

ДІОДИ ШОТТКІ

Основні математичні співвідношення для електричних характеристик контактів метал – напівпровідник отримав німецький вчений Вальтер Шотткі, внаслідок чого потенційний бар'єр на контакті метал-напівпровідник називається бар'єром Шотткі, діодом або НВЧ приладом Шотткі.

Для виготовлення діодів Шотткі використовуються підкладки із низькоомного кремнію n- типу з високоомним тонким епітаксійним шаром того ж кремнію.

На поверхню епітаксійного шару наноситься металевий електрод. Метал вибирається таким чином, щоб отримати випрямляючий контакт. Основним методом нанесення металу є його осад на монокристал напівпровідника при вакуумному випаровуванні. Для кращої адгезії метал осаджують на підігрітий монокристал (наприклад, оптимальна температура при нанесенні золота на кремній до 200⁰С).

Умовне позначення :

Ідеальні та реальні контакти Шотткі відрізняються за 3 ознаками :

- В ідеальному контакті немає тонкого діелектричного шару де б могло виникнути падіння напруги,
- Немає іонізованих атомів.
- В ідеальному контакті немає пасток, які б могли впливати на падіння напруги на контакті.

У напівпровідниках відстань від зони провідності до зони, коли електрон переходить в вакуум, позначається як електрична спорідненість χ (χ_i) (електрическое средство електрона), є постійною для кожного напівпровідника та вимірюється в В. Це можна визначити як роботу, яку треба виконати, щоб електрон перейшов із металу в вакуум.

Під дією температури електрони будуть переходити із металу в напівпровідник і навпаки із приконтактної області напівпровідника в метал, залишаючи при цьому некомпенсований позитивний іон. Такий перехід приводить до теплової рівноваги, тобто вирівнювання рівнів Фермі та викривлення енергетичних зон на межі метал – напівпровідник

$$E_F(\text{me}) = E_F(\text{n-пр.}).$$

Такий потенційний бар'єр називається бар'єром Шотткі.

Оскільки до металу не можна прикласти позитивний потенціал, то діод Шотткі працює тільки при зворотньому включенні бар'єру.

На проходження струму через бар'єр впливають фізичні процеси – моделі переносу заряду в контактi метал – напівпровідник:

1. Діодна теорія (термоємiсія над бар'єром).

Струм, що протікає через бар'єр визначається за формулою:

$$I = A^* R T^2 \exp(- \quad), \text{ де } A^* - \text{ постійна Річардсона.}$$

2. Дифузійна модель.

Струм виникає внаслідок дифузії електронів через бар'єр.

3. Тунельний механізм.

Відбувається викривлення енергетичних зон.

4. Рекомбінаційний струм.

Рекомбінаційний струм – це струм, який визначається рекомбінацією основних носіїв заряду.

5. Інжекція дірок із металевого контакту.

В діодах Шотткі такий механізм мало впливає на проходження струму через бар'єр, тому його не враховують.

У діода Шотткі нелінійна ВАХ.

Прилади Шотткі широко використовуються як цифрові логічні елементи або схеми, що виконують арифметичні операції в двоїчному коді; змінні конденсатори; польові транзистори з бар'єром Шотткі – МЕР транзистори; НВЧ – прилади.

3. ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВИЙ ПЕРЕХІД

3.1 Електронно-дірковий перехід та фізичні процеси в ньому

Р-n-переходи та способи їх виготовлення

Електронно-дірковий перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких має електропровідність n-типу, а інша р-типу, називають електронно-дірковим, або р-n переходом (рис.3.1)

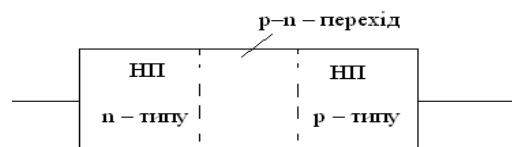


Рисунок 3.1 – Електронно-дірковий перехід

Електронно-дірковий перехід неможливо виготовити простим

з'єднанням пластин n- та р-типу, оскільки при цьому не вдається уникнути проміжного шару повітря, окислів або поверхових забруднень.

Ці переходи одержують вправленням або дифузією відповідних домішків у пластини монокристалів напівпровідника, а також шляхом зростання р-n-переходу з розплаву напівпровідника з регульованою кількістю домішок.

Електронно-дірковий перехід є представником ширшого класу електронних переходів. Електричний перехід у напівпровіднику – це тонкий граничний шар між областями єдиного монокристалу з різними характеристиками. Переходи створюються між областями напівпровідника з різними типами провідності (р-n -переходи або електронно-діркові переходи), між областями напівпровідника з електропровідністю одного типу, але з різною концентрацією домішок ($n^+ - n^-$ та $p^+ - p^-$ -переходи), між областями легованого та чистого напівпровідників (р-i-переходи), між областями напівпровідника з різною шириною забороненої зони (гетеро- переходи), між напівпровідником і металом тощо.

Електричні переходи створюються різними способами. Найбільш поширеними серед них є точково-контактний, сплавний, мікросплавний, дифузійний, дифузійно-сплавний, епітаксіальний способи.

Точково-контактний спосіб полягає у формуванні контакту металевої голки з поверхнею НП з наступним сплавленням за допомогою пропускання через них коротких імпульсів струму (рисунки 3.2,а).

Спосіб сплавлення здійснюється за допомогою вплавлення домішок у пластинку чистого НП, після чого матеріал домішок обпалюється. Переходи, що виготовляються цим способом, мають відносно велику площу контакту, велику ємність, а тому здатні пропускати великі струми і можуть застосовуватися в потужних напівпровідникових приладах (рисунки 3.2,б).

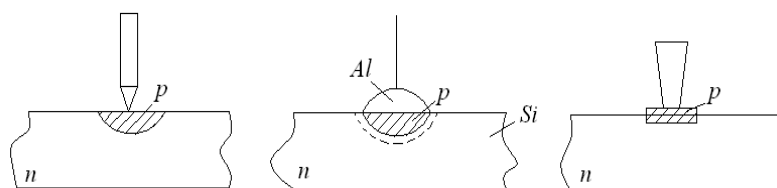


Рисунок 3.2 – Способи виготовлення р-n –переходів: а – точково-контактний; б – сплавний; в-мікросплавний

Мікросплавний спосіб зумовляє створення переходу навколо контакту металевої голки з плоским кінцем з поверхнею НП. У цьому випадку площа переходу в 2-3 рази більша, ніж площа точково-контактних переходів, але у сотні разів менша за площу сплавних переходів. Ємність мікросплавних переходів невелика, допустимий прямий струм через перехід у кілька разів

перевищує струм точкових переходів (рисунок 3.2,в).

Дифузійний спосіб полягає у введенні в НП домішок методом їх дифузії з газового або рідинного середовища при температурі, що приблизно дорівнює температурі плавлення НП. Дифузія здійснюється вздовж усієї поверхні напівпровідникової пластини або на певних її ділянках через спеціальні маски.

Дифузійно-сплавний спосіб є комбінацією сплавного та дифузійного способів. Спочатку здійснюється вплавлення домішок, а потім їх дифузія, яка забезпечує створення потрібного градієнта концентрації носіїв заряду.

Епітаксінний спосіб створення переходів полягає в нарощуванні монокристалічного шару НП з розплаву на напівпровідникову пластину, яка має таку саму кристалічну будову, як і нарощуваний шар.

Розрізняють несиметричні p - n -переходи - між напівпровідниками з концентраціями основних носіїв заряду (концентраціями домішок), що відрізняються між собою в 10^3 - 10^4 разів ($p_{p_0} \gg n_{n_0}$ або $p_{p_0} \ll n_{n_0}$), і симетричні – між напівпровідниками з приблизно однаковими концентраціями основних носіїв ($p_{p_0} \approx n_{n_0}$). Частіше на практиці застосовують несиметричні p - n – переходи.

Розрізняють також різкі та плавні p - n –переходи. Різким називають перехід, уздовж якого концентрація носіїв змінюється на відстані, меншій за дифузійну довжину цих носіїв.

$$\text{Дифузійна довжина дірок } L_p = \sqrt{\tau_p \cdot D_p} . \quad (3.1)$$

$$\text{Дифузійна довжина електронів } L_n = \sqrt{\tau_n \cdot D_n} .$$

У формулах (3.1) D_p , D_n - коефіцієнти дифузії відповідно дірок та електронів; τ_p , τ_n - середні тривалості життя носіїв. Інакше кажучи, дифузійною довжиною носіїв можна вважати відстань, яку вони проходять за час, що дорівнює середній тривалості їх життя.

Плавним називають перехід, уздовж якого концентрація носіїв (або домішок) змінюється на відстані, що перевищує дифузійну довжину.

Надалі розглядатимемо різкий перехід, оскільки саме він має односторонню провідність.

3.1.1 P - n - перехід за відсутності зовнішньої напруги

Нехай зовнішня напруга на різному переході $U = 0$ (рис. 3.3).

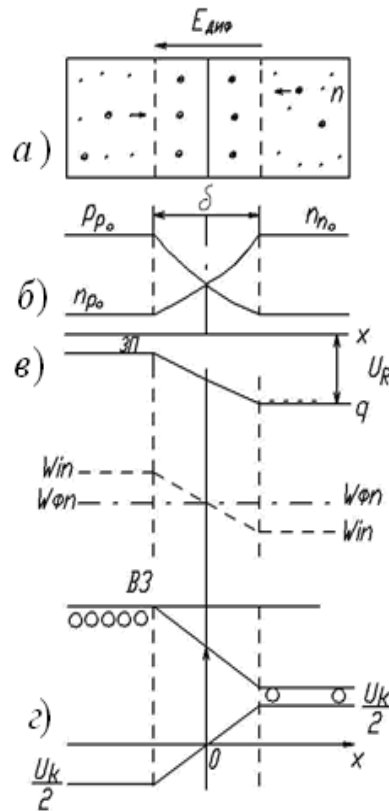


Рисунок 3.3 – P - n - перехід у рівноважному стані

Оскільки $p_{p0} \gg p_{n0}$ або $n_{p0} \gg n_{n0}$, як це впливає з визначення напівпровідників p - та n - типів, то різниця концентрацій носіїв однойменних зарядів зумовлює дифузію дірок з p -області до n -області, а електронів – з n -області до p -області. Густина загального дифузійного струму через перехід визначають за формулою

$$j_{diff} = j_{n_{diff}} + j_{p_{diff}} = q(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}). \quad (3.2)$$

При контактному шарі напівпровідника p -типу внаслідок залишення його дірками створюється некомпенсований заряд заряд негативних іонів акцепторних домішок. У приконтатному шарі напівпровідника n -типу створюється некомпенсований заряд позитивних іонів донорних домішок (рисунок 3.3,а). Ці заряди є нерухомими, концентрація рухомих вільних носіїв біля контакту зменшується, а отже, опір переходу зростає, внаслідок чого p - n -перехід ще називають областю об'ємного заряду, або запірним шаром.

Накопичення об'ємних нерухомих зарядів у p - n –переході приводить до виникнення в ньому дифузійного електричного поля E_{diff} (рисунок 3.3,а), яке має напрям, протилежний до напрямку дифузійного пересування дірок з p -області до n -області. За межами області об'ємного заряду напівпровідникові області p - та n - типів залишаються електрично нейтральними.

Електричне поле E_{diff} , як це бачимо з рисунка 3.3, гальмує рух основних

носіїв через p - n –перехід, але спричинює рух через нього неосновних носіїв (дірок з n -області, електронів з p -області). Інакше кажучи, дифузійне поле переходу приводить до виникнення дрейфового струму неосновних носіїв, протилежного дифузійному струмові основних носіїв. Явище виведення носіїв заряду з області, де вони є неосновними, через p - n -перехід під дією прискорювального електричного поля, називають екстракцією.

З появою дифузійного поля переходу $E_{\text{диф}}$ між n - та p -областями виникає різниця потенціалів, яку називають контактною. Враховуючи, що

$$E_{\text{диф}} = -\frac{dU_k}{dx}, \quad (3.3)$$

де U_k -контактна різниця потенціалів.

Визначимо загальну густину дрейфового струму через межу поділу p - та n -областей:

$$j_{\text{др}} = -q \frac{dU_k}{dx} (\mu_n n_{p_0} + \mu_p p_{n_0}). \quad (3.4)$$

У стані теплової рівноваги при $U=0$ (відсутності зовнішнього електричного поля або зовнішньої напруги) чим більша кількість основних носіїв залишатиме власні області, тим більша кількість неосновних носіїв буде екстрагувати через перехід під дією дифузійного поля до областей, де вони стають основними.

Отже, у відповідних областях системи двох напівпровідників створюватимуться постійні рівноважні концентрації: дірок p_{p_0} та електронів n_{p_0} у p -області; електронів n_{n_0} та дірок p_{n_0} у n -області. Дифузійний та дрейфовий струми в означеному режимі завжди компенсуватимуть один одного, тобто

$$j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = 0. \quad (3.5)$$

Це означає, що при зовнішній напрузі $U=0$ струм через p - n –перехід не протікає.

У момент установа режиму рівноваги контактна різниця потенціалів може бути обчислена за однією з наведених нижче формул:

$$U_k = \varphi_T \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}} = \varphi_T \ln \frac{p_{p_0} n_{n_0}}{n_i^2}; \quad (3.6)$$

$$U_k = \varphi_T \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = \varphi_T \ln \frac{n_{n_0} p_{p_0}}{p_i^2}, \quad (3.7)$$

де $\varphi_T = kT/q$ - температурний потенціал. При кімнатній температурі ($T=300\text{K}$) $\varphi_T = 0,026\text{В}$.

На енергетичній діаграмі вищезгадані процеси інтерпретуються таким чином. Оскільки потенціальна енергія електрона і потенціал зв'язані

співвідношенням $W = -qU$, то утворення некомпенсованих об'ємних зарядів спричинює опускання енергетичних рівнів n -області і підймання енергетичних рівнів p -області. Зміщення енергетичних діаграм областей закінчується, коли рівні Фермі W_{ϕ_n} та W_{ϕ_p} збігаються. При цьому на межі поділу ($x=0$) рівні Фермі областей проходять через середину забороненої зони, тобто у т. $x=0$ $W_{\phi_n} = W_{\phi_p} = W_i$. Як відомо, ця обставина характерна для НП з власною електропровідністю, опір яких порівняно з домішковими НП більший. Отже, опір на межі між двома НП, як і опір всього збідненого на носії заряду шару p - та n - кристалів.

Утворення потенціального бар'єра U_k у переході внаслідок зміщення енергетичних діаграм областей на величину qU_k обмежує дифузійне переміщення основних носіїв.

Рівняння (3.6) та (3.7) дозволяють визначити рівноважні концентрації неосновних носіїв p - та n -областей:

$$p_{n_0} = p_{p_0} e^{-\frac{U_k}{\varphi_T}}; \quad n_{p_0} = n_{n_0} e^{\frac{U_k}{\varphi_T}}. \quad (3.8)$$

3.1.2 P - n -перехід під дією зовнішньої напруги

Під дією зовнішньої напруги на різкий p - n -перехід через нього проходить струм, величина якого залежить від полярності підімкнення зовнішнього джерела напруги. Якщо плюс джерела підімкнено до p - області, а мінус - до n -області, то таке вмикання називають прямим. У протилежному разі йдеться про зворотне вмикання p - n -переходу.

Пряме вмикання p - n -переходу

Вважатимемо, що до невідпрямлювальних контактів **а** і **в** (рисунок 3.4) прикладено пряму напругу U_{np} . Оскільки опір p - n -переходу значно перевищує опори нейтральних областей, то зовнішня напруга повністю падає на цьому переході. Результуюча напруженість у p - n -переході зменшується, оскільки зовнішнє електричне поле E_{np} має напрям, протилежний напрямку

$$E_{diff} \text{ (рисунок 3.4,а): } E_{p-n} = E_{diff} - E_{np}.$$

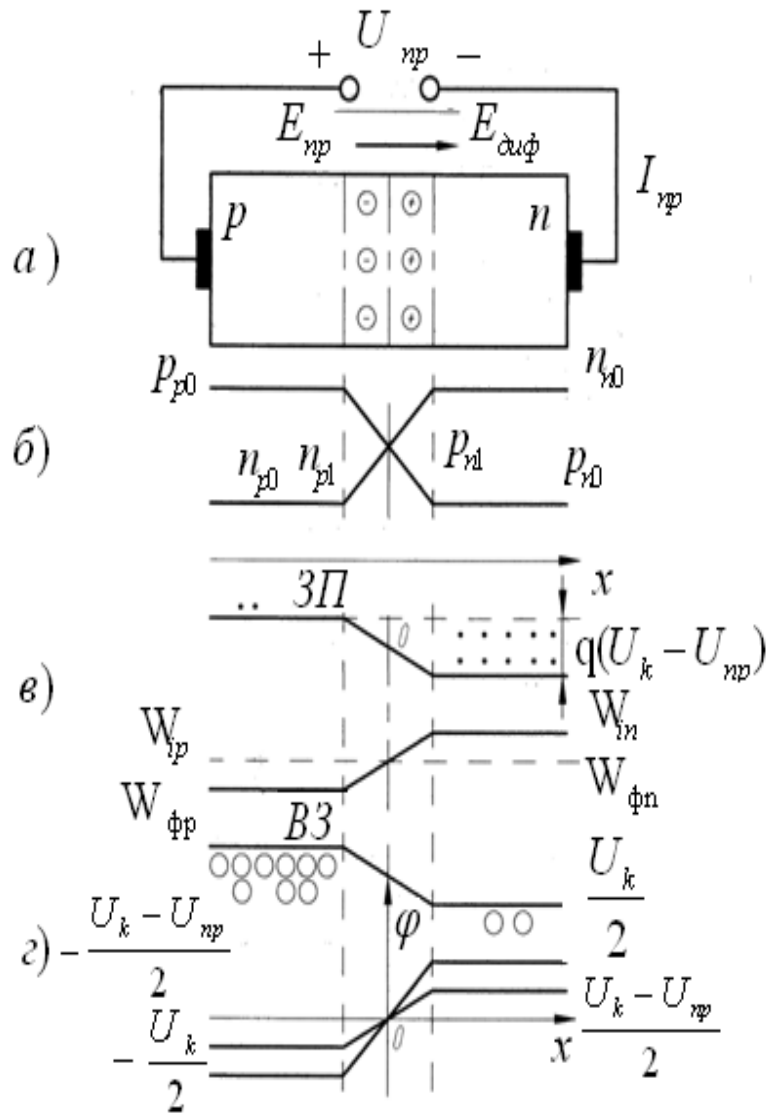


Рисунок 3.4 – Пряме вмикання р-п-переходу

Унаслідок цього зменшується потенціальний бар'єр переходу до значення $U_k - U_{np}$ (рисунок 3.4,в,г), зменшується також гальмувальна дія поля переходу на дифузійний рух основних носіїв, що приводить до зростання дифузійного струму через перехід. Дрейфовий струм при цьому не зазнає зміни, бо його величина, як це бачимо з формули (3.4), залежить від концентрації неосновних носіїв у нейтральних областях p - та n -кристалів. Ці концентрації, у свою чергу, залежать виключно від концентрації домішок у НП та від температури. Тому зменшення поля p - n -переходу, яке є прискорювальним для неосновних носіїв, приводить до зниження швидкості дрейфу цих носіїв, а їх концентрація залишається незмінною. Отже, умова термодинамічної рівноваги (3.5) порушується: $j_{diff} + j_{dr} > 0$, тобто виникає результуючий прямий струм через перехід. Величину цього струму визначають дифузійною складовою j_{diff} . Це струм основних носіїв. Унаслідок переважання дифузії над екстракцією біля меж p - n -переходу відбувається накопичення неосновних носіїв, концентрація яких зростає до величин n_{p1} і

p_{n_1} (рисунок 3.4,б):

$$p_{n_1} = p_{p_0} e^{-\frac{U_k - U_{np}}{\varphi_T}} = p_{n_0} e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}} ; \quad (3.9)$$

$$n_{p_1} = n_{n_0} e^{-\frac{U_k - U_{np}}{\varphi_T}} = n_{p_0} e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}} \quad (3.10)$$

де U_k - контактна різниця потенціалів; U_{np} - прикладена пряма напруга;

n_{p_1} і p_{n_1} - концентрації неосновних нерівноважних носіїв біля меж переходу.

Явище підвищення концентрації неосновних носіїв в p - та n - областях під дією зовнішньої прямої напруги називається інжекцією. Область, з якої інжектують носії, є емітером, а область, в якій інжекція здійснюється, називається базою. Унаслідок рекомбінації неосновних носіїв у p - та n -областях створюються градієнти їх концентрації (рисунок 3.4,б). Концентрації неосновних нерівноважних носіїв змінюються, отже, вздовж координати x за законами

$$p_n(x) = p_{n_0} + p_{n_0} \left(e^{\frac{U_{np}-1}{\varphi_i}} \right) e^{-\frac{x}{L_p}} ; \quad (3.11)$$

$$n_p(x) = n_{p_0} + n_{p_0} \left(e^{\frac{U_{np}-1}{\varphi_i}} \right) e^{-\frac{x}{L_n}} . \quad (3.12)$$

З формул (3.11) і (3.12) можна одержати вираз для p_{n_1} та n_{p_1} (3.8), (3.9) на межі між p - та n - провідниками ($x=0$). Інклекція кількісно оцінюється рівнем інжекції δ_i , який визначають відношенням прирощення концентрації інжектованих носіїв до рівноважної концентрації основних носіїв

$$\delta_i = \frac{\Delta p_n}{n_{n_0}} = \frac{\Delta n_p}{p_{p_0}} .$$

При $\delta_i \ll 1$ рівень інжекції вважають низьким. При середньому ($\delta_i = 1$) та високому ($\delta_i \gg 1$) рівнях інжекції значна частина основних носіїв з метою компенсації зарядів інжектованих неосновних носіїв залишає нейтральні області НП і підходить до меж p - n -переходу. Внаслідок цього в цих областях виникає створене іонами домішкових атомів електричне поле. При низьких рівнях інжекції, властивих малопотужним напівпровідниковим приладам, що розглядаються нижче, це явище майже відсутнє. Під дією градієнта концентрації неосновні нерівноважні носії дифундують углиб НП, порушуючи електронейтральність кристала. Відновлення нейтрального стану НП відбувається за рахунок знаходження носіїв від зовнішнього джерела напруги. Це є причиною проходження струму в зовнішньому колі.

Зворотне вмикання p - n -переходу

Під час прикладення до p - n -переходу зворотної напруги $U_{зв}$ (рисунок 3.12) створюється електричне поле $E_{зв}$, яке збільшує результуюче поле переходу. Потенціальний бар'єр переходу здійснюється до величини

$U_k + U_{зв}$ (рисунок 3.5,в,г). Це приводить до зменшення дифузійного струму через перехід при незмінному дрейфовому. Термодинамічна рівновага в цьому випадку порушується на користь дрейфової складової: $j_{диф} + j_{др} < 0$. Тому через перехід і в зовнішньому буде проходити малий (порівняно з прямим струмом) струм неосновних носіїв. Оскільки процеси екстракції в цьому режимі, спричиняючи дрейф неосновних носіїв, переважають над процесами дифузії, то біля меж p - n -переходу відбувається зникання концентрації неосновних носіїв до певних значень p_{n1} та n_{p1} (рисунок 3.5,б). Ця концентрація збільшується в міру віддалення переходу згідно з законами:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left(e^{\frac{U_{зв}}{\phi_i}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}; \quad (3.13)$$

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} \left(e^{\frac{U_{зв}}{\phi_i}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (3.14)$$

$$E_{p-n} = E_{диф} + E_{зв}.$$

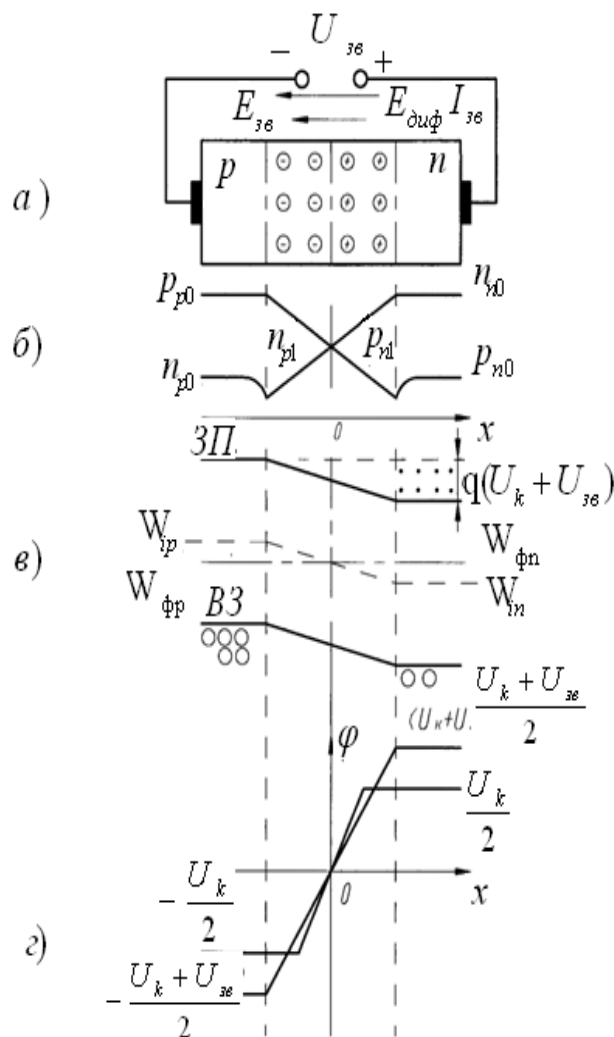


Рисунок 3.5 – Зворотнє вмикання p - n -переходу

3.3 ВЛАСТИВОСТІ p-n – ПЕРЕХОДУ

Параметри і ВАХ p-n-переходу

До параметрів p-n-переходу належать його товщина та ємності.

3.3.1 Товщина переходу

Розглянемо p-n-перехід з товщиною δ (рисунок 3.6). Ця величина складається з товщини переходу в p-області δ_p та товщини переходу в n-області і визначається формулою

$$\delta = \delta_p + \delta_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) (U_R - U)}, \quad (3.15)$$

де $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ -Ф/м - електрична стала;

ε - відносна електрична проникність ($\varepsilon = 12$ для кремнію, $\varepsilon = 16$ для германію);

U_K - контактна різниця потенціалів; U - прикладена зовнішня напруга.

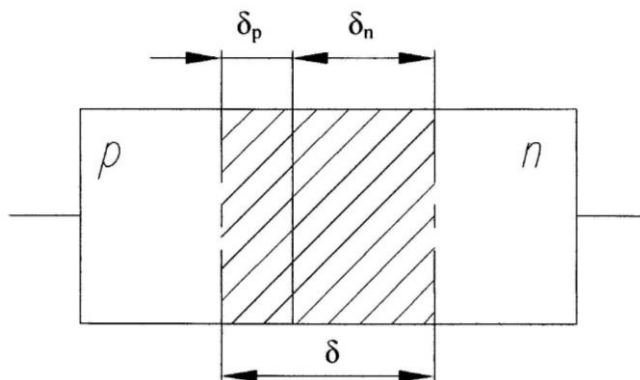


Рисунок 3.6 – P-n-перехід при $N_A > N_D$

З формули (3.15) випливає, що товщина переходу залежить від ступеня легування областей НП (від концентрацій домішок) і від прикладеної напруги.

Чим вища концентрація домішок областей N_A і N_D , тим вужчий перехід.

Для величин δ_p та δ_n існує закономірність

$$\frac{\delta_p}{\delta_n} = \frac{N_D}{N_A}, \quad (3.16)$$

тобто товщини p-n-переходу в області p і області n обернено пропорційні концентраціям домішок цих областей. Якщо $N_A \gg N_D$, тоді з (3.15) маємо

$$\delta = \delta_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{N_D} (U_R - U)}. \quad (3.17)$$

Аналогічно при $N_A \ll N_D$,

$$\delta = \delta_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{N_A} (U_R - U)}. \quad (3.18)$$

З формули (1.15) випливає, що збільшення прямої зовнішньої напруги U на переході ($U_K - U$) приводить до зменшення його товщини, Фізично це зумовлено тим, що при прямому ввімкненні основні носії заряду змушені рухатися в напрямку від невідпрямлювальних контактів до збідненого шару переходу, збагачуючи його. Опір переходу зменшується, сам перехід звужується (рисунок 3.7,а).

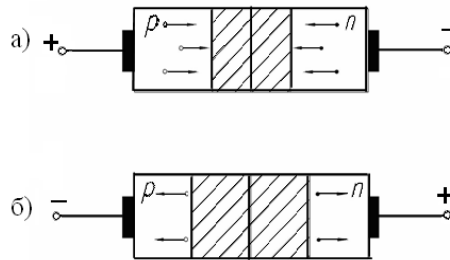


Рисунок 3.7 – Вплив напруги U на товщину переходу

Збільшення зворотної напруги на переході ($U_K + U$) приводить до збільшення його товщини. В цьому випадку основні носії заряду зміщуються в різні сторони від p - n -переходу, і збіднений шар ще більше збіднюється на рухомі носії, його опір збільшується, а перехід розширюється (рисунок 1.7,б).

3.3.2 Ємності переходу

Залежно від фізичної природи заряду, що змінюється в переході, розрізняють бар'єрну та дифузійну ємності.

Бар'єрну (зарядову) ємність визначають зміною некомпенсованого заряду іонів при зміні товщини запірного шару під дією зовнішньої напруги. Ідеальний p - n -перехід нагадує плоский конденсатор, пластинами якого є нейтральні низькоомні області НП. Отже, при використанні формули бар'єрна ємність дорівнює

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\Pi}{\delta} = \Pi \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q N_A N_D}{2(N_A + N_D)(U_K - U)}}. \quad (3.19)$$

З (3.19) випливає, що бар'єрна ємність збільшується при зростанні N_A і N_D , а також при зростанні прямої напруги. При зростанні зворотної напруги бар'єрна ємність зменшується. Характер залежності $C_{бар} = f(U)$ показано на рисунку 3.8.

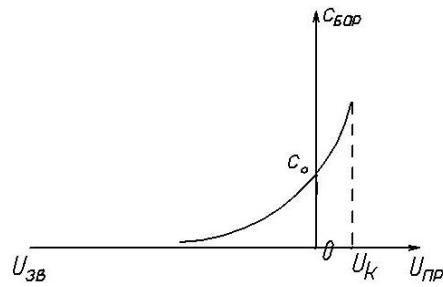


Рисунок 3.8 – Вольт-фарадна характеристика р-п-переходу

Дифузійна ємність зумовлена здебільшого процесами інжекції. Зміну заряду неосновних носіїв стосовно рівноважного рівня біля переходу при зміні прямої напруги можна розглядати як прояв деякої ємності

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ_{\text{інж}}}{dU_{\text{пр}}}, \quad (3.20)$$

де $Q_{\text{інж}}$ - величина інжектваного заряду.

Величина цієї ємності може бути розрахована за формулою

$$C_{\text{диф}} = \frac{q\Pi}{\varphi_T} (L_n n_{p_0} + L_p p_{n_0}) e^{\frac{U_{\text{пр}}}{\varphi_T}}. \quad (3.21)$$

Як правило, при прямому ввімкненні р-п-переходу враховують лише дифузійну ємність, тому що бар'єрна ємність становить одиниці пікофарад, а дифузійна – десятки нанофарад.

Ємності переходу враховують при складанні його еквівалентної схеми (рисунок 3.9). На схемі r_1 - розподільний опір p - та n - областей, r_n - поверхневий опір (для струмів поверхневого витоку), $r_g = \varphi_T / I_{\text{пр}}$ - диференційний опір переходу.

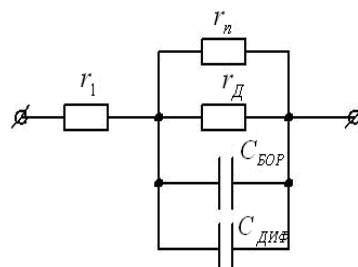


Рисунок 3.9 – Еквівалентна схема р-п-переходу

Для кімнатної температури ($T=300\text{K}$) справедлива формула Шоклі

$$r_g = \frac{26}{I_{np}}, \quad (3.22)$$

де I_{np} подають у міліамперах.

При прямому вмиканні p - n -переходу $C_{диф} \gg C_{бар}$ $r_{g_{np}} \approx r_1$, тому еквівалентна схема набуває вигляду - рисунок 3.10,а. При зворотному $C_{диф} \ll C_{бар}$ $r_{g_{зв}} \gg r_1$, і спрощена еквівалентна схема переходу має вигляд - рисунок 3.10,б.

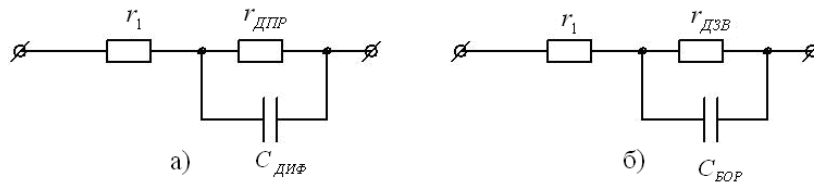


Рисунок 3.10 – Еквівалентна схема p - n -переходу: а) при прямому вмиканні ; б) при зворотному вмиканні

3.3.3 Реальна ВАХ p - n -переходу

Під час розгляду теоретичної ВАХ p - n -переходу не враховувалися термогенерація носіїв у запірному шарі, поверхневі струми витоку, падіння напруги на опорах нейтральних областей НП, а також явище пробоя при певних зворотних напругах. Тому реальна ВАХ переходу істотно відрізняється від теоретичної (рисунок 3.11).

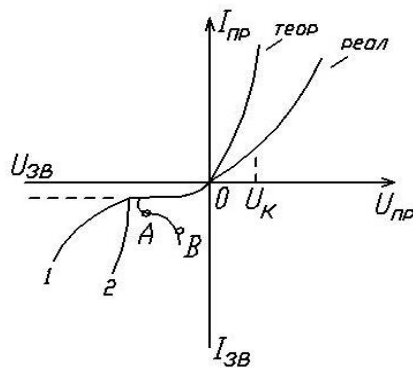


Рисунок 3.11 – Різниця між реальною та теоретичною ВАХ p - n -переходу

Генераційно -рекомбінаційні процеси в p - n -переходах

ГЕНЕРАЦІЯ- це процес створення пари електрон –дірка під дією зовнішнього фактора.