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі  
Вінницького державного технічного університету  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВДТУ, ГНК 9-й поверх  
Тел.: (0432) 59-81-59