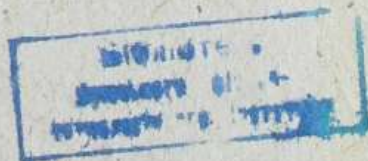


Б21.38(07)
К-65

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з курсу
„Напівпровідникові прилади“
частина перша

для студентів спеціальностей
20.05, 21.01 усіх форм навчання



Суми СумДУ 1994

574

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З КУРСУ
"НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ"
ЧАСТИНА ПЕРША
для студентів спеціальностей
20.05, 21.01 усіх форм навчання

Затверджено
на засіданні кафедри
як конспект лекцій
з дисципліни
"Напівпровідникові прилади"
спеціальностей 20.05, 21.01.
Протокол № 17 від 11.05.94

Суми СумДУ 1994

Укладачі: С.М.Кобяков

О.А.Борисенко

Кафедра промислової електроніки

ПЕГІДІМОВА

Даний конспект лекцій написано на основі досвіду їх читання при викладанні учбової дисципліни "Напівпровідникові прилади" студентам спеціальності 20.05 "Промислова електроніка".

Дисципліна "Напівпровідникові прилади" є вступним предметом у циклі промислової електроніки. Детальний розгляд фізичних процесів в напівпровідникових елементах електронних схем і принципів їх описання сприяє розвитку у студентів уміння правильно вибирати ці елементи й режими їх застосування, грамотно експлуатувати напівпровідникову апаратуру. Крім того, дана учбова дисципліна може розглядатись як база до вивчення основ мікроелектроніки і мікросхемотехніки з огляду на аналогії процесів у напівпровідникових інтегральних схемах і дискретних напівпровідникових приладах.

Конспект складається з трьох частин. У першій розглянуто елементи фізики напівпровідників та електронно-діркових переходів /розділ 1/, а також будову, характеристики і параметри напівпровідникових діодів /розділ 2/. Друга частина цілком присвячена вивченню будови, принципу дії, характеристик і параметрів біполярних транзисторів /розділ 3/. І, нарешті, третя частина передбачає вивчення польових транзисторів /розділ 4/, тиристорів /розділ 5/, оптоелектронних приладів /розділ 6/, а також знайомство з деякими особливостями застосування напівпровідникових приладів у промисловому електронному обладнанні /розділ 7/.

Конспект призначено насамперед для студентів спеціальності 20.05 "Промислова електроніка". Але він буде безперечно корисним і для спеціальностей: "Автоматика і управління в технічних системах", "Фізична електроніка", "Електронне машинобудування".

Автори

І. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ТА ЕЛЕКТРОННО-ДІРНИХ ПЕРЕХОДІВ

І.І. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО НАПІВПРОВІДНИКИ

Напівпровідники /НП/ - це речовини, що за своїми електричними властивостями займають проміжне положення між провідниками та діелектриками. Питома електропровідність напівпровідників змінюється в межах $\sigma = 10^{-8} - 10^2 \text{ см/м}$, тоді як у металах вона дорівнює $10^3 - 10^4 \text{ см/м}$, а у діелектриках не перевищує 10^{-12} см/м .

Основна властивість, що відрізняє напівпровідники від інших матеріалів у електричному відношенні, - це суттєва залежність питомої електропровідності σ від температури, концентрації домішок, світлового та іонізуючого випромінювання.

У провідників електрони на зовнішніх оболонках атомів кристалічної решітки /валентні електрони/ слабо зв'язані з ядром, і вони внаслідок щільного перекриття зовнішніх оболонок сусідніх атомів мають змогу вільно переходити від одного атома до другого. Це зумовлює високу електропровідність провідників. У напівпровідниках, на відміну від провідників, валентні електрони беруть участь у ковалентному зв'язку між сусідніми атомами решітки, який здійснюється паров електронів /рис. 1.1/. Кількість ковалентних зв'язків атома з сусідніми атомами дорівнює валентності.

Чистими /бездомішковими/ напівпровідниками є чотиривалентні германій Ge та кремній Si /елементи IV групи періодичної таблиці/. Тому кількість ковалентних пар електронів в атомах цих речовин - 4, як це показано на рис. 1.1 для германію.

Енергетична діаграма бездомішкового НП показана на рис. 1.2 для випадку $T=0$. Вона ілюструє той факт, що в ході утворення кристалічної решітки між атомами виникає сильна взаємодія, яка приводить до розщеплення енергетичних рівнів електронів у атомі. Кожній орбіті відповідає своє дискретне значення енергії електрона. Сукупність енергетичних рівнів, що виникають під час зближення атомів, називають енергетичною зоною. Кожна зона містить у собі N підрівнів / N - кількість взаємодіючих атомів у одиниці об'єму/. На рис. 1.2 такі зони /дозволені зони/ мають назву: E_3 - валентна зона - це зона, в якій при $T=0$ всі енергетичні рівні заповнені; E_1 - зона провідності - зона, в

якій при $T=0$ електрони відсутні. Дозволені зони відокремлені одна від одної забороненою зоною /ЗЗ/ - зоною, що утворена енергетичними рівнями, які не можуть бути заповнені електронами атомів даної речовини.

Ширина ЗЗ - це важливий параметр, що визначає електричні властивості твердого тіла. У металів ширина ЗЗ $\Delta W = 0$, у напівпровідників $\Delta W < 3\text{eВ}$, у діелектриків $\Delta W > 3\text{eВ}$.

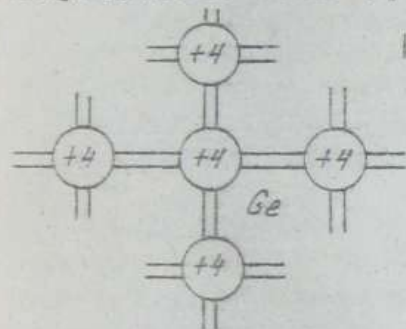


Рис. 1.1. Схема кристалічної решітки з ковалентними зв'язками при абсолютній температурі $T=0$



Рис. 1.2. Енергетична діаграма бездимішового напівпровідника при $T=0$

Отже, при абсолютній температурі $T=0$ в бездимішовому НП всі без винятку електрони беруть участь у ковалентних зв'язках між атомами, вільні носії заряду відсутні /ЗП не заповнена/.

1.1.1. Власна електропровідність напівпровідників

При збільшенні температури / $T > 0$ / деякі валентні електрони отримують енергію, якої вистачає, щоб розірвати ковалентний зв'язок /рис. 1.3,а/. Внаслідок цього у міжатомному зв'язку виникає одиничний заряд - дірка. На енергетичній діаграмі НП це явище супроводжується виникненням вільного енергетичного рівня /рис. 1.3,б/.

На місці утвореного розриву ковалентного зв'язку /вільний рівень у ВЗ/ може перейти електрон із сусідньої ковалентної пари, і тоді відбудеться "заповнення" місця попереднього розриву й утворення дірки у новому місці. Це рівносильно пере-

міщенням дірки. Таким чином, у чистому бездомішковому НП утворюються вільні носії заряду – електрони і дірки, тобто відбувається генерація вільних носіїв.

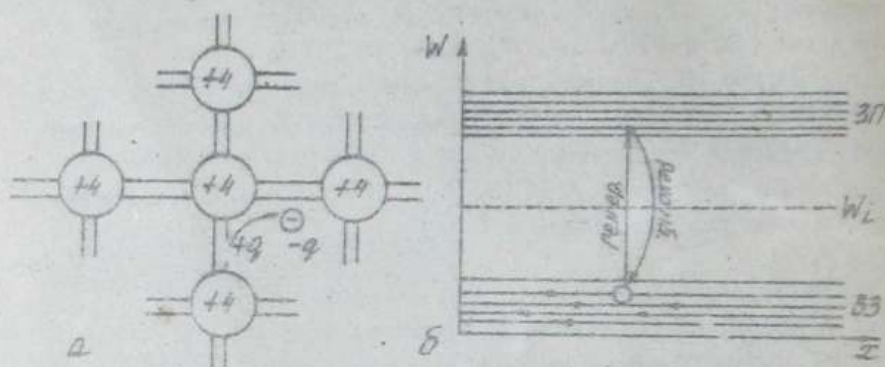


Рис. 1.3. Механізм власної провідності НП:

а – кристалічна решітка при $T > 0$; б – енергетична діаграма

Крім збільшення температури, причиною генерації носіїв може бути освітлення напівпровідника. Генерація супроводжується зворотним процесом – рекомбінацією. Рекомбінація – це відновлення ковалентного зв'язку, утворення при зіткненні пари електрон-дірка нейтрального атома. На енергетичній діаграмі процес рекомбінації відповідає поверненню електрона з ЗП назад до ЕЗ. При встановленні теплової рівноваги процеси генерації та рекомбінації компенсують один одного, і при даній температурі у НП утворюється певна концентрація вільних електронів n_i / n_e заповнених рівнів у ЗП / і вільних дірок p_i / стільки ж незаповнених рівнів у ЕЗ/. Ці концентрації можна визначити за формулою

$$n_i = p_i = A \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (1.1)$$

де ΔW – ширина забороненої зони /тобто енергія, яку треба надати валентному електрону, щоб він став вільним носієм заряду/, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – стала Больцмана, A – коефіцієнт пропорційності, що залежить від матеріалу напівпровідника / $A = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ для германію; $A = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для кремнію/.

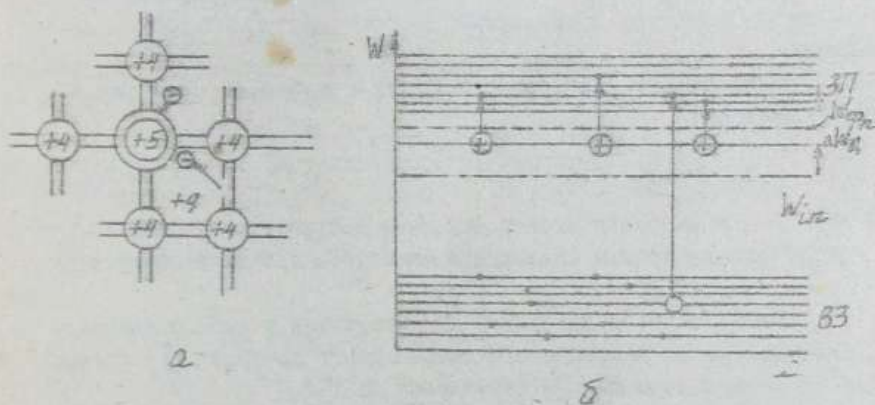
Індекс у позначеннях власних концентрацій носіїв n_i та p_i походить від англійського слова *intrinsic* – притаманний.

Із формули /I.I/ випливає, що концентрація носіїв заряду, отже і власна електропровідність напівпровідника будуть тим більші, чим більша температура і чим вужча заборонена зона. Для найбільш поширених напівпровідників ширина ЗЗ дорівнює: для германію $\Delta W = 0,72$ еВ; для кремнію $\Delta W = 1,12$ еВ; для арсеніду галію /GaAs/ $\Delta W = 1,41$ еВ.

На рис. I.3,б рівень W_i , збіжний з серединою ЗЗ, - це рівень Фермі. Як відомо з фізики, цей рівень відповідає енергетичному рівню, на якому електрон з'являється з ймовірністю, що дорівнює 0,5.

I.1.2. Електропровідність напівпровідників

Цей тип провідності здійснюється завдяки введенню у 4-валентний НП /германій або кремній/ 5-валентних атомів домішок /фосфор Р, сур'я Sb або миш'як As /, що називаються донорними домішками /лат. *donor* - той, що віддає/. Схема кристалічної решітки з донорними домішками показана на рис. I.4,а, відповідна енергетична діаграма - на рис. I.4,б.



а

б

Рис. I.4. Механізм електронної провідності НП:

- а - схема кристалічної решітки з донорними домішковими атомами;
- б - енергетична діаграма

5-й валентний електрон атома домішок, який не бере участь у ковалентних зв'язках, має дуже незначну /у порівнянні з ковалентними електронами/ енергію зв'язку з ядром атома.

Під дією незначної енергії, що називається енергією активації донорів ΔW_d / її величина невелика в порівнянні з шириною забороненої зони, як показано на енергетичній діаграмі рис. 1.4,б/, електрон стає вільним. Атоми домішок перетворюються на позитивні іони. Ці іони нерухомі, міцно зв'язані з кристалічною ґраткою і не беруть участь у створенні електричного струму в НП. Завдяки малій енергії активації $\Delta W_d = 0,16$ еВ для кремнію з домішками, $\Delta W_d = 10,01 \dots 0,13$ еВ для германію з домішками / навіть при кімнатній температурі здійснюється повна іонізація 5-валентних атомів, яка супроводжується заповненням зони провідності вільними електронами /рис. 1.4,б/. Вільні електрони у ЗП можуть з'являтися і внаслідок дії механізму власної провідності, як у бездомішкових НП. Але ймовірність цього набагато менша, ніж ймовірність процесу активації домішок. Тому у ЗП зосереджується набагато більше вільних електронів, ніж є дірок у ВЗ, оскільки іонізація донорного атома не супроводжується утворенням дірки.

Отже, в НП з донорними домішками концентрація вільних електронів набагато перевищує концентрацію дірок. Символічно це записується так: у стані термодинамічної рівноваги $n_{n0} \gg p_{n0}$, де n_{n0} - рівноважна концентрація електронів у НП донорного типу / n - типу /; p_{n0} - рівноважна концентрація дірок у НП n - типу. Електрони є основними носіями заряду, а дірки - неосновними.

Концентрація електронів у НП n - типу може бути визначена за формулою

$$n_{n0} = N_d + n_i, \quad /1.2/$$

де N_d - концентрація атомів донорних домішок;

n_i - концентрація електронів внаслідок дії власної провідності НП.

Рівень Фермі у донорному НП зміщується у верхню половину ВЗ. Його положення залежить від концентрації донорів N_d /рівень Фермі зі збільшенням N_d наближається до ЗП/.

1.1.3. Діркова провідність напівпровідників

Цей тип провідності здійснюється завдяки введенню у 4-валентний НП 3-валентних атомів галію Ga або індію In . У домішкових атомах не вистачає одного електрона для створення ковалентного зв'язку, і нестача може бути компенсована за допомогою електрона, звільненого внаслідок розриву ковалентного зв'язку у

4-валентному атомі кристалічної решітки. Домішки такого типу називаються акцепторними /лат. *acceptor* - той, що отримує/, бо вони отримують електрони, вирвані з валентної зони. При цьому у ЕЗ створюється вільний рівень - дірка /рис. 1.5, а, б/.

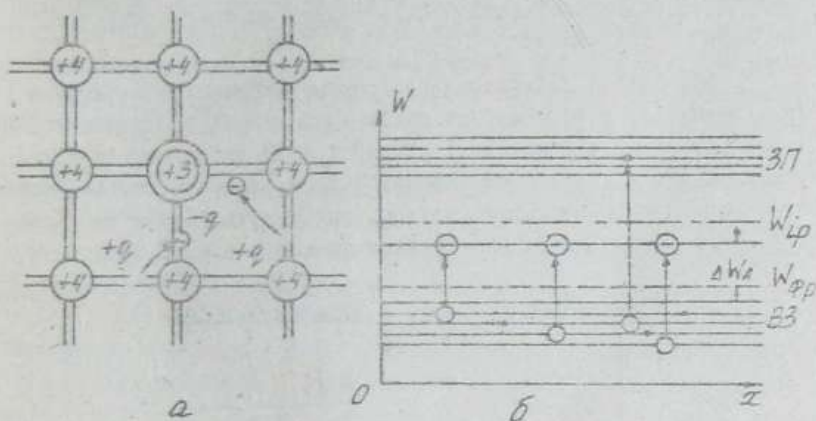


Рис. 1.5. Механізм діркової провідності НП:

а - схема кристалічної решітки; б - енергетична діаграма

Оскільки з'явлення дірок у ЕЗ для акцепторного НП здебільшого не супроводжується збільшенням числа електронів у ЕП, то дірок у НП стає набагато більше. Дірки у такому НП є основними носіями, електрони, кількість яких у кристалі незначна, є неосновними носіями. Енергія активації акцепторів $\Delta W_A = /0,04 \dots 0,16/$ еВ для кремнію, $\Delta W_A = /0,01 \dots 0,02/$ еВ для германію. Акцепторний НП називається напівпровідником р-типу.

Концентрацію дірок у акцепторному НП знаходять за формулою

$$P_{p0} = N_A + P_i, \quad /1.3/$$

де N_A - концентрація атомів акцепторних домішок;

P_i - власна концентрація дірок, $P_i = n_i$.

Рівень Фермі в акцепторному НП зміщується у нижню половину ЕЗ, причому його енергетична відстань від ЕЗ зменшується зі збільшенням концентрації акцепторів N_A .

Існує загальна закономірність для домішкових напівпровідників

$$n_{p0} \cdot P_{p0} = P_{p0} \cdot n_{p0} = n_i^2. \quad /1.4/$$

З /І.4/ можна зробити висновок: введення в НП домішок праводить до збільшення концентрації носіїв заряду одного знака і до пропорційного зменшення концентрації інших носіїв заряду зростання ймовірності їх рекомбінації.

І.І.4. Рекомбінація носіїв заряду та тривалість їх життя

У пункті І.І.І йшлося про рекомбінацію пари електрон-дірка внаслідок зіткнення при здійсненні власної провідності НП. Ця рекомбінація, під час якої електрон з ЗП повертається у ВЗ, супроводжується виділенням енергії у формі квантів світла /фотонів/ або енергії теплових коливань кристалічної решітки /фононів/. Така рекомбінація називається прямою /рис. І.6,а/.

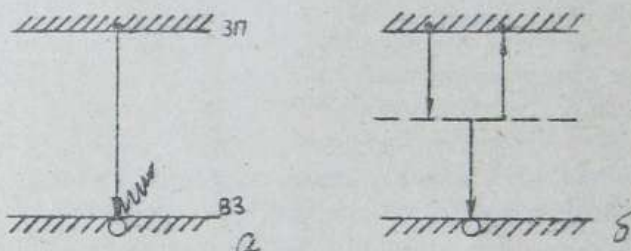


Рис. І.6. До пояснення рекомбінації носіїв зарядів

У домішкових НП існують й інші види рекомбінації. На рис. І.6,б показано принцип рекомбінації за допомогою локального рівня. У забороненій зоні можуть з'являтися локальні енергетичні рівні, утворені домішковими атомами та різноманітними дефектами кристалічної решітки. На локальний рівень з ЗП може переходити електрон, заповнивши його. Згодом електрон може або повернутись назад до ЗП, або перейти у ВЗ, рекомбінуючи з дірков. Останнє може бути інтерпретовано, як захоплення дірки з ВЗ заповненим локальним рівнем. Ймовірність зіткнення дірки з нерухомим електроном, який утримується на локальному рівні, значно перевищує ймовірність зустрічі її з рухомим електроном з ЗП. Тому локальні рівні у забороненій зоні є ефективними центрами рекомбінації.

Подібно до попередньої діє поверхнева рекомбінація, яка зумовлена виникненням у НП додаткових "підсток" внаслідок осідання на поверхні кристала сторонніх молекул і механічної обробки.

Як згадувалось у п. I.I.I, у стелі термодинамічної рівноваги у НІ встановлюється рівноважна концентрація носіїв. Але крім теплового збудження, причиною збагачення напівпровідника електронами й дірками є освітлення, введення носіїв через контакт /інжекція/ тощо. Енергія збудження в цьому разі передається безпосередньо носіям, у той час як теплова енергія решітки зостається незмінною. Отже, надлишкові носії заряду не перебувають у стані теплової рівноваги з решіткою і називаються нерівноважними. Якщо рівноважні носії розподілені в кристалі рівномірно, то нерівноважні носії можуть утворити градієнт концентрації.

При виникненні надлишкової концентрації носіїв заряду у НІ змінюється концентрація як основних, так і неосновних носіїв. Оскільки надлишкова концентрація основних носіїв дуже мала у порівнянні з рівноважною, то зміну концентрації основних носіїв контролювати неможливо. Виникаюча надлишкова концентрація неосновних носіїв набагато більше впливає на зміну концентрації останніх.

Коли дія збудника на НІ припиняється, надлишкова концентрація неосновних носіїв починає зменшуватись внаслідок їх рекомбінації з основними носіями. Будемо вважати, що швидкість спаду концентрації неосновних носіїв пропорційна до надлишкової концентрації цих носіїв /дірок/:

$$\frac{d(p_n - p_{n0})}{dt} = -a(p_n - p_{n0})$$

$$\text{або } d(p_n - p_{n0}) = -a(p_n - p_{n0}) dt, \quad /1.5/$$

де a - коефіцієнт, що залежить від типу НІ;

p_n - нерівноважна концентрація дірок у НІ n - типу.

Інтегруючи вираз /1.5/ і вважаючи, що в момент припинення дії збудника концентрація $p_n = p_{n1}$, одержуємо закон зміни концентрації нерівноважних носіїв - дірок у напівпровіднику n -типу:

$$p_n - p_{n0} = (p_{n1} - p_{n0}) e^{-at}. \quad /1.6/$$

У формулі /1.6/ коефіцієнт a характеризує швидкість спаду концентрації нерівноважних носіїв. Величина $\tau_p = 1/a$ називається тривалістю життя неосновних носіїв /дірок/.

Отже, тривалість життя нерівноважних носіїв у НІ - це час, на протязі якого концентрація цих носіїв внаслідок рекомбі-

нації зменшується в e раз.

I.1.5. Види струмів у напівпровідниках

У напівпровідниках розрізняють дрейфовий та дифузійний струми.

Причиною дрейфового струму є дія на НІ електричного поля. Внаслідок зіткнення носіїв, що рухаються під дією електричного поля, з атомами решітки їх рух має урівняний характер. Цей рух характеризується рухомістю μ :

$$\mu = \frac{\bar{v}}{E}, \quad /1.7/$$

де \bar{v} - середня швидкість носія;

E - напруженість електричного поля.

Звичайно рухомість у електронів вища, ніж у дірок ($\mu_n > \mu_p$). Ця величина залежить від температури /з підвищенням температури рухливість зменшується внаслідок того, що зростає хаотичність руху носіїв, як це показано на рис. 1.7/, а також від концентрації домішок.

Звичайно у розрахунках приймають наступні значення рухливостей носіїв при $T=300$ К: для германію

$$\mu_n = 3900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}, \mu_p = 1900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с},$$

для кремнію

$$\mu_n = 1350 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}, \mu_p = 430 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}.$$

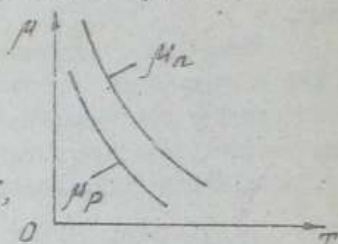


Рис. 1.7. Залежність рухливостей електронів μ_n та дірок μ_p від температури

Густина електронного струму у НІ

$$j_n = q \cdot n \cdot \bar{v}_n, \quad /1.8/$$

де $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд електрона;

n - концентрація електронів;

\bar{v}_n - середня швидкість електрона.

Густина діркового струму за аналогією

$$j_p = q \cdot p \cdot \bar{v}_p, \quad /1.8'/$$

Загальна густина струму через НІ під дією електричного поля

$$j_{др} = j_n + j_p = q(n\bar{v}_n + p\bar{v}_p). \quad /I.9/$$

Враховуючи вираз /I.7/, одержуємо

$$j_{др} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E - \quad /I.10/$$

закон Ома у диференціальній формі.

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) = \sigma_n + \sigma_p \quad - \text{ загальна}$$

питома провідність напіпровідника.

У донорному НІ $n_0 \gg p_0$, отже загальна питома провідність цілком визначена електронною провідністю $\sigma \approx \sigma_n = q\mu_n n_0$.

У акцепторному НІ $p_0 \gg n_0$, і отже $\sigma \approx \sigma_p = q\mu_p p_0$.

Незважаючи на те, що з підвищенням температури рухомість носіїв μ зменшується, зростання концентрації вільних носіїв внаслідок розриву ковалентних зв'язків відбувається швидше, і це приводить до зростання електропровідності НІ.

Причиною дифузійного струму у НІ є нерівномірний розподіл концентрації носіїв уздовж кристала. Якщо $n = n(x)$ і $p = p(x)$, тобто концентрації носіїв є функціями координати x , то носіїв рухатимуться з області, де концентрація носіїв вища до області, де концентрація їх нижча.

Густина дифузійного струму у НІ:

електронного

$$j_{диф} = q D_n \frac{dn(x)}{dx}, \quad /I.11/$$

діркового

$$j_{диф} = -q D_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad /I.12/$$

де $\frac{dn(x)}{dx}$, $\frac{dp(x)}{dx}$ - градієнти концентрації відповідно електронів та дірок;

$D_n = \frac{\mu_n kT}{q}$, $D_p = \frac{\mu_p kT}{q}$ - коефіцієнти дифузії відповідно електронів та дірок.

Знак "-" у виразі /I.12/ означає, що дірковий струм має напрям, протилежний напрямку електронного струму.

Градієнт концентрації носіїв уздовж осі x показує ступінь нерівномірності розподілу носіїв у цьому напрямі.

1.2. ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВИЙ ПЕРЕХІД ТА ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В НЬОМУ

1.2.1. *p-n*-переходи та способи їх виготовлення

Електронно-дірковий перехід є представником ширшого класу електронних переходів. Електричний перехід у напівпровіднику - це тонкий граничний шар між областями: єдиного монокристала з різними фізичними характеристиками. Переходи створюються між областями напівпровідника з різними типами провідності /*p-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 дозованого та чистого напівпровідника /*p-i*-переходи/, між областями напівпровідника з різною шириною заборонної зони /гетеропереходи/, між напівпровідником і металом тощо.

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

Точково-контактний спосіб полягає у формуванні контакту металеві голки з поверхнею НП з наступним сплавленням за допомогою пропускання через них коротких імпульсів струму /рис. 1.3, а/.

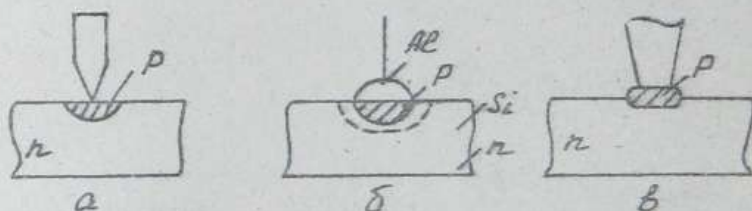


Рис. 1.3. Способи виготовлення *p-n*-переходів:
а - точково-контактний; б - сплавний; в - мікросплавний

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

напівпровідникових приладах /рис. 1.8,6/.

Мікросплавний спосіб зумовлює 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. Щільність мікросплавних переходів невелика, допустимий прямий струм через перехід в кілька раз перевищує струм точкових переходів /рис. 1.8,в/.

Дифузійний спосіб полягає у введенні в НП домішок засобом їх дифузії в 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.

Епітаксіальний спосіб створення переходів полягає в нарощуванні монокристалічного шару НП з розплаву на напівпровідникову пластину, яка має таку ж 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 $10^3 - 10^4$ раз / $p_{p0} \gg n_{n0}$ або $p_{p0} \ll n_{n0}$ /, і симетричні - між напівпровідниками з приблизно однаковими концентраціями основних носіїв / $p_{p0} \approx n_{n0}$ /. Частіше на практиці застосовуються несиметричні $p-n$ -переходи.

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

$$\text{Дифузійна довжина дірок } L_p = \sqrt{\tau_p \cdot D_p} \quad /1.12/$$

$$\text{Дифузійна довжина електронів } L_n = \sqrt{\tau_n \cdot D_n} \quad /1.12'/$$

У формулах /1.12/ та /1.12'/ 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 називається перехід, вздовж якого концентрація

носіїв /або домішок/ змінюється на відстані, що перевищує дифузійну довжину.

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

1.2.2. $p-n$ - перехід при відсутності зовнішньої напруги

Нехай зовнішня напруга на різкому переході $U = 0$

/рис. 1.9/.

Оскільки $p_{p0} \gg p_{n0}$ і $n_{p0} \gg n_{n0}$, як це впливає з визначення напівпровідників p - та n -типу, то різниця концентрацій носіїв одноіменних зарядів викликає дифузії дірок з p - області до n - області, а електронів - з n - області до p - області. Густина загального дифузійного струму через перехід визначається за формулою

$$j_{\text{диф}} = j_{\text{ндиф}} + j_{\text{рдиф}} = q \left(2n \frac{dn}{dx} - 2p \frac{dp}{dx} \right).$$

/1.13/

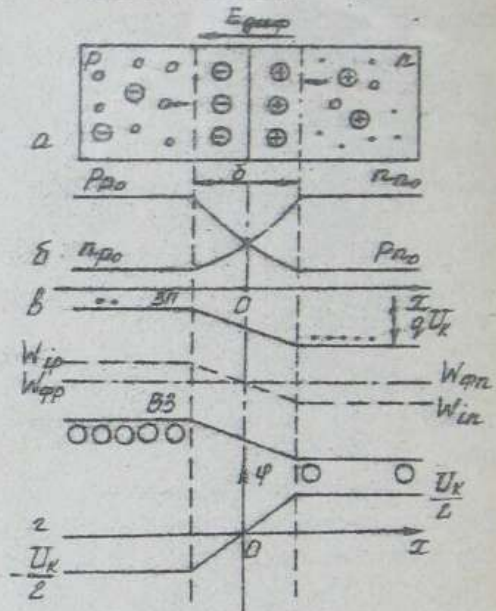


Рис. 1.9. $p-n$ - перехід у рівноважному стані

У приконтактному шарі напівпровідника p - типу внаслідок залишення його дірками створюється некомпенсований заряд негативних іонів акцепторних домішок. У приконтактному шарі напівпровідника n - типу створюється некомпенсований заряд позитивних іонів донорних домішок /рис. 1.9, а/. Ці заряди є нерухомими, концентрація рухомих вільних носіїв біля контакту зменшується, отже, опір переходу зростає, внаслідок чого $p-n$ - перехід ще називається областю об'ємного заряду або залірним шаром.

Накопичення об'ємних нерухомих зарядів у $p-n$ - переході приводить до виникнення в ньому дифузійного електричного поля $E_{\text{диф}}$ /рис. 1.9, 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 - типу залишаються електрично нейтральними.

Електричне поле $E_{\text{диф}}$, як це видно з рисунка 1.9, гальмує рух основних носіїв через $p-n$ - перехід, але викликає рух через нього неосновних носіїв /дірок з n - області, електронів з p - області/. Іншаке 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 прискорюючого електричного поля називається екстракцією.

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

$$E_{\text{диф}} = - \frac{dU_k}{dx}, \quad /1.14/$$

де U_k - контактна різниця потенціалів, а також використовуючи формулу /1.10/, визначимо загальну густину дрейфового струму через межу поділу p - та n - областей:

$$j_{\text{др}} = -q \frac{dU_k}{dx} (N_n n_{p0} + N_p p_{n0}). \quad /1.15/$$

У стані теплової рівноваги при $U=0$ /відсутності зовнішнього електричного поля або зовнішньої напруги/ чим більше кількість основних носіїв залишатиме власні області, тим більше кількість неосновних носіїв буде екстрагувати через перехід під дією дифузійного поля до областей, де вони стають основними. Стане, у відповідних областях системи двох напівпровідників створяться постійні рівноважні концентрації: дірок p_{p0} та електронів n_{p0} у p - області; електронів n_{n0} та дірок p_{n0} у n - області. Дифузійний та дрейфовий струми в означеному режимі завжди компенсуватимуть один одного, тобто

$$j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = 0. \quad /1.16/$$

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

В момент установалення режиму рівноваги контактна різниця потенціалів може бути обчислена за однією з приведених нижче формул :

$$U_k = \varphi_T \cdot \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \varphi_T \ln \frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} ; \quad /1.17/$$

$$U_k = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \varphi_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} , \quad /1.17'/$$

де $\varphi_T = kT/q$ - температурний потенціал. При кімнатній температурі / $T=300$ К / $\varphi_T = 0,0258$ В.

На енергетичній діаграмі /рис. 1.9,в/ вищезгадані процеси інтерпретуються таким чином. Оскільки потенціальна енергія електрона і потенціал зв'язані співвідношенням

$W = -q\varphi$, то утворення несконкованих об'ємних зарядів викликає опускання енергетичних рівнів n - області і підйом енергетичних рівнів p - області. Зміщення енергетичних діаграм областей закінчується, коли рівні Фермі W_{Fn} та W_{Fp} збігаються. При цьому на межі поділу / $x = 0$ / рівні Фермі областей проходять через середину забороненої зони, тобто у $x = 0$ $W_{Fp} = W_{Fn} = W_i$. Як відомо, ця обставина характерна для НП з власною електропровідністю, опір яких у порівнянні з домішковими НП більший. Отже, опір на межі між двома НП, як і опір всього з'єднаного на носії заряду шару $p-n$ -переходу, зростає у порівнянні з опорами нейтральних областей 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 /1.17/ та /1.17'/ дозволяють визначити рівноважні концентрації неосновних носіїв p - та n - областей:

$$p_{n0} = p_{p0} \cdot e^{-\frac{U_k}{\varphi_T}} ; \quad n_{p0} = n_{n0} \cdot e^{-\frac{U_k}{\varphi_T}} . \quad /1.18/$$

1.2.3. $p-n$ - перехід під дією зовнішньої напруги

Під дією зовнішньої напруги на різкий $p-n$ - перехід через нього протікає струм, величина якого залежить від полярності підключення зовнішнього джерела напруги. Якщо плюс джерела підключено до p - області, а мінус - до n - області, то

таке включення називається прямим. У протязному разі йдеться про зворотнє включення $p-n$ - переходу.

Пряме включення $p-n$ - переходу

Евективнемо, що до непрямої контактів α і β прикладено пряму напругу U_{np} /рис. 1.10/. Оскільки опір $p-n$ - переходу значно перевищує впорі нейтральних областей, то зовнішня напруга здебільше падає на цьому переході. Результатна напруженість у $p-n$ - переході зменшується, оскільки зовнішнє електричне поле E_{np} має напругу, протилежний напругу $E_{дрифт}$ /рис. 1.10,а/:

$$E_{пр} = E_{дрифт} - E_{np}$$

Внаслідок цього зменшується потенціальний бар'єр переходу до значення $U_{в} - U_{np}$ /рис. 1.10,в,г/, зменшується також гальмує дія поля переходу на дифузійний рух основних носіїв, що призводить до зростання дифузійного струму через перехід. Струм дрейфовий при цьому не зазнає зміни, бо його величина, як

це видно з формули /1.15/, залежить від концентрації неосновних носіїв у нейтральних областях p - та n - кристалів. Ці кон-

центрації, в свою чергу, залежать виключно від концентрації домішок у n та від температури. Тому зменшення поля $p-n$ - переходу, яке є прискорювачем для неосновних носіїв, призводить до зниження швидкості дрейфу носіїв, в їх концентрація залишається незмінною. Стже, умова термодинамічної рівноваги /1.16/ порушується:

$$j_{дрифт} + j_{диф} > 0,$$

тобто виникає результуючий прямий струм через перехід. Величина цього струму визна-

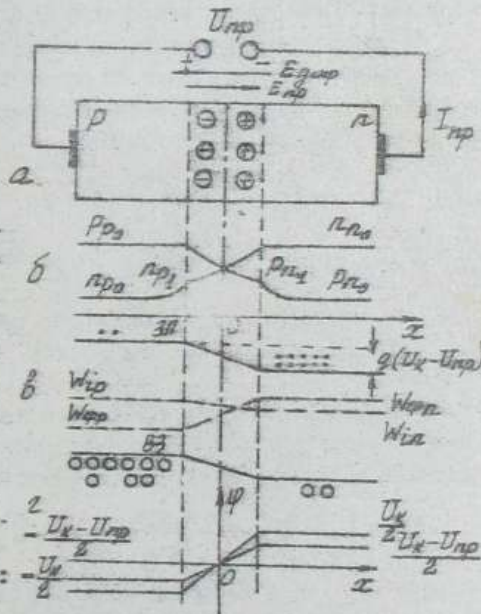


Рис. 1.10. Пряме включення $p-n$ - переходу

часться дифузійною складовою f_{diff} . Це струм основних носіїв. Внаслідок переважання дифузії над екстракцією біля меж $p-n$ -переходу відбувається накопичення неосновних носіїв, концентрація яких зростає до величин n_{p1} і p_{n1} /рис. 1.10,5/:

$$n_{p1} = n_{p0} e^{-\frac{U_k - U_{np}}{\varphi_T}} = n_{p0} e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}}; \quad /1.19/$$

$$p_{n1} = p_{n0} e^{-\frac{U_k - U_{np}}{\varphi_T}} = p_{n0} e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}} \quad /1.20/$$

де U_k - контактна різниця потенціалів;

U_{np} - прикладена пряма напруга;

n_{p1}, p_{n1} - 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 інjektують носії, є емітером, а область, в якій інжекція здійснюється, називається базою.

Внаслідок рекомбінації неосновних носіїв у p - та n -областях створюються градієнти їх концентрації /рис. 1.10,6/. Концентрації неосновних нерівноважних носіїв змінюються, отже, вадомж координати x за законами:

$$p_n(x) = p_{n0} + n_{p0} \left(e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}; \quad /1.21/$$

$$n_p(x) = n_{p0} + p_{n0} \left(e^{\frac{U_{np}}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_n}}. \quad /1.22/$$

З формул /1.21/ і /1.22/ можна одержати вирази для p_{n1} та n_{p1} /1.19/, /1.20/ на межі між p - та n -напівпровідниками / $x=0$ /.

Інжекція кількісно оцінюється рівнем інжекції δ_i , який визначається відношенням приросту концентрації інжектіваних носіїв до рівноважної концентрації основних носіїв:

$$\delta_i = \frac{\Delta p_n}{n_{p0}} = \frac{\Delta n_p}{p_{n0}}$$

При $\delta_i \ll 1$ рівень інжекції вважається низьким. При середньому / $\delta_i \approx 1$ / та високому / $\delta_i \gg 1$ / рівнях інжекції значна частина основних носіїв з метою компенсації зарядів інжектіваних неосновних носіїв залишає нейтральні області III і підходить до меж $p-n$ -переходу. Внаслідок цього в цих об-

лестях виникає створене іонними домішковими атомами електричне поле. При низьких рівнях інжекції, властивих малопотужним напівпровідниковим приладам, котрі розглядаються нижче, це явище можна відсутнє.

Під дією градієнта концентрації неосновні нерівновесні носії дифундують вглиб III, порушуючи електронейтральність кристала. Відновлення нейтрального стану III відбувається за рахунок надходження носіїв від зовнішнього джерела напруги. Це є причиною протікання струму в зовнішньому колі.

Зворотнє включення $p-n$ -переходу

При прикладенні до $p-n$ -переходу зворотної напруги U_{zb} /рис. I. II/ створиться електричне поле

E_{zb} , яке збільшує результуюче поле переходу:

$$E_{p-n} = E_{диф} + E_{zb}$$

Потенціальний бар'єр переходу збільшується до величини $U_k + U_{zb}$ /рис. I. II, в, г/. Це приводить до зменшення дифузійного струму через перехід при незмінному дрейфовому. Термодинамічне рівновага в цьому випадку порушується на користь дрейфової складової:

$$j_{диф} + j_{др} < 0$$

Тому через перехід і в зовнішньому колі буде протікати малий I_y порівнянні з прямим струмом/ струм неосновних носіїв. Оскільки процеси екстракції в цьому режимі, викликаючи дрейф неосновних носіїв, переважають над про-

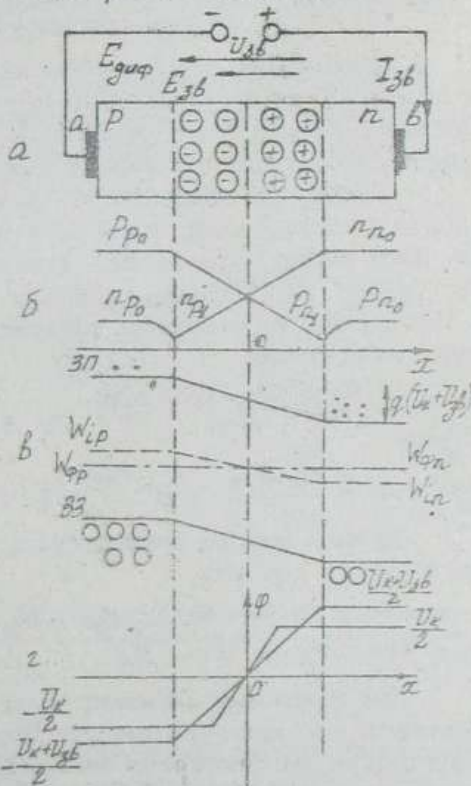


Рис. I. II. Зворотнє включення $p-n$ -переходу

часами дифузії, то біля меж $p-n$ - переходу відбувається зменшення концентрації неосновних носіїв до певних значень p_{n1} і n_{p1} /рис. 1.11,6/. Ця концентрація збільшується в міру віддалення від переходу згідно з законами:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{p0} \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right) e^{-\frac{x}{L_p}}; \quad /1.23/$$

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad /1.24/$$

1.2.4. Теоретична вольт-амперна характеристика

$p-n$ - переходу

Вольт-амперна характеристика /ВАХ/ $p-n$ - переходу - це залежність струму в зовнішньому колі переходу від величини і полярності напруги, що прикладена до останнього. Ця залежність описується експериментально або будується за рівняння ВАХ.

Осередимо рівняння ВАХ $p-n$ - переходу. При прямому включенні переходу через нього тече прямий дифузійний струм. Густину цього струму можна зняти, підставивши вирази для концентрацій $p_n(x)$ /1.23/ і $n_p(x)$ /1.24/ в загальні вирази /1.11/ та /1.11/. Дірковий та електронний складові густин дифузійного прямого струму мають вигляд

$$j_{p_{диф}} = \frac{q p_{p0} D_p}{L_p} \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right) e^{-\frac{x}{L_p}}; \quad /1.25/$$

$$j_{n_{диф}} = \frac{q n_{p0} D_n}{L_n} \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad /1.26/$$

Густина повного прямого струму через $p-n$ - перехід /при $\xi = 0$ / дорівнює

$$j_{np} = j_{p_{диф}} + j_{n_{диф}} = q \left(\frac{p_{p0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p0} D_n}{L_n} \right) \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right). \quad /1.27/$$

При зворотному включенні переходу струм неосновних носіїв також можна розглядати як наслідок градієнта концентрації неосновних носіїв, що створюється екстрацією /рис. 1.11,6/. Тоді при підстановці величин $p_n(x)$ /1.23/ та $n_p(x)$ /1.24/ в загальні вирази /1.11/ і /1.11/ можна одержати вираз для густини зворотного струму

$$j_{zb} = q \left(\frac{p_{n0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p0} D_n}{L_n} \right) \left(e^{-\frac{U_{np}}{\sqrt{\tau}} - 1} \right). \quad /1.28/$$

Об'єднавши вирази /1.27/ та /1.28/, одержимо загальний вираз для густини струму через $p-n$ -перехід

$$j = j_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right), \quad /1.29/$$

де U - прикладена до переходу напруга ;

$$j_s = q \left(\frac{A_{p0} D_p}{L_p} + \frac{A_{n0} D_n}{L_n} \right) - \text{густина струму насичення.}$$

Якщо Π - площа переходу, то шукане рівняння теоретичної ВАХ має вигляд

$$I = j_s \Pi = q \Pi \left(\frac{A_{p0} D_p}{L_p} + \frac{A_{n0} D_n}{L_n} \right) \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) = I_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right). \quad /1.30/$$

В цьому рівнянні $U > 0$ при прямому включенні $p-n$ -переходу, $U < 0$ - при зворотному, I_s - струм насичення.

Теоретичне ВАХ переходу за формулою /1.30/ подана на рис. 1.12. При збільшенні зворотної напруги U_{zb} струм через перехід прямує до граничного значення I_s , якого досягає при $U_{zb} =$

$$= qL - qEL$$

Вважаючи, що всі атоми домішок іонізовані,

$$A_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{p0}}, \quad A_{n0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \quad i$$

$$A_{p0} \approx N_A, \quad A_{n0} \approx N_D,$$

з такою враховувати формулу /1.1/, одержимо для струму насичення

$$I_s = q \Pi \left(\frac{D_p}{L_p N_A} + \frac{D_n}{L_n N_D} \right) A^2 e^{-\frac{\Delta W}{kT}}. \quad /1.31/$$

З формули /1.31/ видно, що чим більші ширина забороненої зони ΔW і концентрації домішок донорів і акцепторів, тим менший струм насичення. Цей струм із зростанням температури зростає за експоненціальним законом.

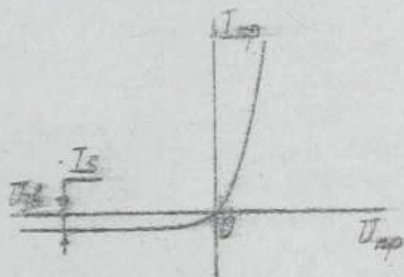


Рис. 1.12. ВАХ $p-n$ -переходу

1.2.5. Параметри ρ - n -переходу

До параметрів ρ - n -переходу належать його товщина і ємності.

Товщина переходу

Розглянемо ρ - n -перехід з товщиною δ /рис. 1.13/. Ця величина складається з товщини переходу в ρ -області δ_p та товщини переходу в n -області і визначається за формулою

$$\delta = \delta_p + \delta_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_k - U)}, \quad /1.32/$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ - електрична стала;

ϵ - відносна електрична проникність / $\epsilon = 12$ для кремнію, $\epsilon = 16$ для германію/;

U_k - контактна різниця потенціалів;

U - прикладена зовнішня напруга.

З формули /1.32/ випливає,

що товщина переходу залежить від ступеня легування областей НТ /від концентрацій домішок/ і від прикладеної напруги.

Чим вище концентрація домішок областей N_A і N_D , тим вузький перехід. Для величин δ_p та δ_n існує закономірність

$$\frac{\delta_p}{\delta_n} = \frac{N_D}{N_A}, \quad /1.33/$$

тобто товщина ρ - n -переходу в області ρ і в області n обернено пропорційні концентраціям домішок цих областей. Якщо

$N_A \gg N_D$, тоді з /1.32/ маємо

$$\delta = \delta_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_A} (U_k - U)}. \quad /1.34/$$

Аналогічно при $N_D \gg N_A$

$$\delta = \delta_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_D} (U_k - U)}. \quad /1.35/$$

З формули /1.32/ випливає, що збільшення прямої зовнішньої напруги U на переході $(U_k - U)$ призводить до зменшення його товщини. Фізично це зумовлено тим, що при прямому включенні

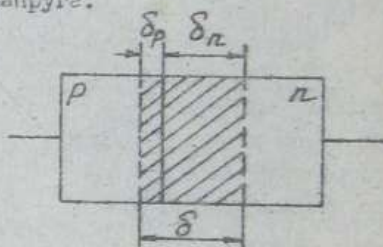


Рис. 1.13. ρ - n -перехід при $N_A > N_D$

ні основні носії заряду змушені рухатися в напрямку від непрямокутних контактів до збідненого шару переходу, збагачуючи його. Опір переходу зменшується, сам перехід звужується /рис. 1.14, а/.

Збільшення зворотної напруги на переході $(U_k + U)$ призводить 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 рухомих носіях, його опір збільшується, а перехід розширюється /рис. 1.14, б/.

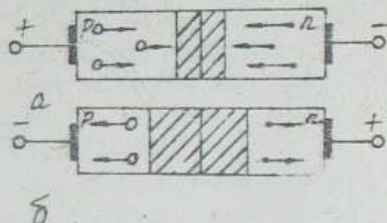


Рис. 1.14. Вплив напруги U на товщину переходу

Ємності переходу

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

Бар'єрна /зарядова/ ємність визначається зміною нескомпенсованого заряду іонів при зміні товщини запереного шару під дією зовнішньої напруги. Ідеальний $p-n$ - перехід нагадує плоский конденсатор, пластинами якого є нейтральні навколишні області НП. Отже, при використанні формули /1.32/ бар'єрна ємність дорівнює

$$C_{\text{бар}} = \frac{\epsilon \epsilon_0 \pi}{\delta} = \pi \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q N_A N_D}{2(N_A + N_D)(U_k - U)}} \quad /1.36/$$

З /1.36/ 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 $C_{\text{бар}} = f(U)$ показано на рис. 1.15.

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

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ_{\text{інж}}}{dU_{\text{пр}}} \quad , /1.37/$$

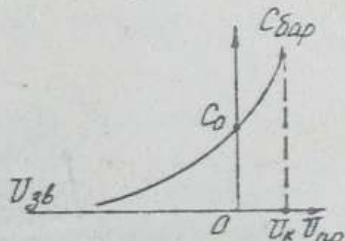


Рис. 1.15. Вольт-фарадна характеристика $p-n$ - переходу

де $Q_{\text{інжс}}$ - величина інжектованого заряду.
 Величина цієї ємності може бути розрахована за формулою

$$C_{\text{диф}} = \frac{q \pi}{\varphi_T} (\epsilon_{\text{п}} \rho_{\text{р0}} + \epsilon_{\text{п}} \rho_{\text{п0}}) e \frac{U_{\text{пр}}}{\varphi_T} \quad /1.38/$$

Звичайно при прямому включенні $p-n$ -переходу враховується лише дифузійна ємність, тому що бар'єрна ємність складає одиниці пікофарад, а дифузійна - десятки нанофарад.

Ємності переходу враховується при складанні його еквівалентної схеми /рис. 1.16/. На схемі Z_1 - розподілений опір

p - та n - областей,
 Z_2 - поверхневий опір /для струмів поверхневого витоку/, $Z_2 = \varphi_T / I_{\text{пр}}$ - диференціальний опір переходу.

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

$$Z_2 = \frac{26}{I_{\text{пр}}} \quad /1.39/$$

де $I_{\text{пр}}$ дається в міліамперах.

При прямому включенні $p-n$ -переходу $C_{\text{диф}} \gg C_{\text{бар}}$
 $Z_{\text{дпр}} \approx Z_1$, тому еквівалентна схема набирає вигляду рис. 1.17, а. При зворотному $C_{\text{бар}} \gg C_{\text{диф}}$, $Z_{\text{дзв}} \gg Z_1$ і спрощена еквівалентна схема переходу має вигляд рис. 1.17, б.

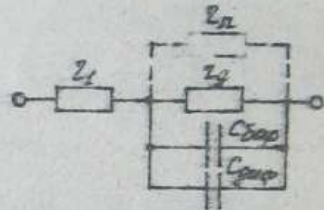


Рис. 1.16. Еквівалентна схема $p-n$ -переходу

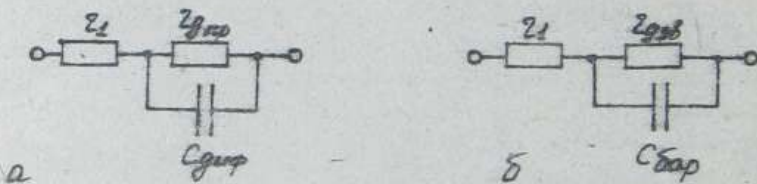


Рис. 1.17. Еквівалентна схема $p-n$ -переходу;
 а/ при прямому включенні;
 б/ при зворотному включенні

1.2.6. Реальна ВАХ $p-n$ -переходу

При розгляді теоретичної ВАХ $p-n$ -переходу не

вряховувались термогенерація носіїв у запірному шарі, поверхневі струми витоку, падіння напруги на опорах нейтральних областей ПІ, а також явище пробоя при певних зворотних напругах. Тому реальна ВАХ переходу істотно відрізняється від теоретичної /рис. I.18/.

Пряма вітка ВАХ

При малих прямих струмах реальна і теоретична ВАХ збігаються. При збільшенні I_{np} внаслідок падіння напруги на розподіленому опорі Z_1 нейтральних p - та n -областей напруга на переході зменшується в порівнянні з зовнішньою, прикладеною до смічних контактів, напругою:

$$U_{пер} < U_{пр}.$$

Отже, пряма вітка реальної ВАХ переходу проходить нижче від теоретичної /рис. I.18/:

$$I_{np} = I_s \left(e^{\frac{U_{пр} - I_{np} Z_1}{\varphi_T}} - 1 \right),$$

/1.40/

де I_{np} - падіння на руці на розподіленому опорі Z_1 .

При $U_{пр} = U_K$ запірний шар практично зникає /див. формулу /1.32//, і ВАХ при подальшому збільшенні $U_{пр}$ має лінійний характер, як на активному опорі.

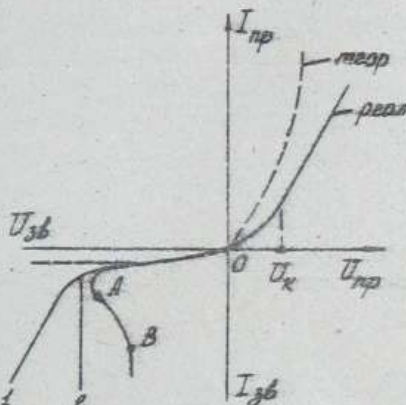


Рис. I.18. Різниця між реальною та теоретичною ВАХ $p-n$ -переходу

Зворотна вітка ЕАХ

На величину струму, що протікає через $p-n$ -перехід, включений у зворотному напрямі, впливає явище генерації носіїв. При зовнішній напрузі $U=0$ між процесами генерації та рекомбінації у переході встановлюється рівновага. При $U=U_{zb}$ генеровані в переході дірки та електрони виштовхуються з нього зростаючим полем $E_{p-n} = E_{диф} + E_{zb}$. Це приводить до виник-

нення додаткового струму генерації $I_{ген}$, який за напрямом збігається зі зворотним струмом. При $n_{p0} = p\rho_0$, $\tau_n = \tau_p = \tau_0$ і $L_n = L_p = L_0$ справедливе відношення

$$\frac{I_{ген}}{I_s} = \frac{n_{p0} \cdot \delta_0}{2 n_i L_0}, \quad /1.41/$$

де δ_0 - товщина запірного шару.

З формули /1.41/ випливає, що відносна роль генераційної складової зворотного струму збільшується зі зменшенням власної концентрації електронів n_i , тобто із збільшенням ширини забороненої зони ΔW , а також при зростанні концентрації домішок /зростанні n_{p0} /.

Наприклад, при однакових значеннях L_0 і δ_0 для германію $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($\Delta W = 0,72 \text{ eВ}$) і $I_{ген} = 0,1 I_s$, а для кремнію $n_i = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ($\Delta W = 1,12 \text{ eВ}$) і $I_{ген} = 3000 I_s$.

Отже, якщо в германієвих $p-n$ -переходах струмом генерації можна знехтувати, то в кремнієвих він є основною складовою зворотного струму. Тому на ВАХ кремнієвих переходів немає ділянки насичення, яка формується за рахунок струму I_s .

Струм $I_{ген}$, до того ж, зростає при збільшенні $U_{зб}$, тому що товщина $p-n$ -переходу δ , а разом з нею і опір переходу прямо пропорційні до величини $\sqrt{U_{зб}}$ /див./1.32/.

Складовою зворотного струму є також незначний струм поверхневого витоку $I_{пв}$, який викликається неідеальною обробкою поверхні напівпровідника біля $p-n$ -переходу.

Таким чином, зворотний струм $p-n$ -переходу дорівнює

$$I_{зб} = I_s + I_{ген} + I_{пв}, \quad /1.42/$$

де I_s - струм насичення, і зростає при збільшенні зворотної напруги $U_{зб}$ /рис. 1.18/. В цьому полягає відміння зворотної вітки реальної ВАХ від теоретичної, на якій

$$I_{зб} = I_s.$$

При деяких досить великих $U_{зб}$ на зворотній вітці реальної ВАХ з'являється ділянка пробов $p-n$ -переходу. Явище пробов полягає в різкому зростанні зворотного струму. Існує 4 різновиди пробов: лавинний, тунельний, тепловий та поверхневий.

При лавинному пробі /рис. 1.18, крива 2/ відбувається ударна іонізація нейтральних атомів збідненого шару [1] несуттєвими носіями заряду, що розвивають під час вільного пробігу достатню

кінетичну енергію. Іонізація приводить до лавинного помноження вільних носіїв і до зростання $I_{зб}$. Оскільки умовою лавинного пробоя є те, що довжина вільного пробігу електрона має бути значно меншою від товщини $p-n$ - переходу $L_n \ll \delta$, то такі пробої найбільш ймовірні для широких переходів, коли НП легувано невеликою кількістю домішок.

Тунельний пробій /рис. 1.18, крива 1/ виникає в вузьких $p-n$ - переходах /при великих концентраціях домішок у НП/, коли напруженість зовнішнього електричного поля в кремнії досягає 10 В/см , а в германію - $3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Під дією сильного поля валентні електрони вириваються з ковалентних зв'язків, створюються пари "електрон-дірка", зростає $I_{зб}$. Для дуже вузьких переходів величини напруг пробоя можуть бути невеликими.

Тепловий пробій /рис. 1.18, крива 3/ викикається явищем самоперегріву НП. Осно полягає в тому, що збільшення $I_{зб}$ приводить до зростання температури в переході; це, в свою чергу, викликає додаткову термогенерацію носіїв, зростає струм і, нарешті, перехід перегрівається, кристалічна решітка руйнується. Тому пробій такого виду є необоротним і стає можливим при порушенні режиму охолодження. Ділянка АВ з негативним диференціальним опором зумовлена тим, що збільшення кількості носіїв заряду веде до зменшення опору $p-n$ - переходу і падіння напруги на ньому.

Поверхневий пробій може виникнути в місцях виходу $p-n$ - переходу на поверхню НП, в яких створюється додатковий електричний поверхневий заряд, що значно спотворює картину поля в переході. Якщо товщина переходу біля поверхні менша від товщини переходу в глибині НП, то поверхневий пробій відбувається при менших напругах, ніж звичайно. Цю особливість необхідно враховувати при виборі захисних покриттів напівпровідникових приладів.

1.3. РІЗНОВИДИ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕХОДІВ ТА КОНТАКТІВ

Крім $p-n$ - переходів, у напівпровідникових приладах використовуються й інші переходи і контакти. Розглянемо деякі з них.

1.3.1. Гетеропереходи

Гетероперехід створюється двома НП, які відрізняються шириною забороненої зони. До таких переходів належать переходи германій-арсенід галію, арсенід галію - мис'яководний індій, германій-кремній. Розрізняють $n-p$ - та $p-n$ - гетеропереходи

/на першому місці ставиться буква, що означає тип електропровідності НІ з більш вузькою ЗЗ/.

Енергетична діаграма $n-p$ гетеропереходу германій n -типу / $\Delta W_n = 0,72 \text{ eB}$ / - арсенід галію p -типу / $\Delta W_p = 1,41 \text{ eB}$ / приведена на рис. 1.19.

При відсутності зовнішньої напруги / $U=0$ /

і з'єднанні напівпровідників здійсниться перерозподіл носіїв заряду, внаслідок чого вирівнюються рівні Фермі p - та n -областей і виникнуть потенціальні бар'єри для електронів n -області -

φU_{kn} для дірок p -області - φU_{kp} , причому

$U_{kn} > U_{kp}$ /рис. 1.19, а/.

Оскільки бар'єри для електронів і дірок відрізняються, то під дією зовнішньої прямої напруги гетероперехід забезпечить односторонню ефективну інжекцію дірок з матеріалу, це має більшу ширину ЗЗ /рис. 1.19, б/. Ця особливість називається явищем надінжекції і робить гетероперехід ефективним інжектором.

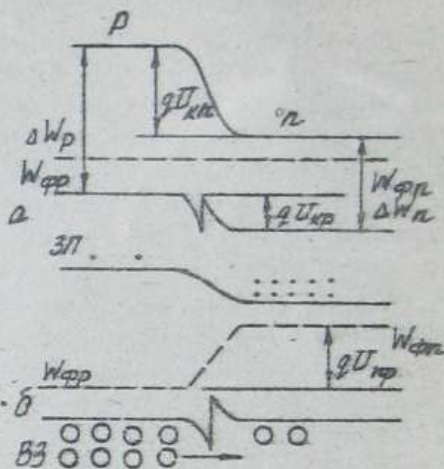


Рис. 1.19. Енергетична діаграма $n-p$ гетеропереходу в стані рівноваги /а/ і при прямому включенні /б/

1.3.2. p^+-p - та n^+-n - переходи

p^+-p - переходи / n^+-n - переходи / - це контакти двох НІ одного типу електропровідності, але з різною концентрацією домішок. Знаком "+" позначається НІ з більшою концентрацією акцепторів чи донорів.

В таких переходах носії з області більшої концентрації переходять до області з меншою концентрацією. Внаслідок цього в області з більшою концентрацією домішок створиться деяка кількість іонізованих атомів домішок, а з протилежного боку переходу зростає надлишок основних носіїв. Виникає дифузійне електричне

поле і контактна різниця потенціалів :

$$\text{для } p^+ - p - \text{переходу } U_K = \varphi_T \epsilon_n \frac{p p_0}{p p_0},$$

$$\text{для } n^+ - n - \text{переходу } U_K = \varphi_T \epsilon_n \frac{n^+ n_0}{n^+ n_0} / n n_0.$$

Оскільки в таких переходах не створюється шар з малою концентрацією носіїв заряду, і опір переходів істотно не відрізняється від опорів нейтральних областей, залишаючись низькоомним, то такі переходи не мають випрямляючих властивостей. В $p^+ - p$ - та $n^+ - n$ - переходах відсутня інжекція неосновних носіїв заряду з низькоомної області до високоомної. Якщо, наприклад, до $n^+ - n$ - переходу підключити джерело зовнішньої напруги плюсом до n - області, а мінусом - до n^+ - області, то з n^+ - області в n - область будуть переходити електрони, які залишаться основними носіями. При зміні полярності зовнішньої напруги з n^+ - області до n - області повинні інжектувати дірки. Проте їх концентрація настільки мала, що це явище не відбувається. Неінжекційні та неінжектуальні переходи використовуються в омичних контекх напівпровідникових приладів.

1.3.3. p -і- та n -і- переходи

Ці переходи займають проміжне положення між звичайними

$p - n$ - переходами та описаними в попередньому пункті контактами. Створюється p -і- та n -і- переходи між двома пластинами, одна з яких має домішкову /електронну або діркову/ електропровідність, а друга - власну.

В p -і-контактах внаслідок різниці концентрацій носіїв у областях відбувається інжекція дірок з p - області до i - області, а електронів з i -області до p -області. Внаслідок малої величини електронної інжекційної складової потенціальний бар'єр на границі переходу створюється нерухомими негативними іонами акцепторів p -області, надлишковими дірками i -області, які дифундують до неї через перехід. Оскільки $p p_0 \gg p_i$, то запертий шар в i -області значно товщий, ніж в p -області.

1.3.4. Контакти металу з напівпровідниками

Еластивості таких контактів визначаються співвідношенням робіт виходу електронів з металу / W_{om} / та з HI / W_{op} або W_{on} /. Електрони переходять з матеріалу, що має меншу ро-

боту виходу, до матеріалу з більшою роботою виходу.

Якщо при з'єднанні металу з НП n -типу співвідношення робіт виходу $W_{0n} < W_{0m}$, то електрони переходять з НП до металу. Якщо здійснюється контакт металу з НП p -типу при $W_{0m} < W_{0p}$, то електрони переходять з металу до НП. В обох випадках відбувається збіднення приконтактного шару НП на основні носії заряду. Збіднений шар має підвищений опір, який можна змінювати під дією зовнішньої напруги. Тому такий контакт має нелінійну ВАХ і є випрямлячим. Перенесення заряду в таких контактах здійснюється основними носіями, і в них відсутні явища інжекції, накопичування і розсмоктування зарядів. Стже, випрямляючі контакти метал-напівпровідник є малоінерційними і використовуються при виготовленні діодів з бар'єром Шотткі, які мають високу швидкодій, тобто малий час переключення.

Якщо при контакті металу з НП виконується умова $W_{0n} > W_{0m}$ або $W_{0m} > W_{0p}$, то приконтактний шар НП збагачується на основні носії заряду, його опір зменшується і не залежить від полярності зовнішньої напруги. Такий контакт має практично лінійну ВАХ і є не випрямляючим.

1.3.5. Омичні контакти

Омичні контакти також мають лінійну ВАХ і забезпечують з'єднання НП з металевими струмопровідними елементами /виводами/ напівпровідникових приладів. Крім лінійності ВАХ, контакти такого типу повинні мати малий опір і забезпечити відсутність інжекції з металу до НП. Ці вимоги задовольняються введенням між робочим напівпровідниковим кристалом і металом області НП з підвищеною концентрацією домішок /рис. 1.20/.

Контакт між НП одного типу електропровідності / p та p^+ / є не випрямляючим і низькоомним. Метал вибирають з міркування забезпечення малої контактної різниці потенціалів. Для цього можна, наприклад, ввести до металу домішки, якими леговано напівпровідник. В цьому випадку при сплавленні металу з НП в приконтактній області створюється тонкий шар виродженого НП, що відповідає структурі, зображеній на рис. 1.20.



Рис. 1.20. Омичний контакт

2. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

2.1. КЛАСИФІКАЦІЯ ТА СИСТЕМА ПОЗНАЧЕНЬ ДІОДІВ

Напівпровідниковий діод - це електроперетворювальний напівпровідниковий прилад з одним електричним переходом та двома виводами.

В залежності від області використання розрізняють випрямлячі, унітарні /високочастотні/, імпульсні, надвисокочастотні, тунельні, обернені діоди, варікапи, стабілітрони, фотодіоди та світлодіоди. За типом переходу розрізняють плоскі та точкові діоди. Плоскі діоди мають $p-n$ - перехід, лінійні розміри якого, що визначають площу переходу, значно перевищують його товщину. До точкових належать діоди, лінійні розміри переходу яких менші товщини зовнішнього шару.

Система позначень діодів, прямий струм яких не перевищує 10 А, згідно з ГОСТ 10662-72 має 6 елементів.

Перший елемент - літера або цифра, яка визначає вихідний матеріал виготовлення. При цьому літера зживається для приладів, які призначено до використання в пристроях широкогожитку, а цифри - для діодів в пристроях спеціального житку. Наприклад, Г або І - германій або його сполуки, К або З - кремній або його сполуки, А або Б - сполуки галію.

Другий елемент - літера, яка визначає підклас приладу. Наприклад, Д - випрямлячий, імпульсний або універсальний діоди, С - стабілітрони, В - варікапи, ФД - фотодіоди, Л - світлодіоди, Н /1/ - тунельні або обернені діоди.

Третій елемент - цифра від 1 до 9, що вказує на призначення приладу.

Четвертий та п'ятий елементи /від 01 до 99/ - порядковий номер розробки.

Шостий елемент - літера від А до Я - вказує на параметричну групу технологічного типу.

Стабілітрони мають свою особливу систему позначень, яка відрізняється від попередньої третім, четвертим та п'ятим елементами згідно з таблицею 2.1.

Для стабілітронів з $U_{см} < 1В$ п'ятий елемент означає десяті частки напруги стабілізації.

Система позначень діодів, розроблених перед 1964 р., має два або три елементи. Перший елемент - літера Д. Другий елемент -

Таблиця 2.1

Елемент позначення	Напруга стабілізації		
	$U_{ст} < 10 В$	$10 В < U_{ст} < 99 В$	$100 В < U_{ст} < 199 В$
Третій елемент :			
$P_{max} \leq 0,3 Вт$	1	2	3
$0,3 Вт < P_{max} \leq 5 Вт$	4	5	6
$5 Вт < P_{max} \leq 25 Вт$	7	8	9
Четвертий та п'ятий елементи	від 01 до 99 /четвертий елемент вказує на ціле число, а п'ятий - на десяті частки напруги стабілізації./	від 10 до 99 /означають номінальну напругу стабілізації в вольтах/	від 00 до 99 /означають різницю між напругою стабілізації та 100 В/

цифра, що вказує на класифікаційну групу діода. Третій елемент - літера, що характеризує різновид діода в даній групі.

2.2. ВИПРЯМЛЯЧІ ДІОДИ

Випрямлячі діоди /ВД/ призначені для випрямлення змінного струму і складають найбільш поширений підклас діодів. Залежності від значення середнього випрямленого струму розрізняють :

ВД малої потужності / $I_{вср} \leq 0,3 А$; третій елемент позначень - 1/;

ВД середньої потужності / $0,3 А < I_{вср} \leq 10 А$; третій елемент позначень - 2/;

ВД силової / $I_{вср} > 10 А$./

Робочі частоти ВД малої та середньої потужності не перевищують 20 кГц, силові діоди працюють на частоті 50 Гц.

Оскільки допустима густина струму через $p-n$ -перехід $j_{пр max} \approx 2 А/мм^2$, то для одержання названих значень $I_{вср}$ використовуються площинні $p-n$ -переходи, виготовлені сплавним або дифузійним способом. Велика зміст таких переходів

не впливає істотно на роботу ЕД у названому діапазоні частот.

З метою стабілізації параметрів ЕД при дії на них вологості, атмосферного тиску, забруднення, зміни температури діоду поміщають в металеве-керамічний або металеве-скляний корпус, який забезпечує ефективне відведення теплоти, що виділяється на $p-n$ -переході.

В ЕД малої потужності тепло розсіюється безпосередньо корпусом /діоди ДД207, КТ108, Д226 тощо/. В ЕД середньої потужності тепло відводиться масивним гвинтом, за допомогою якого діод прикріплюється до шасі апарату, яким виконує функцію радіатора. З метою запобігання електричного контакту між діодом і корпусом застосовуються різноманітні ізоляційні прокладки, а також шайби з високою теплопровідністю. До таких діодів належать, наприклад, ДД216, КТ203, Д231. Для силових діодів потрібне примусове повітряне або водяне охолодження, яке здійснюється спеціальними радіаторами.

Згадані діоди здатні випрямляти змінний струм порівняно невисокої напруги /до 500 - 700 В/. З метою випрямлення більш високої напруги використовують послідовне з'єднання діодів в спеціальних випрямляючих стовпах та блоках, що виготовляються в уніфікованих корпусах і мають другий елемент позначення - літеру П.

ВАХ кремнієвих та германієвих діодів відрізняються одна від одної /рис. 2.1 /.

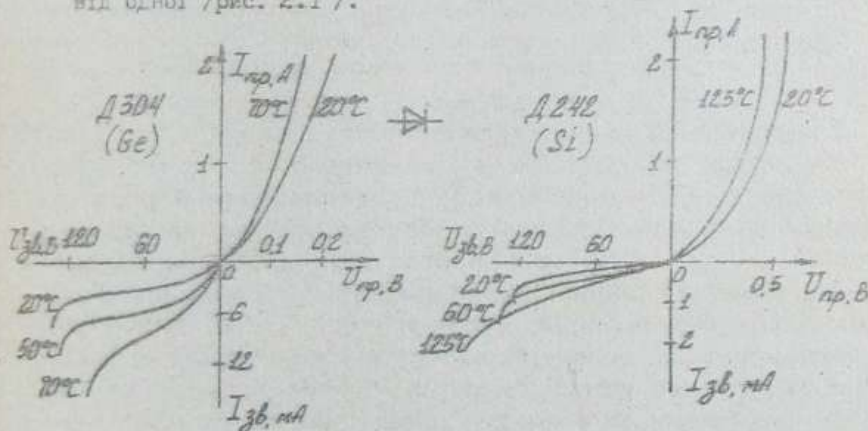


Рис. 2.1. ВАХ випрямляючих діодів

Оскільки ширина \bar{z} у кремнію більша, ніж у германію, то зворотний струм германієвого діода більший, ніж кремнієвого, при однаковій конструкції і потужності. Повна відсутність ділянки насичення на зворотній вітці ВАХ кремнієвого діода пояснюється у п. 1.2.6. В зв'язку з більшим I_{zb} у германієвих діодах більша ймовірний тепловий пробій, у кремнієвих - лавинний.

Для області малих значень U_{np} рівняння теоретичної ВАХ /1.30/ при використанні перших двох членів розкладення в ряд Тейлора функції $\exp(U_{np}/\varphi_T)$ набуває вигляду

$$I_{np} = I_S \frac{U_{np}}{\varphi_T} \quad /2.1/$$

З /2.1/ випливає, що крутизна прямої вітки ВАХ $S = \frac{dI_{np}}{dU_{np}}$ пропорційна до зворотного струму. Тому у германієвих діодах крутизна характеристик при малих U_{np} більша. Крім того, оскільки зворотний струм кремнієвого діода менший, його прямий струм, дорівнює струму германієвого діода, досягається при більших прямих напругах. Тому потужність, що розсіюється при однакових струмах, в германієвих діодах менша, ніж в кремнієвих.

Струм насичення і струм генерації діодів істотно залежать від температури навколишнього середовища. Для струму насичення справедлива при температурі T рівність

$$I_S(T) = I_S(T_0) e^{a(T-T_0)}, \quad /2.2/$$

де $I_S(T_0)$ - струм насичення при температурі T_0 ;

$a = 0,09 \text{ 1/K}$ - для германію;

$a = 0,13 \text{ 1/K}$ - для кремнію.

Для приблизної оцінки можна вважати, що при зростанні температури на 10°C зворотний струм германієвих діодів зростає вдвічі, а кремнієвих - в 2,5 рази. Незважаючи на те, що швидкість зростання I_{zb} кремнієвих діодів із збільшенням температури більша, абсолютний приріст струму германієвих приладів при нагріванні на одну й ту ж саму температуру значно більший. Ця обставина призводить до того, що при збільшенні температури значення зворотної напруги, при якій відбувається тепловий пробій германієвих діодів, зменшується. В кремнієвих діодах, навпаки, із зростанням температури пробійна напруга лавинного пробію збільшується. Це пояснюється тим, що в кремнію з підвищенням температури зростає теплове розсіювання рухомих носіїв, зменшується довжина їх віль-

ного пробігу, і для того, щоб електрон на протязі меншого шляху набув кінетичної енергії, достатньої для іонізації нейтральних атомів, треба мати більше прискорююче поле.

Параметри випрямляючих діодів

До цих параметрів належать:

постійна $\bar{U}_{пр}$, вимірена при даному постійному $I_{пр}$;

посередній $I_{зб}$, вимірений при даній постійній $\bar{U}_{зб}$;

середнє значення випрямленого струму $I_{всер}$ - усереднюється за період;

прямий $R_{пр}$ та зворотний $R_{зб}$ опори діода при даних

$\bar{U}_{пр}$

та $\bar{U}_{зб}$;

диференціальний опір діода $r_d = dU/dI$;

максимально допустима зворотна напруга $\bar{U}_{зб max}$;

максимально допустимий середній прямий струм $I_{пр сер max}$;

максимально допустима середня розсіювана потужність

$P_{сер max}$

тощо.

2.3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ СТАБІЛІТРОНИ

Стабілітронами називаються діоди, які призначені для стабілізації рівня напруги в електронних схемах. З цієї метою використовуються діоди, ВАХ яких має ділянку з слабкою залежністю напруги від протікаючого струму. Як стабілітрони використовуються площинні кремнієві діоди, на зворотній вітці ВАХ яких ділянка стабілізації створюється внаслідок лавинного або тунельного пробігу /рис. 2.2/.

На ВАХ рис. 2.2 межі ділянки стабілізації позначені точками А та В. Положення точки А відповідає напруга пробігу стабілітрона $\bar{U}_{проб}$, яка залежить від питомого опору вихідного матеріалу, тобто від концентрації домішок. Точка В відповідає граничному режиму, в якому на стабілітроні розсіюється максимально допустима потужність.

Низьковольтні стабілітрони ($\bar{U}_{ст} < 6 В$) виготовляються з сильнолегованого кремнію /з великими концентраціями N_A та N_D /, $p-n$ - перехід в них вузький, в ньому тунельний пробій відбувається при невеликих напругах. Стабілітрони з $\bar{U}_{ст} > 8 В$ виготовляються з малою концентрацією домішок, $p-n$ - перехід в них широкий, і в ньому більш ймовірним є лавинний пробій. При напругах стабілізації від 6 до 8 В в стабілітроні може

бути як лавинний, так і тунельний пробій. Концентрація домішок впливає не лише на величину $U_{проб} / U_{см}$, але й на зміну ВАХ при зміні температури.

Для стабілітронів з малою концентрацією домішок зростання температури викликає збільшення числа вільних носіїв заряду і зменшення їх рухомості. Тому в таких стабілітронах при зростанні температури розвиток лавиноподібного процесу розмноження носіїв внаслідок ударної іонізації почнеться при більшій зворотній напрузі, тобто $U_{проб}$ збільшуватиметься. Такий випадок показано на рис. 2.2.

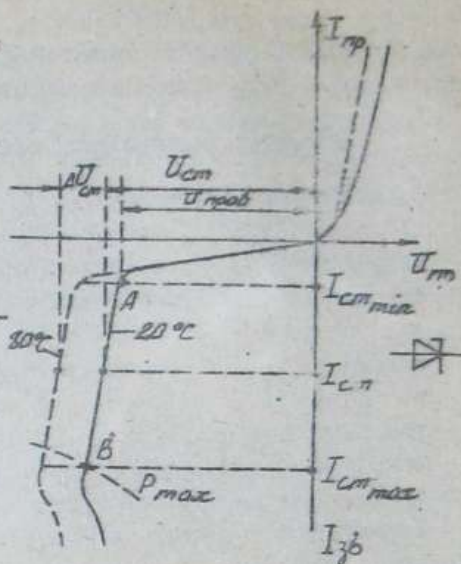


Рис. 2.2. ВАХ напівпровідникового стабілітрона та його зображення на схемах

В низьковольтних стабілітронах /з великою концентрацією домішок/ із зростанням температури зменшується ширина ЗЗ, зростає ймовірність тунельного пробію /переходу носія з ЗЗ однієї області в ЗЗ іншої області/, який і відбувається при менших напругах, ніж це було при початковій температурі, тобто $U_{проб}$ зменшується.

Для стабілізації низьких напруг /біля одного вольт/ використовують пряму вітку ВАХ діода при $U_{проб} > U_k$. В цьому режимі в кремнієвих діодах також спостерігається слабка залежність напруги від протікаючого струму. Такі прилади називаються стабілізаторами, їх характеристика зображена на рис. 2.3.

До параметрів стабілітронів належать :

напруга стабілізації $U_{см}$ при даному струмі стабілізації;

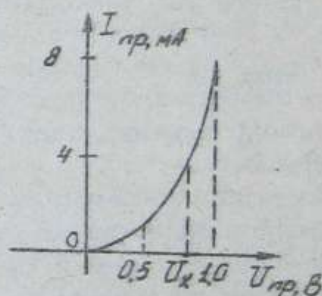


Рис. 2.3. Характеристика стабілізатора

мінімально допустимий струм стабілізації $I_{cm \min}$;
 максимально допустимий струм $I_{cm \max}$;
 максимально допустима потужність P_{\max} , що розсіюється
 стабілітроном;

$$\text{диференційний опір } Z_{cm} = dU_{cm} / dI_{cm}$$

температурний коефіцієнт напруги стабілізації $/TKN/$,
 який визначається відношенням відносної зміни напруги стабіліза-
 ції $\Delta U_{cm} / U_{cm}$ до абсолютної зміни температури при постій-
 ному I_{cm}

$$\alpha_{cm} = \frac{\Delta U_{cm}}{U_{cm} \Delta T} \cdot 100\% \quad /2.3/$$

З розглянутої температурної зміни ВАХ стабілітронів ви-
 пливає, що низьковольтні стабілітрони $/U_{cm} < 6B/$ мають від'єм-
 ний ТКН, високовольтні $/U_{cm} > 6B/$ - додатний ТКН. Для
 зменшення температурної залежності U_{cm} послідовно з стабі-
 літроном вмикають у прямому напрямі діод, який має ТКН протилеж-
 ного знаку. Цей спосіб використовується в прецизійних стабіліт-
 ронах типу ДВІВ, які мають всередині одного корпусу кілька по-
 слідовно з'єднаних переходів.

Прикладом стабілітрона може бути КС 105А - стабілітрон
 кремнієвий, призначений для пристроїв широкого вжитку, напруга
 стабілізації 6,8 В, допустима максимальна потужність не перевищує
 0,3 Вт. Приклад стабістора: 2С107А - стабістор кремнієвий для
 спеціального вжитку, напруга стабілізації $U_{cm} = 0,78$, допус-
 тима потужність $P_{\max} < 0,38$ Вт.

Застосування стабіліт-

ронів розглянемо на прикладі
 найпростішого параметричного
 стабілізатора постійної на-
 пруги /рис. 2.4/. При збіль-
 шенні $U_{вх}$ початково одра-
 зу зростає $U_{вх}$, робоча
 точка на ділянці стабіліза-
 ції зміщується донизу, що оз-
 начає зменшення опору стабі-
 літрона. Струм через стабі-
 літрон I_{cm} зростає, загаль-
 ний струм у колі I зростає

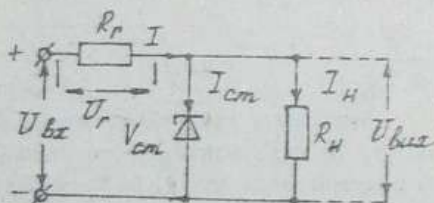


Рис. 2.4. Схема стабілізатора
 напруги

/струм навантаження майже не змінюється, бо напрута на кінцях стабілітрона майже постійна/, збільшується падіння напруги на гесильному резисторі R_p , і відбувається такий перерозподіл напруг між R_p та R_H , що збільшення U_{bz} в усталеному режимі компенсується збільшенням U_r , $U_{bz} = U_{bz} - U_r = const$. Стабілітрон утримує незмінною вихідну напругу кола. Аналогічні процеси, тільки в зворотному напрямі, протікають при зменшенні вхідної напруги U_{bz} .

2.4. УНІВЕРСАЛЬНІ ДІОДИ

До універсальних /високочастотних/ діодів належать односторонні напівпровідникові прилади, що застосовуються для гупривлення /при меншому електричному навантаженні/, модуляції, детектування та інших нелінійних перетворень електричних сигналів, частота яких не перевищує 1000 МГц. Третій елемент їх позначення - цифра 4.

На високих частотах можна вважати, що діод має односторонню провідність, якщо $Z_{zb} \gg Z_{np}$, де Z_{zb} , Z_{np} - лавні зворотний та прямий опори діода.

При прямому включенні діода ємність $C_{дпр}$ зашунтована малим диференціальним опором $Z_{дпр}$ /див. рис. 1.17, а/ і можна вважати $Z_{np} = Z_1 + Z_{дпр}$. При зворотному включенні діода великий диференціальний опір $Z_{дзб}$ зашунтований ємністю $C_{бар}$, і тому на високих частотах $Z_{zb} = Z_1 + 1/j\omega C_{бар}$.

Тоді $Z_{np} = Z_1 + Z_{дпр}$; $Z_{zb} = \sqrt{Z_1^2 + 1/\omega^2 C_{бар}^2}$,
і умовою односторонньої провідності є

$$\sqrt{Z_1^2 + 1/\omega^2 C_{бар}^2} \gg Z_1 + Z_{дпр}, \quad \text{або естатично}$$

$$\frac{1}{\omega C_{бар}} \gg Z_{дпр} \sqrt{1 + \frac{Z_1^2}{Z_{дпр}^2}} \quad (2.4)$$

Виконання цієї умови можливе при зменшенні ємності $p-n$ -переходу. Це стає можливим при застосуванні точково-контактного або мікросплавного способів його виготовлення. Тому універсальні діоди - це здебільшого точкові або мікросплавні діоди. Останні розраховані на більші допустимі струми і мають кращі характеристики при зворотному включенні.

ВАХ універсального діода /рис. 2.5/ не має ділянки насичення на зворотній вітці. Це пояснюється, зокрема, нагріванням

внаслідок незадовільного відводу тепла і ударної іонізації, що викликається неоднорідністю електричного поля у переході.

До параметрів універсальних діодів належать, крім перерахованих у п.2.2, ємність діода при заданій зворотній напрузі, а також діапазон робочих частот і температур.

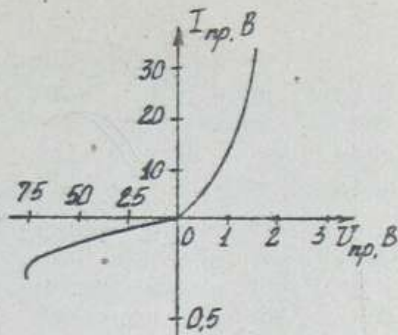


Рис. 2.5. ВАХ універсального діода

2.5. ІМПУЛЬСНІ ДІОДИ ТА ПЕРЕХІДНІ ПРОЦЕСИ В НИХ

Імпульсні діоди використовують як ключові елементи в пристроях імпульсної техніки. За конструкцією і характеристиками вони нагадують універсальні діоди. Крім високочастотних властивостей /мінімальної ємності $C_{бар}$ /, ці діоди повинні мати мінімальну тривалість перехідних процесів у момент вмикання та вимкнення.

Перехідні процеси у діодах існують завжди і особливо виявляються при роботі з імпульсами малої тривалості або миттєвими перепадами напруг і струмів. Вони пов'язані з процесами накопичення та розсмоктування носіїв у базі діода.

Розглянемо ці фізичні процеси /рис. 2.6 та 2.7/ при високому рівні інжекції.

При включенні прямого струму $I_{пр i}$ в момент t_1 у базі діода поступово наростає надлишкова концентрація неосновних нерівноважних носіїв заряду /рис. 2.6, в/. В початковий момент внаслідок малої кількості цих носіїв електропровідність приладу незначна /опір бази великий/, і пряма напруга на діоді буде збільшеною /як падіння напруги на великому опорі бази діода при протіканні $I_{пр i}$ /. В міру накопичення неосновних носіїв /інжекції/ опір бази поступово зменшується, і напруга на діоді $U_{пр}$ також зменшується до усталеного значення $U_{пр уст}$ /рис. 2.6, б/. Час $t_{уст} = t_4 - t_1$ називається часом установалення прямого опору.

Якщо запер переключити діод, тобто $U_{пр}$ замінити на заперну $U_{зб}$ в момент t_5 /рис. 2.7, а/, то зворотний струм $I_{зб}$ різко зростає до значення $I_{зб\max}$ /рис. 2.7, б/ внаслідок того, що опір бази не може зрости миттєво. Це у стані прямого включення діода поле $p-n$ -переходу виштовхує дірки в n -області бази, створюючи дрейфовий струм. Безпосередньо після моменту переключення t_5 ефективність екстракції стве значно вищою /за рахунок зменшення дифузійного струму/, і нерівновесні дірки розмонтуються з бази, збільшуючи її опір

/рис. 2.7, в/. Розмонтування неосновних носіїв з бази сприяє в рекомбінація дірок з електронами. Цей процес проходить впродовж часу відновлення зворотного опору бази $t_{бв} = t_8 - t_5$ до того моменту, поки струм $I_{зб}$ не зменшиться до рівноважного усталеного значення $I_{зб\уст}$, яке відповідає великому опору виліченого в зворотному напрямі $p-n$ -переходу і збідненості на носії бази.

Швидкодія імпульсних діодів збільшується за допомогою введення спеціальних легуючих домішок, які зменшують середню тривалість життя неосновних носіїв. Такими домішками до III n -типу

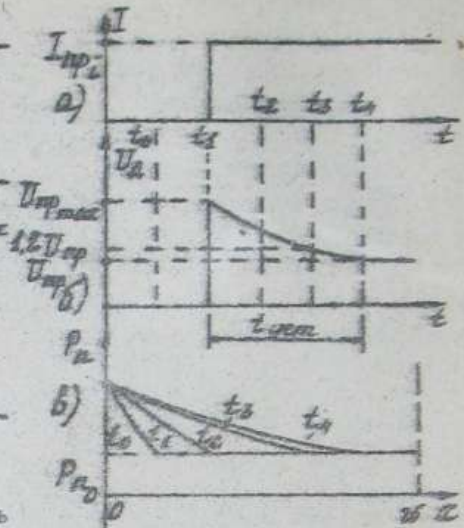


Рис. 2.6. Перехідні процеси в діоді з товщиною бази w при вимкненні

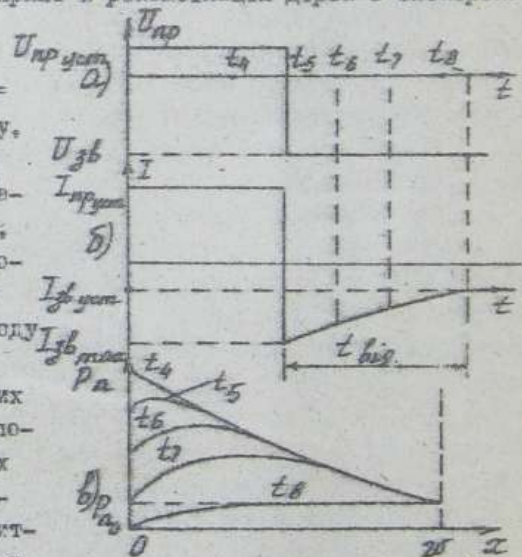


Рис. 2.7. Перехідні процеси в діоді при вимкненні

е, наприклад, золото.

Іншим способом зменшення часу відновлення зворотного опору бази є використання бази з нерівномірною концентрацією домішок. Це можна здійснити, наприклад, за допомогою дифузії акцепторів до НП n -типу.

На рис. 2.8 показано розподіл різниці концентрацій акцепторів і донорів і створення $p-n$ -переходу у НП.

З рисунка видно, що концентрація домішок в базі при наближенні до $p-n$ -переходу зменшується, тому нерівномірною буде й концентрація основних носіїв — електронів. Внаслідок цього електрони дифундують в бік

$p-n$ -переходу, залишивши за собою некомпенсований заряд позитивних іонів. В базі виникає електричне поле E_B , спрямоване в бік переходу. Під дією цього поля дірки, інжектовані до бази при змиканні діода в прямому напрямі, накопичуються біля межі $p-n$ -переходу. При переключенні діода з прямого напрямку на зворотний ці дірки під дією поля $p-n$ -переходу швидко виходять з бази до емітера, і час відновлення зворотного опору зменшується. Діоди з такою технологією виготовлення називаються діодами з накопиченням заряду.

Досить ефективним шляхом збільшення швидкодії імпульсних діодів є використання в них бар'єрів Шоттки. Як відомо, в таких діодах зовсім відсутня інжекція /див. п.1.3.4/.

Основні спеціальні параметри імпульсних діодів: імпульсна пряма напруга $U_{прі}$ при даному імпульсі прямого струму; час усталення прямої напруги $t_{уст}$; час відновлення зворотного опору $t_{від}$. Останній параметр зашифровано в третьому елементі позначення діода /табл. 2.2/.

Приклад позначення імпульсних діодів: 2ДБ04А — кремнієвий, імпульсний, призначений для пристроїв спеціального вжитку, час відновлення зворотного опору більший 150 нс, номер розробки 04, група А.

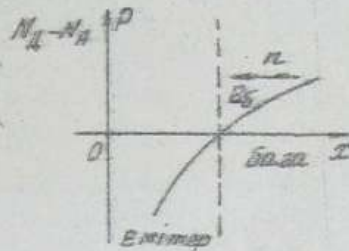


Рис. 2.8. Створення переходу дифузійних акцепторів до НП n -типу

Таблиця 2.2

$t_{\text{виг}}$	> 150 нс	30-150 нс	5 - 30 нс	1 - 5 нс	< 1 нс
Третій елемент позначення	5	6	7	8	9

Більшість імпульсних діодів має металево-скляне або скляне конструктивне оформлення.

2.6. ТУНЕЛЬНІ ТА ОБЕРНЕНІ ДІОДИ

Тунельними називаються діоди, які мають на прямій вітці своєї ВАХ ділянку з негативним диференціальним опором внаслідок тунельного ефекту.

Тунельний ефект полягає у тунельному проникненні електронів через $p-n$ -перехід, тобто такому проникненні, коли електрон з ЕЗ однієї області прямо потрапляє до ЗП іншої області. Це стає можливим, якщо товщина переходу дуже мала (менша 150 Å) і якщо енергетичним рівням, заповненим електронами в одній області, відповідають такі ж вільні дозволені енергетичні рівні в сусідній області. Ці умови здійснюються в $p-n$ -переходах з НП, які мають високу концентрацію домішок $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Товщина $p-n$ -переходів в цьому випадку має порядок 10^{-6} см , що зумовлює високу напруженість електричного поля переходу і забезпечує ймовірність тунельного ефекту. В таких НП атоми домішок внаслідок малої відстані взаємодіють між собою, і їх рівні розщеплюються в зони, які прилягають в НП p -типу до ЕЗ, а в НП n -типу до ЗП. Такі напівпровідники називаються виродженими, оскільки в них рівні Фермі розташовані в ЗП n -області і в ЕЗ p -області.

Вигляд ВАХ тунельного діода можна пояснити за допомогою енергетичних діаграм (рис. 2.9). На діаграмах рівні ЕЗ та ЗП напівпровідників, що заповнені електронами, заштриховані.

При зовнішній напрузі $U=0$ (рис. 2.9, а) рівень Фермі всієї системи однаковий $W_{\text{ФН}} = W_{\text{ФР}}$. Нпроти зайнятих електронами рівнів p -області розміщуються зайняті рівні n -області. Тунельний перехід електронів неможливий, струм

дорівнює нулю.

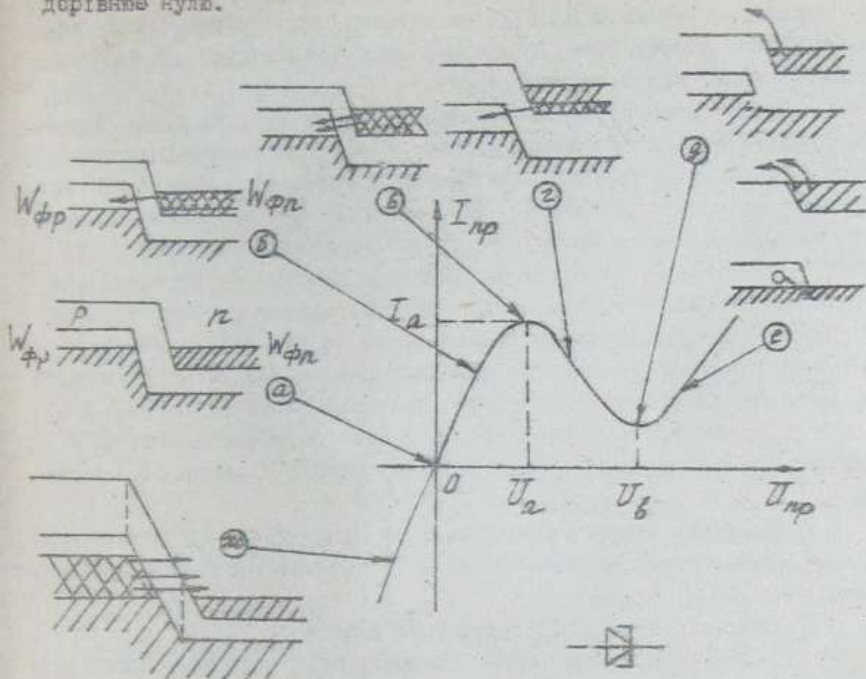


Рис. 2.9. ВАХ тунельного діода та її утворення

Під дією прямої напруги $U_{пр}$ рівні Фермі зміщуються на величину $W = q U_{пр}$ /рис. 2.9,б/, і напроти частини енергетичних рівнів, зайнятих електронами в n -області /повійна штрихотка/, опиняться вільні рівні в p -області. Внаслідок цього відбувається тунельний перехід електронів з n -області до p -області і протікає прямий тунельний струм, величина якого пропорційна до площі перекриття вільних енергетичних рівнів ЕЗ p -області і заповнених енергетичних рівнів ЗП n -області. Тунельний струм зростатиме доти, поки перекриття не стане максимальним /рис. 2.9,в/. Подальше зростання прямої напруги зменшує площу перекриття відповідних рівнів, і тунельний струм зменшується /рис. 2.9,г/. При певній прямій напрузі зайняті електронами енергетичні рівні ЗП n -області стануть напроти енергетичних рівнів ЕЗ p -області. Тунельний перехід електронів в цьому випадку стане неможливим, і тунельний струм припиниться. В той же час при прямих напругах в діоді відбувається,

як звичайно, інжекція носіїв, що зумовлює протікання через нього дифузійного струму /рис. 2.9, д, е/, який при напрузі $U > U_b$ стає більшим, ніж тунельний струм.

Якщо діод включити в зворотному напрямі, то рівні Фермі зміщуються так, як показано на рис. 2.9, ж, і з'являється можливість тунельного переходу електронів із заповнених рівнів ВЗ p -області на вільні рівні ЗП n -області. Це приводить до протікання через діод великого зворотного тунельного струму.

$p-n$ - переходи тунельних діодів одержуються здебільшого способом сплавлення з германію, арсеніду галію та антимоніду галію. Оскільки для виготовлення таких діодів використовуються вироджені III , які за характером провідності наближаються до металів, то робоча температура приладів досягає $400^\circ C$.

Недоліком тунельних діодів є мала потужність з причини низьких робочих напруг /десяті частки вольтів/ і малих площ переходу.

За своїм призначенням тунельні діоди діляться на підсилювальні /третьій елемент позначення - 1/, генераторні /2/, перемикальні /3/.

Приклади позначення тунельних діодів :

АМ201Г - діод тунельний генераторний, широкого вжитку, з арсеніду галію, номер розробки 01, група Г.

ЗК306Б - діод тунельний перемикальний, спеціального вжитку, з арсеніду галію, номер розробки 06, група Б.

Тунельні діоди дозволяють будувати підсилювачі, генератори, змішувачі у діапазоні хвиль аж до міліметрових. На тунельних діодах створюють і різноманітні імпульсні пристрої: тригери, мультівібратори з дуже малим часом переключення.

Частковим випадком тунельних діодів є обернені діоди, у яких внаслідок тунельного ефекту провідність при зворотних напругах значно більша, ніж при прямих. $p-n$ - переходи обернених діодів створюються напівпровідниками, що мають дещо меншу концентрацію домішок, і тому їх рівні Фермі збігаються з краями ЗП і ВЗ /рис. 2.10, а/. При включенні таких діодів в зворотному напрямі тунельні електрони з ВЗ p -області переходять на вільні рівні ЗП n -області, і через $p-n$ - перехід тече великий зворотний струм. При прямому включенні діода перекриття зон не здійснюється, тунельний ефект не відбувається, і прямий струм визначається лише дифузійним струмом. ВАХ оберненого діода показана на рис. 2.10, б. Саме її форма дала назву даним діодам.

Третій елемент їх позначення - цифра 4. Мала інерційність внаслідок тунельного ефекту і велика крутизна характеристики зумовляють використання зворотних діодів - детекторів і змішувачів діапазону надвисоких частот.

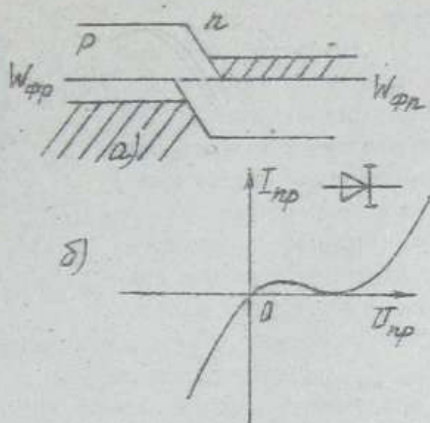


Рис. 2.10. Енергетична діаграма /а/ та ВАХ /б/ зворотного діода

2.7. ВАРІКАПИ

Варікапи - це напівпровідникові діоди, у яких використовується залежність бар'єрної ємності $p-n$ -переходу від зворотної напруги. Варікапи діляться на підстроювальні /третій елемент позначення - 1/ і варіактори /третій елемент - 2/.

Підстроювальні варікапи використовуються, наприклад, для електронної підстройки резонансної частоти коливальних контурів /рис. 2.11/. На схемі рис. 2.11 конденсатор C запобігає замиканню напруги зміщення через котушку індуктивності L . Ємність конденсатора значно перевищує бар'єрну ємність варікапа C_{V1} . Тому резонансна частота контура дорівнює

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC_{V1}}} \quad /2.5/$$

де C_{V1} - ємність варікапа.

Регулюючи напругу зміщення, яка подається на варікап з потенціометра $R2$ через резистор $R1$, можна змінювати ємність приладу, а, отже, і резонансну частоту контура. Резистор $R1$ запобігає можливості шунтування коливального контура при перемі-

пенні позуна потенціометра. Опір R_1 вибирають більшим, ніж резонансний опір контура.

Варіактори, які мають викривлену нелінійну вольт-амперну характеристику, використовуються в пристроях пераметричного підсилення і помноження частоти.

Основні параметри варікалів: номінальна ємність, виміряна при даній зворотній напрузі U_{zb} ; максимально допустима зворотна напруга $U_{zb\max}$; добротність варікаля, яка визначається відношенням реактивного опору до опору втрат.

Розглянемо вплив параметрів еквівалентної схеми діода /рис. 1.17,5/ на добротність варікаля.

Комплексний опір діода при зворотному включенні:

$$\dot{Z}_{zb} = z_1 + \frac{z_g z_b}{1 + j\omega \cdot C_{бар} \cdot z_g z_b} \quad (2.6/)$$

З формули /2.6/ випливає, що реактивна складова опору діода

$$X_c = \frac{\omega \cdot C_{бар} \cdot z_g z_b}{1 + \omega^2 \cdot C_{бар}^2 \cdot z_g z_b} \quad (2.7/)$$

є активна -

$$R = \frac{z_g z_b (z_1 \cdot \omega^2 \cdot C_{бар}^2 \cdot z_g z_b + \frac{z_1}{z_g z_b} + 1)}{1 + \omega^2 \cdot C_{бар}^2 \cdot z_g z_b} \quad (2.8/)$$

З формул /2.7/ та /2.8/ можна записати вираз для добротності варікаля

$$Q = \frac{X_c}{R} = \frac{\omega \cdot C_{бар} \cdot z_g z_b}{\omega^2 \cdot C_{бар}^2 \cdot z_g z_b \cdot z_1 + \frac{z_1}{z_g z_b} + 1} \quad (2.9/)$$

В області низьких частот

$$\omega^2 \cdot C_{бар}^2 \cdot z_g z_b \cdot z_1 \ll 1 + \frac{z_1}{z_g z_b}$$

$$i \quad Q = \omega \cdot C_{бар} \cdot z_g z_b \quad (2.10/)$$

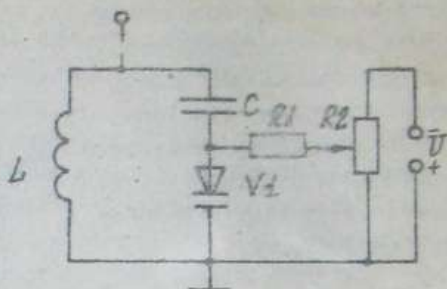


Рис. 2.11. Схеми включення варікаля

В області високих частот $\omega^2 C_{\text{бар}}^2 \tau_{g\beta} \tau_1 \gg 1 + \frac{\tau_1}{\tau_{g\beta}}$

і тоді
$$Q = \frac{1}{\omega C_{\text{бар}} \tau_1} \quad /2.11/$$

З виразів /2.10/ та /2.11/ випливає, що з метою збільшення добротності варікапа необхідно збільшувати зворотний опір його $p-n$ - переходу і зменшувати опір бази.

Для виконання першої умови варікапи готують з кремнію. Для одержання малого опору бази для варікапа використовують структуру p^+-n-n^+ , в якій база складається з двох шарів: n і n^+ /рис. 2.12/. n - шар бази має малу товщину, тому при зворотному включенні весь $p-n$ - перехід розміщується в цьому шарі. Опір бази в цьому випадку утворено лише сильнолегованою n^+ - областю, і тому він має малу величину. Ця структура, крім того, дозволяє значно збільшити зворотну напругу варікапа.

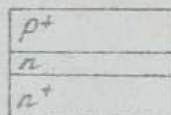


Рис. 2.12. Напів-провідникове структуру варікапа

ДОДАТОК I

Властивості чистих напівпровідників при $T = 300 \text{ K}$

Параметри	Si	Ge	GaAs
Ширина забороненої зони, $eV, \Delta W$	1,12	0,72 °	1,41
Власна концентрація $n_i, \text{см}^{-3}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^7$
Рухомість електронів і дірок, $\text{см}^2/V \cdot \text{с}$			
μ_n	1350	3900	8500
μ_p	430	1900	400
Відносна електрична проникність ϵ	12	16	11
Витомий опір, $\Omega \cdot \text{см}$	$2,3 \cdot 10^5$	47	$5 \cdot 10^6$
Коефіцієнт дифузії, $\text{см}^2/\text{с}$			
D_n	35,1	101,4	221
D_p	11,2	49,4	10,4
Електричне поле пробой, kV	300	100	400

ДОДАТОК 2

Деякі фізичні сталі

Стала Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Заряд електрона	$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Електрична стала	$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Маса спокою електрона	$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$

ПОЗНАЧЕННЯ ОСНОВНИХ ВЕЛИЧИН І ПАРАМЕТРІВ

ΔW	- ширина забороненої зони
σ	- питоме електропровідність
ρ	- питомий опір
T	- абсолютна температура
W_D	- енергетичний рівень Фермі
$\Delta W_d, \Delta W_a$	- енергія активації донорів, акцепторів
N_d, N_a	- концентрація донорів, акцепторів
n_i, p_i	- власна концентрація електронів, дірок
n_n	- концентрація електронів у n - області
n_p	- концентрація електронів у p - області
p_p	- концентрація дірок у p - області
p_n	- концентрація дірок у n - області
\bar{v}	- середня швидкість дрейфу
E	- напруженість електричного поля
N_d, n_p	- рухомість електронів, дірок
j	- густина струму
q	- заряд електрона
j_{dr}, j_{diff}	- густина струму дрейфу, дифузійна
x	- координата у неізовірковому кристалі
D_n, D_p	- коефіцієнт дифузії електронів, дірок
K	- стала Больцмана
t	- час
τ_n, τ_p	- середня тривалість життя електрона, дірки
E_{dif}	- дифузійне електричне поле у $p-n$ - переході
U_{np}	- пряма напруга
U_{zb}	- зворотна напруга
U_k	- контактне різниця потенціалів
P	- площа $p-n$ - переходу
φ_T	- температурний потенціал
φ	- потенціал
δ_i	- рівень інжекції
L_n, L_p	- дифузійна довжина електрона, дірки
I_{np}	- прямий струм
I_{zb}	- зворотний струм
I_s	- струм насичення
$I_{ген}$	- струм генерації
$I_{пв}$	- струм поверхневого витоку
δ	- товщина $p-n$ - переходу

- Сбар - бар'єрна ємність
 Сдиф - дифузійна ємність
 ϵ_0 - електрична стала
 ϵ - відносна електрична проникність
 Z_1 - розподілений опір областей /бази/
 Z_d - диференційний опір переходу
 Q - заряд
 W_{me}, W_{ol}, W_{op} - робота виходу електрона з металу, з напіпро-
 відників n - та p - типу
 P - потужність
 $Z_{ст}$ - диференційний опір стабілітрона
 R_H - опір навантаження
 $\omega = 2\pi f$ - циклічна частота
 f - частота
 $\alpha_{ст}$ - температурний коефіцієнт напруги стабілізації
 Z_{np} - прямий диференційний опір
 Z_{zb} - зворотний диференційний опір
 C_v - ємність варікапа

СЛІСОК СКОРОЧЕНЬ

- ВАХ - вольт-амперна характеристика
 ВД - випрямляючий діод
 ВЗ - валентна зона
 ЗЗ - заборонена зона
 ЗП - зона провідності
 ЕРС - електрорушійна сила
 НП - напіпровідник
 ОД - обернений діод
 ТД - тунельний діод
 ТКН - температурний коефіцієнт напруги

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булычев А.Л. Электронные приборы.-М.: Воениздат, 1982.-416 с.
2. Батушев В.А. Электронные приборы.-М.: Высшая школа, 1980.-363 с.
3. Пасынков Е.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы.-М.: Высшая школа, 1987.-432 с.
4. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем.-М.: Энергия, 1977.-672 с.
5. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы.-М.: Энергоатомиздат, 1990.-576 с.
6. Лавриненко В.В. Справочник по полупроводниковым приборам.-Киев : Техніка, 1984.-424 с.

З М І С Т

стор.

Передмова.....	3
1. Елементи фізики напівпровідників та електронно-діркових переходів.....	4
1.1. Загальні відомості про напівпровідники.....	-
1.1.1. Власна електропровідність напівпровідників.....	5
1.1.2. Електронна провідність напівпровідників.....	7
1.1.3. Діркова провідність напівпровідників.....	8
1.1.4. Рекомбінація носіїв заряду та тривалість їх життя.....	10
1.1.5. Види струмів у напівпровідниках.....	12
1.2. Електронно-дірковий перехід та фізичні процеси в ньому.....	14
1.2.1. $p-n$ - переходи та способи їх виготовлення.....	-
1.2.2. $p-n$ - перехід при відсутності зовнішньої напруги.....	16
1.2.3. $p-n$ - перехід під дією зовнішньої напруги.....	18
1.2.4. Теоретична вольт-амперна характеристика $p-n$ - переходу.....	22
1.2.5. Параметри $p-n$ - переходу.....	24
1.2.6. Реальна ВАХ $p-n$ - переходу.....	26
1.3. Різновиди електричних переходів та контактів.....	29
1.3.1. Гетеропереходи.....	-
1.3.2. p^+-p- та n^+-n - переходи.....	30
1.3.3. $p-i$ - та $n-i$ - переходи.....	31
1.3.4. Контакти металу з напівпровідником.....	-
1.3.5. Омичні контакти.....	32
2. Напівпровідникові діоди.....	33
2.1. Класифікація та система позначень діодів.....	-
2.2. Випрямляючі діоди.....	34
2.3. Напівпровідникові стабілітрони.....	37
2.4. Універсальні діоди.....	40
2.5. Імпульсні діоди та перехідні процеси в них.....	41
2.6. Тунельні та обернені діоди.....	44
2.7. Верікапи.....	47
Додаток I.....	50

стор.

Додаток 2.....	-
Позначення основних величин і параметрів /додаток 3/ ...	51
Список скорочень.....	52
Список літератури.....	53

Навчальне видання

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З КУРСУ
"НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ"
ЧАСТИНА ПЕРША
для студентів спеціальностей
20.05, 21.01 усіх форм навчання

Укладачі: Кобляков Олександр Миколайович
Борисенко Олексій Андрійович
Відповідальний за випуск О.А.Борисенко

План 1994 р., поз. 100

Підп. до друку 15.09.94

Тираж 150 прим.

Формат 60x84 1/16

Замовлення 1430

Обл.-вид. арк. 3,0

Безкоштовно

СумДУ. 244007, Суми, вул. Рибського-Корсакова, 2.

Краснопільська райдрукарня, с.т. Краснопілля, вул. Горького, 1