

Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича

ТВЕРДОТІЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА

Навчальний посібник

Укладачі: Я.І. Радевич, Г.О. Андрушак

ЧЕРНІВЦІ

Чернівецький національний університет

2013

УДК 621.382 (075.8)

ББК 32.852я73

T263

Друкується за ухвалою редакційно-видавничої ради
Чернівецького національного університету
імені Юрія Федьковича

Рецензенти :

Політанський Леонід Францович, доктор технічних наук,
професор, завідувач кафедри радіотехніки та інформаційної
безпеки ЧНУ.

Нічий Сергій Васильович, кандидат фізико-математичних наук,
доцент кафедри фізики напівпровідників і наноструктур.

T263 Твердотільна електроніка : навчальний посібник / уклад.
Радевич Я. І., Андрущак Г. О. — Чернівці : Чернівецький
національний університет, 2013. — с.

Розглянуто фізичні процеси контактних явищ у
напівпровідниках, контактах метал – напівпровідник,
структурах метал – діелектрик – напівпровідник.
Проаналізовано фізичні принципи роботи та наведені
властивості і характеристики напівпровідникових діодів,
біполярних і польових транзисторів, тиристорів, а також зміну
їх параметрів і властивостей залежно від режимів роботи.
Значна увага приділяється математичному аналізу роботи
напівпровідникових приладів.

Для студентів напрямку “Електроніка”, широкого кола
спеціалістів у галузі твердотільної електроніки і
мікроелектроніки.

УДК 621.382 (075.8)

ББК 32.852я73

©Чернівецький національний
університет, 2013

ЗМІСТ

ВСТУП	8
1. ФІЗИКА КОНТАКТНИХ ЯВИЩ У НАПІВ- ПРОВІДНИКАХ	10
1.1. Фізичні процеси в р – n-переходах.....	10
1.1.1. Елементи фізики напівпровідників	10
Класифікація приладів твердотільної електроніки.....	19
1.1.3. Утворення і діаграма енергетичних зон р – n-переходу ...	22
1.1.4. Висота потенційного бар'єра і контактна різниця потенціалів.....	27
1.1.5. Типи р – n-переходів	30
1.1.6. Розподіл напруженості електричного поля і потенціалу в різкому р-n-переході. Ширина р – n-переходу.....	31
1.1.7. Розподіл напруженості електричного поля і потенціалу в лінійному р – n-переході. Ширина р – n-переходу.....	39
1.1.8. Бар'єрна ємність р – n- переходу.....	43
1.1.9. Граничні умови для концентрації неосновних носіїв заряду в р-n переході. Інжекція та екстракція носіїв заряду	48
1.1.10. Контакт двох напівпровідників з однаковим типом електропровідності (n-p ⁺ - і р-p ⁺ -переходи).....	51
1.2. Фізичні основи контакту метал – напівпровідник	54
1.2.1. Термоелектронна емісія в напівпровідниках	55
1.2.2. Діаграма енергетичних зон переходу метал – напівпровідник.....	57
1.2.3. Внутрішнє електричне поле і розподіл потенціалу в приконтатній ділянці.....	61
1.2.4. Вольт-амперна характеристика контакту метал – напівпровідник (діода з бар'єром Шотткі).....	64

1.2.5. Вольт-ємнісна характеристика випрямного контакту метал – напівпровідник (бар'єр Шотткі).....	71
1.2.6. Особливості ВАХ реальних випрямних контактів метал-напівпровідник (бар'єрів Шотткі)	72
1.2.7. Невипрямні (омічні) контакти метал – напівпровідник...	76
1.3. Фізичні процеси в структурах метал – діелектрик – напівпровідник	81
1.3.1. Ідеальна МДН – структура. Напруга плоских зон.....	82
1.3.2. Поверхневий потенціал МДН – структури. Режими збагачення, збіднення та інверсії.....	86
1.3.3. Порогова напруга МДН- структури	93
1.3.4. Аналіз не рівноважного стану МДН- структури	97
1.3.5. Ємність ідеальної МДН – структури.....	100
1.3.6. Вплив заряду в діелектрику на властивості МДН-структури	104
2. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ	110
2.1. Стаціонарний режим роботи напівпровідникового діода.	110
2.1.1. Структура і елементи напівпровідникового діода.....	110
2.1.2. Вольт-амперна характеристика ідеального діода.....	111
2.1.3. Струм насичення і його залежність від температури	119
2.1.4. Відхилення ВАХ напівпровідникового діода від ідеальної моделі. Процеси в діодах за високих рівнів інжекції	120
2.1.5. Розрахунок ВАХ діода за високих рівнів інжекції	124
2.1.6. Вплив генерації та рекомбінації носіїв заряду в ОПЗ на ВАХ діода	127
2.1.7. ВАХ діода з урахуванням опору бази за значних прямих струмів.....	131
2.1.8. Особливості дослідження ВАХ діодів і опрацювання даних для аналізу механізму проходження струму.....	132

2.2. Нестационарні фізичні процеси в напівпровідникових діодах.....	135
2.2.1. Процеси в діодах за малого періодичного сигналу	136
2.2.2. Дифузійна ємність	140
2.2.3. Еквівалентна схема діода	142
2.2.4. Поняття про перехідні процеси напівпровідникових діодів	143
2.3. ВАХ напівпровідникового діода під час пробою р–n-переходу	147
2.3.1. Тунельний пробій р–n-переходу.....	147
2.3.2. Лавинний пробій р-n переходу	151
2.3.3. Тепловий пробій діода	157
2.4. Функціональні властивості діодних структур	162
2.4.1. Випрямні діоди.....	162
2.4.2. Імпульсні і високочастотні діоди.....	171
2.4.3. Надвисокочастотні діоди	176
2.4.4. Перемикаючі й помножуючі діоди	181
2.4.5. Діоди Шотткі.....	184
2.4.6. Діоди з накопиченням заряду	185
2.4.7. Варикапи.....	187
2.4.8. Стабілітрони і стабістори.....	190
2.4.9. Тунельний діод.....	194
БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ	210
3.1. Фізичні основи біполярних транзисторів	210
3.1.1. Структура, режими роботи і типи транзисторів.....	210
3.1.2. Основні фізичні процеси в бездрейфових транзисторах типу р – n – р.....	213
3.1.3. Ефект Ірлі.....	215
3.1.4. Схеми ввімкнення транзисторів	217

3.1.5. Розподіл концентрації основних носіїв заряду і струми при постійному зміщенні переходів	218
3.2 Динамічні параметри і статичні характеристики транзистора	223
3.2.1. Еквівалентна схема ідеального транзистора	223
3.2.2. Ефективність емітера	224
3.2.3. Коефіцієнт перенесення	225
3.2.4. Власний коефіцієнт підсилення за струмом колектора	228
3.2.5. Коефіцієнт підсилення за струмом транзистора	229
3.2.6. Розподіл струмів в електродах біполярного транзистора	232
3.2.7. Статичні характеристики біполярного транзистора у схемі зі спільною базою	233
3.3. Залежність параметрів транзистора від режиму роботи і температури	236
3.3.1. Аналіз процесів перенесення носіїв заряду в базі транзистора при високих рівнях інжекції.....	236
3.3.2. Вплив режиму роботи на параметри транзистора	238
3.3.3. Вплив температури на параметри транзисторів	241
3.3.4. Шуми в транзисторах.....	244
4. ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ	248
4.1. Польовий транзистор із затвором Шотткі	248
Основні параметри напівпровідників.....	248
4.1.1. Структура і принцип дії польових транзисторів із затвором Шотткі	249
4.1.2. Статичні характеристики польових транзисторів із затвором Шотткі.....	253
4.1.3. Параметри польових транзисторів із затвором Шотткі	258
4.1.4. Польові транзистори із затвором Шотткі і гетеропереходом.....	261

4.2. Пільовий транзистор із керуючим р-n – переходом	266
4.2.1. Структура і принцип дії польового транзистора з керуючим р-n – переходом	267
4.2.2. Вольт-амперні характеристики польового транзистора з керуючим р-n – переходом.....	270
4.2.3. Розрахунок вихідних статичних характеристик польового транзистора з керуючим р-n – переходом	272
4.2.4. Параметри і еквівалентна схема польового транзистора з керуючим р-n – переходом.....	276
4.3. Пільовий транзистор зі структурою метал – діелектрик – напівпровідник (МДН-транзистор).....	281
4.3.1. Структура і принцип дії МДН-транзистора	282
4.3.2. Статичні характеристики МДН-транзистора	287
4.3.3. Розрахунок вихідних статичних характеристик МДН-транзистора	291
4.3.4. Параметри МДН-транзистора.....	294
4.3.5. Еквівалентна схема і частотні властивості МДН-транзисторів	298
4.3.6. Порівняльні характеристики польових транзисторів	301
5. ТИРИСТОРИ	305
5.1. Діодний тиристор	305
5.1.1. Структура і принцип дії	305
5.1.2. Вольт-амперна характеристика діодного тиристора..	309
5.1.3. Діодний тиристор із зашунтованим емітерним переходом	313
5.2. Тріодний тиристор.....	315
5.3. Симетричний тиристор	318
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	327

ВСТУП

Основні напрямки розвитку сучасної твердотільної електроніки полягають у максимальному зменшенні габаритів напівпровідникових приладів при одночасному підвищенні їх надійності і поліпшенні технічних характеристик і властивостей.

Сьогодні напівпровідникові прилади широко використовуються в радіоелектроніці й обчислювальній техніці як компоненти дискретних та інтегральних схем. Крім цього, їх властивості такі, що, залежно від вибраної конструкції приладів і режиму роботи, вони можуть виконувати функції як активних, так і пасивних компонентів схем. Отже, існує можливість побудови складних електронних схем із використанням напівпровідникових структур, що особливо важливо для мікроелектроніки. Через наявність високого вхідного опору польові транзистори широко застосовуються в операційних і електрометричних підсилювачах. Розширюється їх використання в низькочастотних малошумових пристроях, мікропотужних підсилювачах тощо. Можливість побудови електронних схем на взаємодоповнюючих польових транзисторах із різним типом провідності каналу, що називаються комплементарними (КМОН), відкриває значні перспективи їх широкого використання в дискретній техніці. Логічні елементи, елементи збереження дискретної інформації на КМОН-структурах практично не споживають потужності в статичному режимі. Це дає змогу знизити енергетичні затрати на збереження і перетворення інформації й підвищити ступінь інтеграції компонентів інтегральних схем.

Польові транзистори з бар'єром Шоттки, як і МДН-прилади, дають змогу створити весь клас сучасних інтегральних мікросхем – аналогових і цифрових. Однак як у технології

виготовлення, так і в проектуванні ці прилади мають свої відмінності, переваги й недоліки.

Навчальний посібник призначено для студентів базового напрямку “Електроніка”. Також він буде корисним для студентів інших спеціальностей, широкого кола спеціалістів, які мають бажання поповнити свої знання в галузі твердотільної електроніки.

1. ФІЗИКА КОНТАКТНИХ ЯВИЩ У НАПІВПРОВІДНИКАХ

1.1. Фізичні процеси в p – n-переходах

1.1.1. Елементи фізики напівпровідників

Напівпровідники — речовини, питома електропровідність яких лежить в інтервалі від 10^{-10} до 10^4 Ом⁻¹·см⁻¹ і перекривається з питомою електропровідністю металів і діелектриків. Однак головною ознакою напівпровідників є не величина питомої електропровідності, а її активаційна природа і залежність від структури речовини, виду і кількості домішок, а також впливу зовнішніх факторів: температури, тиску, освітлення, опромінення частинками високих енергій, електричного і магнітного полів.

Напівпровідники, які не містять у собі електрично активних домішок, називають *власними*. Носії заряду в таких напівпровідниках утворюються під дією зовнішніх факторів при переходах з валентної зони в зону провідності. Якщо напівпровідник містить електрично активні домішки (донори, акцептори), то його називають *домішковим*, відповідно з електронною або дірковою електропровідністю.

Електропровідність напівпровідника називається *власною*, якщо вона спричинена порушенням валентних зв'язків, і *домішковою*, якщо вона спричинена іонізацією домішкових атомів. Енергія активації домішки - це енергія, яка потрібна для перекидання електрона з домішкового донорного рівня в зону провідності або з валентної зони на домішковий акцепторний рівень.

В електронному напівпровіднику основними носіями заряду є електрони, неосновними - дірки. У дірковому напівпровіднику основними носіями заряду є дірки, а неосновними - електрони. Зміна кількості носіїв заряду відбувається внаслідок процесів генерації, рекомбінації, дифузії та дрейфу.

Процеси, завдяки яким електрони (що знаходяться у валентній зоні, на локальних рівнях домішки або на рівнях прилипання) можуть бути збуджені й переведені в зону провідності, є процесами *генерації*.

Зворотний процес (зменшення кількості носіїв заряду), внаслідок якого електрони повертаються на вільні стани у валентній зоні, називають процесом *рекомбінації*.

Ці процеси характеризуються швидкостями генерації та рекомбінації, які взаємно зрівноважуються за умови термодинамічної рівноваги. Генерацію та рекомбінацію, появу або зникнення вільних носіїв заряду, у власному й домішковому напівпровідниках, можна пояснити за допомогою енергетичних зон власного та легованого напівпровідників.

Розглянемо енергетичну діаграму власного напівпровідника (рис. 1.1). Стрілками показано переходи електронів із валентної зони в зону провідності, а енергетичний рівень E_c – відповідає найменшій енергії, яку має вільний електрон у кристалі (дно зони провідності); E_v – рівень, що відповідає максимальній енергії електрона у валентній зоні (стеля валентної зони), E_g – енергія, що відповідає ширині забороненої зони.

Енергетичні діаграми електронного й діркового напівпровідників зображено відповідно на рис 1.2. і рис. 1.3.

В умовах термодинамічної рівноваги концентрації основних і неосновних носіїв заряду в електронному напівпровіднику позначають n_{n0} і p_{n0} , у дірковому — p_{p0} , n_{p0} .

Кількість носіїв обох знаків у власному напівпровіднику однакова, тому добуток концентрації електронів n і дірок p є

величина стала і дорівнює квадрату концентрації n_i електронів або дірок p_i власного напівпровідника:

$$n \cdot p = n_i^2 = p_i^2. \quad (1.1)$$

Для напівпровідників, легованих домішками в умовах термодинамічної рівноваги

$$n_{n0} \cdot p_{n0} = n_{p0} \cdot p_{p0} = n_i^2. \quad (1.2)$$

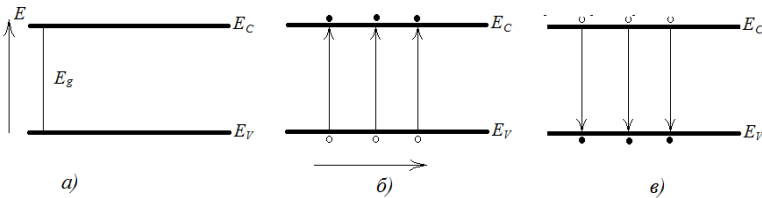


Рис. 1.1. Енергетична діаграма власного напівпровідника (E – енергія електрона; E_V, E_C – рівні що відповідають енергіям дна ЗП і стелі ВЗ; E_g – ширина забороненої зони): а – загальний вигляд; б – генерація; в – рекомбінація носіїв заряду

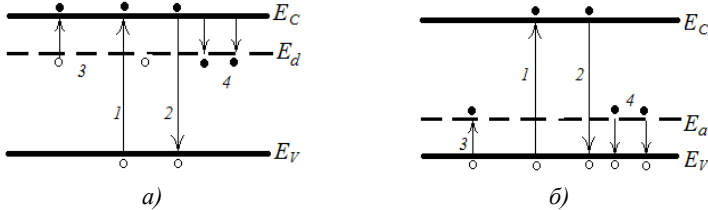


Рис. 1.2. Енергетичні діаграми:

а) – електронного напівпровідника: 1 – генерація; 2 – рекомбінація; 3 – іонізація донорних домішок; 4 – захоплення електрона пасткою.

б) діркового напівпровідника: – 1 – генерація; 2 – рекомбінація; 3 – іонізація акцепторних домішок; 4 – захоплення дірки пасткою

Закон діючих мас виражає формула (1.2), з якої видно, що збільшення концентрації носіїв заряду одного знака, наприклад

n_{p0} , зумовлює підсилення процесу рекомбінації, який приводить до зменшення концентрації носіїв заряду другого знака p_{p0} .

Концентрація електронів у зоні провідності для невиродженого напівпровідника

$$n_{n0} = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}, \quad (1.3)$$

де $N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_{nd}^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – ефективна кількість станів у зоні провідності, m_{nd} – ефективна маса густини станів для електронів.

У випадку виродженого донорного напівпровідника

$$n = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{nd}^*}{h^2} \right)^{3/2} \cdot (E_F - E_C)^{3/2}. \quad (1.4)$$

Концентрація дірок у валентній зоні невиродженого напівпровідника

$$p_{p0} = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \quad (1.5)$$

де $N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_{pd}^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – ефективна кількість станів у валентній зоні; m_{pd} – ефективна маса густини станів для дірок.

У випадку виродженого діркового напівпровідника

$$p = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{pd}^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E_V - E_F)^{3/2}. \quad (1.6)$$

Величина, яка пов'язує дрейфову швидкість носіїв заряду v з напруженістю електричного поля \mathcal{E} , називається рухливістю носіїв заряду. Рухливість – дрейфова швидкість носіїв заряду в одиничному електричному полі

$$\mu_{gp} = \frac{v}{\mathcal{E}}. \quad (1.7)$$

Дрейфову рухливість електронів і дірок можна знайти, використовуючи вирази

$$\mu_n = \frac{q \langle \tau_n \rangle}{m_n^*}; \quad (1.8)$$

$$\mu_p = \frac{q \langle \tau_p \rangle}{m_p^*}, \quad (1.9)$$

де m_n^* і m_p^* – ефективні маси електрона та дірки, $\langle \tau_n \rangle$ і $\langle \tau_p \rangle$ – середній час релаксації електронів і дірок відповідно.

Холлівська рухливість визначається добутком питомої електропровідності σ і коефіцієнта Холла R

$$\mu_H = \sigma R, \left[\frac{cM^2}{B \cdot c} \right]. \quad (1.10)$$

Коефіцієнт Холла для напівпровідника з двома типами носіїв заряду

$$R = \frac{r p \mu_p^2 - n \mu_n^2}{q n \mu_n - p \mu_n}, \quad (1.11)$$

де r - Холл-фактор, величина якого залежить від механізму розсіювання носіїв заряду; p - концентрація носіїв заряду у валентній зоні; μ_n, μ_p - рухливість електронів і дірок відповідно; q - заряд електрона.

Для електронного напівпровідника

$$R = -r \frac{1}{qn}, [Kл^{-1} \cdot cм^3]. \quad (1.12)$$

Співвідношення між холлівською μ_H і дрейфовою μ_{gp} рухливостями має вигляд

$$\mu_H = r \mu_{gp}. \quad (1.13)$$

Якщо напівпровідник вироджений, то час релаксації є постійною величиною, незалежно від енергії, а $r=1$. Отже, для цього випадку

$$\mu_H = \mu_{gp}. \quad (1.14)$$

Рухливість носіїв заряду залежить від температури і концентрації домішок.

Питома електрична провідність визначається концентраціями носіїв заряду та їх рухливостями

$$\sigma = q(n_{n0} \mu_n + p_{p0} \mu_p), [Om^{-1} \cdot cм^{-1}], \quad (1.15)$$

де n_{n0} – рівноважна концентрація носіїв заряду, у зоні провідності; p_{p0} – концентрація носіїв заряду, які рухаються у валентній зоні; μ_n, μ_p – рухливість електронів і дірок відповідно; q – заряд електрона.

У напівпровідникових приладах використовуються явища інжекції, екстракції, ексклюзії й акумуляції, які можна пояснити так.

Густина дифузійного струму зменшується за таким самим законом, що й зміна надлишкової концентрації:

$$\Delta p = \Delta p_{(0)} e^{-x/L_p} . \quad (1.16)$$

де L_p – дифузійна довжина для дірок, x – координата.

Під дією зовнішнього електричного поля надлишкова концентрація дірок описується співвідношенням

$$\Delta p_1 = \Delta p_{(0)} e^{-\chi/(\tau_p \mu_p \varepsilon)} . \quad (1.17)$$

Якщо шлях L_{gp} , що проходять нерівноважні носії заряду за час життя набагато більший від дифузійної довжини L_p , тобто $L_{gp} \gg L_p$, то в області напівпровідника при $x > 0$ надлишкова концентрація носіїв заряду буде більшою, ніж у відсутності зовнішнього електричного поля. При проходженні струму під дією сильного електричного поля ($\varepsilon > 0$) надлишкові дірки в електронному напівпровіднику втягуються полем у глибину напівпровідника і збагачують його неосновними носіями. Це явище називається *інжекцією* нерівноважних носіїв заряду. Для діркового напівпровідника інжекція електронів спостерігається, коли $\varepsilon < 0$. Якщо об'єм збіднюється носіями, тобто надлишкова концентрація від'ємна, то явище називається *екстракцією*.

Коли поля немає, $l = L = (D\tau)^{1/2}$ де D , τ – коефіцієнт дифузії та час життя носіїв заряду відповідно; l – характеристична величина, на якій надлишкова концентрація зменшується в "е" разів і називається довжиною втягування. У розглянутому випадку довжина втягування $l = L_{gp} = \mu\tau\varepsilon$.

Якщо $\Delta p_{(0)} > 0$, відбувається зменшення нерівноважних носіїв заряду, а якщо $\Delta p_{(0)} < 0$ – збільшення концентрації в об'ємі напівпровідника порівняно з випадком, коли $\varepsilon = 0$. Перший випадок (зменшення концентрації нерівноважних носіїв заряду) називається ексклюзією, другий – акумуляцією нерівноважних носіїв заряду.

Рівняння густини струмів. Якщо напівпровідник неоднорідний за концентрацією носіїв заряду, то в ньому виникає дифузійний струм електронів і дірок. Густина струму, зумовленого дифузією, дається виразами

$$j_n = qD_n \nabla n; \quad (1.18)$$

$$j_p = qD_p \nabla p, \quad (1.19)$$

де ∇n і ∇p – градієнти концентрацій електронів і дірок відповідно.

Під дією електричного поля ε відбувається дрейф носіїв заряду, а густина струмів складається з двох компонент - дрейфової дифузійної:

$$j_n = qn\mu_n\varepsilon + qD_n \nabla n; \quad (1.20)$$

$$j_p = qp\mu_p\varepsilon + qD_p \nabla p. \quad (1.21)$$

Густина повного струму визначається рівнянням

$$j_n = q(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p). \quad (1.22)$$

Для одновимірного випадку

$$j_n = q(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon_x + q\left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right). \quad (1.23)$$

Співвідношення між коефіцієнтом дифузії та дрейфовою рухливістю за умови термодинамічної рівноваги

$$\frac{D_{n,p}}{\mu_{n,p}} = \frac{kT}{q}. \quad (1.24)$$

Коефіцієнт дифузії може бути визначений через дифузійну довжину

$$\text{для електронів} \quad D_n = \frac{L_n^2}{\tau_n}, \quad (1.25)$$

$$\text{для дірок} \quad D_p = \frac{L_p^2}{\tau_p}. \quad (1.26)$$

Рівняння неперервності. Зміна кількості електронів може відбуватись внаслідок процесів генерації, рекомбінації, а також у зв'язку із наявністю дрейфу носіїв заряду. В усіх випадках враховується генерація вільних носіїв заряду як у результаті теплових процесів, так і в результаті зовнішніх дій. Наприклад, світлова генерація в об'ємі dx за час dt створює електрони в кількості $Gdx \cdot dt$, а зміна кількості електронів внаслідок рекомбінації $R \cdot dx \cdot dt = \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt$, де G і R - коефіцієнти генерації і рекомбінації носіїв заряду відповідно. Кількість

носіїв заряду змінюється в об'ємі dx за час dt за рахунок процесів дифузії дрейфу

$$I_n(x, t)dt - I_n(x + dx, t) = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt, \quad (1.27)$$

де I_n і I_p – потік електронів і дірок відповідно.

Повна зміна кількості електронів в об'ємі dx за час dt складає величину

$$\frac{\partial n}{\partial t} \cdot dx \cdot dt = G_n \cdot dx \cdot dt - \frac{n - n_0}{\tau_n} dx \cdot dt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt. \quad (1.28)$$

Звідки рівняння неперервності для електронів

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} - \frac{\partial I_n}{\partial x}, \quad (1.29)$$

для дірок

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{\partial I_p}{\partial x}. \quad (1.30)$$

Класифікація приладів твердотільної електроніки

Прилади твердотільної електроніки можуть бути класифіковані за:

- видом перетворення сигналу;

- використанням;
- застосовуваними структурними особливостями і об'ємними ефектами.

За видом перетворення сигналу всі прилади групують у шість класів: електроперетворюючі, оптоелектронні, гальваномагнітні, термоелектричні, п'єзоелектричні, корпускулярно-перетворюючі.

Електроперетворюючі прилади перетворюють електричний сигнал в електричний, тобто здійснюють підсилення струму або напруги, стабілізацію напруги, зміну частоти, перемикання та ін. До цього класу приладів належать: діоди різних типів, стабілітрони, варикапи, детектори, транзистори різних видів, тунельні діоди, лавинно – перелітні діоди, діоди Ганна, тиристори, нелінійні опори та ін.

Оптоелектронні прилади поділяються на такі групи:

- прилади, в яких світловий сигнал змінює електричний сигнал або ж перетворюється в електричний (фоторезистор, фотодіод, фотоелемент, фототранзистор, фототиристор та ін.);

- прилади, в яких електричний сигнал перетворюється у світловий (світловий діод, інжекційний лазер, електролюмінісцентний конденсатор);

прилади, в яких промінь здійснює зв'язок між елементами (оптронна пара).

Гальваномагнітні (магнітоелектричні) прилади перетворюють збудження електричного й магнітного полів в електричний сигнал (датчик Холла, магніторезистор, магніодіод, магніотранзистор, магніотиристор).

Термоелектричні прилади перетворюють теплову енергію в електричний сигнал або навпаки (термогенератор, термохолодильник, терморезистор). П'єзоелектричні прилади перетворюють сигнал механічної дії (деформації) в електричний

сигнал (тензорезистор, тензодіод, електроакустичний підсилювач).

Корпускулярно-перетворюючі прилади перетворюють енергію радіоактивного випромінювання в електричну енергію (атомні електроелементи) або ресструюють частинки високої енергії (датчики проникаючого випромінювання).

За структурними особливостями і об'ємними ефектами, що використовуються, прилади твердотільної електроніки поділяються на:

- прилади з використанням об'ємних властивостей однорідного напівпровідника в рівноважному стані (оптичні фільтри, варистори, термістори, болометри, фоторезистори, магніторезистори, тензорезистори, діоди Ганна, генератори Холла, лазери з безструмовою накачкою, електролюмінісцентні, конденсатори);
- прилади з одним переходом (випрямний діод, тунельний діод, обернений діод, лавинно-перелітний діод, стабілітрон, варикап, діод із бар'єром Шотткі, фотодіод, сонячний елемент, світлодіод, інжекційний лазер, термопара, термогенератор, термоохолоджуючий S-діод);
- прилади з кількома електронними переходами (біполярні транзистори, польові транзистори, тиристори, багатоперехідні сонячні елементи, фоторезистори, фототиристори, енергонезалежні елементи пам'яті та ін.).

1.1.3. Утворення і діаграма енергетичних зон p – n-переходу

Основи теорії p – n-переходів були закладені в роботах Шоклі і використовуються для пояснення фізичних явищ багатьох напівпровідникових приладів. Необхідно зауважити, що p – n-переходи відіграють важливу роль у сучасній напівпровідниковій електроніці як самостійні прилади - напівпровідникові діоди і є також основою інших прикладних структур: транзисторів, тиристорів, компонентів інтегральних схем (ІС) тощо.

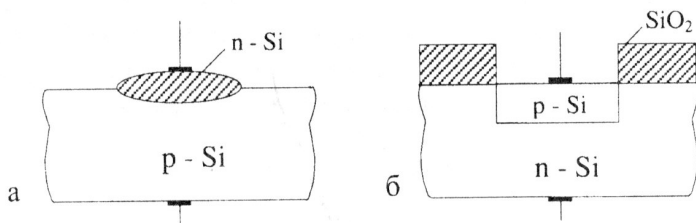


Рис 1.3. Схематичний вигляд p – n-переходів, створених методом сплавлення (а) і дифузіїєю домішок (б)

Розрізняють три види переходів:

-гомопереходи - це переходи, утворені між двома однаковими напівпровідниками, тобто такими, які мають однакову ширину забороненої зони, діелектричну проникність і т.д., але леговані домішками різного типу або в різній кількості, наприклад p-Si - n-Si та ін;

-переходи (бар'єри) Шоттки утворюються на контакті між металом і напівпровідником, наприклад Al- p-Si та ін;

-гетеропереходи утворюються між двома різними напівпровідниками, що мають різні ширину забороненої зони, діелектричні проникності і т.д., наприклад Ge-Si, CdTe-HgTe та ін.

P – p-переходи можуть бути створені різними способами:

- сплавленням двох напівпровідників (рис. 1.3, а);
- епітаксійним нарощуванням;
- дифузією домішок у напівпровідник (рис. 1.3, б);
- іонним легуванням;
- лазерною технологією;

Розглянемо один і той самий домішковий невідроджений напівпровідник з різним типом електропровідності. Нехай спочатку напівпровідник р-типу і напівпровідник n-типу провідності не знаходяться в електричному контакті, тоді діаграма енергетичних зон матиме вигляд, (рис.1.4), де E_{Fp} і E_{Fn} , – рівні Фермі для напівпровідників р – і n – типів відповідно. Щоб побудувати енергетичну діаграму р – n-переходу, утвореного в одному напівпровіднику, треба мати на увазі, що межі енергетичних зон однорідного матеріалу розташовуються паралельно між собою і по відношенню до осі “х” Енергетичні рівні, що відповідають межах зон для напівпровідника р-типу відносно рівня вакууму, розташовуються так само, як і для напівпровідника n-типу провідності (рис.1.4). Робота виходу електрона з напівпровідника визначається положенням рівня Фермі, який в матеріалі, легovanому донорними домішками, знаходиться між серединою забореної зони і дном зони провідності, а в напівпровіднику, легovanому акцепторними домішками, - між серединою забореної зони і стелею валентної зони. Отже, робота виходу електрона з напівпровідника р-типу провідності більша, ніж робота виходу того самого напівпровідника, але n-типу провідності, тому що визначається енергією, яку треба затратити, щоб перевести електрон із рівня Фермі на рівень вакууму. Під час зближення обох напівпровідників, тобто утворення електричного контакту, за якого відстань (d) така, що між ними можливий ефективний обмін електронами й дірками, частина електронів із

напівпровідника n-типу перейде в напівпровідник р-типу, і відповідно, дірки з напівпровідника р-типу перейдуть у матеріал n – типу. Причиною таких переходів є тепловий дифузійний рух носіїв заряду. У кожному напівпровіднику утворюється шар об'ємного заряду, який збіднений основними носіями або, інакше у приконтактній ділянці напівпровідників виникає область просторового заряду (ОПЗ), що складається з двох протилежно заряджених шарів.

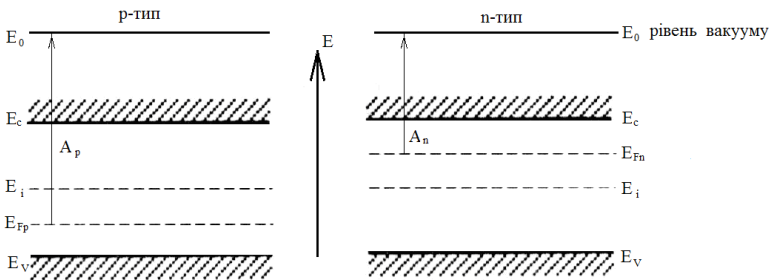


Рис. 1.4. Діаграма енергетичних зон невідроджених напівпровідників р – і n – типів провідності

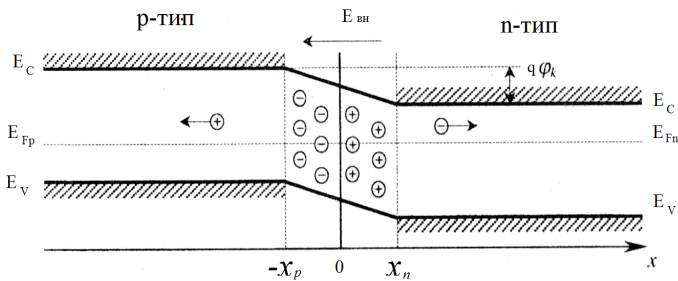


Рис. 1.5. Діаграма енергетичних зон р – n- переходу для рівноважного стану ($U=0$)

Однак забезпечити ідеальний контакт за рахунок безпосереднього зіткнення двох твердих тіл практично неможливо, оскільки на поверхні твердого тіла завжди є атомні шари, що мають діелектричні чи напівпровідникові властивості. На рис 1.5 зображена діаграма енергетичних зон р – n-переходів для рівноваженого стану.

У р-області переходу ($-x_p < x < 0$), тобто ліворуч від металургійної межі ($x=0$), після дифузії з цієї області дірок залишаються некомпенсовані іонізовані акцептори (від'ємний нерухомий заряд). В n-області ($0 < x < x_n$), тобто праворуч від металургійної межі, після дифузії з неї електронів залишаються некомпенсовані іонізовані донори (додатний нерухомий заряд). Перехід дірок зліва направо і електронів справа наліво відбувається доти, доки рівень Фермі для n- і р-областей переходу не встановиться на одній висоті енергетичної діаграми.

Зарядження n-області переходу додатно призводить до пониження всіх її енергетичних рівнів, а зарядження р-області негативно - до підвищення, тобто виникає зсув енергетичних зон. Цей зсув визначає контактну різницю потенціалів (φ_k) і відповідає висоті потенційного бар'єра р-n-переходу (U_k). На контакті виникає внутрішнє (дифузійне) електричне поле з напруженістю ($E_{вн}$), спрямоване справа наліво (рис.1.5). Потенційний бар'єр перешкоджає рухові через контакт основних носіїв заряду і визначається через контактну різницю потенціалів

$$U_k = -q\varphi_k. \quad (1.31)$$

Отже, р – n-переходом будемо називати контакт двох напівпровідників із різними типами електропровідності, в якому існує внутрішнє (дифузійне) електричне поле.

Металургійною межею р – n-переходу будемо вважати площину, на якій змінюється тип домішок, що переважає в напівпровіднику.

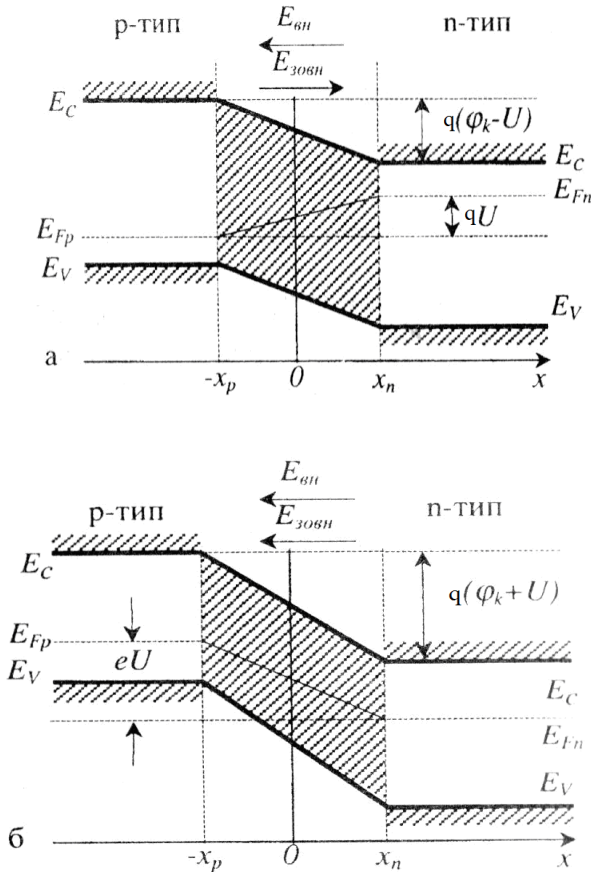


Рис. 1.6. Діаграма енергетичних зон під час прямого (а) і зворотного (б) зміщення р – n-переходу

Необхідно зазначити, що під час подачі зовнішньої напруги на р-n-перехід квазірівні Фермі зміщуються відносно

рівноважного стану. На рис. 1.6 зображено діаграму енергетичних зон для р – n-переходу, якщо напруга пряма ($U>0$) і зворотна ($U<0$). Якщо $U>0$, то напруга вираховується з ϕ_k , сумарне електричне поле в переході знижується і ширина збідненої області зменшується. Якщо ж $U<0$, то U і ϕ_k додаються, сумарне електричне поле в переході підвищується, що призводить до розширення збідненої області.

1.1.4. Висота потенційного бар'єра і контактна різниця потенціалів

Будемо вважати, що напівпровідники, які знаходяться в контакті, невідроджені. Тоді, згідно з рис.1.4 енергію, яку повинен мати електрон, щоб подолати потенційний бар'єр, можна визначити як різницю рівнів Фермі двох напівпровідників, що утворюють контакт:

$$U_k = -q\phi_k = E_{Fn} - E_{Fp}, \quad (1.32)$$

де E_{Fn} , E_{Fp} – рівні Фермі, які можна визначити через концентрацію основних носіїв заряду для р- і n-типів напівпровідників:

$$\begin{cases} n_n = N_C \exp\left(\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right) \\ p_n = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_{Fp}}{kT}\right) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_{Fn} - E_C = kT \ln \frac{n_n}{N_C} \\ -E_{Fp} + E_V = kT \ln \frac{p_p}{N_V} \end{cases} \quad (1.33)$$

Звідси

$$E_{Fn} - E_C - E_{Fp} + E_V = kT \ln \frac{n_n}{N_C} + kT \ln \frac{p_p}{N_V} \quad (1.33 a)$$

або

$$E_{Fn} - E_{Fp} = (E_C - E_V) + kT \left[\ln(n_n \cdot n_p) - \ln(N_C \cdot N_V) \right] \quad (1.33 \text{ б})$$

Із відомого співвідношення для концентрації власних носіїв заряду (n_i) знаходимо множник $kT \ln(N_C N_V)$

$$\begin{aligned} n_i &= (N_C \cdot N_V)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{2kT}\right) \Rightarrow \\ &\Rightarrow kT \ln(N_C \cdot N_V) - kT \ln(n_i^2) + (E_C - E_V). \end{aligned} \quad (1.34)$$

Після підстановки (1.34) в (1.33б) матимемо

$$E_{Fn} - E_{Fp} = kT \ln(n_n \cdot p_p) - kT \ln(n_i^2). \quad (1.35)$$

Враховуючи (1.32) і (1.35), висота потенційного бар'єра і контактна різниця потенціалів дорівнюють відповідно

$$U_k = E_{Fn} - E_{Fp} = kT \ln \frac{n_n \cdot p_p}{n_i^2} = kT \ln \frac{p_p}{p_n} = kT \ln \frac{n_n}{n_p}; \quad (1.36)$$

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n \cdot p_p}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p}. \quad (1.37)$$

Якщо з обох боків контакту напівпровідник невластий і некомпенсований, а домішки в ньому за певної температури повністю іонізовані, тобто $p_p = N_a$ і $n_n = N_d$, то контактну різницю потенціалів можемо визначити за формулою:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2}. \quad (1.37 \text{ а})$$

Значення φ_k для найпоширеніших невідроджених напівпровідників знаходиться в інтервалі 0,1-1,0 В, тобто значення ($q\varphi_k$) не перевищує ширину забороненої зони напівпровідників (для Si = 1,12 еВ, для Ge $E_g = 0,72$ еВ, для GaAs=1,43 еВ). Наприклад, для Si за значень $p_p=10^{17} \text{ см}^3$; $n_n= 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $kT/q=25 \text{ мВ}|_{T=300\text{К}}$, $n_i=10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_k=0.69\text{В}$; для германію за $p_p=10^{17} \text{ см}^{-3}$ $n_n= 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_i= 3 \cdot 10 \text{ см}^{-3}$, отримано $\varphi_k = 0,3 \text{ В}$.

Необхідно зазначити, що у вузькому шарі ($-x_p < x < x_n$) практично немає рухомих зарядів, відповідно питомий опір ОПЗ дуже великий і значно перевищує питомий опір об'єму напівпровідника. Рівноважне значення контактної різниці потенціалів не може бути виміряне за допомогою вольтметра, під'єданого до р – n-переходу, оскільки в місцях під'єднання виникне контактна різниця потенціалів, що в сумі з φ_k дасть нуль.

Отже, по-перше, висота потенційного бар'єра і, відповідно, контактна різниця потенціалів під час збільшення концентрації домішок в n- і p-областях переходу підвищується; по-друге, висота потенційного бар'єра і контактна різниця потенціалів вища в тих р – n-переходах, які створені в напівпровідниках з більшою шириною забороненої зони; по-третє, із підвищенням температури висота потенційного бар'єра зменшується, оскільки під час нагрівання значно зростає власна концентрація носіїв заряду, що і визначає, в основному, верхню температурну межу використання р – n-переходів у практичних схемах.

1.1.5. Типи р – n-переходів за розподілом концентрації домішок

За розподілом концентрації домішок у приконтактній області напівпровідників більшість р – n-переходів можна зарахувати до одного з двох типів:

- різкий р – n-перехід зі ступінчастим розподілом домішок;
- лінійний р – n-перехід із плавним розподілом домішок.

Для різкого переходу ширина області зміни концентрації домішок значно менша порівняно з шириною області просторового заряду р – n-переходу. Такий розподіл домішок мають р – n-переходи, створені методом сплавлення, дрібні дифузійні переходи, іонно-імплантовані, а також переходи, отримані лазерною технологією. Для лінійного переходу ширина області зміни концентрації домішок порівнювана або більша від ширини області просторового заряду, тобто ширини р – n-переходу. Лінійна апроксимація характерна для дифузійних р–n-переходів. На рис. 1.7 наведено приклади різкого та лінійного профілів розподілу концентрації домішок в р– n- переходах.

За співвідношенням концентрації основних носіїв заряду або відповідних домішок у р- і n-областях розрізняють симетричні і несиметричні р-n-переходи:

- для симетричних - $p_p = n_n$;
- для несиметричних - $p_p \gg n_n$ (p^+ – n-переходи) або $p_p \ll n_n$ (n^+ –р-переходи). Несиметричні переходи здебільшого характерні для напівпровідникових діодів.

1.1.6. Розподіл напруженості електричного поля і потенціалу в різкому р-п-переході. Ширина р – п-переходу

Для різкого р-п-переходу характерна різка зміна концентрації домішок на межі р-п-переходу (рис. 1.7,а).

Для визначення напруженості електричного поля і потенціалу в різкому р – п-переході зробимо деякі припущення:

1) будемо вважати, що при $x > 0$ в напівпровіднику n-типу провідності існують тільки донори, тобто $n_n = N_d$; якщо $x < 0$, в напівпровіднику р-типу провідності існують акцептори й донори, тобто $p_p = N_a - N_d$;

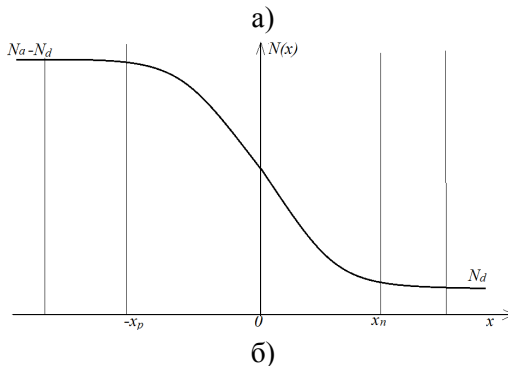
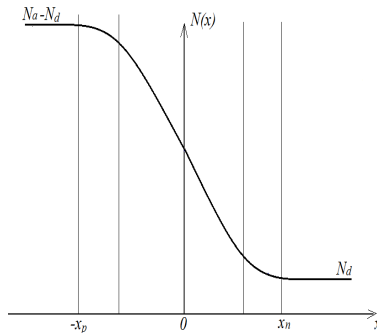


Рис 1.7. Модель різкого (а) та лінійного (б) р – п-переходів

2) основні носії заряду залишили тільки деяку область ($-x_p < x < x_n$), а поза нею розподіл концентрації носіїв не порушився, тобто напівпровідник знаходиться в нейтральному стані;

3) обчислюючи об'ємну густину заряду $\rho_n(x)$ і $\rho_p(x)$, будемо вважати, що донорні й акцепторні рівні іонізовані повністю і шар напівпровідника

($0-x_n$) залишили практично всі електрони, а шар ($-x_p-0$) - всі дірки:

$$\rho_n(x) = qN_d = qn_n \quad - \text{ для n-області } (0 < x \leq x_n);$$

$$\rho_p(x) = -q(N_a - N_d) = qp_p \quad - \text{ для p-області } (-x_p \leq x < 0).$$

Якщо відсутні струми, розподіл напруженості електричного поля і потенціалу в p – n-переході можна знайти інтегруванням рівняння Пуассона, яке для одновимірного випадку має вигляд:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1.38)$$

де $\rho(x)$ – густина заряду; ε – діелектрична проникність напівпровідника, ε_0 – діелектрична стала ($\varepsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м).

Необхідно розв'язати рівняння Пуассона для p- і n- областей окремо і використати умови неперервності для переходу між двома областями, якщо $x=0$.

Розв'язуємо рівняння Пуассона для p-області ($-x_p < x < 0$) p-n-переходу за таких граничних умов: якщо $x = -x_p$; $d\varphi(x)/dx = 0$; $\varphi(-x_p) = \varphi_k = \text{const}$ (оскільки приймемо постійний потенціал p-області відносно нульового потенціалу n- області).

Задача зводиться до інтегрування такого рівняння:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.39)$$

Для спрощення будемо користуватись визначеними інтегралами зі змінними межами. Це дає змогу не використовувати довільні сталі, якщо межі інтегрування узгоджені. Інтегруючи рівняння (1.39), знайдемо розподіл напруженості електричного поля в ОПЗ для р-області переходу:

$$\int_0^{d\varphi/dx} d\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right) = \int_{-x_p}^x \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} dx = \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-x_p}^x dx = \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} x \Big|_{-x_p}^x =$$

$$= \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p).$$

Або

$$\frac{d\varphi(x)}{dx} = \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p),$$

$$\text{але } E_p(x) = -\frac{d\varphi(x)}{dx} = -\frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p). \quad (1.41)$$

Щоб визначити розподіл потенціалу, проінтегруємо рівняння (1.41)

$$\int_{\varphi_k}^{\varphi} d\varphi = \int_{-x_p}^x \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p) dx = \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-x_p}^x (x + x_p) dx =$$

$$= \frac{qP_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-x_p}^x \left(\frac{x^2}{2} + x_p x \right) \Big|_{-x_p}^x.$$

або

$$\varphi(x) - \varphi_k = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x - \frac{x_p^2}{2} + x_p^2 \right) = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p)^2. \quad (1.42 \text{ а})$$

Звідси матимемо:

$$\varphi_p(x) = \varphi_k + \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p)^2, \quad (1.42 \text{ б})$$

де $\varphi_p(x)$ – розподіл потенціалу в р-області переходу.

Розв'язуємо рівняння Пуассона для п-області переходу ($0 < x < x_n$).

З урахуванням густини заряду рівняння (1.8) має такий вигляд:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} = -\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.43)$$

Аналогічно, як і для р – області, інтегруємо рівняння (1.43) для визначення

розподілу напруженості електричного поля в п-області:

$$\int_{d\varphi/dx}^0 d\left(\frac{d\varphi}{dx}\right) = -\int_x^{x_n} \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} dx = -\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_x^{x_n} dx. \quad (1.43 \text{ а})$$

Звідси матимемо

$$E_n(x) = -\frac{d\varphi(x)}{dx} = -\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} (x_n - x). \quad (1.43 \text{ б})$$

З рівнянь (1.41), (1.43 б) видно, що розподіл напруженості електричного поля в ОПЗ р – n-переходу має лінійний характер. Повторне інтегрування рівняння Пуассона (1.43) дає значення розподілу потенціалу в ОПЗ n-області переходу:

$$\int_{\phi_k}^0 d\phi = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_x^{x_n} (x_n - x) dx. \quad (1.44)$$

Звідси

$$-\varphi(x) = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(x_n^2 - \frac{x_n^2}{2} - x_n x + \frac{x^2}{2} \right) = \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_n - x)^2. \quad (1.44 \text{ а})$$

або

$$\varphi(x) = -\frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_n - x)^2. \quad (1.44 \text{ б})$$

З рівнянь (1.42 б) і (1.44 б) видно, що розподіл потенціалу в ОПЗ різкого р – n переходу має параболічний характер.

На рис. 1.8 наведений розподіл концентрації домішок, густини об'ємного заряду, напруженості електричного поля та потенціалу в різкому р – n-переході.

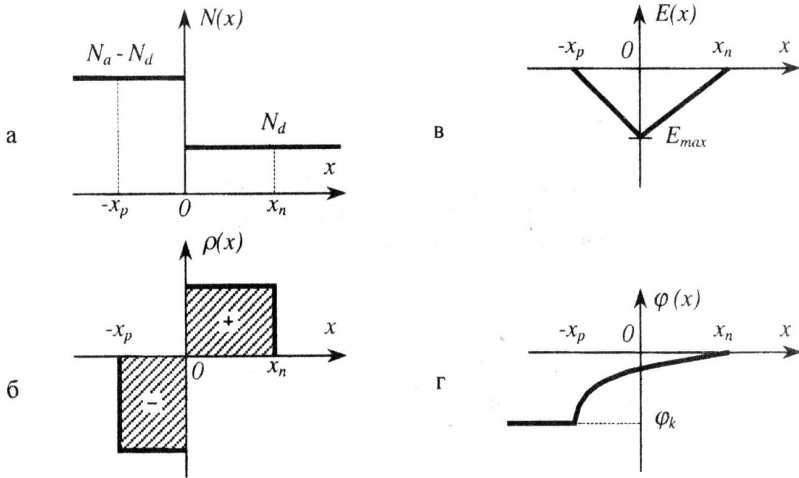


Рис. 1.8. Розподіл концентрації домішок (а), густини об'ємного заряду (б), напруженості електричного поля (в) і потенціалу (г) в різкому р – n-переході

На технологічній межі р – n-переходу, тобто якщо $x=0$, отримані значення $E(x)$ і $\varphi(x)$ в ОПЗ для р- і n-областей переходу повинні бути однаковими, тобто функції повинні монотонно переходити одна в одну:

$$\varphi_p(x) \Big|_{x=0} = \varphi_n(x) \Big|_{x=0}, \quad (1.45a)$$

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx} \right)_{p|x=0} = \left(\frac{d\varphi(x)}{dx} \right)_{n|x=0}. \quad (1.45b)$$

Виходячи з другої умови неперервності і на основі рівності (1.41) і (1.43б), одержуємо:

$$\left. \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p) \right|_{x=0} = \left. \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_n) \right|_{x=0}. \quad (1.46)$$

Відповідно

$$p_p x_p = n_n x_n \quad \text{або} \quad \frac{x_p}{x_n} = \frac{n_n}{p_p}. \quad (1.47)$$

З рівняння (1.47) видно, що ширина зарядових областей x_n і x_p р – n-переходу обернено пропорційна до концентрації основних носіїв заряду n_n і p_p , у відповідних областях напівпровідників, які контактують, що є умовою електронейтральності р – n-переходу.

Якщо $x=0$, маємо максимальне значення напруженості електричного поля в р – n-переході:

$$\left| E_{\max} \right| = \frac{qp_p x_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{qn_n x_n}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.48)$$

Виходячи з першої умови неперервності, порівнявши рівняння (1.42 б) і (1.14 б), отримаємо значення контактної різниці потенціалів в р – n-переході:

$$\varphi_k + \left. \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0} x_p^2 \right|_{x=0} = \left. \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} x_n^2 \right|_{x=0}. \quad (1.49)$$

Враховуючи, що

$$\frac{x_p}{x_p + x_n} = \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad \text{або} \quad \frac{x_n}{x_p + x_n} = \frac{n_p}{p_p + n_n}, \quad (1.50)$$

$$\varphi_k = \frac{q p_p n_n}{2 \varepsilon \varepsilon_0 (p_p + n_n)} (x_p + x_n)^2. \quad (1.51)$$

Введемо позначення повної ширини $p - n$ -переходу $x_{p-n} = x_p + x_n$ і розв'яжемо рівняння (1.51) відносно ширини зарядової області. Одержуємо:

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{p_p + n_n}{p_p n_n} (-\varphi_k)}, \quad \text{при цьому } (-\varphi_k) > 0 \quad (1.52)$$

Для несиметричного різкого $p - n$ -переходу вираз (1.52) спрощується і має він вигляд:

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} (-\varphi_k)} \quad \text{- (для } p - n^+ \text{- переходу);} \quad (1.52a)$$

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} (-\varphi_k)} \quad \text{- (для } p^+ - n \text{- переходу).} \quad (1.52b)$$

Якщо до $p - n$ -переходу прикладається зовнішня напруга (U), ширина $p - n$ -переходу буде змінюватися і визначатися таким виразом:

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{p_p + n_n}{p_p n_n} (\varphi_k - U)}. \quad (1.53)$$

Якщо напруга зворотна, ($U < 0$) x_{p-n} зростає, оскільки збільшується сумарна напруженість поля в р – n-переході. Якщо напруга пряма, ($U > 0$) x_{p-n} зменшується, оскільки зменшується сумарна напруженість електричного поля в р – n-переході.

1.1.7. Розподіл напруженості електричного поля і потенціалу в лінійному р – n-переході. Ширина р – n-переходу

Розглянемо лінійний р-n-перехід у тепловій рівновазі. Для лінійного р – n-переходу характерна плавна зміна концентрації домішок на межі переходу (рис. 1.9, б). Як і раніше, будемо вважати, що зарядові області в переході утворені нерухомими іонізованими домішками. Об'ємна густина заряду визначається як

$$\rho(x) = (N_a - N_d) = qax, \quad (1.54)$$

де $a[\text{см}^{-4}]$ – градієнт концентрації домішок, знак якого збігається зі знаком x . Як і для різкого р – n-переходу, нам необхідно розв'язати рівняння Пуассона, яке для лінійного р – n-переходу матиме вигляд:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} = -\frac{qax}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.55)$$

Для визначення розподілу напруженості електричного поля в р – n-переході інтегруємо рівняння (1.55) окремо для р- і n-областей за таких граничних умов:

$$\text{якщо } x = -x_p, \quad \frac{d\varphi(x)}{dx} = 0, \quad \varphi(x) = \varphi_k; \quad (1.56)$$

$$\text{якщо } x = x_n, \quad \frac{d\varphi(x)}{dx} = 0, \quad \varphi(x) = 0; \quad (1.56a)$$

$$\text{для р-області } (-x_p \leq x < 0): \quad E_p(x) = \frac{qa}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x^2 - x_p^2); \quad (1.57a)$$

$$\text{для п-області } (0 < x \leq x_n): \quad E_n(x) = -\frac{qa}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x_n^2 - x^2). \quad (1.57b)$$

Повторне інтегрування рівняння (1.55) окремо для р- і п-областей дає розподіл потенціалу в р – п-переході:

для р-області $(-x_p \leq x < 0)$:

$$\varphi_p(x) = \varphi_k - \frac{aq}{6\varepsilon\varepsilon_0}(x^3 - 2x_p^3 - 3x_p^2x); \quad (1.58a)$$

для п-області $(0 < x \leq x_n)$:

$$\varphi_n(x) = -\frac{aq}{6\varepsilon\varepsilon_0}(2x_n^3 - 3x_n^2x + x^3). \quad (1.58b)$$

Виходячи з умови неперервності, прирівнюючи вирази (1.58a) і (1.58b), знайдемо контактну різницю потенціалів для лінійного р-п переходу:

$$\varphi_k = -\frac{aq}{3\varepsilon\varepsilon_0}(x_p^3 + x_n^3). \quad (1.59)$$

З іншої умови неперервності отримуємо, що для рівномірного розподілу домішок в р – n-переході:

$$x_p \approx x_n. \quad (1.60)$$

Враховуючи, що $x_p^3 + x_n^3 = 2x_p^3 = 2 \frac{x_{p-n}^3}{8} = \frac{x_{p-n}^3}{4}$. (1.60 а)

$$x_{p-n} = x_p + x_n = 2x_n. \quad (1.60 б)$$

Враховавши (1.60 а) і (1.60 б), вираз для контактної різниці потенціалів запишемо так:

$$\varphi_k = -\frac{aq}{3\varepsilon\varepsilon_0} \frac{x_{p-n}^3}{4} = -\frac{aq}{12\varepsilon\varepsilon_0} x_{p-n}^3. \quad (1.61)$$

З виразу (1.61) визначаємо ширину лінійного р – n-переходу:

$$x_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{aq} (-\varphi_k)}. \quad (1.62)$$

Якщо до р – n-переходу прикладається зовнішня напруга, ширина переходу буде змінюватися і визначатися виразом:

$$x_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{aq} (\varphi_k - U)}. \quad (1.62 а)$$

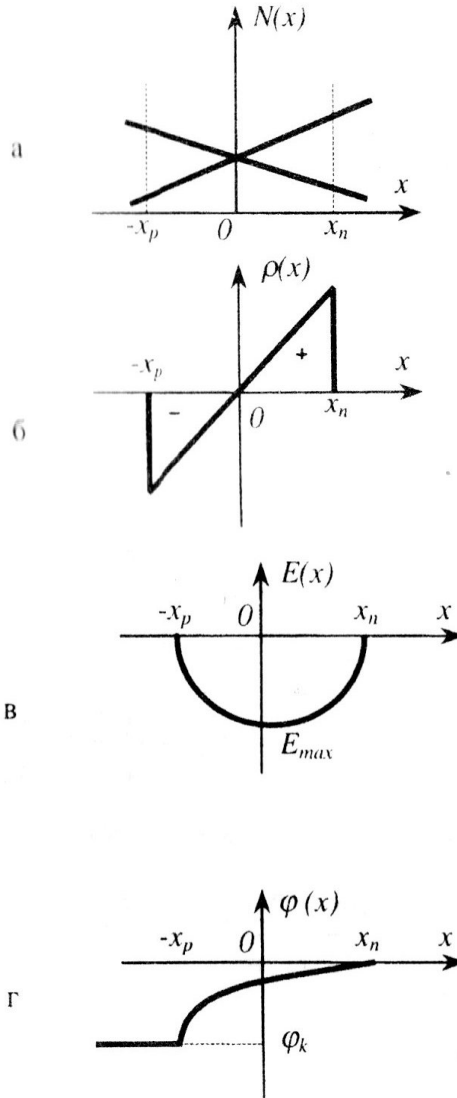


Рис. 1.9. Розподіл концентрації домішок (а), густина об'ємного заряду (б), напруженості електричного поля (в) і потенціалу (г) у лінійному р – n-переході

Отже, для лінійного р – n-переходу в ОПЗ розподіл просторового заряду змінюється лінійно з координатою; розподіл напруженості електричного поля за квадратичною параболою; розподіл потенціалу - за кубічною.

1.1.8. Бар'єрна ємність р – n- переходу

Питома бар'єрна ємність р – n-переходу визначається з виразу:

$$C_{\sigma} = \left| \frac{dQ}{dU} \right|, \quad (1.63 \text{ а})$$

де dQ – приріст густини заряду, зумовлений достатньо малою зміною прикладеної напруги (dU).

Бар'єрна ємність р – n-переходу пов'язана зі струмами зміщення, як і ємність звичайного конденсатора.

Під час прикладання до р – n-переходу зовнішньої напруги змінюється ширина р-n-переходу, оскільки $x_{p-n}=f(U)$, тобто змінюється об'ємний заряд переходу. У цьому випадку перехід працює як ємність, яку називають бар'єрною, або зарядовою. Розрахуємо бар'єрну ємність для р – n-переходів.

а) Різкий р – n-перехід.

Ширина різкого р – n-переходу змінюється нелінійно зі зміною напруги за таким законом:

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_k - U)} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_k - U) \right]^{1/2}. \quad (1.63 \text{ б})$$

Відповідно до (1.63а) бар'єрна ємність визначається з виразу

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{dQ}{dU} = \frac{dQ}{dx_{p-n}} \frac{dx_{p-n}}{dU}.$$

Оскільки для різкого переходу питомий заряд $Q=qn_n x_{p-n}$ то:

$$\begin{aligned} |C_{\bar{\sigma}}| &= \frac{qn_n}{2} \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_k - U) \right]^{-1/2} \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \right) = \\ &= \frac{qn_n}{2} \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_k - U) \right]^{1/2} = \\ &= \frac{qn_n}{2} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \frac{1}{(\varphi_k - U)}}. \end{aligned} \quad (1.64 \text{ а})$$

Для несиметричного різкого $p^+ - n$ -переходу, коли $p_p \gg n_n$, вираз для бар'єрної ємності матиме вигляд:

$$C_{\bar{\sigma}} = \varepsilon\varepsilon_0 \left(\frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{n_n}{\varphi_k - U} \right)^{1/2}. \quad (1.64 \text{ б})$$

Враховавши, що ширина несиметричного $p - n$ -переходу виражається співвідношенням

$$x_{p-n} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} (\varphi_k - U) \right]^{1/2}, \quad (1.65 \text{ а})$$

матимемо вираз для питомої та бар'єрної ємностей $p - n$ -переходу, відповідно:

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{x_{p-n}} \left[\frac{\Phi}{\text{см}^2} \right]. \quad (1.65 \text{ б})$$

б) Лінійний $p - n$ -перехід.

Для лінійного $p - n$ -переходу густина заряду є лінійною функцією координати (рис.1.9,б). Питомий заряд на одиницю площі визначається інтегруванням $\rho(x)$ в ОПЗ $p - n$ -переходу.

$$Q = \int_0^{x_{p-n}/2} \rho(x) dx = \int_0^{x_{p-n}/2} qax dx = \frac{qa}{2} \Big|_0^{x_{p-n}/2} = \frac{qa}{8} x_{p-n}^2, \quad (1.66 \text{ а})$$

$$\text{де } x_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{qa} (\varphi_k - U)}. \quad (1.62 \text{ а})$$

Відповідно до (1.63 а) і з урахуванням (1.62 а) і (1.66 а) бар'єрна ємність лінійного $p - n$ -переходу дорівнює:

$$\begin{aligned} |C_{\bar{\sigma}}| &= \frac{dQ}{dx_{p-n}} \frac{dx_{p-n}}{dU} = \frac{qa}{4} x_{p-n} \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{qa} \right)^{1/3} \frac{1}{3} (\varphi_k - U)^{-2/3} = \\ &= \frac{qa}{12} \left[\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{qa} (\varphi_k - U) \right]^{1/3} \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{qa} \right)^{1/3} (\varphi_k - U)^{-2/3} = \quad (1.66 \text{ б}) \\ &= \varepsilon\varepsilon_0 \left[\frac{qa}{12\varepsilon\varepsilon_0 (\varphi_k - U)} \right]^{1/3} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{x_{p-n}}. \end{aligned}$$

Отже, бар'єрна ємність як різкого, так і лінійного р – n-переходу може бути визначена формулою для плоского конденсатора:

$$C_{\sigma} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_{p-n}}{x_{p-n}}, \quad (1.67)$$

де A_{p-n} – площа р-n-переходу.

Під час прикладання до р – n-переходу зворотної напруги зміщення розширюється область просторового заряду і бар'єрна ємність зменшується. Відповідно прикладання до р – n-переходу додатної напруги зміщення призводить до підвищення бар'єрної ємності, оскільки ширина р – n-переходу зменшується.

в) *Особливості дослідження бар'єрної ємності р-n-переходів і опрацювання даних експерименту.*

Наведені вище формули дають залежність ємності р-n-переходу від прикладеної напруги. Крім цього, до цих формул входять два параметри:

$$1)\varphi_k \quad \text{і} \quad 2)N_{ef} = \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}, \quad \text{або} \quad a$$

Вимірювання бар'єрної ємності р – n-переходу залежно від зворотної напруги, т.з. вольт-фарадна характеристика (ВФХ) дає можливість порівняти теорію з дослідом, тобто встановити відповідність між дослідними і розрахунковими даними, що дає змогу визначити профіль р – n-переходу. значення контактної різниці потенціалів (φ_k), ефективну концентрацію (N_{ef}) або її градієнт (a) і ширину р – n-переходу (x_{p-n}). Побудова графіка вольт-фарадної характеристики (рис. 1.10) у відповідних

координатах дає можливість оцінити вищевказані параметри р – n-переходу. Якщо під час побудови ВФХ в координатах $C\sigma^{-n}=f(U_{зв})$ отримано пряму лінію, за відповідного значення показника n (n=2 - для різкого переходу, n =3 – для лінійного переходу), то відрізок, що перетинає горизонтальну вісь в області прямих напруг, дає значення а нахил прямої-ефективну концентрацію.

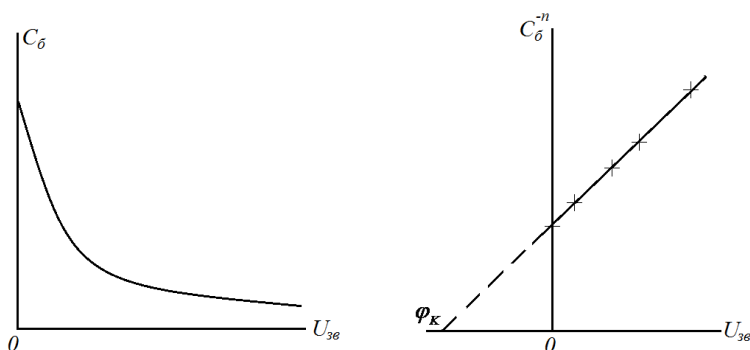


Рис 1.10. Вольт-фарадна характеристика р – n-переходу в різних координатах

Зі значення ємності за $U=0$ можна визначити ширину р – n-переходу (x_{p-n}) для рівноважного стану.

Методи вимірювання ємності напівпровідникових діодів можна поділити на мостові, резонансні та ємнісного подільника.

Розглянемо особливості мостової схеми вимірювання бар'єрної ємності:

1) змінний сигнал, що подається на р – n-перехід, повинен бути достатньо малим за амплітудою. Характерним значенням напруги може бути значення, співрозмірне з kT/q ($kT/e \sim 26$ мВ, якщо $T=300^\circ\text{K}$);

2) на р – n-перехід необхідно подавати постійну напругу зміщення, і відповідно, схема зміщення не повинна впливати на вимірювання на змінному струмі;

3) "нуль-прилад" повинен бути достатньо чутливим, оскільки сигнал розбалансовування моста малий і визначається в мкВ;

4) шунтуюча ємність повинна мати малий опір порівняно з диференційним опором переходу.

Особливості резонансної схеми вимірювання ємності ті самі, що в мостовому методі, але необхідно врахувати, що резонансний метод може бути використаний лише, якщо достатньо великий диференційний опір р – n-переходу, тобто значна добротність вимірювального контуру.

1.1.9. Граничні умови для концентрації неосновних носіїв заряду в р-n переході. Інжекція та екстракція носіїв заряду

Нас цікавить, як зміниться концентрація неосновних носіїв заряду на межі р – n-переходу під час прикладання до переходу прямої або зворотної напруги.

Для стану теплової рівноваги ($U=0$) концентрацію електронів і дірок у домішковому невідродженому напівпровіднику можна визначити за допомогою відомих формул:

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right), \quad p_0 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right),$$

де E_i – рівень середини забороненої зони, E_F – рівень Фермі в напівпровіднику.

Добуток цих значень дає закон діючих мас ($p_0 \cdot n_0 = n_i^2$): добуток концентрації електронів на концентрацію дірок у домішковому напівпровіднику за певної температури є значенням постійним і не залежить від характеру домішок.

Під час під'єднання зовнішньої напруги до переходу ($U \neq 0$) відбувається відхилення від рівноваги і, відповідно, зміна концентрації неосновних носіїв заряду, а добуток $p \cdot n \neq n_i^2$. Але і в цьому випадку можна скористатись наведеними вище формулами, якщо замість рівня Фермі E_F ввести квазірівні Фермі E_{Fn} і E_{Fp} .

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right), \quad p(x) = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right). \quad (1.67 \text{ а})$$

Будемо вважати, що відхилення від рівноваги за наявності зовнішньої напруги на $p - n$ -переході невелике, отже:

$$E_F - E_{Fp} = qU(x). \quad (1.67 \text{ б})$$

Розглянемо n -область переходу.

Перед під'єднанням зовнішньої напруги до $p - n$ -переходу рівноважна концентрація неосновних носіїв заряду в n -області дорівнює p_{no} , а після подання напруги буде $p_n(x)$:

$$p_n(x) = p_{no} + \Delta p(x) = p_{no} \left(1 + \frac{\Delta p(x)}{p_{no}}\right), \quad (1.67 \text{ в})$$

де $\Delta p(x) = p_n(x) - p_{no}$, – надлишкова нерівноважна концентрація дірок в n -області переходу.

Розглянемо відношення нерівноважної концентрації дірок в n -області переходу до її рівноважного значення:

$$\frac{p_n(x)}{p_{no}} = \frac{n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right)}{n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)} = \exp\left(\frac{E_F - E_{Fp}}{kT}\right) = 1 + \frac{\Delta p(x)}{p_{no}}. \quad (1.68 \text{ а})$$

З виразу (1.68 а) нерівноважна концентрація дірок в n-області буде такою:

$$p_n(x) = p_{no} \exp\left(\frac{E_F - E_{Fp}}{kT}\right) = p_{no} e^{\frac{qU(x)}{kT}}. \quad (1.68 \text{ б})$$

Аналогічно нерівноважна концентрація електронів в p-області

$$n_p(x) = n_{po} \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_F}{kT}\right) = n_{po} e^{\frac{qU(x)}{kT}}. \quad (1.68 \text{ в})$$

Надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду для n- і p-областей переходу

$$\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{no} = p_{no} \left(e^{\frac{qU(x)}{kT}} - 1 \right), \quad (1.69 \text{ а})$$

$$\Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{po} = n_{po} \left(e^{\frac{qU(x)}{kT}} - 1 \right). \quad (1.69 \text{ б})$$

Отже, якщо зовнішня напруга $U(x)$ прикладена до p – n-переходу в прямому напрямку ($U > 0$), то нерівноважна

концентрація неосновних носіїв заряду $p_n(x)$ і $n_p(x)$ на межі р-п-переходу зростає порівняно з рівноважним значенням. В кожному з шарів з'являються додаткові неосновні носії, тобто виникає інжекція носіїв заряду. Якщо зовнішня напруга $U < 0$, то нерівноважна концентрація неосновних носіїв заряду на межі переходу зменшується порівняно з її рівноважним значенням, тобто спостерігається екстракція носіїв заряду.

Розглянемо відношення надлишкових нерівноважних концентрацій неосновних носіїв заряду по обидва боки від р – п-переходу:

$$\frac{\Delta p_n(x)}{\Delta n_p(x)} = \frac{p_{no} [\exp(qU/kT) - 1]}{n_{po} [\exp(qU/kT) - 1]} = \frac{p_{no}}{n_{po}} = \frac{n_i^2 \cdot p_{po}}{n_{no} \cdot n_i^2} = \frac{p_{po}}{n_{no}}. \quad (1.69 \text{ в})$$

З виразу (1.69 в) видно, що в несиметричному р – п-переході інжекція має односторонній характер, тобто неосновні носії заряду інjektують, в основному, з низькоомного шару в більш високоомний (слабколегований). Сильнолеговану область р – п-переходу, з якої відбувається інжекція неосновних носіїв заряду, будемо називати емітером, а більш слабколеговану область ыз порівняно великим питомим опором, в яку інjektуються неосновні носії, - базою.

1.1.10. Контакт двох напівпровідників з однаковим типом електропровідності (n-n⁺ - і р-р⁺-переходи)

Розглянемо контакт двох однакових напівпровідників з одним і тим самим типом електропровідності за умови, що значення їх електропровідності є різні ($\sigma_n \neq \sigma_{n+}$ або $\sigma_p \neq \sigma_{p+}$)

Якщо $\sigma_n < \sigma_{n+}$, ни контакті відбуваються такі самі процеси, як і на р – п- переході, тобто носії заряду з області з більшою

концентрацією основних носіїв заряду (n^+ -області) дифундують в область з меншою концентрацією (n -область) (рис. 1.11). У слабколегованій частині переходу (n -області) створюється надлишок носіїв заряду, тобто шар, збагачений основними носіями заряду.

На n - n^+ -контакті утворюється ОПЗ і, відповідно, виникає контактна різниця потенціалів (φ_k) і внутрішнє електричне поле ($E_{вн}$). На відміну від звичайного p - n -переходу, у цьому випадку у слабколегованій частині контакту, тобто n -області, утворюється об'ємний заряд внаслідок надлишку концентрації основних носіїв заряду. Такий перехід будемо називати електронно-електронним переходом (n - n^+ -перехід). Аналогічні процеси проходять на контакті двох напівпровідників p -типу провідності з різною концентрацією акцепторів (p - p^+ -перехід).

Контактна різниця потенціалів для цих переходів визначається такими формулами:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n_0^+}}{n_{no}} - \text{(для } n\text{-}n^+\text{-переходу)}, \quad (1.70 \text{ а})$$

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p_0^+}}{p_{po}} - \text{(для } p\text{-}p^+\text{-переходу)}. \quad (1.70 \text{ б})$$

На відміну від p – n -переходу, в n – n^+ -переході (або p – p^+ -переході) відсутній збіднений шар - шар з меншою концентрацією носіїв заряду порівняно з концентрацією носіїв заряду у слабколегованій частині переходу. Тому весь спад напруги виникатиме не в області просторового заряду, а у слабколегованій частині напівпровідника. З цього випливає, що n - n^+ -перехід (або p - p^+ -перехід) має малий опір порівняно з опором слабколегованої області, а тому такий перехід не має

випрямних властивостей. Перехід, електричний опір якого не залежить від напрямку проходження струму, називають омичним. Його вольтамперна характеристика повинна бути лінійною (рис. 1.11,б). Чим менший опір омичного контакту, тим він якісніший.

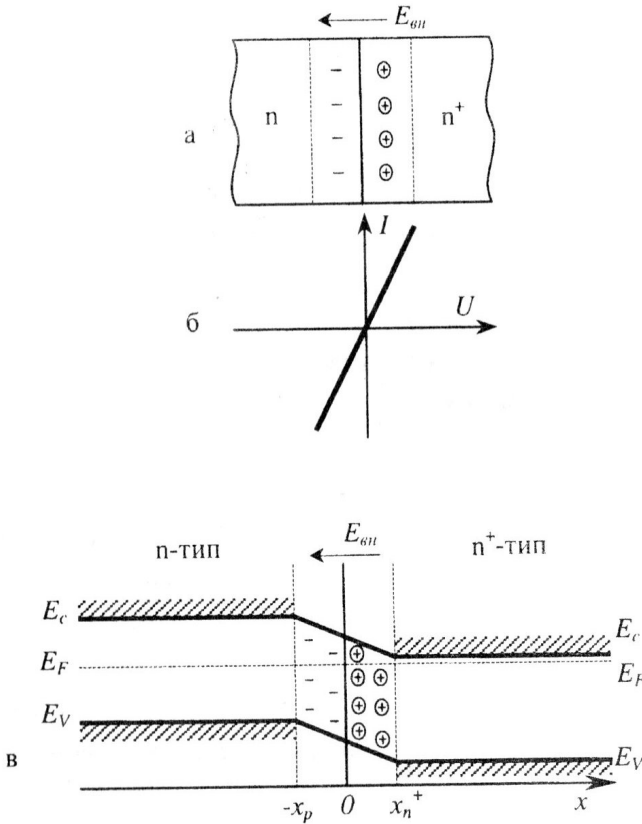


Рис. 1.11. Структура (а), вольт-амперна характеристика (б) і енергетична діаграма (в) переходу між напівпровідниками з одним типом електропровідності

Отже, для $n-p^+$ -переходу (або $p-p^+$ -переходу) характерна відсутність інжекції неосновних носіїв заряду у слаболеговану область. Електричний опір омічного переходу не повинен залежати від напрямку і значення струму в даному діапазоні напруг і має бути мінімальним.

Омічні та неінжектовані переходи широко використовуються в напівпровідникових приладах поряд із випрямними та інжектованими переходами. Наприклад, у кремнієвих ІС для того, щоб отримати добрий омічний контакт, його додатково легують фосфором або бором для утворення сильнолегованих n^+ - або p^+ -областей.

1.2. Фізичні основи контакту метал – напівпровідник

Вперше контакти метал – напівпровідник були вивчені німецьким фізиком Шотткі, а тому такого типу контакти, що мають випрямні властивості, отримали назву діодів Шотткі або, інакше, діодів з бар'єром Шотткі.

Контакти метал – напівпровідник досить широко використовуються на практиці: для випрямлення струму; як один із основних елементів НВЧ – пристроїв; для дослідження фундаментальних фізичних властивостей і параметрів напівпровідників тощо.

На основі діодів з бар'єром Шотткі можуть бути створені порівняно прості напівпровідникові прилади: випрямні, детекторні та змішувальні діоди; стабілітрони; елементи пам'яті; фотодіоди; сонячні елементи тощо. Складнішими приладами на основі контакту метал – напівпровідник є польовий транзистор з бар'єром Шотткі і біполярний транзистор із шунтуючим діодом із бар'єром Шотткі, структури типу ПЗЗ з бар'єром Шотткі, фототранзистори з бар'єром Шотткі і т.ін.

1.2.1. Термоелектронна емісія в напівпровідниках

Для розуміння й вивчення принципу роботи напівпровідникових приладів зі структурою метал – напівпровідник важливу роль відіграє теорія термоелектронної емісії. Згідно з цією теорією, на електрони всередині кристала діє внутрішнє електричне поле, яке можна подати як потенційний бар'єр, що перешкоджає виходу електронів за поверхню кристала. Періодичність потенціалу зумовлена періодичністю розташування атомів кристалічної ґратки. Вихід електронів із потенційної ями вимагає затрат енергії, яка може бути передана їм зовнішнім електричним полем, світловим випромінюванням, радіаційною чи тепловою дією та іншими зовнішніми чинниками.

Усунення електрона з кристала методом теплової дії називається термоелектронною емісією. У теорії термоелектронної емісії існують два важливі фізичні поняття: зовнішня робота виходу і термодинамічна робота виходу.

Зовнішня робота виходу (χ) у напівпровідниках визначається як мінімальна енергія, яку необхідно надати електрону, що знаходиться на дні зони провідності для того, щоб він міг вийти у вакуум. Цю роботу виходу називають іноді спорідненістю до електрона, значення якої залежить тільки від фізико-хімічних властивостей напівпровідника і не залежить від температури. Для різних напівпровідників значення χ лежить у межах від 1 до 6 еВ.

Термодинамічна робота виходу, або просто робота виходу (A_n), у напівпровідниках визначається як енергія, яку необхідно затратити, щоб перевести електрон із рівня Фермі у вакуум. Ця робота виходу залежить від типу провідності напівпровідника,

від концентрації домішки і від температури. Очевидно, робота виходу електронів для напівпровідника р-типу більша, ніж напівпровідника n-типу провідності. У металах рівень Фермі E_F збігається з верхнім дозволеним рівнем, тому $\chi=A_M$, тобто зовнішня і термодинамічна роботи виходу однакові за значенням.

Отже, явище виходу електронів із твердих тіл під дією температури називається термоелектронною емісією. Використовуючи в напівпровіднику або в металі статистику Максвелла – Больцмана, можна показати, що густина термоелектронного потоку становить:

$$J_M = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{A_M}{kT}\right), \quad (1.71 \text{ а})$$

$$J_H = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{A_H}{kT}\right), \quad (1.71 \text{ б})$$

де J_n і J_p – густина потоку електронів для металу й напівпровідника відповідно.

Якщо потоки електронів, що визначаються рівняннями (1.71а і 1.71б), помножити на значення заряду електрона (q), то отримаємо густина струму термоелектронної емісії:

$$J_M = AT^2 \exp\left(-\frac{A_M}{kT}\right), \quad (1.72 \text{ а})$$

$$J_H = AT^2 \exp\left(-\frac{A_H}{kT}\right), \quad (1.72 \text{ б})$$

де $A=4mn^*qk^2/h^3$ – стала Річардсона. Співвідношення (1.72 а і 1.72 б) називають формулою Річардсона – Дешмана. З цих співвідношень видно, що значення термоелектронного струму дуже сильно залежить від температури і роботи виходу електронів. Нижче наведені значення роботи виходу електронів для матеріалів, які найширше використовуються у виробництві ІС.

Значення роботи виходу для різних матеріалів

Матеріал	Ti	Al	Ag	Pd	Au	Pt	Ge	Si	GaAs
Роб.вих., еВ	3,83	4,18	4,42	5,17	5,20	5,43	4,40	4,80	4,70

1.2.2. Діаграма енергетичних зон переходу метал – напівпровідник

Розглянемо діаграму енергетичних зон контакту металу з напівпровідником n-типу провідності. Нехай робота виходу електронів із металу є більшою, ніж робота виходу електронів із напівпровідника, тобто $A_m > A_n$, де $A_m = q\phi_m$; $A_n = q\phi_n$.

Візьмемо для загального рівня відрахунку енергію вільного електрона (або рівень вакууму) E_o . Це значення дорівнює енергії, яку мав би електрон, якщо б він був вільним від впливу матеріалу. Оскільки $A_m > A_n$, то середня сумарна енергія електронів у напівпровіднику буде більшою, ніж у металі.

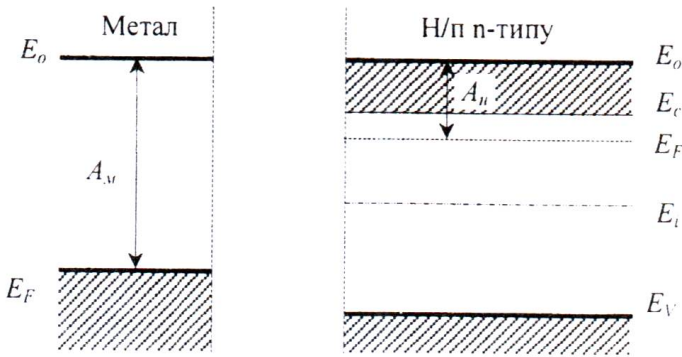


Рис. 1.12. Діаграма енергетичних зон для металу й напівпровідника

Припустимо, що напівпровідник і метал знаходяться на деякій відстані і між ними є вакуум, поверхні металу й напівпровідника паралельні й достатньо протяжні. Діаграма енергетичних зон для цього випадку матиме вигляд, зображений на рис. 1.12.

Під час встановлення електричного контакту між металом і напівпровідником відбувається обмін електронами. Електрони, які виходять із металу внаслідок термоелектронної емісії, потрапляють у напівпровідник і, відповідно, електрони, які виходять із напівпровідника, потрапляють в метал. Оскільки $A_m > A_n$, то потік електронів із напівпровідника (J_n) буде в початковий момент перевищувати потік електронів із металу (J_m), тобто $J_n > J_m$. У результаті цього метал буде заряджатися від'ємно, а напівпровідник – додано, рівень Фермі в напівпровіднику буде підніматися, а в металі знижуватися.

Між металом і напівпровідником виникає контактна різниця потенціалів (ϕ_k) і відповідне їй електричне поле (E_{en}). Рівновага досягається при встановленні рівня Фермі на одній висоті і супроводжується виникненням потенційного бар'єра.

Діаграма енергетичних зон для цього випадку (рис. 1.13), показує, що електронам, які вилітають із напівпровідника, для потрапляння в метал необхідно перебороти додатково ще потенційний бар'єр ($q\phi_k$). Відповідно, робота виходу електронів збільшиться на $q\phi_k$ а потік електронів із напівпровідника в метал зменшиться.

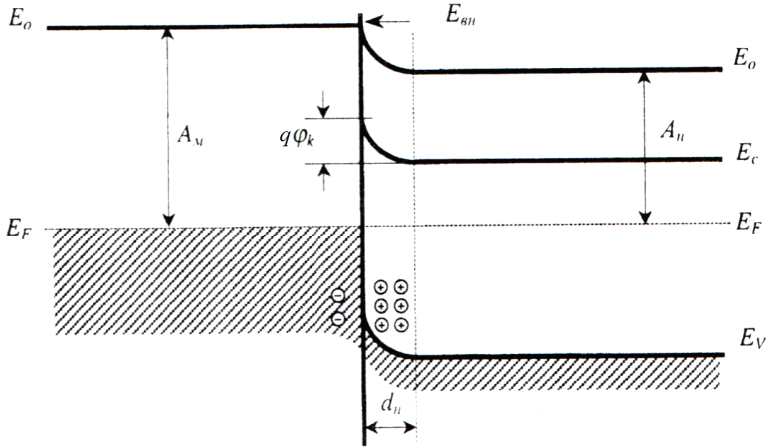


Рис. 1. 13. Діаграма енергетичних зон контакту метал – напівпровідник для рівноважного стану ($U=0$)

Якщо встановлюється теплова рівновага, потоки електронів із металу і напівпровідника зрівноважуються, тобто $J_m = J_n$ або

$$\frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{A_M}{kT}\right) = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{A_M + q\phi_k}{kT}\right). \quad (1.73)$$

$$\text{Звідси } A_M = A_n + q\phi_k \text{ або } q\phi_k = A_M - A_n. \quad (1.74)$$

Рівноважне значення контактної різниці потенціалів між металом і напівпровідником

$$q\varphi_k = (A_m - A_n)/q. \quad (1.75)$$

Величину $q\varphi_k$ називають контактною різницею потенціалів, а $q\varphi_k$ – потенційним бар'єром між напівпровідником і металом. Для більшості контактів висота потенційного бар'єра знаходиться в межах 0,1-1,5eВ і, здебільшого, не перевищує ширину забороненої зони напівпровідника.

Напівпровідник, як правило, має значно нижчу концентрацію вільних електронів, ніж метал, внаслідок чого товщина шару напівпровідника, з якого виходять електрони, може бути в багато разів більшою, ніж в металі. Тому при поверхневий шар напівпровідника завтовшки d_n виявляється збідненим на основні носії – електрони, і в ньому утворюється нерухомий позитивний заряд іонізованих атомів донорів. Цей шар називають запірним шаром, або, за аналогією до р – n-переходу, шаром ОПЗ, в якому і зосереджене контактне поле, зумовлене контактною різницею потенціалів.

Залежно від типу електропровідності напівпровідника і співвідношення робіт виходу між металом і напівпровідником, в останньому може виникнути збіднений (запірний) або збагачений (антизапірний) шар, а саме:

- якщо $A_m > A_n$ (напівпровідник n-типу), то електрони з більшою ймовірністю будуть переходити в метал, що призводить до утворення в напівпровіднику збідненого (запірного) шару;

- якщо $A_m > A_n$ (напівпровідник p-типу), то в напівпровіднику утворюється збагачений (антизапірний) шар;

- якщо $A_m < A_n$ (напівпровідник p-типу), то електрони з більшою ймовірністю будуть переходити в напівпровідник, що призведе до утворення в напівпровіднику збідненого (запірного) шару;

- якщо $A_m < A_n$ (напівпровідник n-типу), то в напівпровіднику утворюється збагачений (антизапірний) шар.

1.2.3. Внутрішнє електричне поле і розподіл потенціалу в приконтактній ділянці

Напруженість електричного поля в контактї метал – напівпровідник, зумовлену контактною різницею потенціалів, приблизно можна оцінити як $E_{en} \approx \varphi_k/d_n \sim 10^6$ В/м, що є на три порядки менше від напруженості внутрішнього електричного поля в кристалі. Таке поле не може змінити ширину забороненої зони напівпровідника і енергію активації домішки, а лише призводить до викривлення енергетичних рівнів у приконтактній частині напівпровідника.

Якщо відсутнє проникнення електричного поля в напівпровідник, енергетичні рівні в металі й напівпровіднику зображуються горизонтальними лініями. Енергія електронів, що знаходяться на певному рівні, у всіх точках металу й напівпровідника однакова і не залежать від координати.

Контактна різниця потенціалів створює в приконтактній ділянці напівпровідника електричне поле, яке виштовхує електрони з приповерхневого шару. Робота, яку необхідно затратити на переборювання сили, зумовленої контактним полем, переходить у потенційну енергію електрона. Тому в міру переміщення електрона всередині шару об'ємного заряду до металу його потенційна енергія $q(x)$ збільшується і досягає максимального зазначення qk безпосередньо на межі з металом в точці $x=0$. Це і означає, що контактне поле зумовлює згин енергетичних зон напівпровідника.

Визначимо зміну потенціалу $\varphi(x)$, напруженості електричного поля $E(x)$ і ширину ділянки просторового заряду d_n . Для цього скористаємося відомим з електростатики

рівнянням Пуассона, яке зв'язує потенціал поля $\varphi(x)$ з об'ємною густиною зарядів $\rho(x)$, що створює це поле. Для одновимірного випадку рівняння Пуассона має вигляд

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.76)$$

Визначаючи $\rho(x)$, будемо вважати, що всі домішкові донорні центри іонізовані, тоді $\rho(x) = qN_d^+ = qn_n$ і рівняння Пуассона набуває вигляду:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.77)$$

Граничні умови для інтегрування цього рівняння визначимо з умови, що контактне поле в напівпровіднику в ділянці $x > d_H$ відсутнє, тоді

$$\varphi(d_H) = 0; \quad E(d_H) = \left(\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} \right)_{x=d_H} = 0. \quad (1.78)$$

У результаті інтегрування отримуємо:

$$\varphi(x) = \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (d_H - x)^2. \quad (1.79)$$

На межі поділу метал – напівпровідник у точці $x=0$ маємо $\varphi(x)=\varphi_k$.

Підставляючи ці величини в (1.79), знайдемо вираз для ширини ділянки об'ємного заряду:

$$d_H = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_n}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}}. \quad (1.80)$$

З (1.80) видно, що зі зростанням контактної різниці потенціалів (φ_k) ширина збідненого шару збільшується, а зі зростанням концентрації основних носіїв заряду - зменшується.

Напруженість електричного поля в ділянці об'ємного заряду можна знайти, якщо продиференціювати за x вираз (1.79), врахувавши (1.78):

$$E(x) = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}(d_H - x). \quad (1.81)$$

Напруженість електричного поля в ОПЗ контакту метал – напівпровідник при рівномірному легуванні напівпровідника лінійно спадає зі збільшенням відстані (рис. 1.14).

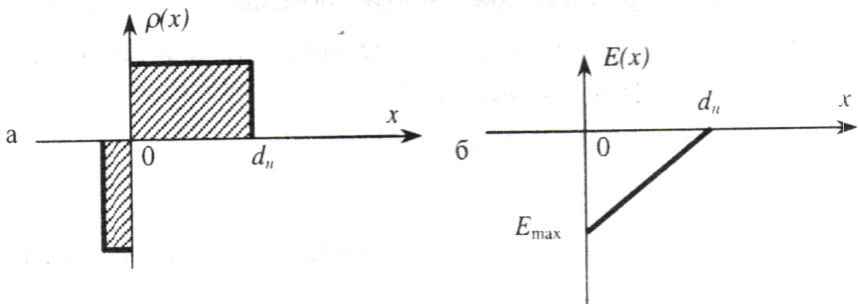


Рис. 1.14. Розподіл об'ємного заряду (а) і напруженості електричного поля (б) в контакті метал – напівпровідник

Максимальне поле (E_{max}) досягається на межі поділу й визначається виразом:

$$E_{max} = -\frac{qn_n d_H}{\varepsilon\varepsilon_0} = -\sqrt{\frac{2n_n q\varphi_k}{\varepsilon\varepsilon_0}}. \quad (1.82)$$

Отже, напруженість електричного поля тим більша, чим вища концентрація основних носіїв заряду в напівпровіднику, більша висота потенційного бар'єра і менша діелектрична проникність.

Якщо вважати, що в напівпровіднику n-типу концентрація дірок дуже мала, а донорні домішки повністю іонізовані, то позитивний заряд у збідненій електронами ділянці напівпровідника d_n зумовлений іонами донорів, концентрація яких становить N_d . Тоді просторовий заряд у напівпровіднику, віднесений до одиниці площі контакту Q , дорівнює:

$$Q = qN_d d_H = (2\varepsilon\varepsilon_0 N_d \varphi_k)^{1/2}. \quad (1.83)$$

1.2.4. Вольт-амперна характеристика контакту метал – напівпровідник (діода з бар'єром Шотткі)

У рівноважному стані контакту між металом і напівпровідником потоки електронів із металу в напівпровідник і з напівпровідника в метал однакові, а зумовлені ними струми I_M і I_n тотожні за величиною і протилежні за напрямком, тому сумарний струм через контакт дорівнює нулю:

$$I = I_M - I_n = 0. \quad (1.84)$$

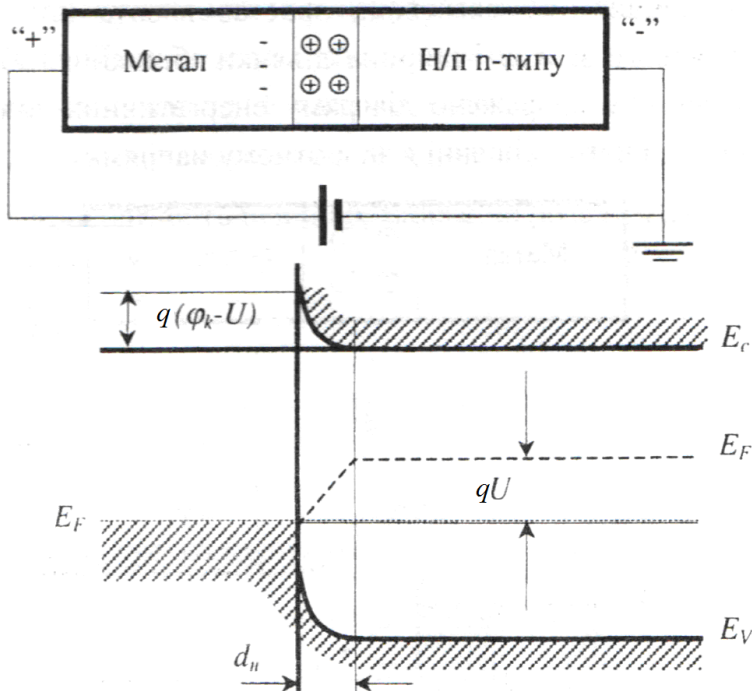


Рис. 1.15. Діаграма енергетичних зон контакту метал – напівпровідник при прямому зміщенні ($U > 0$)

При прикладанні до контакту зовнішньої різниці потенціалів у прямому напрямку ($U > 0$) потік електронів, що проходить із металу в напівпровідник, не змінюється, а потік електронів із напівпровідника в метал збільшується в $\exp(qU/kT)$ разів. Тому в цьому випадку в контакті виникає прямий струм, який спрямований від металу до напівпровідника (напрямок струму протилежний напрямку потоку електронів). Розглянемо діаграма енергетичних зон контакту метал – напівпровідник при його зміщенні в прямому напрямку (рис. 1.15).

Зміщення контакту метал-напівпровідник в прямому напрямку відповідає додатному потенціалу на металевому

електроді. У цьому випадку потенційний бар'єр буде зменшуватись. Тому зменшується густина об'ємного заряду (Q) і ширина запірного шару (d_H), що призводить до зменшення опору контакту. Q , d_H визначаються з таких виразів:

$$Q = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 N_d q(\phi k \pm U)}, \quad (1.85)$$

$$d_H = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi k \pm U)}{eN_d}}, \quad (1.86)$$

де N_d – концентрація атомів домішки в напівпровіднику.

При зворотному ($U < 0$) зміщенні контакту, що відповідає від'ємному потенціалу на металевому електроді, зростає висота потенційного бар'єра, густина просторового заряду і ширина ділянки збіднення. Збільшується і опір контакту. На рис. 1.16 зображено діаграму енергетичних зон контакту метал – напівпровідник при його зміщенні у зворотному напрямку.

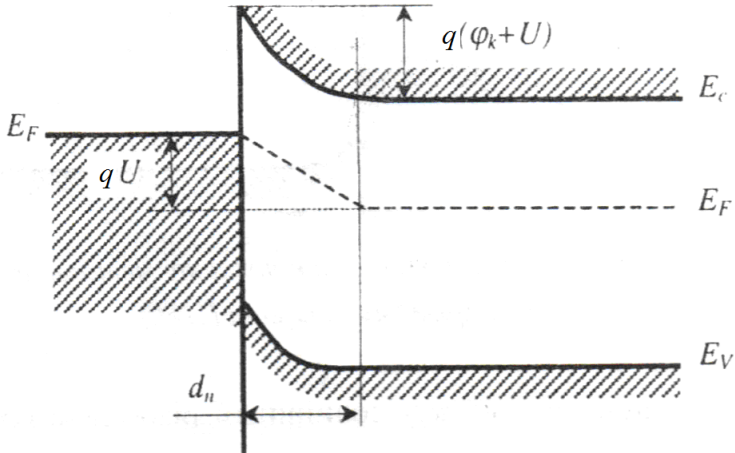
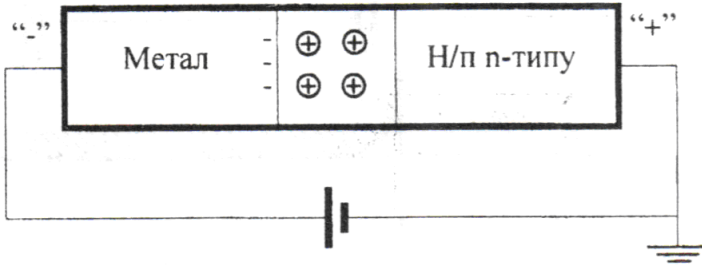


Рис. 1.16. Діаграма енергетичних зон контакту метал – напівпровідник при зворотному зміщенні ($U < 0$)

При прикладанні до контакту прямого або зворотного зміщення в зовнішньому колі виникає струм:

якщо $U > 0$:

$$I_{np} = I_S \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - I_S = I_S \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.87)$$

якщо $U < 0$:

$$I_{ze} = I_S \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1.88)$$

Об'єднуючи (1.87) і (1.88), отримаємо рівняння ВАХ контакту метал – напівпровідник:

$$I = I_s \left[\exp\left(\pm \frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.89)$$

Було встановлено, що, фізична модель контакту метал – напівпровідник є складнішою порівняно зі звичайною моделлю "тісного" контакту метал — напівпровідник. У реальних контактах метал — напівпровідник (діодах із бар'єром Шотткі) необхідно врахувати проміжок між металом і напівпровідником, а також локальні поверхневі стани, які існують у перехідному шарі між металом і напівпровідником.

Для пояснення фізичних процесів, пов'язаних із проходженням електричного струму, існують діодна й дифузійна теорії випрямлення контакту метал-напівпровідник. Діодна теорія застосовується для напівпровідників з великою рухливістю носіїв заряду. У таких напівпровідниках довжина вільного пробігу електронів (λ) співмірна або більша від ширини запірного шару (d_n), і електрони, що пролітають цей шар, майже не розсіюються кристалічною ґраткою, тобто:

$$\lambda \gg \frac{kTd_n}{2e\phi_k} \text{ або } d_n \gg \frac{2q\phi_k}{kT} \lambda. \quad (1.90)$$

У цьому випадку було отримано рівняння, що описує ВАХ контакту метал – напівпровідник такого вигляду:

$$I = \frac{1}{4} en_s \bar{V} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = I_0 \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.91)$$

де \bar{V} – середня теплова швидкість електронів.

З рівняння (1.91) випливає, що при $U > 0$ струм швидко зростає з підвищенням напруги за законом $I \sim \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)$, опір контакту різко знижується. Якщо $U > 0$, струм проходить із металу в напівпровідник, тобто електрони рухаються з напівпровідника в метал. Зменшення опору запірного шару в цьому випадку зумовлене зменшенням висоти потенційного бар'єра.

При $U < 0$ і достатньо великих напругах $|U| \gg \frac{kT}{q}$ струм не залежить від прикладеної зворотної напруги:

$$I_{zo} = I_o = -\frac{1}{4} q n_s \bar{V}. \quad (1.92)$$

З рівняння (1.92) випливає, що опір запірного шару тим більший, чим менша концентрація електронів на межі поділу і чим вища висота потенційного бар'єра контакту метал – напівпровідник. Проходження струму через "тонкий" запірний шар нагадує проходження струму через вакуумний діод за умови, що електричне поле гальмує електрони, які вилітають із катода. Тому така теорія отримала назву діодної теорії випрямлення контакту метал – напівпровідник.

Для випадку $d_n \gg \left(\frac{2q\phi_k}{kT}\right)\lambda$ (дифузійна теорія) було одержане рівняння, що описує ВАХ контакту метал-напівпровідник:

$$I = en_s \mu_n E \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.93)$$

де E – напруженість електричного поля на межі контакту метал-напівпровідник.

При зворотному ($U < 0$) увімкненні контакту струм не насичується, а зростає пропорційно до $U^{1/2}$, тобто:

$$I_{зв} = I_0 = en_s \mu_n E \approx U^{1/2}, \quad (1.94)$$

Вигляд ВАХ контакту метал – напівпровідник, що визначається за діодною й дифузійною теоріями, зображено на рис. 1.17. Якщо однакове значення концентрації носіїв заряду на поверхні (n_s), опір контакту для випадку дифузійної теорії завжди більший, ніж для діодної, оскільки швидкість електронів в електричному полі $V_s = \mu_n E$ є меншою від середньої теплової швидкості електронів.

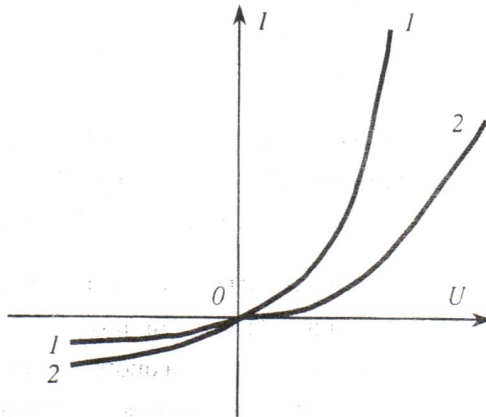


Рис. 1.17. ВАХ контакту метал – напівпровідник за діодною (1) і дифузійною (2) теоріями

1.2.5. Вольт-ємнісна характеристика випрямного контакту метал – напівпровідник (бар'єр Шотткі)

При дії малого змінного електричного сигналу (dU) контакт метал – напівпровідник (бар'єр Шотткі) веде себе як ємність, значення якої може бути визначене диференціюванням густини об'ємного заряду за напругою:

$$C_{\sigma} = \frac{dQ}{dU} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q N_d}{2(\varphi_k - U)}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d_H}, \quad (1.95)$$

де C_{σ} – бар'єрна ємність на одиницю площі контакту метал – напівпровідник.

Перетворимо вираз (1.95)

$$C_{\sigma}^{-2} = \frac{2}{\varepsilon\varepsilon_0 N_d} (\varphi_k - U), \quad (1.96)$$

З виразу (1.96) видно, що графік залежності величини C_{σ}^{-2} від зворотної напруги повинен бути прямою лінією (рис. 1.18). За нахилом цієї прямої, знаючи діелектричну проникність і площу контакту, можна визначити концентрацію домішки в напівпровіднику (N_d). Точка перетину цієї прямої з віссю абсцис визначає контактну різницю потенціалів (φ_k).

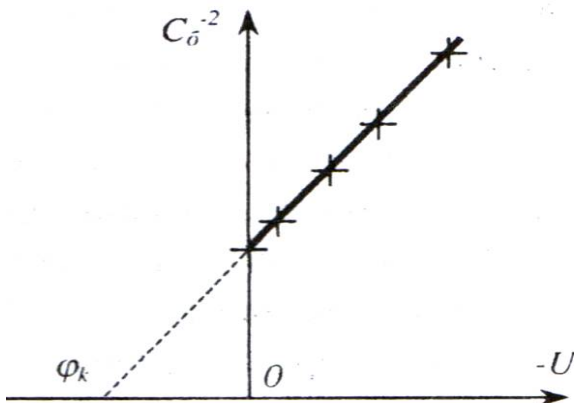


Рис. 1.18. Вольт-ємнісна характеристика ідеального контакту метал – напівпровідник (бар'єра Шотткі)

Дослідження залежності ємності контакту метал – напівпровідник від напруги широко використовується для визначення розподілу домішки у напівпровідникових плівках і контактної різниці потенціалів бар'єрів Шотткі.

1.2.6. Особливості ВАХ реальних випрямних контактів метал-напівпровідник (бар'єрів Шотткі)

Порівняння ВАХ ідеального контакту метал – напівпровідник із реальними характеристиками показує, що між ними існують певні істотні відмінності. Розглянемо фізичні причини, які призводять до відхилення ВАХ реальних контактів метал – напівпровідник від ідеальної моделі.

Вплив поверхневих станів. Поверхневі стани - це додаткові дозволені стани для електронів, що знаходяться на поверхні напівпровідника. Навіть на абсолютно чистій поверхні напівпровідника виникають стани, зумовлені розривом зв'язків у

поверхневих атомах кристалічної ґратки. Ці поверхневі стани називаються рівнями Тамма. Густина станів за порядком значення дорівнює концентрації атомів на поверхні або приблизно $N^{2/3}$ (см^{-2}),

де N – концентрація атомів в об'ємі напівпровідника. Для кремнію $N=5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$, тоді густина станів Тамма буде близькою до 10^{15} см^{-2} .

Поверхневі стани утворюються також через наявність атомів домішки або дефектів, розташованих на поверхні кристалічної ґратки. Такими домішками можуть бути кисень, поверхневі комплекси металів тощо.

Поверхневі стани розрізняються не лише за енергетичним розташуванням в забороненій зоні, але й за їх типом. Їх класифікують також за зарядом, який вони мають у рівновазі. Так, стани, які зайняті електронами й нейтральні, проявляють донорні властивості. Якщо ж стани нейтральні, коли вони вільні або від'ємні, якщо вони зайняті електронами, то вони акцепторні. Крім цього, інший підхід до класифікації поверхневих станів пов'язаний із розглядом властивостей реальної межі поділу між твердими тілами. У цьому випадку межа розглядається не як площина, а складається із зон проміжних матеріалів і домішок, що мають товщину приблизно від кількох до десятків атомних шарів. У цих проміжних зонах деякі поверхневі стани фізично близькі до станів в об'ємі напівпровідника, і вони залишаються в тепловій рівновазі з об'ємними станами навіть при порівняно швидких змінах потенціалу. Залежно від того, наскільки швидко ці стани приходять у рівновагу з об'ємними станами, розрізняють швидкі й повільні поверхневі стани.

Для того, щоб врахувати поверхневі ефекти, вважають, що контакт метал – напівпровідник містить проміжний ізолюючий шар. Товщина його мала, тому перехід електронів через цей шар

відбувається за рахунок тунельного ефекту. Розглянемо зонну діаграму такого контакту (рис. 1.19)

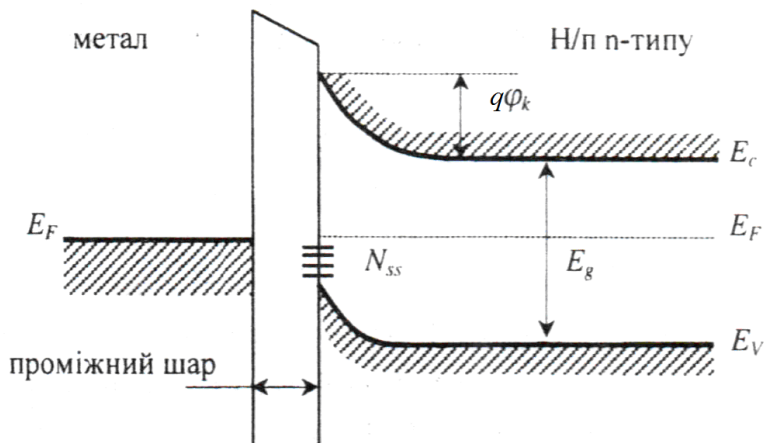


Рис. 1.19. Зонна діаграма контакту метал – напівпровідник із проміжним шаром і поверхневими електронними станами N_{ss} акцепторного типу

У рівноважному стані на цьому проміжному шарі падає напруга, зумовлена контактною різницею потенціалів. Поверхневі стани, густина яких N_{ss} (акцепторного типу), екранують напівпровідник від електричного поля в діелектрику, тому значення заряду в збідненому шарі, а відповідно, і значення потенційного бар'єра контакту метал – напівпровідник слабо залежить від роботи виходу металу. При великій густині поверхневих станів така залежність практично зникає.

Пряма гілка ВАХ реального контакту метал – напівпровідник характеризується слабшою залежністю струму від напруги і описується виразом

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (1.97)$$

де n – коефіцієнт неідеальності бар'єра Шотткі.

Існує кілька можливих причин відхилення значення (n) від одиниці. По-перше, значення бар'єра (ϕ_{fk}) залежить від сил дзеркального відображення, які виникають із наближенням електрона до металу і пов'язані з індукуванням у металі позитивного заряду, що дорівнює заряду електрона. Ці сили знижують потенційний бар'єр і змінюють вигляд ВАХ контакту. Іншою причиною, що впливає на значення (ϕ_{fk}), є проміжний шар, на якому падає частина прикладеної напруги.

Для високоомних напівпровідників відхилення ВАХ контакту від ідеальної моделі пов'язане також із рекомбінацією електронів і дірок у збідненій ділянці завширшки (d_n). У результаті цього сумарний струм через контакт визначається термоемісійним струмом і струмом рекомбінації.

На форму ВАХ контакту метал – напівпровідник при значних прямих струмах має вплив послідовний опір, що складається з опору омичного контакту й опору бази (об'єму) напівпровідника.

Зворотна гілка ВАХ реальних контактів також відрізняється від ідеалізованої залежності. При підвищенні зворотної напруги струм не має насичення, а спочатку спостерігається його поступове збільшення, після чого струм різко зростає. Поступове зростання зворотного струму проходить, як правило, внаслідок залежності висоти бар'єра від напруги зміщення, що може бути зумовлено дією сил дзеркального відображення або наявністю проміжного шару. Поступове зростання зворотного струму пов'язане також із термічною генерацією електронно-діркових пар у збідненій ділянці. Останній процес домінує в широкозонних напівпровідниках (наприклад в арсеніді галію) з малим часом життя носіїв заряду.

Струм термогенерації ($I_{ген}$) визначається з такого виразу:

$$I_{ген} = \frac{qn_i}{2\tau} A_{p-n} d_n \left(1 + \frac{U}{\phi_k}\right)^{1/2} \quad (1.98)$$

де A_{p-n} – площа контакту метал-напівпровідник; τ – час життя носіїв заряду.

Отже, струм термогенерації зростає з підвищенням зворотної напруги, оскільки ширина збідненого шару (d_n) збільшується пропорційно до $|U|^{1/2}$. Якщо рівні легування напівпровідника високі, домінуючим механізмом підвищення зворотного струму є термопольова емісія. В кремнії термопольова емісія починає проявляти себе при концентрації домішки $N \approx 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Якщо зворотні напруги значні, зростає тунельна складова струму (польова емісія), що призводить до пробію контакту. Цей пробій аналогічний до тунельного пробію в р – п переходах. Значення напруги пробію в реальних контактах залежить від ступеня легування напівпровідника та стану його поверхні й змінюється від одиниць до сотень вольт.

1.2.7. Невипрямні (омічні) контакти метал – напівпровідник

Під омічним контактом будемо розуміти контакт металу з напівпровідником, ВАХ якого є лінійною, а опір контакту в прямому і зворотному увімкненні приблизно однаковий і порівняно малий. Іншими словами, омічний контакт повинен бути невивипрямним.

Значимо, що вимоги до лінійності ВАХ омічного контакту диктуються необхідністю створення перехідних ділянок між металом і напівпровідником, що не змінює опору всієї структури зі зміною полярності зовнішньої напруги. Вимоги до

малого значення опору контакту пов'язані з необхідністю істотного зменшення впливу цього опору на розподіл зовнішньої напруги між іншими ділянками напівпровідникової структури. Енергетична діаграма омічного контакту метал – напівпровідник (рис.1.20) свідчать, що для контакту металу з напівпровідником р-типу провідності необхідно, щоб $A_m > A_p$, а для контакту з напівпровідником n-типу – $A_m < A_n$.

Як відомо, в першому випадку електрони переходять з напівпровідника в метал і енергетичні зони викривляються вгору (рис.1.20, а), а в другому випадку електрони переходять із металу в напівпровідник і зони викривляються вниз (рис. 1.20 б). У цих контактах у приповерхневій ділянці напівпровідника з'являються надлишкові основні носії заряду, що утворюють так звані збагачені шари. Протяжність цих шарів має значення,

близьке до довжини Дебая $L_d = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{q^2 n_n} \right)^{1/2}$ і становить соті

частки мікрметра. Внаслідок більшої концентрації основних носіїв заряду в приповерхневій ділянці напівпровідника, ніж в об'ємі, питомий опір цього шару менший, ніж в іншій частині напівпровідника. Тому такі омічні контакти, що мають малий опір, називаються також антизапірними.

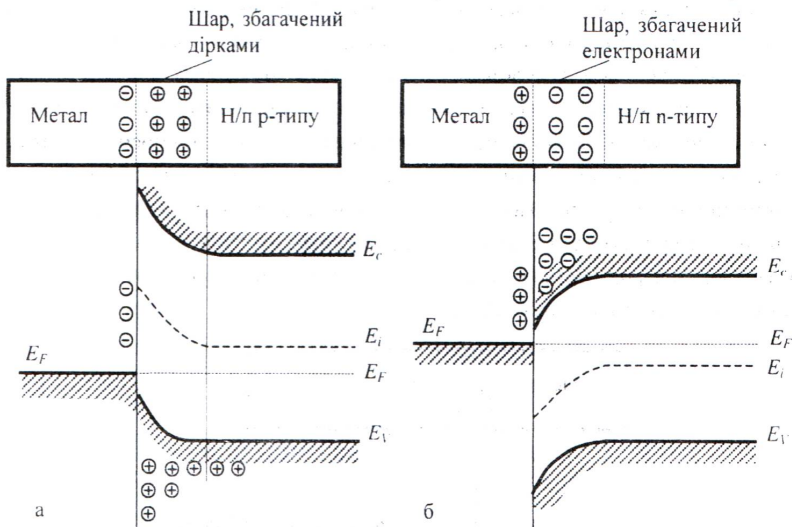


Рис. 1.20. Енергетична діаграма омичного контакту метал-напівпровідник: а– з напівпровідником р-типу ($A_M > A_n$); б– з напівпровідником n-типу ($A_M < A_n$)

В омичних контактах, утворених в результаті контакту між металом і напівпровідником, можуть накопичуватись неосновні носії заряду в приконтактній частині напівпровідника за наявності зовнішнього електричного поля. Це погіршує швидкодію напівпровідникових приладів. Для усунення накопичення неосновних носіїв заряду використовують тунельні омичні контакти (рис.1.21).

Випрямні контакти (бар'єри Шотткі) можуть бути і омичними, якщо вплив бар'єра на потік основних носіїв заряду зробити достатньо малим. На практиці це досягається сильним легуванням ділянки напівпровідника під металевим контактом. В цьому випадку товщина бар'єра зменшиться до дуже малого значення (приблизно декілька нанометрів) і носії заряду через бар'єр переносяться за рахунок тунельного ефекту.

Для того, щоб забезпечити малу товщину бар'єра, поверхню напівпровідника легують до виродженого стану, при якому рівень Фермі знаходиться або в зон провідності для електронного напівпровідника, або у валентній зоні для діркового напівпровідника. Енергетична діаграма такого контакту зображена на рис. 1.21.

Якщо товщина бар'єра приблизно декілька нанометрів і на метал подається від'ємний потенціал стосовно напівпровідника, то електрони в металі можуть не мати енергію, вищу від потенційного бар'єра, для їх потрапляння в напівпровідник. Ці електрони за рахунок тунельного ефекту пройдуть крізь бар'єр і потраплять на вільні стани в зоні провідності напівпровідника. Аналогічно, якщо напівпровідник зміщений від'ємно відносно металу, то електрони із потенційної ями можуть внаслідок тунельного ефекту пройти через потенційний бар'єр і потрапити на вільні електронні енергетичні рівні металу. Такий контакт має дуже малий опір. Він завжди буде омичним контактом незалежно від роду металу, тому в ІС і напівпровідникових приладах омичні контакти, як правило тунельні.

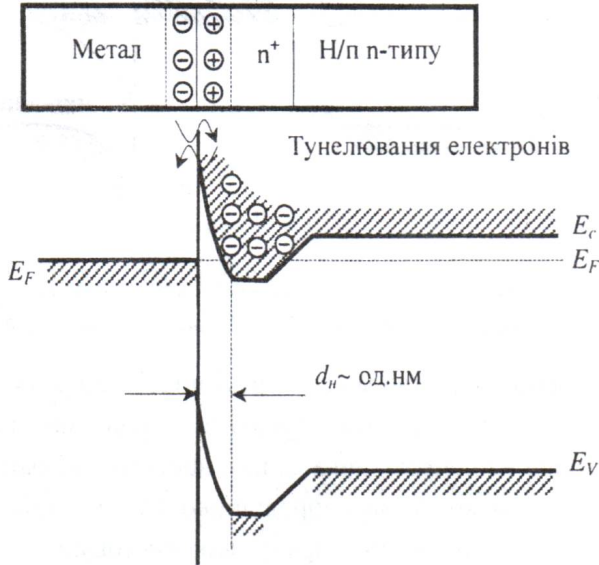


Рис. 1.21. Структура та енергетична діаграма тунельного омичного контакту

Отже, омичний контакт має дуже малий опір для проходження струму порівняно з об'ємним опором напівпровідника. Тому, якщо до приладу з омичними контактами прикладається різниця потенціалів, то напруга, яка падає на контактах, мала порівняно зі спадом напруги на інших частинах приладу.

Концентрація вільних носіїв заряду в омичному контакті не змінюється і під час проходження струму. Омичний контакт має лінійну ВАХ і не інjektує неосновні носії заряду в напівпровідник. Найпоширенішим способом виготовлення омичного контакту є створення сильнолегованого шару напівпровідника безпосередньо на контакті з металом.

1.3. Фізичні процеси в структурах метал – діелектрик – напівпровідник

Трикомпонентна структура метал-діелектрик-напівпровідник (МДН- структура) досить важлива для вивчення й пояснення властивостей цілої низки напівпровідникових приладів і елементів ІС. Найпоширенішим серед них є польовий транзистор з ізольованим затвором (МДН–транзистор). З розробленням ІС з високим ступенем інтеграції елементів (НВІС) МДН – транзистор став навіть важливішим елементом схем, ніж біполярний транзистор. Аналіз МДН – структури дасть можливість зосередити увагу на цих фізичних процесах, що найбільшою мірою визначають роботу МДН – транзистора.

Структури типу метал – діелектрик – напівпровідник мають важливе значення:

- для вивчення поверхні напівпровідників;
- для розуміння фізики приладів, дія яких базується на явищах біля поверхні напівпровідників (МДН – транзистори, МОН – конденсатори. ПЗЗ – структури тощо);
- для вивчення фізики Si-SiO₂- структур тощо.

Дія однозначності в підході до пояснення фізичних властивостей МДН- структур будемо розглядати, в основному, системи метал – оксидкремнію – кремній (МОН- структури). Оскільки кремній є одним із найпоширеніших напівпровідників, на основі якого виготовляють сучасні ІС. Розглядається кремній, легований акцепторною домішкою. Здебільшого перетворення рівнянь, необхідних для переходу до іншого типу провідності напівпровідника, досить очевидні.

1.3.1. Ідеальна МДН – структура. Напруга плоских зон

Структура типу метал – діелектрик – напівпровідник, що зображена на рис.1.29, складається з металевго електрода - затвора (наприклад Al), шару діелектрика (наприклад, SiO₂) завтовшки $d_{ок}$ і напівпровідникової пластини (наприклад p-Si).

Ідеальна МДН - структура.

1. Робота виходу електронів з металу (A_m) і напівпровідника (A_H) однакова, тобто різниця робіт виходу $A_m - A_H = q\varphi_{mH} = 0$.

Для напівпровідника p-типу:

$$A_m - A_H = q\varphi_{mH} = q\varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2} + E_F \right) = 0, \quad (1.99)$$

для напівпровідника n-типу:

$$A_m - A_H = q\varphi_{mH} = q\varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2} + E_F \right) = 0, \quad (1.100)$$

де $A_m = q\varphi_m$ – робота виходу з металу, $A_H = q\varphi_H$ – робота виходу з напівпровідника, χ – спорідненість до електрона, E_g – ширина забороненої зони, E_F – рівень Фермі відносно середини забороненої зони.

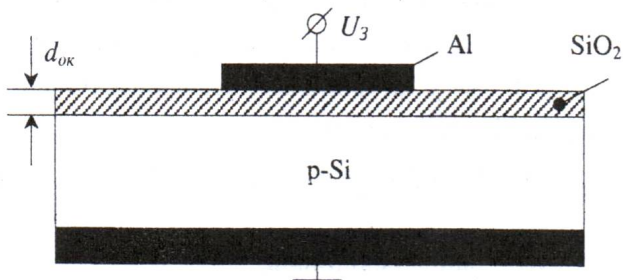


Рис. 1.22. Вигляд в поперечному розрізі МДН-структури

Отже, якщо відсутня зовнішня напруга ($U=0$), енергетичні зони напівпровідника випрямлені (стан плоских зон).

2. При будь-яких зміщеннях структури заряд може існувати тільки в напівпровіднику і однаковий за значенням, але протилежний за знаком на металевому електроді.

3. Вважаємо, що діелектрик має безмежний опір, тобто при постійному зміщенні відсутнє перенесення носіїв заряду через діелектрик.

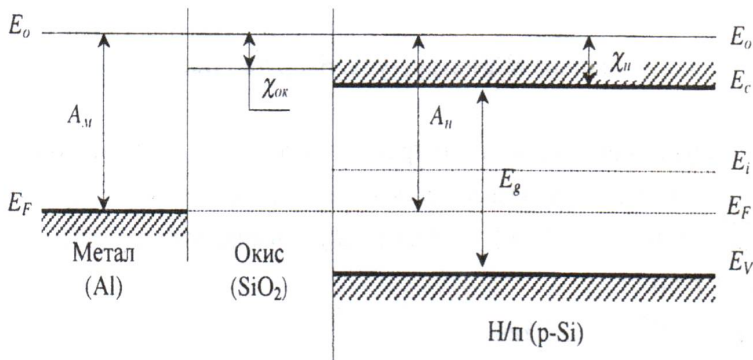


Рис. 1.23. Діаграма енергетичних зон ідеальної МДН- структури

За таких умов діаграма енергетичних зон ідеальної МДН – структури при $U=0$ для кремнію р-типу провідності буде мати

вигляд, зображений на рис. 1.23. Рівні Фермі в металі і напівпровіднику збігаються, а енергетичні зони плоскі.

Відхилення від ідеальної моделі

1. Якщо різниця в роботі виходу електронів відмінна від нуля, то енергетичні зони кремнію в приконтактній ділянці викривляються.

Якщо $A_m < A_n$ електрони мають можливість перейти з металу в напівпровідник і металевий електрод заряджається позитивно, відштовхує дірки й зумовлює появу некомпенсованих акцепторів. У результаті цього біля контакту на поверхні напівпровідника виникає ОПЗ, при поверхневий шар напівпровідника збіднюється дірками, енергетичні зони викривляються (рис. 1.24).

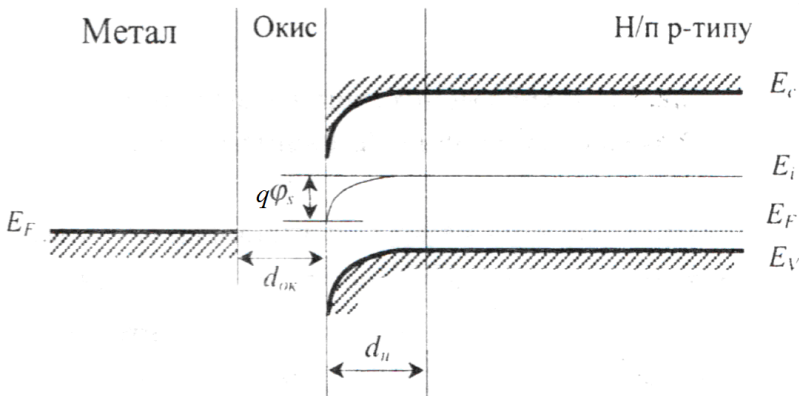


Рис 1.24. Діаграма енергетичних зон МДН – структури при $A_m < A_n$

Через перерозподіл зарядів з'являється різниця потенціалів між SiO_2 і ОПЗ, яка дорівнює за значенням, але протилежна за знаком роботі виходу системи метал – діелектрик –

напівпровідник (A_{mn}), розділений на заряд електрона. Для того, щоб випрямити енергетичні зони, необхідно до металевого електрода – затвора прикласти напругу, яку називатимемо напругою плоских зон ($U_{n.з(1)}$):

$$U_{n.з(1)} = \frac{1}{q}(A_M - A_n) = \frac{A_{mn}}{q} = \varphi_{mn}. \quad (1.101)$$

Наприклад, для структур Al-SiO₂-Si:

$$\varphi_{mn}(Al - p - Si) = -0,97B, \text{ якщо } N_a = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3};$$

$$\varphi_{mn}(Al - n - Si) = -0,24B, \text{ якщо } N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3};$$

2. Практично у всіх випадках діелектрик (наприклад, SiO₂) містить електричний заряд і, як правило, позитивний. Цей позитивний заряд Q_{ok} індукує напругу на діелектрику, яку можна виразити таким співвідношенням:

$$U_{n.з(2)} = \frac{Q_{ok}}{C_{ok}}, \quad (1.102)$$

де C_{OK} – ємність шару діелектрика (для $SiO_2 N_{OK} = Q_{OK}/e \leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

3. Розподілений заряд іонів у шарі діелектрика також індукує напругу, яку можна подати як

$$U_{n.з(3)} = \frac{Q_{e\phi}}{C_{ok}}. \quad (1.103)$$

Отже, узагальнюючи всі три чинники, отримаємо кінцеву формулу для визначення напруги плоских зон:

$$U_{n.з} = U_{n.з(1)} + U_{n.з(2)} + U_{n.з(3)} = \varphi_{mn} - \frac{Q_{ok}}{C_{ok}} - \frac{Q_{e\phi}}{C_{ok}}. \quad (1.104)$$

Одержаний вираз справедливий для підкладок як р-, так і n-типу провідності.

1.3.2. Поверхневий потенціал МДН – структури. Режими збагачення, збіднення та інверсії

Розглянемо структуру типу метал – діелектрик – напівпровідник для випадку $A_m < A_n$ і напівпровідника р-типу провідності. Введемо поняття поверхневого потенціалу (φ_s) як міри згину енергетичних зон на поверхні напівпровідника, вимірної від середини забороненої зони. Прийmemo значення φ_s додатним, якщо зони вигнуті вниз, і навпаки. Концепція поверхневого потенціалу корисна, якщо необхідно визначити поверхневу концентрацію рухомих носіїв заряду

$$n_s = n_0 \exp\left(\frac{q\varphi_s}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q\varphi_s}{kT}\right), \quad (1.105)$$

$$p_s = p_0 \exp\left(-\frac{q\varphi_s}{kT}\right) = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{q\varphi_s}{kT}\right), \quad (1.106)$$

де n і p – концентрації електронів і дірок на поверхні відповідно; n_0 і p_0 – рівноважні концентрації електронів і дірок в об'ємі кристала відповідно; n_i - власна концентрація носіїв заряду.

Вирази (1.105) і (1.106) є правильними для напівпровідника як n-, так і р-типу провідності. Якщо $q\varphi_s = E_F$, ці рівняння означають, що поверхня стає власною, тобто $n_s = p_s = n_i$. Якщо $q\varphi_s = 0$ (стан плоских зон), поверхня напівпровідника нейтральна. Для того, щоб у поверхню напівпровідника ввести заряди, необхідно до затвора прикласти достатньо високу напругу. Залежно від знака напруги на затворі МДН – структури

можна виділити три режими роботи, які відрізняються характером явищ на поверхні напівпровідника: збагачення, збіднення та інверсія.

Режим збагачення. Якщо до металевого електрода МДН – структури прикласти достатньо високий від'ємний потенціал, то виникає електричне поле, спрямоване від напівпровідника до затвора. Це поле зміщує в напівпровіднику основні носії заряду (дірки) в напрямку до межі поділу Si-SiO₂, створюючи тут більшу їх концентрацію, ніж в об'ємі. Таке явище отримало назву поверхневого збагачення. Більша концентрація дірок еквівалентна легованішому матеріалу р-типу провідності. Якщо $U_3 < 0$, потенціал на поверхні кремнію зменшується, в результаті чого зона провідності, валентна зона згинається вгору (рис. 1.25). На межі поділу Si – SiO₂ і Al – SiO₂ виникають поверхневі заряди, однакові за модулем із поверхневою густиною заряду (+Q_s) на межі Si – SiO₂ і (-Q_s) на межі Al – SiO₂; при збагаченні поверхневий потенціал $\phi_s < 0$.

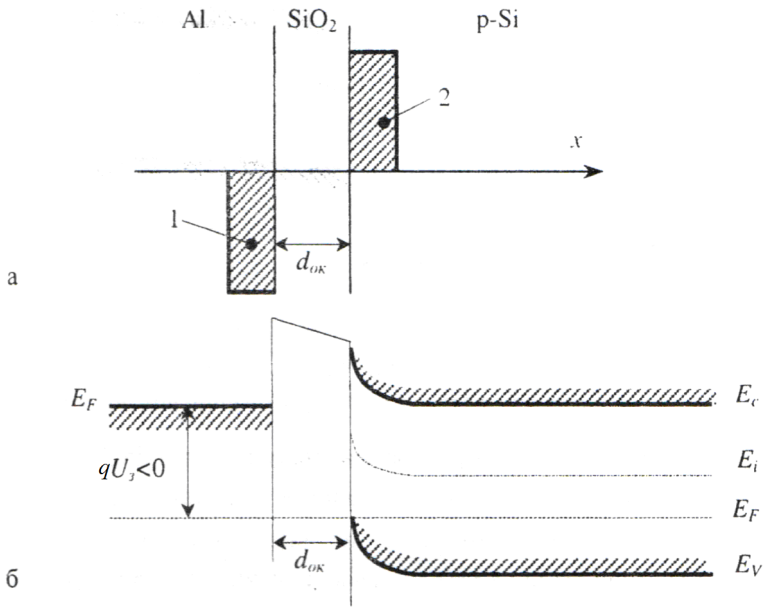


Рис. 1.25. Розподіл зарядів (а) і зонна діаграма (б) МДН – структури для режиму збагачення: 1 – концентрація зарядів у металевому затворі; 2 – концентрація зарядів у збагаченому шарі напівпровідника

Режим збіднення. При прикладанні до електрода затвора зовнішнього додатного потенціалу невеликого значення ($U_3 > 0$) виникає електричне поле, вектор напруженості якого спрямований від затвора до кремнієвої підкладки. Це поле відштовхує дірки від межі поділу Si – SiO₂ у глибину напівпровідника. Як наслідок у приповерхневій ділянці напівпровідника виникає зона, яка збіднена дірками. Цей випадок називають збідненням поверхні.

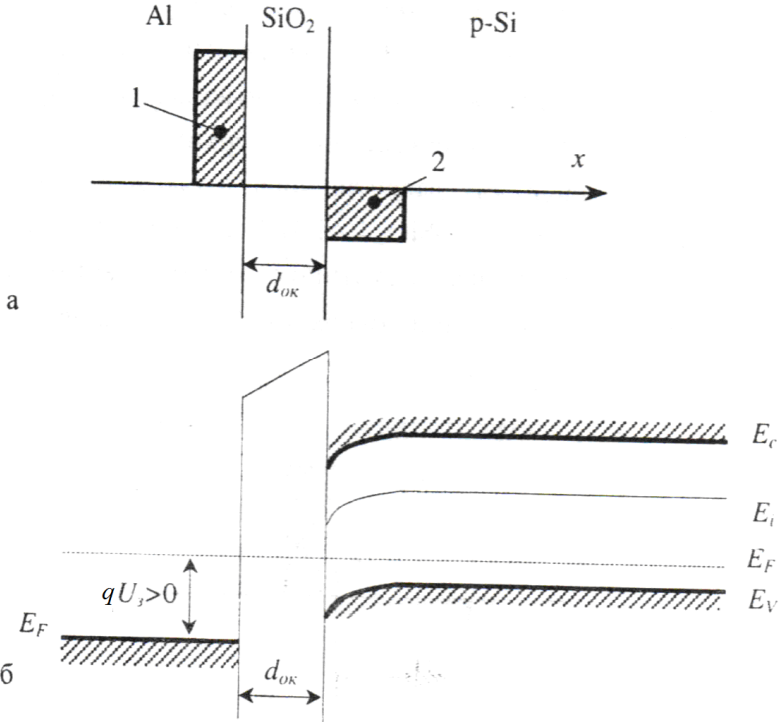


Рис. 1.26. Розподіл зарядів (а) і зонна діаграма (б) МДН – структури для режиму збіднення: 1 – концентрація зарядів у металевому затворі; 2 – концентрація зарядів у збідненому шарі напівпровідника

Для нього характерний згин енергетичних рівнів E_c , E_v , E_i , вниз безпосередньо біля межі Si – SiO₂, а також додатне значення поверхневого потенціалу ($\varphi_s > 0$) (рис. 1.26). Якщо вважати, що спостерігається повне збіднення, то поверхнева густина заряду виражається, як у p – n-переході:

$$Q_s = -qN_a d_n, \quad (1.107)$$

де N_a – концентрація акцепторів у підкладці; d_n – товщина збідненої ділянки, Q_s – заряд, який міститься в збідненій ділянці і віднесений до одиниці площі.

Режим інверсії. Якщо до металевого електрода МДН-структури прикласти достатньо велику додатну напругу, то збільшиться електричне поле на поверхні напівпровідника, а згин енергетичних зон вниз стає значнішим порівняно з попереднім випадком. Згин може бути таким, що на межі поділу Si – SiO₂ рівень E_i в кремнії опускається нижче від рівня Фермі E_F . Поверхневий потенціал ϕ_s перевищує потенціал ϕ_F в кремнії. Згин енергетичних рівнів приводить також до того, що рівні E_c і E_F зближуються (рис. 1.27).

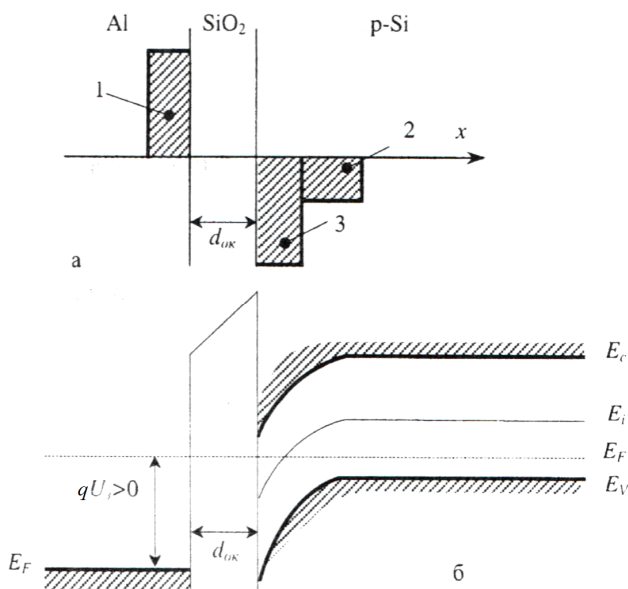


Рис. 1.27. Розподіл зарядів (а) і зонна діаграма (б) МДН – структури для режиму інверсії: 1 – концентрація зарядів у металевому затворі; 2 – концентрація зарядів в збідненому шарі напівпровідника; 3 – концентрація зарядів в інверсному шарі напівпровідника

Підвищення додатної напруги на електроді затвора призводить до протягування електронів до поверхні поділу Si – SiO₂. У результаті більша кількість електронів витісняється із кремнію на його поверхню, утворюючи заряджений шар завтовшки від 3 до 30 нм. У межах цього шару електрони стають основними носіями заряду, і кремній перетворюється в матеріал n-типу провідності. Через інверсію електропровідності такий шар називають інверсним шаром, або каналом n-типу провідності.

Сильна інверсія спостерігається, якщо концентрація електронів на поверхні перевищує концентрацію акцепторів в об'ємі, тобто коли $n_s > N_a (q\phi_s \approx 2E_F)$. Інвертована частина (n-канал) ізольована від нейтральної частини кремнію (підкладка р-типу провідності) збідненим шаром. Якщо $U_3 = 2\phi_F$, товщина збідненого шару (d_n) і заряд у ньому ($Q_{об. max}$) досягають максимального значення.

Значення $Q_{об. max}$ можна розрахувати, розглядаючи перехід між інверсним шаром і підкладкою як різкий n⁺-р- перехід при зворотному зміщенні $U_3 = 2|\phi_F|$ з шириною збідненої ділянки $d_{n, max}$:

$$d_{n, max} = \left(\frac{4\epsilon\epsilon_0|\phi_F|}{qN_a} \right)^{1/2}, \quad (1.108)$$

$$\text{де } |\phi_F| = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_a}{n_i} \right). \quad (1.109)$$

Наприклад, при $N_a = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ значення $d_{n, max} = 0,2 \text{ мкм}$.

Повний заряд, нагромаджений в збідненій ділянці, такий:

$$Q_{об. max} = -qN_a d_{н. max} = -\left(4\varepsilon\varepsilon_0 q N_a |\varphi_F|\right)^{1/2}, \quad (1.110)$$

Якщо $N_a = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, значення $Q_{об. max} = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Поверхнева густина індукованого заряду в напівпровіднику визначається співвідношенням

$$Q_S = Q_{in} + Q_{об. max} = Q_{in} - qN_a d_{н. max}, \quad (1.111)$$

де Q_{in} – поверхнева густина зарядів в інверсному шарі напівпровідника.

Розглянемо типову залежність повного заряду Q_S від поверхневого потенціалу φ_S для різних режимів роботи МДН – транзистора (рис. 1.28).

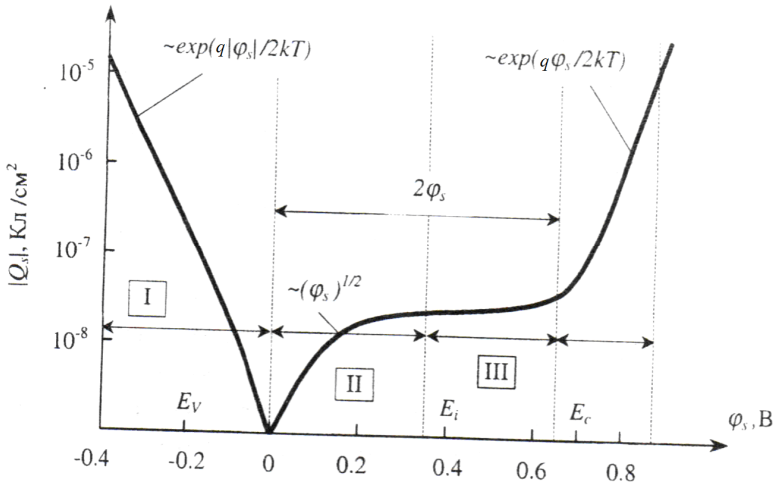


Рис. 1.28. Залежність густини об'ємного заряду в напівпровіднику від поверхневого потенціалу для p-Si ($N_a = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при $T = 300 \text{ К}$:
 I – режим збагачення; II – режим збіднення; III – режим інверсії

При від'ємних значеннях φ_S заряд Q_S позитивний, що відповідає режиму збагачення дірками поверхні кремнію. В цьому випадку $Q_S \sim \exp\left(\frac{q|\varphi_S|}{2kT}\right)$. У стані плоских зон $\varphi_S=0$ і $Q_S=0$. У режимі збіднення $\varphi_F > \varphi_S > 0$, а заряд Q_S негативний, при цьому $Q_S \sim \varphi_S^{1/2}$. При сильній інверсії $\varphi_F \gg \varphi_S$ і $Q_S \sim -\exp\left(\frac{q|\varphi_S|}{2kT}\right)$. Сильна інверсія настає, якщо поверхневий потенціал

$$\varphi_S = 2\varphi_F = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right), \quad (1.112)$$

коли поверхнева концентрація неосновних носіїв заряду (електронів) дорівнює і вихідній концентрації основних носіїв заряду (дірок) в кремнієвій підкладці.

Отже, відповідно до вищезгаданого, характерні інтервали зміни поверхневого потенціалу МДН – структури (φ_S) можна визначити:

- $\varphi_S=0$ – стан плоских зон;
- $\varphi_S < 0$ – режим збагачення (зони вигнуті вгору);
- $\varphi_F > \varphi_S > 0$ – режим збіднення (зони вигнуті вниз);
- $\varphi_F = \varphi_S$ – $n_s = p_s = n_i$ – (n_i власна концентрація носіїв заряду);
- $\varphi_S > 2\varphi_F$ – режим інверсії (зони вигнуті вниз);
- $\varphi_S \approx 2\varphi_F$ – режим сильної інверсії (утворення каналу).

1.3.3. Порогова напруга МДН- структури

Порогова напруга (U_{nop}) – це напруга, яка прикладена до затвора МДН – структури, за якої виникає режим сильної інверсії.

$$U_3 = U_{\text{пор}} = U_{\text{ок}} + \frac{1}{eA_{\text{MH}}} + \varphi_S = U_{\text{ок}} + \varphi_{\text{MH}} + 2\varphi_F, \quad (1.113)$$

де $U_{\text{ок}}$ – напруга на оксиді (SiO_2); A_{MH} , – різниця робіт виходу між металом і напівпровідником; $\varphi_S \approx 2\varphi_F$ – поверхневий потенціал.

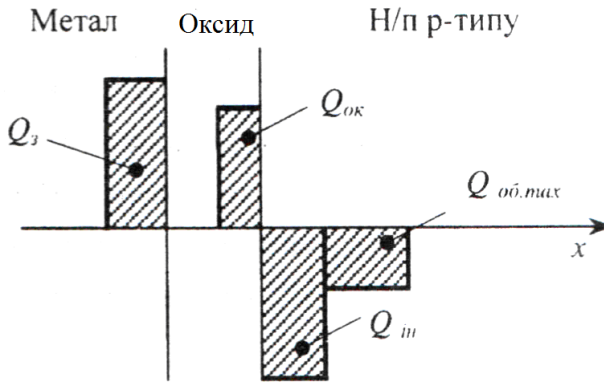


Рис. 1.29. Розподіл зарядів у МДН – структурі

Згідно з умовою електронейтральності, заряд на металевому затворі (рис. 1.29) може бути таким:

$$Q_3 = -Q_{\text{ок}} - Q_{\text{об.мах}} - Q_{\text{in}} = -Q_{\text{ок}} - Q_S. \quad (1.114)$$

Безпосередньо до появи сильної інверсії заряд Q_{in} малий і ним можна знехтувати. Тому

$$Q_3 = -Q_{\text{ок}} - Q_{\text{об.мах}}. \quad (1.115)$$

Згідно із законом Гаусса, заряд на затворі

$$Q_3 = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{ок} U_{ок}}{d_{ок}} = C_{ок} U_{ок}, \quad (1.116)$$

де $C_{ок} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{ок}}{d_{ок}}$ – ємність окисидного шару.

Тому з урахуванням заряду в оксиді вираз для порогової напруги матиме такий вигляд:

$$U_{пор} = \varphi_{ми} + 2\varphi_F - \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{Q_{об.макс}}{C_{ок}}. \quad (1.117)$$

Якщо врахувати розподіл заряду іонів в SiO₂, то формула для визначення порогової напруги запишеться так:

$$U_{пор} = \varphi_{ми} + 2\varphi_F - \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{Q_{об.макс}}{C_{ок}} - \frac{Q_{еф}}{C_{ок}}. \quad (1.118)$$

З урахуванням напруги плоских зон порогова напруга може бути такою:

$$U_{пор} = U_{нз} + 2\varphi_F - \frac{Q_{об.макс}}{C_{ок}}, \quad (1.119)$$

$$\text{де } U_{нз} = \varphi_{ми} - \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{Q_{еф}}{C_{ок}}.$$

Наприклад, для МДН – структури з Al-затвором для підкладки p-Si при $N_a = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\frac{Q_{ок} + Q_{еф}}{C_{ок}} = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$,

$d_{ок} = 0.1 \text{ мкм}$, матимемо $U_{пор} = 1.6 \text{ В}$.

Необхідно зазначити, що для слабколегованих підкладок із достатньо високим позитивним приповерхневим зарядом Q_s

виготовлення приладів з n-каналом проблематичніше, ніж із р-каналом. Це пояснюється тим, що для слаболегованих підкладок $U_{пор} < 0$, а поверхня напівпровідника може бути інвертована (при $U_3 = 0$) ще до того, як буде прикладено деяку додатну напругу на затворі. У цьому випадку для регулювання значення $U_{пор}$ можна використовувати метод іонної імплантації домішки, за допомогою якого можна добитись високих концентрацій легування на поверхні кристала і тим самим забезпечити відповідне значення порогової напруги.

Часто замість металевих затворів використовують сильнолеговані полікристалічні шари кремнію. Поверхневий потенціал для такого електрода:

$$\varphi_S = \varphi_F + \varphi_F \quad (1.120)$$

де φ_F і φ_F – потенціали Фермі для полікристалічного затвора і кремнієвої підкладки відповідно.

Для затвора із низькоомного полікристалічного кремнію р-типу і сильнолегованої кремнієвої n^+ -підкладки $\varphi_s = 1,1$ В. Якщо затвор виготовлений із низькоомного полікристалічного кремнію n-типу, а підкладка сильнолегований кремній р-типу провідності то $\varphi_s = -1,1$ В. Порогові напруги МОН – структур із полікристалічним і алюмінієвим затворами відрізняються на значення

$$\Delta U_{пор} = \varphi_S - \varphi_{mn} = 0.6 - \varphi_F \quad (1.121)$$

Для сильнолегованого полікристалічного кремнію n-типу $\varphi_s = -0,5$ В. Відповідно для підкладки р-типу (n-канал) $\Delta U_{пор} \approx 0.1$ В. Якщо затвор має р-тип провідності $\varphi_s = 0,5$ В, а підкладка є n-типом (р-канал), то $\Delta U_{пор} \approx 1.1$ В.

1.3.4. Аналіз не рівноважного стану МДН- структури

При напрузі на затворі МДН – структури $U_3 > U_{пор}$ інвертована частина кремнію (n-канал) ізольована від нейтральної частини кремнію (підкладки р-типу) збідненим шаром, тобто в режимі інверсії між поверхневою ділянкою і об'ємом кремнію утворюється р – n⁺-перехід.

Якщо в такій структурі (рис. 1.30), поряд з каналом знаходиться дифузійна ділянка n⁺-типу, що контактує з інвертованою частиною напівпровідника, то на такий р – n⁺-перехід можна подавати незалежну напругу зміщення (U_k) між каналом і підкладкою. Подавання такої напруги зміщення відповідає створенню в кремнії не рівноважного стану, так що між інверсним приповерхневим шаром і об'ємом напівпровідника буде проходити деякий струм. Оскільки цей перехід буде працювати в режимі зворотного зміщення, то відповідні струми будуть дуже малі. Зонна діаграма МДН – структури для цього випадку наведена на рис. 1.30. Квазірівні Фермі в n- і р-ділянках МДН – структури рознесені лише відносно одного на значення eU_k . Зворотна напруга зміщення між приповерхневою n⁺-ділянкою і підкладкою призводить до збільшення заряду в збідненому шарі. Це означає, що при заданій напрузі на затворі $U_3 > 0$ частинка заряду, що утворює інверсний шар, стає меншою, оскільки від'ємний заряд, наведений напругою U_3 , поділяється між збідненим та інверсним шарами, тобто після подання зворотного зміщення для індукування попередньої кількості електронів в інверсному шарі потрібно прикласти більшу напругу на затворі.

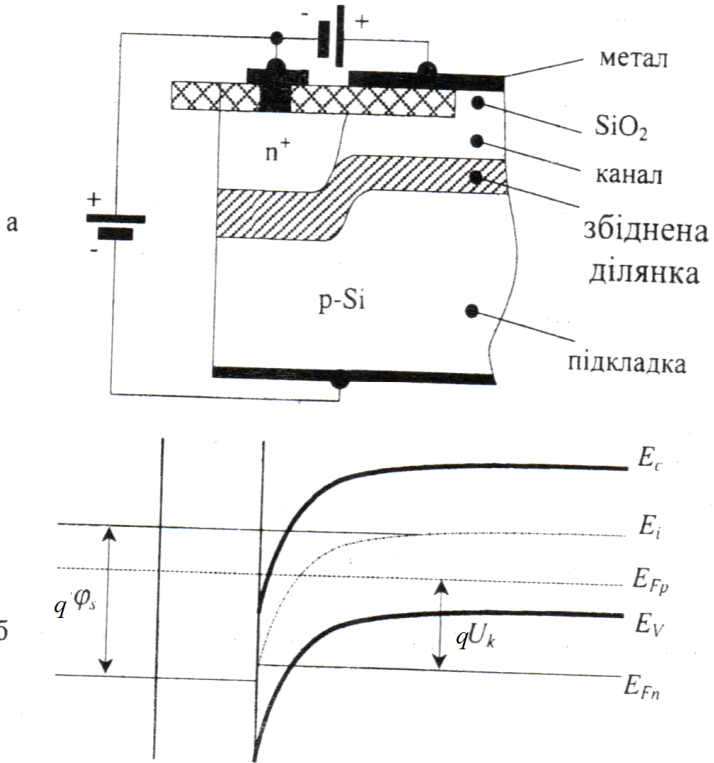


Рис. 1.30. МДН – структура з додатковою дифузійною p⁺-ділянкою (а) і зонна діаграма (б) при зворотному зміщенні p – n⁺-переходом

За умови сильної інверсії поверхневий потенціал для МДН – структури з додатковою дифузійною p⁺-ділянкою буде дорівнювати:

$$\varphi_s = 2\varphi_F + U_k \quad (1.122)$$

Відповідно максимальна ширина збідненого шару ($d'_{н.маx}$) і питомий заряд збідненого шару ($Q'_{об.маx}$) дорівнюють:

$$d'_{н.маx} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 2|\varphi_F|}{qN_a} \right]^{1/2}, \quad (1.123)$$

$$Q'_{об.маx} = -[2\varepsilon\varepsilon_0 qN_a (2|\varphi_F| + U_k)]^{1/2}. \quad (1.124)$$

Як видно з виразів (1.123) і (1.124), при прикладанні до каналу зворотної напруги збільшується максимальна ширина збідненої ділянки та її заряд. Повний заряд на одиницю площі в напівпровіднику буде таким:

$$Q_S = Q_{in} + Q'_{об.маx}. \quad (1.125)$$

Порогова напруга МДН – структури для нерівноважного стану визначається виразом

$$U'_{пор} = \varphi_{ми} + U_k + 2|\varphi_F| - \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{Q'_{об.маx}}{C_{ок}} - \frac{Q_{ef}}{C_{ок}}, \quad (1.126)$$

або з урахуванням напруги илоских зон:

$$U'_{пор} = U_{пз} + 2|\varphi_F| + U_k - \frac{Q'_{об.маx}}{C_{ок}}. \quad (1.127)$$

Отже, порогова напруга для МДН – приладів з n-каналом зростає, якщо до n-p-переходу, утвореного між каналом і

підкладкою, прикладається зворотна напруга, тобто підвищення напруги каналу збільшує напругу на затворі, яку необхідно прикласти, щоб індукувати на поверхні кремнію заданий заряд.

Зв'язок рухомого заряду в n-каналі з прикладеною напругою в режимі сильної інверсії за наявності зворотної напруги зміщення між каналом і підкладкою визначається таким виразом:

$$Q_m = -C_{ок} (U_{nz} - U_k - 2|\phi_F|) + [2\epsilon\epsilon_0 q N_a (2|\phi_F| + U_k)]^{1/2} \quad (1.128)$$

Необхідно зазначити, що перший доданок у правій частині рівняння від'ємний, у той час як другий - додатний. Оскільки $|Q_S| < Q'_{об. max}$ то повна різниця (Q_m) від'ємна, чого й слід було чекати для утворення інверсного шару в підкладці p-типу.

Заряд в інверсному шарі можна виразити через різницю між прикладеною до затвора напругою і пороговою напругою МДН – структури:

$$Q_m = -C_{ок} (U_z - U'_{пор}). \quad (1.129)$$

Подібний вираз, але з протилежним знаком, будемо мати для заряду інверсного шару за нерівноважних умов і сильної інверсії в підкладці n-типу провідності.

1.3.5. Ємність ідеальної МДН – структури

Для забезпечення електронейтральності ідеальної МДН – структури заряд на її металевому електроді (Q_z) повинен дорівнювати сумі заряду електронів в інверсному шарі (Q_m) і

заряду іонізованих акцепторів у ділянці збіднення напівпровідника ($Q_{об.мах}$):

$$Q_3 = Q_{in} + Q_{об.мах} = Q_{in} + qN_a W = Q_S, \quad (1.130)$$

де Q_S – повна поверхнева густина заряду в напівпровіднику, W – товщина збідненого шару.

Якщо відсутня різниця робіт виходу ($\phi_{МН}=0$), прикладена напруга розподіляється між напівпровідником і діелектриком:

$$U = U_{OK} + \phi_S. \quad (1.131)$$

Спад напруги на діелектрику дорівнює:

$$E_{OK} = E_{OK} d_{OK} = \frac{|Q_S| d_{OK}}{\epsilon_0 \epsilon_{OK}} = \frac{|Q_S|}{C_{OK}}, \quad (1.132)$$

де E_{OK} – напруженість електричного поля в діелектрику. Повна питома ємність МДН – структури дорівнюватиме:

$$C = \frac{C_{OK} C_H}{C_{OK} + C_H}, \quad (1.133)$$

де C_{OK} – ємність шару діелектрика; C_H – ємність напівпровідника. Отже, повна ємність МДН – структури відповідає послідовному з'єднанню ємності напівпровідника і діелектрика. Ємність C_{OK} визначається товщиною діелектрика і відповідає максимально можливій ємності всієї МДН – структури (рис. 1.31).

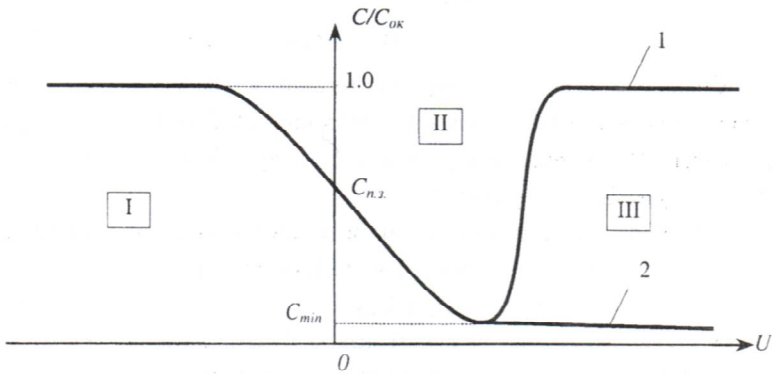


Рис. 1.31 Вольт-фарадна характеристика МДН- структури при низьких (1) і високих (2) частотах (I – режим збагачення; II – режим збіднення; III – режим інверсії)

Ємність напівпровідника (C_H) змінюється при зміні напруги на МДН – структурі і пов'язана зі зміною заряду на поверхні напівпровідника:

$$C_H = \frac{d(Q_{ос} + Q_{in})}{d\varphi_S} = \frac{dQ_S}{d\varphi_S} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2^{1/2}L_d} \cdot \frac{\left[1 - \exp\left(-\frac{q\varphi_S}{kT}\right) + \left(\frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)\left(\exp\left(-\frac{q\varphi_S}{kT}\right) - 1\right) \right]}{F\left[\frac{q\varphi_S}{kT} \cdot \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right]}, \quad (1.134)$$

де

$$F\left[\frac{q\varphi_S}{kT} \cdot \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right] = \left\{ \left[\exp\left(-\frac{q\varphi_S}{kT}\right) + \frac{q\varphi_S}{kT} - 1 \right] \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left[\exp\left(-\frac{q\varphi_S}{kT}\right) + \frac{q\varphi_S}{kT} - 1 \right] \right\}^{1/2}$$

Особливо цікавим є значення повної ємності структури при досягненні стану плоских зон ($C_{пз}$), тобто при $\varphi_S=0$:

$$\begin{aligned}
C_{nz}(\varphi_s = 0) &= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{d_{0K} + \left(\frac{\varepsilon_{0K}}{\varepsilon_H} \right) L_d} = \\
&= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{d_{0K} + \left(\frac{\varepsilon_{0K}}{\varepsilon_H} \right) \left(\frac{kT \varepsilon_H \varepsilon_0}{p_{p0} q^2} \right)^{\frac{1}{2}}} , \quad (1.135)
\end{aligned}$$

де ε_{0K} – діелектрична проникність оксиду, ε_H – діелектрична проникність напівпровідника; L_d – дебаївська довжина дірок.

Отже, при прикладанні до МДН – структури від'ємної напруги ($U < 0$) відбувається нагромадження (акумуляція) дірок на межі поділу напівпровідник-діелектрик. При такому увімкненні ємність напівпровідника істотно перевищує ємність діелектрика, тому повна ємність структури близька до ємності оксидного шару (SiO_2).

При прикладанні до МДН-структури додатної напруги ($U > 0$) у приповерхневому шарі напівпровідника утворюється збіднена ділянка, що призводить до зменшення загальної ємності структури. Досягаючи мінімуму (C_{min}) при $U = U_{min}$, повна ємність структури швидко зростає, наближаючись до значення ємності $C_{ок}$. Швидке зростання ємності зумовлене утворенням на межі напівпровідника з діелектриком інверсного шару, диференційна ємність якого значно перевищує ємність діелектрика. Наростання ємності в ділянці напруг $U > 0$ залежить від того, наскільки встигає концентрація електронів в інверсному шарі реагувати на зміну прикладеної до структури змінної напруги, за допомогою якої вимірюється ємність. На низьких частотах зміна кількості актів генерації-рекомбінації неосновних носіїв заряду пропорційна до амплітуди сигналу.

Дія МДН – структур типу Al – SiO₂ – Si частотна межа зовнішньої напруги лежить у межах 5÷100 Гц. На високих частотах умови збіднення й збагачення залишаються такими, як і на низьких частотах. Межа між ділянками високих і низьких частот залежить від тих чинників, які визначають швидкість генерації та рекомбінації носіїв заряду.

1.3.6. Вплив заряду в діелектрику на властивості МДН-структури

Як у шарі SiO₂, так і на межі поділу Si – SiO₂ існують кілька типів електричних зарядів і станів. Фіксовані заряди в шарі оксиду, що знаходяться безпосередньо біля межі поділу, а також рухомі заряди в SiO₂, такі, як іони натрію або інших лужних металів, завжди позитивні. Енергетичні стани на межі поділу можуть бути донорними або акцепторними. Вони відомі як швидкі поверхневі стани. Опромінення електронами високих енергій, рентгенівськими або гамма-променями індукує в оксиді іонізовані пастки.

Вплив заряду в оксиді на властивості МДН – структури полягає в тому, що він зміщує напругу плоских зон відносно її значення для ідеальної МДН- структури. Якщо заряд в оксиді стабільний, то це зміщення напруги плоских зон зумовлює відповідне йому зміщення порогової напруги ($U_{пор}$). При експериментальних дослідженнях зміщення порогової напруги призводить до зміщення залежності ємності від напруги на затворі вздовж осі U_3 . Типовий результат на прикладі високочастотної ВФХ МДН – структури схематично зображено штриховою кривою на рис. 1.32.

У деяких випадках в оксиді на межі поділу Si – SiO₂ можуть існувати нестабільні заряди, значення яких може залежати від прикладеної напруги. У таких випадках сама по собі порогова

напруга залежить від напруги на затворі. Графік залежності ємності від напруги має вигляд, зображений пунктирною кривою на рис. 1.32. Для пояснення цієї залежності, а також впливу нерухомого заряду в оксиді розглянемо фізичні джерела заряду в оксиді.

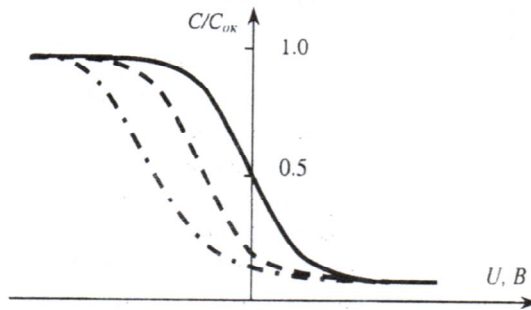


Рис. 1.32. Зміщення залежності $C(U)$ за наявності заряду в оксиді (штрихова лінія) і поверхневих станів (пунктирна лінія)

Оскільки з усіх МДН – структур найважливішими для створення дискретних приладів та ІС є структури метал – SiO_2 – Si (МОН – структури), то розглянемо фізичні джерела заряду в оксиді і на межі поділу саме в таких структурах. Вважається, що межа поділу SiO_2 – Si, що виникає при термічному окисненні кремнію, становить деякий перехідний шар зі змінним хімічним складом.

На межі монокристалічного кремнію знаходиться моноатомний шар нестехіометричного $SiO_x (1 < x < 2)$, що є не повністю окисненим кремнієм. За ним розташований проміжний шар SiO_2 завтовшки $(10 \div 40) \text{ \AA}$ із значними внутрішніми механічними напруженнями, який переходить у звичайний ненапружений стехіометричний аморфний SiO_2 . На рис. 1.33 схематично зображено чотири різні типи зарядів у системі оксид – кремній: $Q_{ок}$ – густина нерухомих (фіксованих) граничних

зарядів; Q_{oi} – густина заряду на пастках в окисі; Q_n – густина заряду на граничних пастках; Q_m – густина рухомих носіїв заряду.

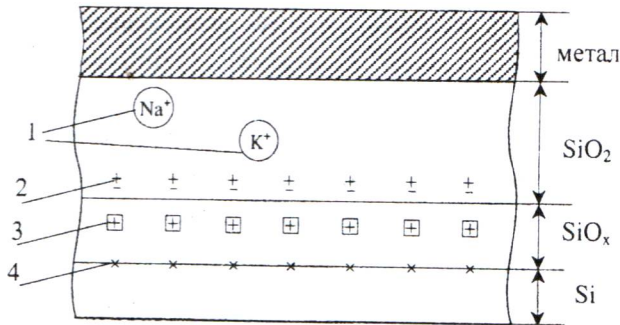


Рис. 1.33. Схематичне зображення зарядів в оксиді МОН – структури: 1 – заряд рухомих іонів; 2 – заряд на пастках в оксиді; 3 – нерухомий заряд в оксиді; 4 – заряд на граничних пастках

Нерухомий або фіксований заряд в оксиді розташований на межі поділу або на відстаї від неї. Значення цього заряду залишається практично постійним для всієї області електричних полів, що характерні для робочого діапазону напруг МОН-структур. Згідно з деякими дослідженнями, нерухомий поверхневий заряд утворюється в результаті наявності на межі Si – SiO₂ надлишку позитивно заряджених іонів кремнію, що залишились у неокисненому стані. Відповідно значення $Q_{ок}$ залежить від кінцевої температури термообробки і газового середовища. Заряд $Q_{ок}$ отриманий в результаті як сухого, так і вологого окислення кремнію, можна зменшити високотемпературним відпаленням кристала в атмосфері азоту або аргону, оскільки таке відпалення дає змогу зв'язати частину незаповнених зв'язків.

Густина атомів на поверхні кремнієвого кристала залежить від його кристалографічної орієнтації, тому значення $Q_{ок}$

чутливе до орієнтації поверхні кремнієвої пластини. Для кремнієвих пластин з орієнтацією 111 в ділянці переходу від кремнію до оксиду кількість розірваних зв'язків більша, ніж для кремнієвих пластин з орієнтацією 100, тому при виготовленні МОН – приладів на кремнії з орієнтацією 100 густина $Q_{ок}$ менша. З цієї причини практично вся промислова МОН – технологія базується на кремнії з орієнтацією 100. Відповідно внаслідок наявності в оксиді позитивного заряду характеристики $C(U)$ МОН- структури зсуваються в бік від'ємних напруг (для Si - р-типу) при прикладанні до затвора додатного потенціалу. Це відбувається тому, що позитивний заряд змінює напругу плоских зон на значення $Q_{ок}/C_{ок}$.

Заряд, захоплений поверхневими пастками Q_n – це заряд електронних станів, які локалізовані на межі поділу Si-SiO₂ і енергетичні стани, що залягають в глибині забороненої зони напівпровідника. Ці поверхневі стани, що називаються швидкими, можуть достатньо швидко перезаряджатися, обмінюються електронами (дірками) з кремнієм. Поверхневі стани, ймовірно, зумовлені надлишковими атомами кремнію, кисню або домішковими атомами. Основна причина виникнення поверхневих станів у забороненій зоні полягає в тому, що сама межа поділу є порушенням просторової періодичності кристалічної ґратки.

У сучасних МОН – структурах, отриманих термічним окисненням кремнію, переважаюча частина поверхневого заряду Q_n нейтралізується в процесі низькотемпературного (≈ 450 °С) відпалення в атмосфері водню. В кращих зразках значення $N_n = Q_n/q = 10^{10}$ см⁻², що відповідає одному захопленому заряду на кожні 10^5 атомів межі поділу.

При зміні напруги, прикладеної до МОН – структури, положення енергетичних рівнів поверхневих пасток змінюється слідом за зміщенням країв дозволених зон напівпровідника на

межі поділу, в той час як положення рівня Фермі залишається незмінним. В результаті змінюються зарядові стани цих пасток, що дає додатковий внесок в диференційну ємність МОН – структури і призводить до відхилення ВФХ від ідеальної моделі. Значення цього зміщення залежить від поверхневого потенціалу і, відповідно, від потенціалу, прикладеного до затвора МОН – структури.

Заряд, захоплений в оксиді (Q_{ov}), виникає, наприклад, при рентгенівському опроміненні структур або інжекції гарячих електронів у діелектрик. Відповідні пастки майже рівномірно розподілені в товщині шару оксиду.

У складі випромінювання можуть бути високоенергетичні електрони, які потрапляють до приладу під час його виготовлення, або частинки з високою енергією і фотони, що діють на прилад у процесі його експлуатації (наприклад в умовах космосу). Під впливом опромінення може змінюватися густина заряду на пастках в оксиді Q_{ot} , що зумовлює додаткове зміщення напруги плоских зон МОН – структур.

Рухомий заряд в оксиді з густиною Q_m зумовлений іонами лужних металів (здебільшого натрію й калію), які легко абсорбуються SiO_2 . Оскільки іони натрію або калію несуть позитивний заряд, то розподіл цих зарядів, а також їх повна концентрація впливають на напругу плоских зон МДН – структури. Іони лужних металів досить рухливі й можуть дрейфувати в діелектрику навіть при порівняно невеликих прикладених напругах. Зі зростанням температури їх рухливість підвищується і відповідно виникає проблема стабільності напруги плоских зон. Для того, щоб забезпечити стабільність порогової напруги в межах 0,1 В, допустима густина рухомих іонів в оксиді не повинна перевищувати 10^{10}см^{-2} . Для запобігання проникнення рухомого іонного заряду в оксид у процесі виготовлення приладів можна використовувати

непроникні для рухомих іонів захисні плівки, такі, наприклад, як, аморфний Si_3N_4 , Al_2O_3 і фосфоросилікатні стекла. Отже, кожний із вищезгаданих зарядів в оксиді і на межі поділу $\text{Si} - \text{SiO}_2$ буде впливати на напругу плоских зон і, відповідно, на порогову напругу МОН – структури.

2. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

2.1. Стаціонарний режим роботи напівпровідникового діода

2.1.1. Структура і елементи напівпровідникового діода

Під напівпровідниковим діодом будемо розуміти напівпровідниковий прилад, що складається з випрямного переходу і двох омичних контактів, за допомогою яких перехід під'єднується до електричної схеми. Випрямним переходом може бути електронно-дірковий перехід (р – n-перехід), гетероперехід або випрямний перехід, утворений на контакті метал – напівпровідник (бар'єр Шотткі).

Здебільшого напівпровідникові діоди мають несиметричні р-n- переходи (p^+n - або pn^+ - переходи). Під час прикладання зовнішньої напруги, за якої знижується потенційний бар'єр, тобто під час прямого увімкнення р-n- переходу кількість носіїв заряду, інжекттованих із сильнолегованої у слабколеговану область, значно вища від кількості носіїв, що проходять у протилежному напрямку. Відповідно, область напівпровідникового діода, в яку відбувається інжекція неосновних для цієї області носіїв заряду, називають базою діода.

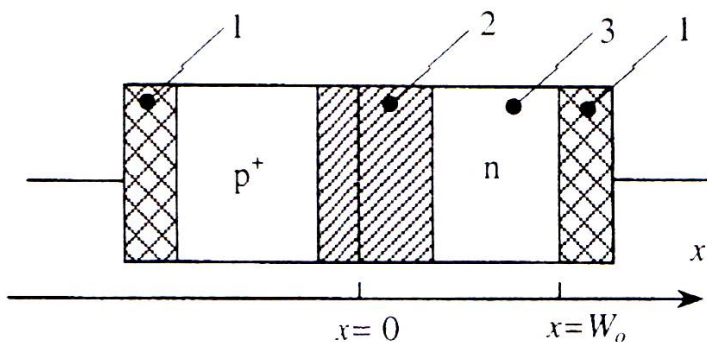


Рис. 2.1. Структура напівпровідникового діода з p^+ - n -переходом:
 1 – омичний перехід; 2 – випрямний перехід; 3 – база діода

2.1.2. Вольт-амперна характеристика ідеального діода

Розглянемо напівпровідниковий діод за наявності зовнішньої напруги. Під час прямого зміщення діода зовнішня напруга частково компенсує контактну різницю потенціалів на p - n -переході, оскільки зовнішнє електричне поле під час прямого увімкнення діода спрямоване протилежно до внутрішнього (дифузійного) поля. Тому висота потенціального бар'єра зменшується пропорційно до напруги, яка прикладається до діода. Зі зменшенням висоти потенціального бар'єра збільшується кількість носіїв заряду, які можуть подолати потенційний бар'єр і перейти в сусідню область переходу. Під час зворотного увімкнення діода зовнішнє електричне поле і внутрішнє (дифузійне) поле в p - n -переході збігаються за напрямком і відбувається екстракція неосновних носіїв заряду із областей, що прилягають до переходу.

Для отримання рівняння, що описує вольт-амперну характеристику ідеального діода, зробимо деякі припущення. Будемо вважати, що:

- 1) p–n- перехід у діоді плоский, тобто будемо розглядати одновимірну модель діода (рис. 2.1);
- 2) вся зовнішня напруга прикладена до збідненої області переходу, тобто електричне поле зосереджується лише в ОПЗ p–n- переходу;
- 3) p-n – перехід безмежно тонкий порівняно з об'ємом p–n- областей, що дає змогу знехтувати генерацією і рекомбінацією носіїв заряду ОПЗ переходу;
- 4) нехтуємо дрейфовою складовою струму неосновних носіїв заряду за межами запірного шару p–n- переходу, а враховуємо лише дифузійні струми, що виникають за наявності градієнта концентрації носіїв заряду;
- 5) низький рівень інжекції, тобто надлишкові концентрації неосновних носіїв заряду малі порівняно з нерівноважною концентрацією основних носіїв заряду в областях переходу.

Відповідно загальна густина струму через діод дорівнює сумі густин діркової і електронної складових дифузійного струму через перехід:

$$J(x) = J_{p, \text{диф}} + J_{n, \text{диф}} = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} + qD_n \frac{dn_p(x)}{dx}, \quad (2.1.)$$

де D_p і D_n – коефіцієнти дифузії дірок і електронів відповідно.

Як видно з рівняння (2.1), для розрахунку струму через діод необхідно знати розподіл концентрації неосновних носіїв заряду, який можна знайти, розв'язавши рівняння неперервності. Для дірок рівняння неперервності в загальному випадку мають такий вигляд:

$$\frac{dp_n(x,t)}{dt} = g_p - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p, \quad (2.2)$$

де $p_n(x)$, p_{n0} – відповідно нерівноважна і рівноважна концентрація дірок в n-області переходу; τ_p – час життя дірок; g_p – швидкість генерації дірок у базі діода.

Оскільки в цьому об'ємі діода генерація носіїв заряду, зумовлена зовнішніми чинниками, відсутня, то $g_p=0$. Розглянемо стаціонарний режим роботи діода ($U=\text{const}$) – не змінюється концентрація носіїв заряду в часі $dp(x,p)/dt=0$. Вище ми прийняли, що зовнішня напруга цілком падає на переході і поле за переходом відсутнє, тобто рух носіїв заряду має дифузійний характер. Тоді рівняння неперервності (2.2) запишеться відповідно для дірок і електронів у вигляді:

$$\frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0 \text{ (для n-області переходу); (2.3)}$$

$$\frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} - \frac{n_p(x) - n_{p0}}{D_n \tau_n} = 0 \text{ (для p-області переходу); (2.4)}$$

або

$$\frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{L_p^2} = 0 \text{ (для n-області переходу); (2.5)}$$

$$\frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} - \frac{n_p(x) - n_{p0}}{L_n^2} = 0 \text{ (для p-області переходу), (2.6)}$$

де $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ – дифузійна довжина дірок у п-області і електронів у р-області переходу відповідно.

Загальний розв'язок рівнянь (2.5) і (2.6) має вигляд:

$$p_n(x) - p_{no} = A \exp(-x/L_p) + B \exp(x/L_p); \quad (2.7)$$

$$n_p(x) - n_{po} = A' \exp(-x/L_n) + B' \exp(x/L_n). \quad (2.8)$$

Сталі інтегрування A , B і A' , B' знаходимо з граничних умов задачі:

$$\text{якщо } x=0 \quad p_n(x) = p_{n,zp} = p_{no} \exp(qU/kT);$$

$$n_p(x) = n_{p,zp} = n_{po} \exp(qU/kT);$$

$$\text{якщо } x \rightarrow \infty \quad p_n(x) = p_{no}; \quad n_p(x) = n_{po}.$$

Після підстановки граничних умов у вирази (2.7) і (2.8) одержуємо:

$$A = p_{no} [\exp(qU/kT) - 1]; \quad B = 0;$$

$$A' = 0; \quad B' = n_{po} [\exp(qU/kT) - 1],$$

де U – зовнішня напруга на р–п- переході.

Підставляючи знайдені значення A , B і A' , B' в рівняння (2.7) і (2.8), отримуємо остаточні вирази для концентрації незрівноважених носіїв заряду в п- і р- областях переходу відповідно:

$$p_n(x) - p_{no} = p_{no} [\exp(qU/kT) - 1] \operatorname{cth}(x_n/L_p); \quad (2.9)$$

$$n_p(x) - n_{po} = n_{po} [\exp(qU/kT) - 1] \operatorname{cth}(x_n/L_n). \quad (2.10)$$

З рівнянь (2.9) і (2.10) видно, що надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду в областях переходу під час віддалення від технологічної межі переходу зменшується за експоненціальним законом. Дифузійна довжина неосновних носіїв

заряду є визначальним параметром зміни нерівноважної концентрації і визначається як відстань, на якій нерівноважна концентрація змінюється в $e = 2,71$ разу.

Із знайденого розподілу концентрацій нерівноважних неосновних носіїв заряду $p_n(x)$ і $n_p(x)$ легко визначити густину дифузійного діркового ($J_{p,\text{диф}}$) і електронного ($J_{n,\text{диф}}$) струмів:

$$J_{p,\text{диф}} = -\frac{qD_p dp_n(x)}{dx} = \frac{qD_p P_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \text{cth}\left(\frac{x_n}{L_p}\right), \quad (2.11)$$

$$J_{n,\text{диф}} = -\frac{qD_n dn_p(x)}{dx} = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \text{cth}\left(\frac{x_p}{L_n}\right). \quad (2.12)$$

Повна густина струму через р-п- перехід за умови, що дрейфовими струмами можна знехтувати, буде дорівнювати:

$$\begin{aligned} J|_{x=0} &= (J_{p,\text{диф}} + J_{n,\text{диф}})|_{x=0} = \\ &= \left(\frac{qD_p P_n}{L_p} \text{cth}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) + \frac{qD_n n_p}{L_n} \text{cth}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Перший множник виразу (2.13) показує величину густини струму насичення J_s , яка визначається параметрами п- і р- областей переходу і товщиною бази діода. Взагалі розглядають граничні (часткові) випадки діодів із товстою (довгою) і тонкою (короткою) базами.

Діод із товстою базою – це діод, товщина бази якого значно перевищує довжину неосновних носіїв заряду ($x_n \gg L_p$, $x_p \gg L_n$). Тоді аргументи гіперболічних котангенсів у виразі (2.13) значно

перевищують одиницю, а самі гіперболічні котангенси близькі до одиниці:

$$\operatorname{cth}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) \approx 1, \quad \operatorname{cth}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) \approx 1. \quad (2.14)$$

Враховуючи (2.14), вираз для густини струму (2.13) в діодах із товстою базою має вигляд:

$$J = \left(\frac{qD_p P_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.15)$$

Діод із тонкою базою – це діод, товщина бази якого значно менша від дифузійної довжини неосновних носіїв заряду ($x_n \ll L_p$, $x_p \ll L_n$). У цьому випадку аргументи гіперболічних котангенсів будуть малими (меншими одиниці). Тому, розкладаючи гіперболічні функції в ряд, можна обмежитись тільки одним членом розкладу $\left(\operatorname{cth}(y) = \frac{1}{y}\right)$. В нашому випадку

$$\operatorname{cth}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) \approx \frac{L_p}{x_n}, \quad \operatorname{cth}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) \approx \frac{L_n}{x_p}. \quad (2.16)$$

Враховуючи (2.16), вираз (2.13) для діодів із тонкою базою набуває такого вигляду:

$$J = \left(\frac{qD_p P_n}{x_n} + \frac{qD_n n_p}{x_p} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.17)$$

Отже, вираз для ідеального діода може бути поданий у загальному вигляді:

$$J = J_s \left[\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right]. \quad (2.18)$$

Рівняння (2.18), що описує ВАХ ідеального напівпровідникового діода, можна подати у вигляді:

$$U = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J}{J_0} + 1 \right). \quad (2.19)$$

Якщо врахувати площу р-п- переходу діода A_{p-n} , то струм $I = J \cdot A_{p-n}$, тоді, згідно з (2.18):

$$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (2.20)$$

де I_s – струм насичення діода.

При прямій напрузі на р-п- переході прямий струм швидко (експоненційно) зростає при збільшенні напруги. При зворотній напрузі струм через р-п- перехід прямує до постійної величини J_0 .

Вирази (2.18) і (2.19) описують ВАХ ідеального діода, тобто без урахування генераційно – рекомбінаційних процесів, що відбуваються в запірному шарі р-п - переходу, без урахування поля за межами запірного шару, явищ на поверхні кристала, крайових ефектів і т.д. Здебільшого експериментальні результати добре узгоджуються з отриманим виразом ВАХ,

якщо врахувати для прямої гілки розподіл напруги в базі діода, для зворотної - струми втрат і пробій р-п-переходу. На рис. 2.2 наведено ВАХ ідеального діода відповідно до виразів (2.18) і (2.19).

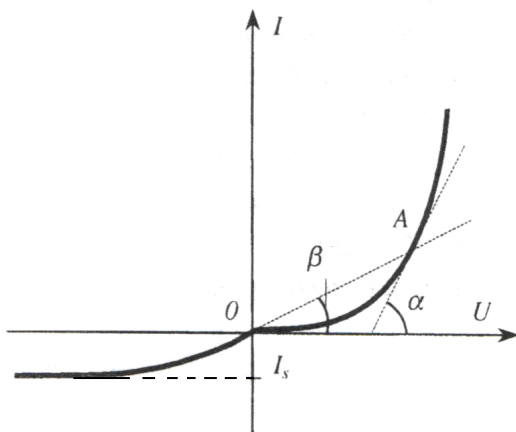


Рис. 2.2. ВАХ ідеального діода

Оскільки ВАХ напівпровідникового діода є нелінійною і несиметричною, то кожен її точку можна описати за допомогою диференційного опору (r_{p-n}) або опору постійному струму (R_{p-n}):

$$r_{p-n} = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{qI_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)} \quad \text{і} \quad r_{p-n} \sim \text{ctg} \alpha, \quad (2.21)$$

$$R_{p-n} = \frac{U}{I} = \frac{U}{I_s \exp\left(\frac{qU}{kT} - 1\right)} \quad \text{і} \quad R_{p-n} \sim \text{ctg} \beta, \quad (2.22)$$

Якщо $U > 0$, $R_{p-n} > r_{p-n}$; якщо $U < 0$, $|U| > \kappa T/q$, $R_{p-n} < r_{p-n}$;

2.1.3. Струм насичення і його залежність від температури

Під час зворотного увімкнення діода поле контактної різниці потенціалів (дифузійне поле) і зовнішнє електричне поле збігаються за напрямком, енергетичний бар'єр підвищується, спостерігається екстракція неосновних носіїв заряду з областей переходу, які прилягають. Це призводить до зменшення граничної концентрації неосновних носіїв заряду біля р–n-переходу і до появи дифузії неосновних носіїв заряду в напрямку до переходу. Отже, створюється струм насичення, який пов'язаний з екстракцією неосновних носіїв заряду і зумовлений їх генерацією в областях, що прилягають до переходу.

Струм насичення не залежить від прикладеної до діода зовнішньої напруги, а визначається лише електрофізичними властивостями напівпровідника, на основі якого виготовлений р–n-перехід. Однак у реальних діодах зворотний струм не є постійним і не дорівнює струму насичення, а здебільшого зростає з підвищенням зворотної напруги з таких причин:

- генерації носіїв заряду в ОПЗ переходу;
- поверхневих втрат;
- явищ, що за достатньо високих напруг призводять до пробую.

Розглянемо залежність струму насичення від температури для р⁺–n-переходу. Для аналізу температурної залежності в цьому випадку достатньо розглянути діркову складову густини струму насичення:

$$J_s \approx J_{ps} = \frac{qD_p P_n}{L_p}. \quad (2.23)$$

З урахуванням того, що $D_p = \frac{kT}{q} \mu_n$ і $p_n n_p = n_i^2$, вираз (2,19)

запишеться так:

$$J_s = \frac{q}{L_p} \left(\frac{kT}{q} \mu_p \right) \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_p} \frac{\sigma_i^2}{\sigma_i} \frac{b}{(b+1)^2}, \quad (2.24)$$

де $\sigma_i = qen_i(\mu_n + \mu_p)$ – власна провідність напівпровідника;
 $\sigma_n = q\mu_n n_n$ – домішкова провідність n-області переходу – бази;
 $b = \mu_n / \mu_p$ – співвідношення рухливостей електронів і дірок.

Отже, під час підвищення температури діода густина струму насичення збільшується, оскільки з температурою експоненційно зростає власна концентрація носіїв заряду. У діодах на основі матеріалу з більшою шириною забороненої зони густина струму насичення повинна бути значно меншою, оскільки власна концентрація носіїв заряду експоненційно зменшується зі збільшенням ширини забороненої зони напівпровідника. З підвищенням концентрації домішок в областях, що прилягають до переходу, густина струму насичення зменшується.

2.1.4. Відхилення ВАХ напівпровідникового діода від ідеальної моделі. Процеси в діодах за високих рівнів інжекції

Рівняння ВАХ ідеального діода (2.18) було отримане за певних наближень. Для діодів на основі Si, GaAs та ін. така

формула дає лише якісне узгодження з реальними характеристиками. Основними причинами відхилення характеристики від ідеальної моделі є:

- вплив поверхні напівпровідника;
- генерація і рекомбінація носіїв заряду в ОПЗ переходу;
- високий рівень інжекції, що спостерігається навіть за незначного прямого зміщення діода:
- тунелювання носіїв заряду між рівнями в забороненій зоні;
- вплив опору бази діода;
- пробій р-п- переходу і т.д.

Детальніше розглянемо вплив вищезгаданих чинників на ВАХ реальних діодів.

Проходження через напівпровідниковий діод значних струмів, як правило, супроводжується підвищенням рівня інжекції. Кількісною характеристикою рівня інжекції будемо вважати співвідношення між концентрацією інжекттованих неосновних носіїв заряду і концентрацією основних носіїв в стані рівноваги. Для п- області переходу:

$$\delta = \frac{\Delta p_n(x)}{n_n}, \quad (2.25)$$

де $\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_n$ – надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду (дірок) в п- області; p_n – рівноважна концентрація дірок.

Високим рівнем інжекції будемо вважати такий рівень, для якого $\Delta p_n(x) \gg n_n$, тобто $\delta \gg 1$. Якщо $\Delta p_n(x) \ll n_n$, тобто $\delta \ll 1$ – низький рівень інжекції. Середнім рівнем інжекції будемо вважати $\Delta p_n(x) \approx n_n$.

Зі зростанням прямого струму через діод рівень інжекції підвищується, зростає надлишкова концентрація дірок і

відповідно, електронів, які компенсують заряд дірок і процеси в базі діода істотно змінюються порівняно з низьким рівнем інжекції. Розглянемо детальніше фізичні процеси в базі діода, що виникають за високих рівнів інжекції.

За інжекції неосновних носіїв заряду в базі діода виникає надлишкова концентрація їх та порушується електрична нейтральність бази. Дія компенсації цього заряду в базу діода через невідпрямний контакт входять основні носії, що мають нерівномірний розподіл подібно до неосновних носіїв заряду. Отже, в кожному елементарному об'ємі бази надлишковий заряд неосновних носіїв досить швидко (за час діелектричної релаксації $\tau=10^{-12}\div 10^{-13}$ с) нейтралізується зарядом основних носіїв, які надходять із зовнішнього джерела струму.

Створений інжекцією градієнт концентрації дірок у базі діода (n-області) супроводжується градієнтом концентрації електронів. Але, як відомо, градієнт концентрації зумовлює дифузію носіїв заряду, їх поділення і виникнення електричного поля. Поле спрямоване так, що створений ним дрейфовий струм компенсує дифузійну складову струму і для рівноважного стану за $U=0$ $I_{дрф} = I_{др}$, а загальний струм $I=0$.

Отже, по-перше, якщо рівні інжекції високі, помітну роль буде відігравати дрейфова складова струму; по-друге, через наявність у базі електричного поля, що виникає внаслідок високого рівня інжекції, напруга на p-n- переході відрізняється від значення напруги, прикладеної до діода.

Для визначення напруженості електричного поля в базі діода скористаємося умовою, що електронна складова густини струму в базі діода з p⁺-n- переходом практично дорівнює нулю:

$$J_n = qD_n \frac{dn(x)}{dx} + q\mu_n n(x)E(x) = 0. \quad (2.26)$$

З урахуванням співвідношення Ейнштейна будемо мати:

$$E(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx}, \quad (2.27)$$

де $dn(x)/dx$ – градієнт концентрації електронів у базі діода.

Використовуючи умову електричної нейтральності бази $p(x) - p_n = n(x) - n_n$, отримуємо:

$$E(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{p(x) - p_n + n_n} \frac{dn(x)}{dx}. \quad (2.28)$$

Співвідношення (2.28) виражає повне значення напруженості електричного поля, що об'єднує поле, пов'язане зі спадом напруги на об'ємному опорі, і поле, зумовлене ЕРС Дембера.

Підставивши значення $E(x)$ в діркову складову густини струму через діод, отримуємо:

$$\begin{aligned} J_p &= -qD_p \frac{dn(x)}{dx} + q\mu_n n(x) \left(-\frac{kT}{q} \frac{1}{p(x) - p_n + n_n} \frac{dn(x)}{dx} \right) = \\ &= qD_p \left(1 + \frac{p(x)}{p(x) - p_n + n_n} \right) \frac{dn(x)}{dx}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Незважаючи на те, що для розрахунку густини діркового струму була врахована напруженість електричного поля в базі діода, вираз (2.29) формально нагадує формулу для розрахунку дифузійної складової густини струму, оскільки густина струму виявилась пропорційною до градієнта концентрації інжектованих носіїв заряду.

Особливо простий вигляд має вираз для густини діркового струму через діод, якщо існує високий рівень інжекції, тобто коли $A_p(x) \gg n_n$:

$$J_p(x) = -q2D_p \frac{dn(x)}{dx} = -qD_p^* \frac{dn(x)}{dx}, \quad (2.30)$$

де $D_p^* = 2D_p$ – подвоєне значення коефіцієнта дифузії дірок.

Отже, дірковий струм через діод прямо пропорційний до градієнта концентрації носіїв заряду в базі. Подвоєне значення коефіцієнта дифузії у виразі (2.30) відображає вплив електричного поля в базі діода на механізм проходження струму.

2.1.5. Розрахунок ВАХ діода за високих рівнів інжекції

Підвищення рівня інжекції призводить до розподілу прикладеної напруги між р-n- переходом і базою. Тому повний спад напруги на діоді складається із спаду напруги на р-n- переході і на базі діода:

$$U = U_{p-n} + U_b, \quad (2.31)$$

де U_b – спад напруги на базі діода.

Спад напруги на базі діода може бути знайдений за допомогою співвідношення для напруженості електричного поля (2.27) і перетворенням інтеграла за координатою в інтеграл за концентрацією носіїв заряду:

$$\begin{aligned}
 U_{\delta} &= -\int_0^{\infty} E(x)dx = -\frac{kT}{q} \int_0^{\infty} \frac{1}{n_n} \frac{dn}{dx} dx = \\
 &= -\frac{kT}{q} \int_{n_{n2p}}^{n_n} \frac{dn}{n_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n.ep}}{n_n}
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

де $n_n, n_{n.ep}$ – рівноважна і гранична концентрації основних носіїв заряду в базі відповідно.

Концентрацію основних носіїв заряду біля р–n- переходу можна визначити з умови електричної нейтральності $p_{n.ep} \approx n_{n.ep}$ і виразу для граничної концентрації неосновних носіїв заряду:

$$n_{n.g.} \approx p_{n.ep} = p_n \exp\left(\frac{qU_{p-n}}{kT}\right). \tag{2.33}$$

Після підстановки (2.33) в (2.32) отримуємо:

$$\begin{aligned}
 U_{\delta} &= \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{p_n \exp\left(\frac{qU_{p-n}}{kT}\right) \cdot p_n}{n_i^2} \right] = \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{p_n}{n_i}\right)^2 + \frac{qU_{p-n}}{kT} \right] = \\
 &= \frac{kT}{q} \left(\frac{q}{kT} U_{p-n} + 2 \ln \frac{p_n}{n_i} \right) = U_{p-n} + \frac{2kT}{q} \ln \frac{p_n}{n_i}.
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

Тоді повний спад напруги в діоді

$$U = U_{p-n} + U_{\sigma} = U_{p-n} + 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n}{n_i}. \quad (2.35)$$

Звідси

$$U_{p-n} = \frac{U}{2} - \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n}{n_i} = \frac{U}{2} + \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{p_n}. \quad (2.36)$$

Підставивши вираз (2.36) у рівняння ВАХ діода з p-n-переходом, одержимо:

$$J = J_{ps} \left[\exp\left(\frac{qU_{p-n}}{kT}\right) - 1 \right] = \frac{qD_p^* p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qU_{p-n}}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.37)$$

Оскільки

$$J = \frac{qD_p^* p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{q}{kT} \frac{U}{2}\right) \frac{n_i}{p_n} - 1 \right] = \frac{qD_p^* n_i}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - \frac{p_n}{n_i} \right] \approx$$

$$\approx \frac{qD_p^* n_i}{L_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right).$$

$$\exp\left(\frac{qU_{p-n}}{kT}\right) = \exp\left[\frac{q}{kT} \left(\frac{U}{2} + \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{p_n}\right)\right] = \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \frac{n_i}{p_n},$$

то остаточне рівняння ВАХ діода буде мати такий вигляд:

(2.38)

Отже, рівняння ВАХ діода за високих рівнів інжекції відрізняється від рівняння ВАХ ідеального діода тим, що, поперше, замість коефіцієнта дифузії носіїв заряду враховане його

подвоєне значення, по-друге, в показнику депоненти міститься зменшена вдвічі напруга, по-третє, замість концентрації неосновних носіїв заряду використовується власна концентрація носіїв заряду. Отже, вигляд ВАХ діода за високих рівнів інжекції перестає залежати від концентрації домішок у слабколегованій базі діода, оскільки властивості бази діода визначаються, в основному, концентрацією інжекттованих носіїв заряду.

2.1.6. Вплив генерації та рекомбінації носіїв заряду в ОПЗ на ВАХ діода

Процеси генерації та рекомбінації в області просторового заряду р–п-переходу істотно впливають на механізм проходження струму і на вигляд ВАХ напівпровідникового діода. Наприклад, зворотна гілка ВАХ реальних кремнієвих, арсенід-галієвих та інших діодів не має ділянки насичення зворотного струму, що пояснюється генерацією носіїв заряду в ОПЗ р–п-переходу вказаних діодів. Під час зворотної напруги в діоді ($U < 0$) запірний шар р–п-переходу збіднений носіями заряду і рівновага між генерацією і рекомбінацією носіїв заряду порушується на користь генерації, тобто генерація носіїв заряду переважає над їх рекомбінацією. Генерація носіїв заряду проходить через пастки, енергетичні рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони напівпровідника.

Зворотний струм діода, зумовлений генерацією носіїв заряду в ОПЗ р–п-переходу, будемо називати генераційним струмом. Цей струм пропорційний до об'єму ОПЗ р–п-переходу і до швидкості генерації носіїв заряду в запірному шарі.

Порівняємо генераційний струм ($I_{ген}$) і струм насичення (I_s) для випадку різкого несиметричного p^+ - n -переходу. Зворотний струм насичення для p - n -переходу запишеться так:

$$I_s \approx I_{ps} = A_{p-n} \frac{qD_p p_n}{L_p} = A_{p-n} \frac{qp_n L_p}{\tau_p} = A_{p-n} \frac{qL_p n_i^2}{\tau_p n_n}, \quad (2.39)$$

де A_{p-n} – площа p^+ - n -переходу.

За своєю природою струм насичення в p - n -переході є струмом теплової генерації носіїв заряду у квазінейтральній n -базі діода, точніше, це струм, який виникає в разі теплової генерації дірок зі швидкістю p_n/τ_p в шарі бази завтовшки L_p , що прилягає до ОПЗ p^+ - n -переходу.

За аналогією до струму насичення генераційний струм можна подати у такому вигляді:

$$I_{ген} = A_{p-n} \frac{qx_{p-n} n_i}{2\tau_p}, \quad (2.40)$$

де x_{p-n} – ширина p - n -переходу.

Під час підвищення зворотної напруги генераційний струм зростає, оскільки збільшиться ширина запірного шару.

Відношення струму генерації до струму насичення напівпровідникового діода буде таким:

$$\frac{I_{ген}}{I_s} = \frac{A_{p-n} qx_{p-n} n_i}{2\tau_p} \frac{\tau_p n_n}{A_{p-n} qL_p n_i} = \frac{1}{2} \frac{x_{p-n}}{L_p} \frac{n_n}{n_i}. \quad (2.41)$$

З виразу (2.41) випливає, що:

- генерацію носіїв заряду в ОПЗ р-п- переходу необхідно враховувати для напівпровідників з меншою концентрацією власних носіїв заряду, тобто з більшою шириною забороненої зони;

- з підвищенням зворотної напруги генераційний струм зростає, тому в напівпровідникових діодах, в яких домінуючу роль відіграє генераційний струм, на зворотній гілці ВАХ не спостерігається ділянки з насиченням струму (рис.2.3);

- зі збільшенням концентрації домішки в базі діода внесок генераційного струму у зворотний струм підвищується;

- з підвищенням температури зростає як струм насичення, так і генераційний струм, однак струм насичення зростає швидше, оскільки

$$I_{ген} \approx n_i , \quad I_s \approx n_i^2 .$$

Під час подання прямої напруги до напівпровідникового діода висота потенційного бар'єра р-п- переходу зменшується, але за малих прямих напруг висота потенційного бар'єра ще є достатньо великою і носії не в змозі подолати цей бар'єр, однак в ОПЗ р-п- переходу може відбуватись їх рекомбінація. При цьому рекомбінація носіїв заряду переважає над їх генерацією. Складову прямого струму діода, пов'язану з рекомбінацією носіїв заряду в ОПЗ р-п-переходу, називають рекомбінаційним струмом.

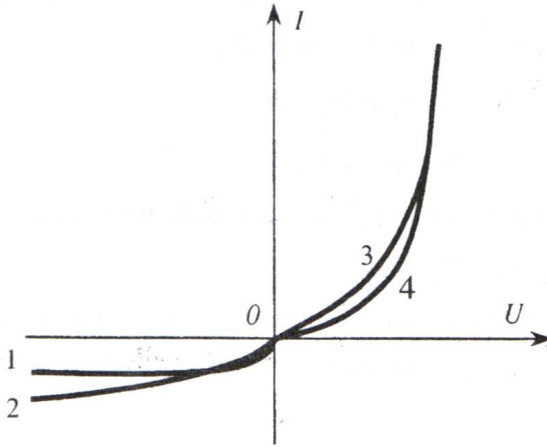


Рис. 2.3. ВАХ напівпровідникового діода з урахуванням впливу генерації та рекомбінації носіїв заряду в ОПЗ р-п-переходу:

1 – струм насичення, 2 – генераційний струм,
3 – рекомбінаційний струм, 4 – інжекційний струм

За достатньо великих прямих напруг на діоді висота потенційного бар'єра незначна і прямий струм буде в основному визначатися інжекцією носіїв заряду, що супроводжується також рекомбінацією інжекттованих носіїв заряду або в базі діода, або на його омичному переході. Відповідно рекомбінаційний струм може робити свій внесок у прямий струм діода лише за незначних прямих напруг. Значення рекомбінаційного струму в діоді з симетричним р-п-переходом можна визначити як

$$I_{рек} = \frac{A_{p-n} q x_{p-n} n_i}{\tau_p} \frac{kT}{q(\varphi_k - U)} \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.42)$$

Отже, внесок рекомбінаційного струму в прямий струм діода проявляється за малих прямих напруг і залежить від ширини забороненої зони напівпровідника. Оскільки в діодах, виготовлених із матеріалів із великою шириною забороненої зони (Si, GaAs та ін.), через досить значний потенційний бар'єр на р–переході інжекція носіїв заряду незначна, то в цих діодах струм за малих прямих напруг буде визначатися рекомбінаційним струмом.

2.1.7. ВАХ діода з урахуванням опору бази за значних прямих струмів

Якщо густина прямого струму підвищена, необхідно враховувати омичний спад напруги на р- і n-областях діода і його контактах, тобто на послідовно увімкненому до переходу омичному опорі R_s :

$$R_s = R_\delta + R_\kappa, \quad (2.43)$$

де R_δ – опір бази, R_κ – опір контактів.

Здебільшого опір контактів діода значно менший, ніж опір бази, тому ним нехтують і вважають, що $R_\delta \approx R_s$.

Зовнішня напруга (U), що прикладена до діода, в загальному випадку складається зі спаду напруги на ОПЗ р–n-переходу (U_{p-n}) і спаду напруги на базі та контактах (U_δ):

$$U = U_{p-n} + U_\delta = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{1}{I_s} | +1\right) + IR_s. \quad (2.44)$$

Якщо опір бази діода відомий, то струм через діод можна визначити так:

$$I = I_s \left[e^{\frac{q(U-IR_s)}{kT}} - 1 \right]. \quad (2.45)$$

Формула (2.45) дає змогу розрахувати ВАХ діода, прийнявши за незалежну змінну значення струму через діод.

Опір бази можна розрахувати, знаючи її геометричні розміри й питомий опір напівпровідника:

$$R_s = \rho_n \frac{W}{A_{p-n}} = \frac{1}{q\mu_n n_n} \frac{W}{A_{p-n}}, \quad (2.46)$$

де W – довжина бази, ρ_n – питомий опір напівпровідника.

Отже, за достатньо великих прямих струмів на ВАХ діода може спостерігатися прямолінійна ділянка, за якою можна приблизно оцінити опір бази; значення контактної різниці потенціалів р–п-переходу. Необхідно врахувати, що з достатньо великих струмів опір бази не є постійним під час зміни струму через діод, тому розрахунок ВАХ для цього випадку значно ускладнюється.

2.1.8. Особливості дослідження ВАХ діодів і опрацювання даних для аналізу механізму проходження струму

Під час дослідження ВАХ напівпровідникових діодів виникають деякі складності, зумовлені широким інтервалом зміни струму й напруги. Дійсно якщо зворотний струм через діод має значення близько частки мікроампера, то струм, що

протікає через діод у прямому напрямку або під час пробою діода може досягти десятків або сотень міліампер. Крім цього, в широких межах необхідно регулювати напругу на діоді. У той час, як початкову ділянку ВАХ необхідно детально виміряти під час напруг близько $(3\div 4)kT/q$, тобто $(0,075 \div 0,1 \text{ В})$, вивчення пробійної ділянки зворотної гілки ВАХ і пробою вимагає відповідного регулювання напруги під час десятків або сотень вольт.

ВАХ напівпровідникових діодів можна досліджувати за точками на постійному струмі, використовуючи прилади для вимірювання струму та напруги. Під час вимірювання параметрів прямої гілки ВАХ, коли опір діода малий, точність вимірювання напруги буде вищою, ніж точність вимірювання струму за однакових відносних помилок вимірювання цих значень. Тому в цьому випадку прийнято вимірювати прямий спад напруги (U_{np}), якщо постійний прямий струм (I_{pn}) заданий. Це означає, що внутрішній опір джерела живлення повинен вибиратися значно більшим, ніж опір діода, тобто джерело повинно бути генератором струму щодо діода. Така ж умова повинна виконуватись і під час досліджень області пробою діода, де задаються значення зворотного струму (I_{36}) і вимірюють зворотну напругу (U_{36}).

Навпаки, під час вимірювання параметрів зворотної гілки ВАХ діода (за винятком області пробою) необхідно, щоб джерело живлення мало малий внутрішній опір, тобто було генератором напруги щодо діода. У протилежному випадку незначні зміни зворотного струму будуть істотно збільшувати похибку під час вимірювання зворотної напруги.

Якщо сила струму через діод незначна, опір р-п-переходу значно більший, ніж опір бази, і спад напруги на базі діода майже не впливає на вигляд ВАХ діода. Із підвищенням сили струму спад напруги на базі діода зростає ($U_6=IR_6$) і спад

напруги на р–п-переході збільшується повільніше, ніж це передбачено формулою (2.20), а надалі зі зростанням прямої напруги залежність струму від напруги стає майже лінійною. Екстраполяцією цієї залежності до малих струмів можна визначити спад напруги на р-п-переході, що приблизно дорівнює контактній різниці потенціалів (ϕ_k). За нахилом прямолінійної ділянки ВАХ можна оцінити також опір бази (R_b).

Побудова прямої гілки ВАХ діода у напівлогарифмічних координатах може дати інформацію відносно можливих механізмів проходження струму. У тих випадках, де ВАХ експоненційна, у даній системі координат отримуємо прямолінійний відрізок (рис 2.4).

За малих напруг на діоді струм може визначатись рекомбінацією носіїв заряду в ОПЗ р-п-переходу. Тоді він залежить від напруги як $\exp[qU/2kT]$, що задає на графіку відрізок прямої лінії з кутовим коефіцієнтом, який дорівнює 1/2 (рис. 2.4, відрізок 1).

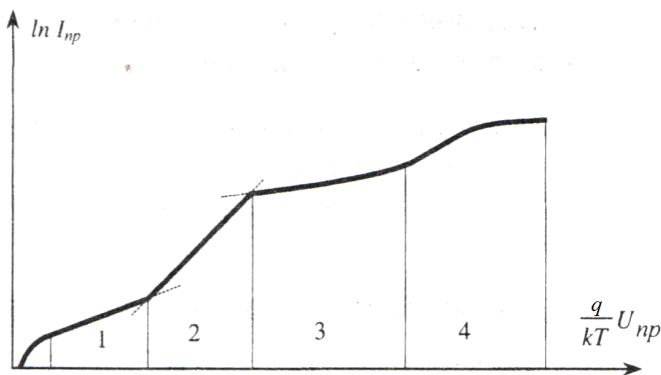


Рис. 2.4. Прямая вівка ВАХ напівпровідникового діода, побудована в напівлогарифмічних координатах

За вищих напруг переважає струм, пов'язаний з інжекцією носіїв заряду і залежить від напруги як $\exp[qU/kT]$, що задає на графіку відрізок прямої лінії з кутовим коефіцієнтом, який дорівнює 1,0 (рис 2.4, відрізок 2).

Під час подальшого збільшення сили струму поряд з інжекцією носіїв заряду проявляється модуляція опору бази під час високого рівня інжекції, що знову дає залежність струму від напруги як $\exp[qU/kT]$, а на графіку відрізок прямої лінії з кутовим коефіцієнтом 1/2 (рис 2.4, відрізок 3).

Нарешті, якщо досить значні прямі струми, ВАХ діода стає неекспоненційною внаслідок порушення умов на р–n-переході і на контактах. Відповідно відрізок на графіку буде відрізнятися від прямої лінії (рис 2.4, відрізок 4).

Необхідно врахувати, що прямолінійні ділянки ВАХ в напівлогарифмічних координатах (рис 2.4), у реальних діодах можуть плавно переходити одна в одну і точно визначити їх межі неможливо. Крім цього, деякі з ділянок можуть бути відсутніми, що ускладнює аналіз проходження струму через діод.

2.2. Нестационарні фізичні процеси в напівпровідникових діодах

Найчастіше напівпровідникові діоди використовують для випрямлення, детектування або модуляції синусоїдного або майже синусоїдного сигналу. Розглянемо фізичні процеси в р – n- переході напівпровідникового діода під час дії на нього малого синусоїдного струму чи напруги різної частоти.

2.2.1. Процеси в діодах за малого періодичного сигналу

Розглянемо напівпровідниковий діод із різким асиметричним $p^+ - n$ - переходом, до якого прикладена напруга, що складається з двох складових – постійної

U_0 і змінної $U_1(x)e^{i\omega t}$, тобто:

$$U = U_0 + U_1(x)e^{i\omega t} = U_0 + U_1(x, t), \quad (2.47)$$

де $\omega = 2\pi f$ - кругова частота змінного сигналу; $U_1(x)$ – амплітуда малого змінного сигналу, якщо $|U_1(x)| \ll \frac{kT}{q}$.

Вважаємо, що час прольоту носіїв заряду через перехід менший від періоду синусоїдних коливань ($t_{np} < T$), тому концентрація носіїв заряду буде змінюватися синхронно зі зміною зовнішньої напруги, тобто зміну концентрації носіїв заряду можна вважати стаціонарною для будь-якого моменту.

Кожна зі складових прикладеної напруги зумовлює інжекцію неосновних носіїв заряду. У зв'язку з цим гранична концентрація інжекттованих носіїв заряду буде складатися з двох складових: постійної $p_{no}(x)$ і змінної $p_{ni}(x)$. Оскільки p^+ – область діода легована сильніше, ніж n – область, то розглядаємо лише струм, зумовлений дифузією дірок в n – область переходу.

Для граничної концентрації інжекттованих дірок

$$\begin{aligned} p_{n.sp} &= p_n \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = p_n \exp\left(\frac{q[U_0 + U_1(x, t)]}{kT}\right) = \\ &= p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \exp\left(\frac{U_1(x, t)}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.48)$$

Множник $\exp\left(\frac{U_1(x,t)}{kT}\right)$ у (2.48) можна подати у вигляді

ряду Тейлора. Залишивши перші два доданки в розкладі функції, отримаємо:

$$\begin{aligned} p_{n,ep}(x) &= p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \left(1 + \frac{qU_1(x)}{kT} e^{i\omega t}\right) = \\ &= p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) + p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \left(\frac{U_1(x,t)}{kT} e^{i\omega t}\right), \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\text{або } p_{n,ep}(0, x) = p_{n0,ep}(0) + p_{nl,ep}(0, t). \quad (2.50)$$

Оскільки до діода прикладається малий змінний сигнал, то для будь-яких інших координат у базі діода повинен зберігатися такий самий розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду:

$$p_n(x, t) = p_{n0}(x) + p_{nl}(x, t) = p_{n0}(x) + p_{nl}(x, t)e^{i\omega t}, \quad (2.51)$$

де $p_{n0}(x)$ і $p_{nl}(x, t)$ – постійна і змінна складові концентрації інжектованих дірок у базі діода відповідно.

Розподіл концентрації інжектованих дірок у базі діода $p_n(x, t)$ знайдемо, розв'язавши рівняння неперервності:

$$\frac{dp_n(x, t)}{dt} = D_p \frac{d^2 p_n(x, t)}{dx^2} - \frac{dp_n(x, t) - p_n}{\tau_p}. \quad (2.52)$$

Після підстановки значення $p_n(x, t)$ в рівняння (2.52) отримаємо:

$$i\omega p_{nl}(x)e^{i\omega t} = D_p \frac{d^2 p_{n0}(x)}{dx^2} + D_p \frac{d^2 p_{nl}(x,t)}{dx^2} - \frac{dp_{n0}(x) - p_n}{\tau_p} - \frac{p_{nl}(x,t)}{\tau_p}. \quad (2.53)$$

Рівняння (2.53) містить два типи доданків, з яких одні залежать, а інші не залежать від часу. Рівняння буде мати зміст лише в тому випадку, якщо алгебраїчна сума окремо для незалежних і залежних від часу доданків дорівнює нулю. У результаті одержимо два диференціальні рівняння, одне з яких описує розподіл постійної складової концентрації інжектованих дірок, друге – змінної:

$$D_p \frac{d^2 p_{n0}(x)}{dx^2} - \frac{p_{n0}(x) - p_n}{\tau_p} = 0; \quad (2.54)$$

$$D_p \frac{d^2 p_{nl}(x)}{dx^2} - \frac{p_{nl}(x)(1 + i\omega\tau_p)}{\tau_p} = 0. \quad (2.55)$$

Рівняння (2.54) і (2.55) можна подати у такому вигляді:

$$\frac{d^2 p_{n0}(x)}{dx^2} - \frac{p_{n0}(x) - p_n}{L_p^2} = 0; \quad (2.56)$$

$$\frac{d^2 p_{nl}(x)}{dx^2} - \frac{p_{nl}(x)}{L_p'^2} = 0,$$

$$\text{де: } L_p = \sqrt{D_p \tau_p}; \quad L_p' = \sqrt{\frac{D_p \tau_p}{1 + i\omega\tau_p}} = \frac{L_p}{(1 + i\omega\tau_p)^{1/2}}. \quad (2.57)$$

Розв'язання рівнянь (2.56) і (2.57) можна записати в такому вигляді:

$$\begin{aligned}
 p_{n0}(x) - p_n &= \Delta p_{ep}(x) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) = \\
 &= p_n \left[\exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) ; \quad (2.58)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 p_{ni}(x) p_{n1ep}(0, t) \exp\left(-\frac{x}{L'_p}\right) &= \\
 = p_n \left[\exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) - \frac{qU_1(x, t)}{kT} \right] \exp\left(-\frac{x}{L'_p}\right) . \quad (2.59)
 \end{aligned}$$

Вирази (2.58) і (2.59) характеризують розподіл концентрації інжекттованих носіїв заряду в базі діода під час прикладання до діода як постійного зміщення, так і малої змінної напруги.

Для визначення діркової складової густини постійного і змінного дифузійних струмів у довільному перерізі бази діода скористаємось відомим співвідношенням:

$$J_p = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}.$$

Після диференціювання виразів (2.58) і (2.59) отримаємо:

$$J_{p0}(0) = -qD_p \frac{d[p_n(x) - p_n]}{dx} = \frac{qD_p}{L_p} p_n \left[\exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (2.60)$$

$$J_{p1}(0) = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} = \frac{qD_p}{L'_p} p_n \left[\exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) - \frac{q}{kT} U_1(x, t) \right], \quad (2.61)$$

де $J_{p0}(0)$ і $J_{p1}(0)$ – діркова складова густини постійного і змінного дифузійних струмів у діоді, якщо $x=0$ відповідно. Рівняння (2.61) можна подати в такому вигляді:

$$J_{p1}(0) = Y_p U_1(x, t); \quad (2.62)$$

$$\text{де } Y_p = \frac{qD_p}{L_p} p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \frac{q}{kT} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2}. \quad (2.63)$$

У результаті отримали лінійну залежність між дірковою складовою густини змінного дифузійного струму і змінною складовою напруги на діоді. У рівнянні (2.62) Y_p - дифузійна провідність, яка є комплексною величиною.

Вираз (2.63) для дифузійної провідності (Y_p) зручно подати в такому вигляді:

$$Y_p = \frac{q}{kT} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} J_{p0}. \quad (2.64)$$

де J_{p0} – діркова складова густини постійного дифузійного струму через діод, якщо $U_0 > 0$.

2.2.2. Дифузійна ємність

Дифузійна провідність Y_p – комплексна величина, в якій можна виділити дійсну та уявну частини, що відповідають

активній і реактивній складовим провідності відповідно. Реактивна складова має ємнісний характер Розглянемо детальніше дифузійну ємність для діапазону низьких частот ($\omega\tau_p \ll 1$).

Для низьких частот $\left(1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_p\right)^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_p$.

Підставивши одержаний вираз у формулу для повної провідності, отримаємо:

$$Y_p = \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_p\right) J_{p0} = \frac{q}{kT} J_{p0} + i \frac{q}{kT} \frac{\tau_p \omega}{2} J_{p0} \quad (2.65)$$

$$\text{або} \quad Y_p = G_{\text{диф}} + i\omega C_{\text{диф}}. \quad (2.66)$$

У виразі (2.662) для повної провідності маємо:

$$G_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} J_{p0}; \quad (2.67)$$

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} \frac{\tau_p}{2} \omega J_{p0}; \quad (2.68)$$

де $G_{\text{диф}}$ – активна провідність. $C_{\text{диф}}$ – дифузійна ємність.

У виразі (2.66) не враховується бар'єрна ємність ($C_{\text{бар}}$), значення якої є мале порівняно з дифузійною ємністю в режимі малого сигналу.

Дифузійну ємність пов'язують зі зміною заряду інжекттованих неосновних носіїв під час зміни напруги на діоді, однак її не можна пов'язати з проходженням струмів зміщення. У цьому істотна різниця між дифузійною ємністю і бар'єрною ємністю р–п-переходу, а також ємністю плоского конденсатора.

У плоскому конденсаторі позитивні й негативні заряди просторово розділені (аналогічно маємо для бар'єрної ємності), у той час як під час інжекції неосновних носіїв заряду через р–п-перехід позитивні й негативні заряди знаходяться в одній і тій самій області і просторово не розділені. У результаті цього не вдається виявити областей, в яких протікають струми зміщення. Отже, істотною особливістю дифузійної ємності є те, що заряд дірок і електронів, які нагромаджуються в базі, не є просторово розділеним. Заряд дірок, які інjektуються в базу, практично повністю нейтралізується зарядом електронів, що надходять із зовнішнього контакту. Необхідно відзначити, що нейтралізується не тільки заряд у середньому по всьому об'єму бази, але й заряд у кожній її точці, тобто виконується умова локальної електричної нейтральності. На відміну від бар'єрної ємності, яка є функцією напруги, дифузійна ємність пропорційна постійній складовій дифузійного струму.

2.2.3. Еквівалентна схема діода

Якщо частоти змінного сигналу підвищені і $\omega\tau_p \approx 1$, випрямні властивості діода погіршуються. Це пов'язано насамперед із тим, що на таких частотах неосновні носії заряду, які інjektуються в базу діода за додатний півперіод змінного сигналу, не встигають повністю рекомбінувати і за час від'ємного півперіоду виносяться через р–п-перехід, створюючи імпульс зворотного струму.

На досить високих частотах, коли $\omega\tau_p \gg 1$, діод втрачає випрямні властивості. Неосновні носії заряду, які були введені в базу за додатний півперіод, практично повністю виносяться через р–п-перехід за від'ємний півперіод змінного високочастотного сигналу.

Якщо амплітуда прикладеної гармонічної напруги задовольняє нерівність $U_1(x) \ll kT/q$, то діод можна описати еквівалентною схемою заміщення у вигляді лінійного двополюсника (рис. 2.5).

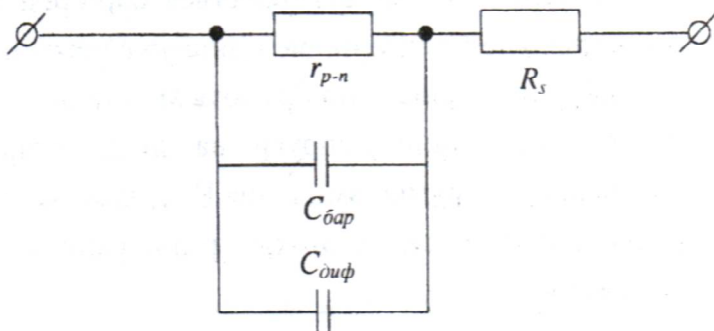


Рис. 2.5. Еквівалентна схема діода в режимі малого сигналу

Еквівалентна схема діода в режимі малого сигналу утворена паралельним з'єднанням диференційного опору діода r_{p-n} , дифузійної ємності $C_{диф}$ і бар'єрної ємності $C_{бар}$, а також враховує послідовний опір бази R_s . Якщо $U > 0$, можна вважати, що $C_{бар} \ll C_{диф}$; якщо $U < 0$, то справедлива зворотна нерівність $C_{бар} \gg C_{диф}$.

2.2.4. Поняття про перехідні процеси напівпровідникових діодів

Робота напівпровідникового діода в імпульсному режимі характеризується швидкими переходами з одного встановленого

стану в інший. Стан будемо вважати встановленим або стаціонарним, якщо фізичні величини, що описують його поведінку, не змінюються в часі.

Перехідні процеси в діодах пов'язані, в основному, з двома явищами, що спостерігаються під час швидкої зміни напруги на діоді або струму через діод. Перше з них - це нагромадження неосновних носіїв заряду в базі діода під час прямого увімкнення і їх розсмоктування при зменшенні напруги. Друге явище - це перезарядження бар'єрної ємності діода. Обидва ці явища відбуваються не миттєво, а тому можуть впливати на властивості діодів.

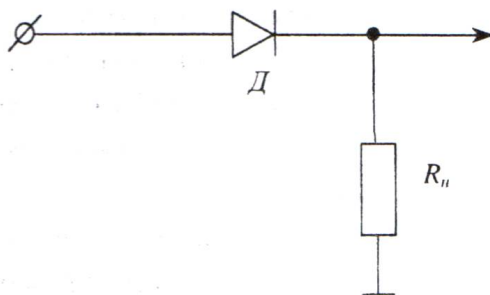


Рис. 2.6. Схема перемикання діода із прямого напрямку у зворотний

При значній густині прямого струму через діод істотним є нагромадження неосновних носіїв заряду в базі діода, а перезарядження бар'єрної ємності відіграє другорядну роль. За малої густини струму перехідні процеси в діоді визначаються перезарядженням бар'єрної ємності діода.

Швидкий перехід системи із одного встановленого стану в інший, за якого система може бути описана змінними в часі параметрами, називається перехідним або нестационарним станом.

Для з'ясування фізичних особливостей поведінки діода в перехідному стані будемо розглядати просту систему, що складається з послідовного з'єднання діода і опору навантаження (рис. 2.6).

Імпульси, що надходять на діод - це швидкі короткочасні стрибки електричної напруги або струму. Будемо вважати, що форма імпульсів близька до прямокутника. Діоди в імпульсних схемах використовуються як нелінійні елементи, струм, що протікає через перехід, змінюється непропорційно до прикладеної напруги. За однієї полярності зовнішнього імпульсу опір діода може бути дуже великий, за іншої - зовсім малий.

Перехідні процеси в діодах можна поділити на дві групи:

1) процеси увімкнення, що пов'язані з перемиканням діода з нейтрального або зворотного напрямку в прямий. В основі цих процесів лежить явище інжекції неосновних носіїв заряду, їх проникнення в області, віддалені від переходу, і нагромадження в цих областях. Оскільки електричне поле в базі діода здебільшого невелике, то рух неосновних носіїв заряду в базі визначається законами дифузії і відбувається порівняно повільно;

2) процеси вимкнення, що пов'язані з перемиканням діода з прямого напрямку у зворотний або в нейтральний стан. У цьому випадку швидкість переходу з одного стаціонарного стану в інший визначається рекомбінацією нагромаджених надлишкових носіїв заряду і їх витягуванням (екстракцією) через р- n-перехід.

Процеси увімкнення і вимкнення діода будемо характеризувати розподілом концентрації інжекттованих носіїв заряду $p(x,t)$ і густиною струму $J(x,t)$, які знаходимо, розв'язавши рівняння неперервності. У цьому випадку необхідно розв'язати

нестационарне рівняння неперервності за заданих початкових і граничних умов.

Початкові умови задаються режимом перемикання, тобто вважаємо, що в деякий момент часу задаються $U(t)$ або $J(t)$; до перемикання ($t < 0$) в базі діода маємо рівноважний розподіл носіїв заряду, наприклад:

$$\Delta p(x,0) = \Delta p_{cp} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) = p_n \left[\exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (2.69)$$

Граничні умови задаються тим, як саме відбувається перемикання:

1) якщо заданим є спад напруги на діоді $U(t) = const$, тобто діод працює у схемі з генератором напруги (увімкнення діода в коло з малим повним опором, зокрема з малим опором джерела живлення порівняно з опором діода), то враховуємо граничні умови, для яких заданою є концентрація дірок:

$$\text{Якщо } x = 0; \quad U > 0, \quad p_n(0,t) = p_n \exp\left(\frac{qU(0,t)}{kT}\right) \gg p_n; \quad (2.70)$$

$$U < 0, \quad p_n(0,t) = 0,$$

якщо $x \rightarrow \infty$,

$$p(x,t) \rightarrow p_n;$$

2) якщо заданою вважається густина струму через діод $J(t) = const$, тобто розглядається робота діода у схемі з генератором струму (опір джерела великий порівняно з опором діода), то враховуємо граничні умови, для яких є визначеною похідна концентрації дірок за координатою:

$$\left(\frac{dp_n(x,t)}{dx}\right)_{x=0} = \frac{J_p(x,t)}{qD_p} = const. \quad (2.71)$$

2.3. ВАХ напівпровідникового діода під час пробою р–п-переходу

За деякої достатньо великої зворотної напруги струм через р–п- перехід різко зростає за практично незмінної напруги, що пояснюється пробоем р–п- переходу.

Під пробоем р–п- переходу будемо розуміти різке зменшення диференційного опору р–п- переходу під час досягнення критичного значення зворотної напруги, що супроводжується різким зростанням струму.

Розрізняють три основні механізми пробою:

- тунельний, зумовлений тунельним ефектом у р–п-переході;
- лавинний, пов'язаний із лавинним розмноженням носіїв заряду в запірному шарі р–п- переходу;
- тепловий, пов'язаний з виділенням теплової енергії, що призводить до саморозігрівання р-п-переходу.

2.3.1. Тунельний пробій р–п-переходу

В основі тунельного пробою лежить тунельний ефект, тобто просочування носіїв заряду через потенційний бар'єр р–п-переходу за достатньо малої товщини бар'єра ($x_p \approx 10^{-6}$ см).

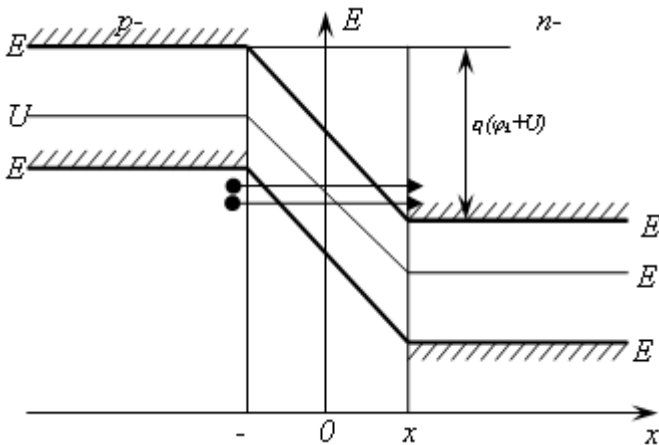


Рис. 2.7. Енергетична діаграма р–n – переходу під час тунельного пробію

Розглянемо енергетичну діаграму р–n-переходу під час прикладання до нього достатньо великої зворотної напруги. Внаслідок цього потенційний бар'єр підвищується і може виконуватися умова $|q\varphi_k + qU| > E_g$. Зворотний струм р–n-переходу різко зростає за рахунок просочування електронів з валентної зони р-області в зону провідності n-області напівпровідника, якщо досягнута критична напруженість електричного поля в р–n-переході ($E = E_{кр}$). Необхідною умовою такого переходу є те, щоб зайняті енергетичні рівні валентної зони р-області р–n-переходу мали енергію, що дорівнює або більша за енергію вільних станів зони провідності n-області переходу.

Емпірично встановлено, що для кожного напівпровідникового матеріалу існує критичне електричне поле в р–n-переході, за якого проявляється тунелювання носіїв заряду, наприклад, для Ge $E_{кр} \approx 3 \times 10^5 \text{ В/см}$; для Si $E_{кр} \approx 8 \times 10^5 \text{ В/см}$.

Для розрахунку напруги тунельного пробую ($U_{T.np}$) розглянемо як приклад модель різкого асиметричного р⁺-n-переходу. Як відомо, напруженість електричного поля в такому переході набуває максимального значення, якщо $x=0$.

$$E_{\max} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} x_{p-n}, \quad (2.72)$$

$$x_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_n} (\varphi_k - U)} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_n} U}, \quad \text{оскільки } |U| \gg \varphi_k.$$

Якщо $E_{\max} = E_{кр}$, напруга на р-n-переході буде пробивною:

$$E_{\max} = E_{кр} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_n} U_{T.np}} = \frac{\sigma_n}{\varepsilon\varepsilon_0 \mu_n} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_n} U_{T.np}} \quad (2.73)$$

З виразу (2.73) визначаємо напругу тунельного пробую:

$$U_{T.np} = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 \mu_n \rho_n E_{кр}^2. \quad (2.74)$$

Отже, відповідно до (2.74), напруга тунельного пробую р-n-переходу обернено пропорційна до концентрації легуючої домішки в базі або прямо пропорційна до питомого опору бази діода. Тунельний механізм пробую характерний для тонких р-n-переходів, виготовлених на основі матеріалів з великою концентрацією домішок. Оскільки ширина забороненої зони в деяких напівпровідниках (Ge, Si, GaAs та ін.) зменшується зі

зростанням температури ($dE_g / dT < 0$), то напруга тунельного пробою р–п- переходу в цих матеріалах має від’ємний температурний коефіцієнт, тобто зменшується з підвищенням температури ($dU_{T,np} / dT < 0$) (рис 2.8).

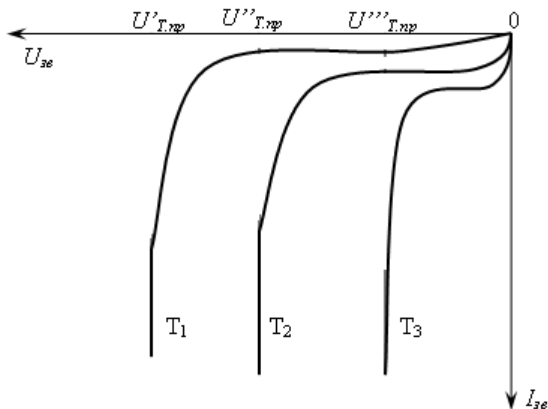


Рис. 2.8. ВАХ діода під час тунельного пробою для різних температур: $T_1 < T_2 < T_3$

Часто для визначення напруги тунельного пробою використовуються емпіричні формули:

- для германієвих діодів

$$U_{T,np} = 200\rho_n + 73\rho_p; \quad (2.75 \text{ а})$$

- для кремнієвих діодів

$$U_{T,np} = 190\rho_n + 94\rho_p; \quad (2.75 \text{ б})$$

де ρ_n і ρ_p – питомий опір n- і p- областей переходу, Ом·см; $U_{T,np}$ – напруга пробою, В.

Для реальних діодів напруга тунельного пробою не перевищує кількох вольт $\approx (5\div 6)$ В.

2.3.2. Лавинний пробій р-n переходу

Лавинний пробій р-n-переходу – це пробій, зумовлений лавинним розмноженням носіїв заряду під дією сильного електричного поля. Механізм лавинного пробою полягає в тому, що носії заряду, котрі рухаються в сильному електричному полі р-n-переходу, можуть набути достатньої енергії для іонізації атомів напівпровідника, тобто для утворення нових електронно-діркових пар. Цей тип пробою здебільшого визначає верхню межу зворотної напруги випрямних діодів, колекторної напруги біполярних транзисторів, лавинно-прольотних діодів, фотодіодів тощо.

Енергія іонізації атомів напівпровідника (E_i) перевищує значення ширини забороненої зони (E_g). Наприклад, для Si і Ge $E_i \approx 1,5E_g$. У результаті розриву валентного зв'язку з'являється пара вільних носіїв заряду – електрон у зоні провідності та дірка у валентній зоні. Ці носії заряду можуть знову набути в електричному полі енергію, яка перевищує E_i , що приведе до утворення нових електронно-діркових пар і т.д.; зворотний струм діода при цьому лавинноподібно зростає.

Повна ймовірність утворення електронно-діркової пари

$$W_i = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \exp \frac{-E_g}{\lambda q E} = \frac{1}{\gamma} W(\Delta), \quad (2.76)$$

де E – напруженість електричного поля; λ – довжина вільного пробігу; $1/\gamma$ – ймовірність утворення електронно-діркової пари, коли для цього існує енергія, набута електроном в електричному

полі р–п-переходу; $W(\Delta)$ – ймовірність проходження електроном відрізка шляху (Δ) без зіткнень із набуттям енергії, що дорівнює ширині забороненої зони E_g .

Необхідно розрахувати значення енергії, необхідної для утворення електронно-діркової пари і фононів. Будемо вважати, що кількість фононів, які виникають під час утворення однієї електронно-діркової пари, дорівнює I/W_i .

Енергія одного фонона:

$$h\omega_{\text{фон}} = k\theta_D, \quad (2.77)$$

де θ_D – температура Дебая.

Енергія, яка затрачена на утворення однієї електронно-діркової пари, що надається фононам, буде такою:

$$E_i = \frac{1}{W_i} k\theta_D = \gamma \sqrt{\lambda} \exp\left(\frac{E_g}{\lambda qE}\right) k\theta_D. \quad (2.78)$$

Значення цієї енергії (E_i) може бути отримане електронами під час проходження відрізка шляху (l_i) в електричному полі ОПЗ р–п-переходу:

$$E_i = l_i qE. \quad (2.79)$$

З виразу (2.79) середній шлях, що проходять електрони до іонізації, становить

$$l_i = \frac{E_i}{qE}. \quad (2.80)$$

Величину, обернену до (l_i), будемо називати коефіцієнтом іонізації:

$$\alpha(E) = \frac{1}{l_i} = \frac{qE}{E_i} = \frac{qE}{\gamma\sqrt{\lambda k\theta_D}} \exp\left(-\frac{E_g}{\lambda qE}\right) = A \exp\left(\frac{B}{E}\right). \quad (2.81)$$

Коефіцієнт іонізації $\alpha(E)$ вказує на кількість електронно-діркових пар, які виникають на одиниці довжини шляху носія заряду. Середній шлях (l_i), що проходять носії заряду до іонізації, зі зростанням напруженості електричного поля зменшується.

За незначних зворотних напруг на р-п- переході, якщо $l_i > x_{p-n}$, ймовірність ударної іонізації електронів і дірок невелика, тобто більшість носіїв проходить запірний шар переходу без іонізації атомів напівпровідника. Якщо $l_i \leq x_{p-n}$, кожен з носіїв заряду може генерувати електронно-діркову пару і процес набуває лавинного характеру. Напруга, за якої повинен швидко зростати струм, називається напругою лавинного пробоя ($U_{л.пр}$).

Якщо ширина збідненої області р-п-переходу відома, то напругу лавинного пробоя ($U_{л.пр}$) несиметричного різкого р-п-переходу можна визначити за формулою:

$$U_{л.пр} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E_{\max}^2}{2qN^*}; \quad (2.82)$$

для лінійного р-п-переходу:

$$U_{л.пр} = \frac{4E_{\max}^{3/2}}{3} \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q}\right)^{1/2} a^{-1/2}, \quad (2.83)$$

де N^* – концентрація іонізованих атомів домішки у слабологованій області переходу; α – градієнт концентрації домішки; E_{max} – максимальна напруженість електричного поля в р–n-переході.

Процеси лавинного розмноження носіїв заряду в р-n-переході призводять до того, що на відріжку шляху (dx) в ОПЗ р-n-переходу на кожний носій заряду їх концентрація збільшується в α разів, тобто на шляху dx електрони створюють αdx електронно-діркових пар. Внаслідок цього густина зворотного струму діода зростає на таке значення:

$$\Delta J = J_{зв} \int_0^{x_{p-n}} \alpha dx, \quad (2.84)$$

і дорівнює

$$J_{зв} = J_S + \Delta J = J_S + J_{зв} \int_0^{x_{p-n}} \alpha dx, \quad (2.85)$$

де $J_{зв}$ – густина зворотного струму; J_S – густина струму насичення.

З виразу (2.85) густина струму насичення визначається так:

$$J_S = J_{зв} - J_{зв} \int_0^{x_{p-n}} \alpha dx = J_{зв} \left(1 - \int_0^{x_{p-n}} \alpha dx \right). \quad (2.86)$$

Відношення густини зворотного струму до густини струму насичення будемо називати коефіцієнтом лавинного

розмноження. Цей коефіцієнт вказує, у скільки разів зростає зворотний струм діода порівняно зі струмом насичення:

$$\frac{J_{зв}}{J_S} = \frac{1}{1 - \int_0^{x_{p-n}} \alpha dx} = M. \quad (2.87)$$

Коефіцієнт лавинного розмноження задається емпіричною формулою

$$M = \left[1 - \left(\frac{|U|}{U_{л.нр}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (2.88)$$

де U – прикладена до діода напруга, яка не перевищує напругу пробою; n – значення, що визначається експериментально і залежить від ступеня легування p - і n -областей. Зворотний струм діода

$$I_{зв} = I_S \left[1 - \left(\frac{|U|}{U_{л.нр}} \right)^n \right]^{-1}. \quad (2.89)$$

Як видно з (2.89), зворотний струм прямує до безмежності, якщо $U=U_{л.нр}$. Однак практично зворотний струм діода обмежується опором зовнішнього кола.

Частіше буває відома не концентрація домішки в базі діода, а її питомий опір, тобто питомий опір вихідного матеріалу. Тому, враховуючи зв'язок концентрації домішки або концентрації основних носіїв заряду з питомим опором, напругу лавинного пробою ($U_{л.нр}$) можна визначити з такого виразу:

$$U_{л.нр} = C\rho^m. \quad (2.90)$$

Емпіричні коефіцієнти C і m різні не тільки для діодів із різних матеріалів, але і для діодів із одного й того самого матеріалу (p^+ - n - і n^+ - p - переходів), що пов'язано з неоднаковими рухливостями електронів і дірок у напівпровідниках.

Для кремнієвих p^+ - n -переходів $U_{л.нр}=96\rho^{0,78}$; n^+ - p -переходів $U_{л.нр}=48\rho^{0,78}$; для германієвих p^+ - n -переходів $U_{л.нр}=100\rho^{0,8}$, n^+ - p -переходів. $U_{л.нр}=55\rho^{0,8}$, де ρ – питомий опір бази, Ом·см.

Отже, на відміну від тунельного, лавинний пробій спостерігається в діодах, виготовлених на основі напівпровідників із великими питомим опором. Напряга лавинного пробію має додатний температурний коефіцієнт, тобто зростає з підвищенням температури (рис. 2.9), оскільки з підвищенням температури зменшується довжина вільного пробігу, а отже, і енергія, яку носій заряду може набутися на відрізу шляху в електричному полі. Відповідно, для підтримання лавинного процесу необхідно збільшити напруженість електричного поля, а значить, прикладену напругу.

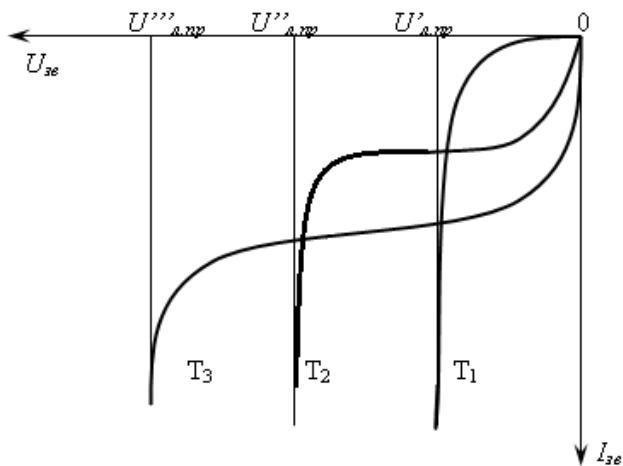


Рис. 2.9. ВАХ діода під час лавинного пробою для різних температур $T_1 < T_2 < T_3$

Процес лавинного розмноження носіїв заряду домінує в тих діодах, для яких $U_{л.пр} > 6$ В. Якщо ж значення $U_{пр}$ лежить в інтервалі 5÷8 В, то пробій зумовлений одночасним існуванням тунельного і лавинного механізмів пробою.

2.3.3. Тепловий пробій діода

Під час подання на діод зворотної напруги, яка практично повністю падає на р–п-переході, через нього протікає невеликий зворотний струм і на діоді виділяється потужність:

$$P_{вид} = I_{зв} U_{зв}. \quad (2.91)$$

В області р–п-переходу відбувається розігрів і виникає потік тепла через напівпровідникову структуру і корпус діода в довкілля.

Потужність, що відводиться від р-п- переходу в результаті теплопровідності і подальшого розсіювання тепла в довкілля, пропорційна перегріву р-п- переходу $(T-T_0)$ і обернено пропорційна тепловому опору конструкції діода:

$$P_{роз} = \frac{T - T_0}{R_T} = \frac{\Delta T}{R_T}, \quad (2.92)$$

де R_T – тепловий опір діода між р–п- переходом і довкіллям, який визначається потужністю, що відводиться від переходу в довкілля за різниці температур між ними на один градус; T_0 – температура довкілля.

Через деякий час після подачі на діод зворотної напруги встановлюється рівновага між теплом, що виділяється і розсіюється в діоді:

$$I_{зв} U_{зв} = \frac{T - T_0}{R_T} = \frac{\Delta T}{R_T}. \quad (2.93)$$

Під час збільшення зворотної напруги потужність, що виділяється в р–п- переході зростає. Це призводить до підвищення температури переходу, що стимулює подальше зростання зворотного струму і розсіюваної потужності. Зумовлене цим лавиноподібне підвищення температури призводить до виходу з ладу діода, тобто настає тепловий пробій.

Для того, щоб оцінити вплив зміни температури на значення зворотного струму діода, введемо поняття температурного коефіцієнта зворотного струму:

$$\alpha = \frac{I}{I_{36}} \frac{dI_{36}}{dT}. \quad (2.94)$$

Розглянемо випадок, коли зворотний струм визначається струмом насичення, однак знехтуємо незначною залежністю від температури концентрації домішки, дифузійної довжини і часу життя носіїв заряду:

$$I_{36} = I_0 \exp[\alpha(T - T_0)], \quad (2.95)$$

де I_0 – зворотний струм через діод за температури T_0 .

З виразу (2.95) визначаємо перегрівання p-n- переходу:

$$\Delta T = T - T_0 = \left(\frac{1}{\alpha} \right) \ln \left(\frac{I_{36}}{I_0} \right). \quad (2.96)$$

Потужність, що розсіюється діодом, збільшується з підвищенням зворотного струму:

$$P_{\text{роз}} = \frac{\Delta T}{R_T} = \frac{1}{\alpha R_T} \ln \frac{I_{36}}{I_0}. \quad (2.97)$$

З рівняння (2.93) теплового балансу будемо мати:

$$U_{36} = \frac{1}{\alpha R_T I_{36}} \ln \frac{I_{36}}{I_0}. \quad (2.98)$$

Вираз (2.98) є рівнянням ВАХ діода для області теплового пробою. З підвищенням температури доквілля крив (рис. 2.10), зміщуються в область менших напруг. Необхідно зазначити, що під час теплового пробою на ВАХ спостерігається ділянка з від'ємним диференціальним опором:

$$r_{p-n} = \frac{dU_{3\phi}}{dI_{3\phi}} = \frac{1}{\alpha R_T I_{3\phi}^2} \left(1 - \ln \frac{I_{3\phi}}{I_0} \right). \quad (2.99)$$

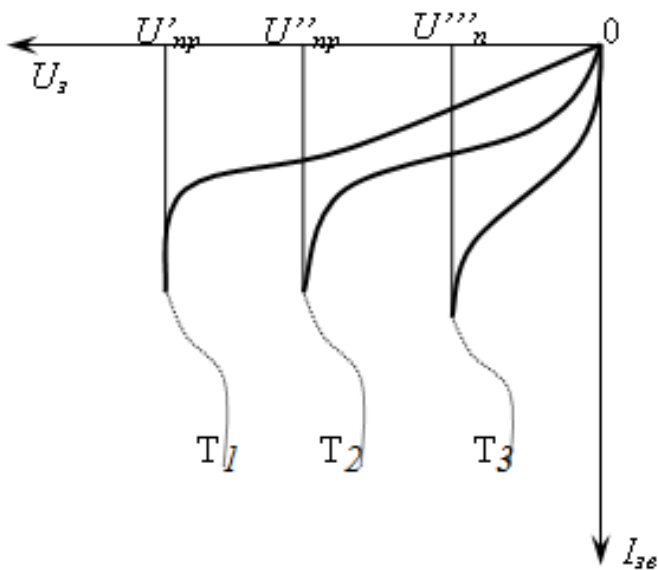


Рис. 2.10. ВАХ діода в області теплового пробою за різних температур доквілля: $T_3 > T_2 > T_1$

Під час теплового пробою $dU_{3\phi}/dT=0$. Після диференціювання формули (2.97) отримуємо:

$$1 - \alpha(T - T_0) = 0. \quad (2.100)$$

Звідси температура р–п- переходу під час теплового пробую

$$T = T_0 + \frac{1}{\alpha}. \quad (2.101)$$

Для напівпровідникових діодів значення температурного коефіцієнта зворотного струму має порядок $0,1 \text{ K}^{-1}$, тобто під час теплового пробую температура р–п-переходу перевищує температуру довкілля приблизно на 10 К. З настанням теплового пробую і подальшим зростанням зворотного струму температура р–п- переходу може значно підвищитись, досягаючи значення температури плавлення напівпровідникового матеріалу.

Якщо отримане значення температури р–п- переходу при тепловому пробую підставити у формулу (2.98), то вираз для визначення напруги теплового пробую матиме такий вигляд:

$$U_{np} = \frac{1}{\alpha R_T I_0 q} = (2,72 R_T \alpha I_0)^{-1}. \quad (2.102)$$

Отже, пробивна напруга під час теплового пробую діода визначається зворотним струмом діода, температурним коефіцієнтом зворотного струму, тепловим опором і буде тим вищою, чим менші тепловий опір і зворотний струм діода. З підвищенням температури довкілля напруга пробую знижується, оскільки зростає зворотний струм діода. Тепловий пробій інколи настає після лавинного або тунельного пробую, коли зворотний струм діода досягає достатнього значення. Здебільшого тепловий пробій локалізується в деяких “слабких” місцях р–п-переходу, тобто утворюється “шнур” – локальне

підвищення густини струму, що призводить до локального руйнування р–n- переходу і виходу діода з ладу.

2.4. Функціональні властивості діодних структур

2.4.1. Випрямні діоди

Прилади, за допомогою яких здійснюється претворення змінного струму в постійний, називають випрямними. Ця структура містить електричний перехід, на якому відбувається випрямлення, і два омичних контакти, за допомогою яких з'єднуються електроди з областями гомо- або гетеропереходу.

Більшість структур мають несиметричний електронно – дірковий перехід, тобто такий перехід, в якому області р- і n-типу провідності значно відрізняються рівнем легування. Це зумовлює кількісну перевагу неосновних носіїв, що інжектуються з сильнолегованої області, над інжектуючими неосновними носіями зі слаболегованої області.

Основні матеріали, з яких виготовляють випрямлячі, - германій, кремній, арсенід галію. Рідко використовуються селен, карбід кремнію та інші.

Кремнієві та арсенідгалієві випрямляючі діоди можуть працювати при підвищених температурах і допускають перегрівання до 150-200 °С. Вони мають низькі значення зворотних струмів і високі пробивні напруги.

Для одержання високовольтних діодів база повинна бути високоомною, що дозволяє одержати широку область просторового заряду. Але ріст опору бази обмежує величину прямих струмів.

Якщо порівнювати з германієвими діодами, то на кремнієвих прямий спад напруги більший, що зумовлено більшою контактною різницею потенціалів. Кремнієві діоди мають значно менший струм насичення і більший опір бази, що зумовлено меншою рухливістю носіїв у Ge порівняно з Si. Тому при однаковому прямому струмі потужність, що розсіюється на кремнієвому діоді, більша.

Основна властивість випрямляча полягає в тому, що його опір сильно залежить від напрямку прикладеної напруги. Це пов'язано з тим, що під дією зовнішнього поля змінюється висота потенційного бар'єра переходу.

Прямий опір діода на постійному струмі

$$R_{np} = \frac{U_{np}}{I_{np}} \approx \frac{U_{нас}}{I_{нас}} e^{\frac{qU_{np}}{nkT}}, \quad (2.103)$$

зворотний опір —

$$R_{зв} = \frac{U_{зв}}{I_{зв}} \approx \frac{U_{нас}}{I_{нас}}. \quad (2.104)$$

Коефіцієнт випрямлення на постійному струмі

$$k = \frac{I_{np}}{|I_{зв}|} \Big|_{U_{np}=U_{зв}} = \frac{R_{зв}}{R_{np}} = e^{\frac{qU_{np}}{nkT}}. \quad (2.105)$$

Диференційний опір у прямому і зворотному напрямках для малого змінного сигналу

$$r_{np} = \frac{dU_{np}}{dI_{np}} = \frac{nkT}{qI_{np}}, \quad (2.106)$$

$$r_{зв} = \frac{dU_{зв}}{dI_{зв}} = \frac{nkT}{qI_{нас}} \cdot e^{\frac{q|U_{зв}|}{nkT}}, \quad (2.107)$$

а коефіцієнт випрямлення

$$k = \frac{r_{зв}}{r_{пр}} = \frac{I_{пр}}{I_{нас}} e^{\frac{q|U_{зв}|}{nkT}}. \quad (2.108)$$

При великих струмах і високих опорах об'єму напівпровідника вольт-амперна характеристика набирає такого вигляду:

$$I = I_{нас} e^{\frac{q(U-IR)}{kT}}, \quad (2.109)$$

IR – спад напруги на послідовно ввімкненому до переходу омичному опорі.

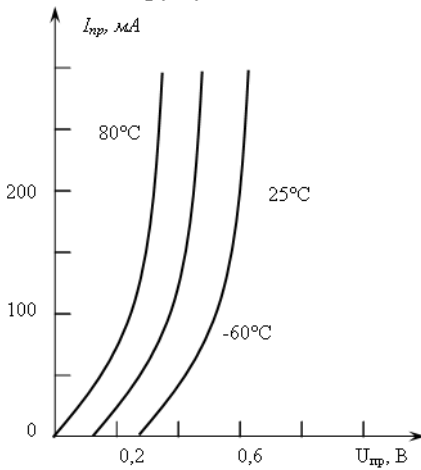
Цей опір відносно переходу буде послідовним, тому при великих струмах у прямому напрямку пряма гілка вольт-амперної характеристики буде описуватись не експоненційним (або квадратичним), а лінійним законом.

Частотний діапазон Ge і Si випрямних діодів невеликий. Частота промислового змінного струму складає 50 Гц. Випрямні діоди можуть працювати до частот порядку десятків КГц.

Основна характеристика випрямного діода – вольт-амперна. З ростом температури збільшується як прямий, так і зворотний струми кремнієвого діода (рис. 2.11). Підвищення температури впливає на допустимі значення прямого струму і зворотної напруги (рис. 2.12). Частотна залежність прямого струму (рис. 2.13) змінюється під дією температури.

Основні параметри випрямних діодів:

- $I_{зв}$, мкА – зворотний струм, при деякій величині зворотної напруги;
- $U_{пр.,В}$ – спад напруги на діоді при деякому значенні прямого струму через нього;
- ΔT – робочий діапазон температур;
- k – коефіцієнт випрямлення при $U = \pm 1В$;
- $f_{гр}$, кГц – гранична частота, до якої можлива робота діода, без зменшення випрямного струму.



a)

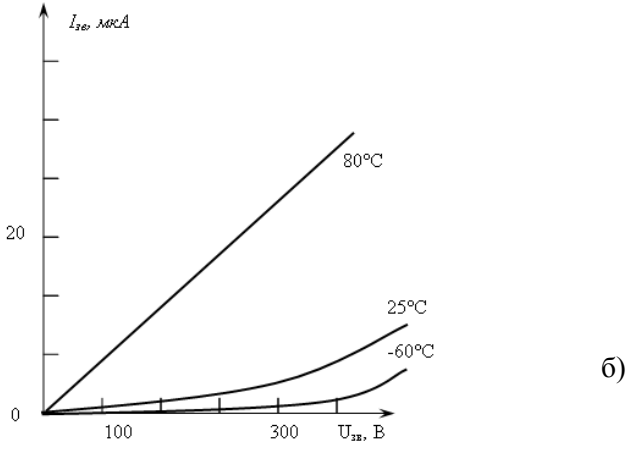
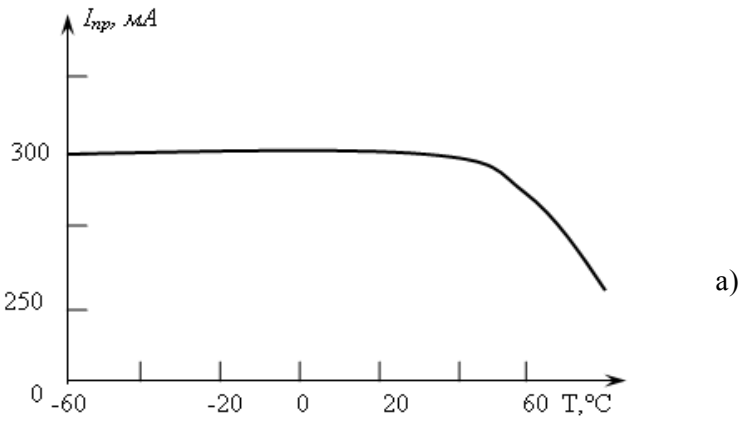


Рис. 2.11. Вплив температури на прямі а)– і зворотні б)–гілки ВАХ діода МД226 (А,Е).



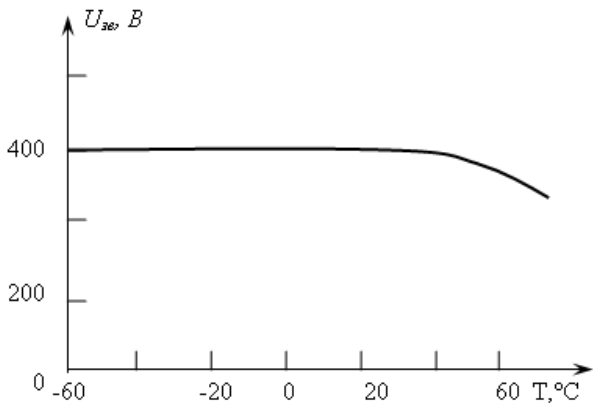


Рис. 2.12. Температурна залежність прямого струму і зворотної напруги діода МД226

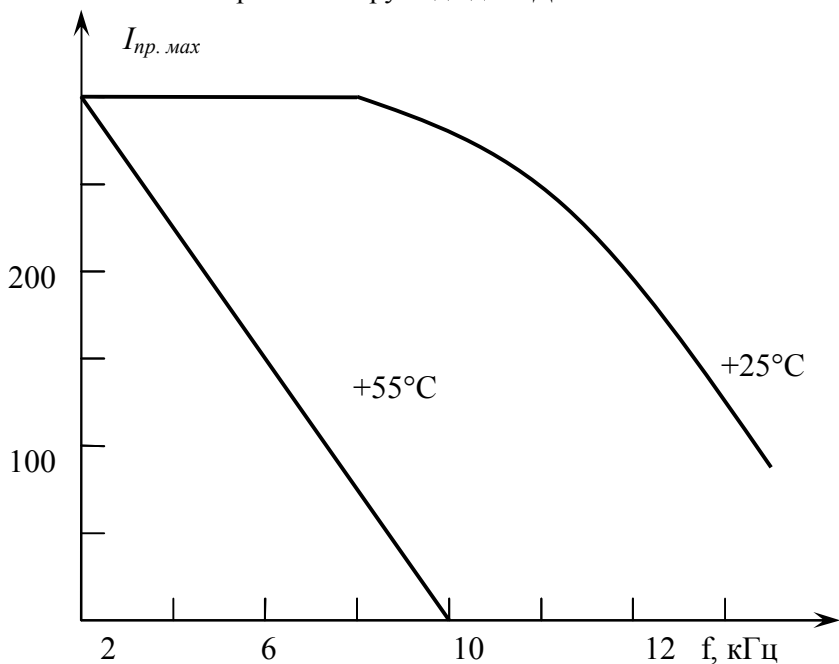
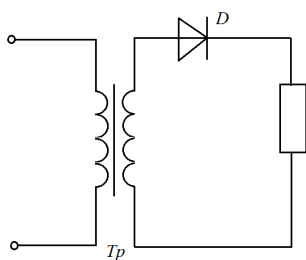
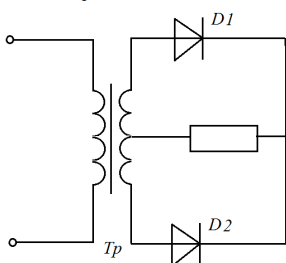


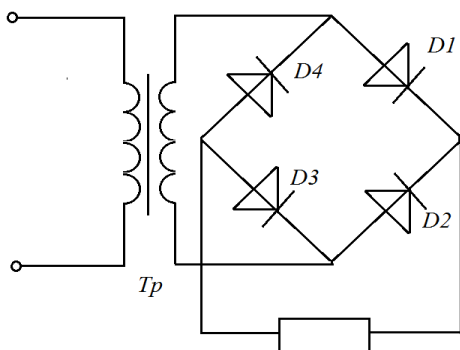
Рис. 2.13. Залежність максимального прямого струму діода МД226 (А, Е) від частоти



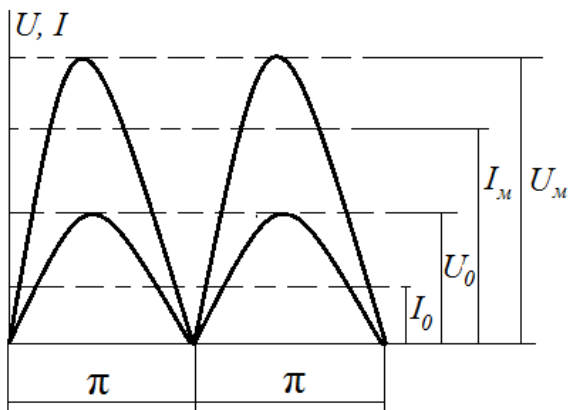
a)



б)

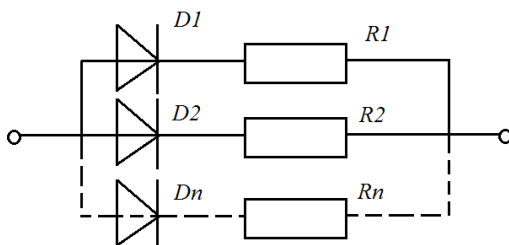


в)

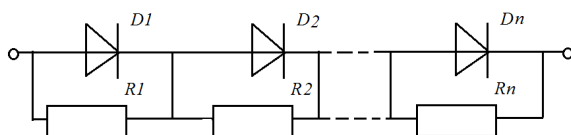


з)

Рис. 2.14. Схеми випрямлень: однапівперіодного а)- і б), в) – двопівперіодних



а)



б)

Рис. 2.15. Схеми з'єднань діодів: а–паралельне, б–послідовне.

Граничні експлуатаційні параметри:

- середній прями́й стру́м;
- імпульсний прями́й стру́м;

- частота без зниження електричних режимів;
- температура навколишнього середовища;
- середня пряма розсіююча потужність;
- середня зворотна розсіююча потужність.

У випрямних пристроях використовують схеми: однопівперіодного випрямлення (рис.2.14, а), двопівперіодного випрямлення з середньою точкою (рис.2.14, б) або мостову (рис.2.14, в).

У схемі з середньою точкою струм проходить через опір навантаження в обидва півперіоди в одному напрямку.

При однакових амплітудах струму значення імпульсів U_m , постійні складові струму і напруги I_0 і U_0 у двопівперіодній схемі випрямлення у два рази більші, ніж в однопівперіодній (рис. 2.14, г).

Якщо врахувати, що в прямому напрямку ввімкнено діод D_1 , то, нехтуючи падінням напруги на ньому, одержимо, що до діода D_2 прикладена напруга, яка знімається з усієї вторинної обмотки трансформатора Tr . Максимальне значення цього зміщення дорівнює подвійному значенню напруги на одній половині вторинної обмотки.

Використовуючи мостову схему випрямлення для одержання заданого струму I_0 і напруги U_0 , на вторинній обмотці потрібна напруга, як на одній половині вторинної обмотки трансформатора у двопівперіодній схемі з середньою точкою.

Отже, зворотна напруга на діоді в мостовій схемі менша, ніж у схемі з середньою точкою, у два рази.

Якщо потрібно використати випрямний діод у схемах, де випрямлений струм перевищує максимально допустимі значення струму через один діод або зворотна напруга перевищує максимально допустимі значення зворотного

зміщення одного діода, то однотипні діоди з'єднують паралельно або послідовно (рис. 2.15.). Для одержання великих струмів діоди з'єднують паралельно. Щоб вирівняти струми, послідовно з кожним діодом вмикають додатковий опір. Ці додаткові опори спричиняють збільшення прямих втрат. У схемах із високими напругами використовують кілька діодів, з'єднаних послідовно і шунтованих опорами. Величина опору береться значно меншою, ніж опір діода, ввімкненого у зворотному напрямку.

2.4.2. Імпульсні і високочастотні діоди

Напівпровідниковий діод, який має малу тривалість перехідних процесів (≤ 1 мкс), називають *імпульсним*.

Перемикання діода з прямого зміщення на зворотне приводить до того, що в перший момент через діод тече струм значно більший, ніж струм насичення. Однією із причин є накопичення інжекттованих неосновних носіїв заряду в базі. Розсмоктування носіїв відбувається внаслідок рекомбінації і витягуванням полем їх із переходу. Отже при перемиканні діода з відкритого стану в закритий його зворотний опір деякий час менший, ніж визначений у статичному режимі. Тому для відновлення зворотного опору діода потрібний деякий час.

Накопичення неосновних носіїв буде тим більшим, чим більший струм проходить через діод у прямому напрямку.

Другим параметром імпульсного діода є час встановлення прямого опору діода. Це час від початку імпульсу прямого струму до такого моменту, коли напруга на діоді зменшується до 1, 2 від встановленого значення.

Імпульсні високочастотні діоди можуть бути точковими і площинними. Застосовуються сплавні, дифузійні, мікросплавні, епітаксійно-планарні діоди, а також із бар'єром Шотткі.

Деякі умовні позначення цих діодів:

Ge (Д20, Д310, Д311, ІД507, ІД508, ГД511);

Si (Д219, 2Д412, 2Д503, 2Д507, 2Д509);

GaAs (АД516, 3Д527).

Електричні параметри імпульсних діодів:

- час встановлення зворотного опору;
- заряд перемикання;
- загальна ємність діода;
- імпульсна пряма напруга;
- імпульсний прямий струм.

Основною характеристикою імпульсних діодів є їх перехідна характеристика. Вона відтворює процес відновлення зворотного струму і зворотного опору діода при дії на нього імпульсної напруги оберненої полярності.

Форми імпульсів напруги і струму, що підведені до діода і що знімаються з нього подані на рис. 2.16. Характеристики імпульсних діодів наведені на рис. 2.17.

Високочастотні діоди призначені для роботи на частоті декілька десятків МГц і більше. Основна вимога до них полягає в тому, що вони повинні бути малоінерційними. Ця вимога може забезпечуватись малим часом життя неосновних носіїв і малим значенням бар'єрної ємності переходу.

Еквівалентна схема ВЧ-діода наведена на рис. 2.18.

При досить великих прямих струмах опір об'єму напівпровідника R_V стає більшим, ніж опір переходу R_d (лінійна ділянка ВАХ).

Об'ємний опір високочастотних діодів визначається як

$$R_V = \frac{1}{2\pi\sigma r}, \quad (2.110)$$

де r – радіус напівсферичного контакту; σ – питома електропровідність напівпровідника.

Якщо контакт має форму круга, то:

$$R_V = \frac{1}{4\sigma r}, \quad (2.111)$$

де r – радіус круга площинного контакту.

Конструкція високочастотних діодів виготовлених на основі контакту метал – напівпровідник, зображені на рис. 2.19. Вольтамперна характеристика ВЧ – діода відрізняється від ВАХ звичайного тільки струмом насичення, який має вигляд:

$$I_{нас} = 2\pi\sigma q_n \left[D_p p_{n0} \left(\frac{r_k}{r_k - r_n} \right) + D_n n_{p0} \left(\frac{r_p}{r_n - r_p} \right) \right], \quad (2.112)$$

де r_n , r_p , r_k – радіуси кривизни, що одержуються для точкового контакту з напівсферичною формою.

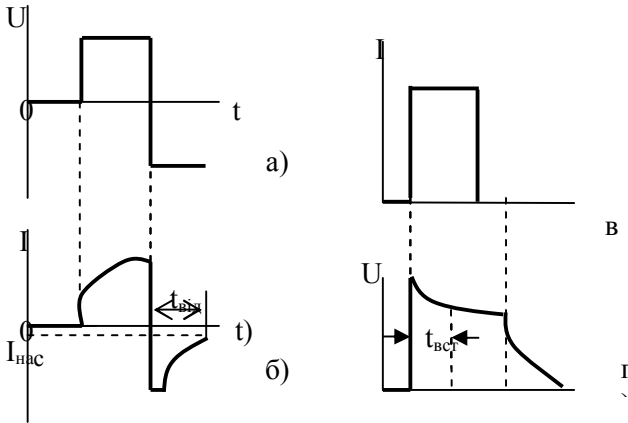


Рис. 2.16. Форми імпульсів U і I ; а, в – які підведено до імпульсного діода; б, г – які знімаються з діода; $t_{від}$ – час відновлення опору; $t_{вст}$ – час встановлення напруги

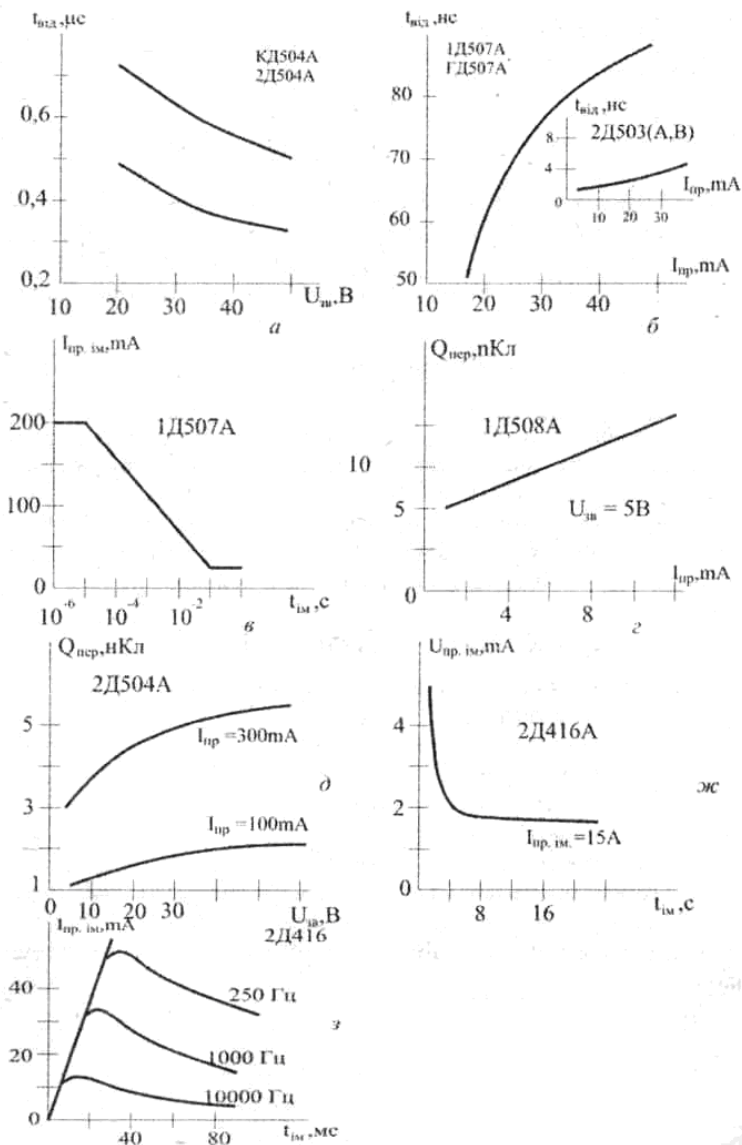


Рис. 2.17. Характеристики імпульсних діодів

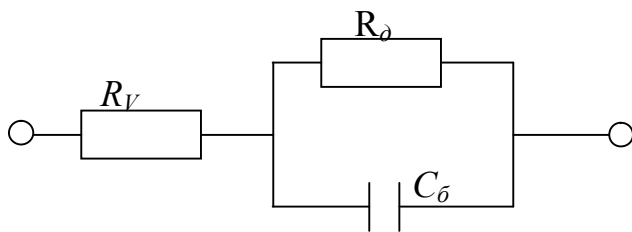


Рис. 2.18. Еквівалентна схема високочастотного діода

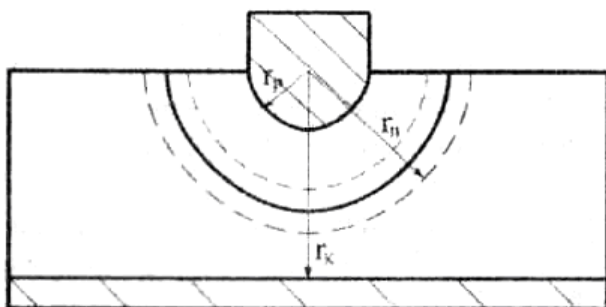


Рис. 2.19. Конструкції випрямляючих контактів ВЧ – діодів (1 – напівпровідник; 2 – метал; 3 – збіднена носіями область)

Повний опір переходу

$$R = \frac{r}{(1 + i\omega \cdot \tau_p)} = \frac{1}{(R_a^{-1} + i\omega \cdot C_p)}, \quad (2.113)$$

$$R_a = \frac{\sqrt{2}R_g}{W \cdot \tau_p}, \quad C_D = \frac{\left(\tau_p/W\right)^{1/2}}{\sqrt{2}R_g}, \quad (2.114)$$

де R_g – диференційний опір; C_D – дифузійна ємність; W – товщина бази; τ_p – час життя дірок.

Ці співвідношення використовуються тільки для точкових діодів.

Для ВЧ діодів створюють ще структури, в яких достатньо тонкий шар базової області легується нерівномірно, внаслідок чого утворюється вбудоване електричне поле, яке прискорює рух неосновних носіїв заряду, тому час проходження їх через базову область скорочується. Біля базового контакту створюються умови виникнення великої швидкості поверхневої рекомбінації.

2.4.3. Надвисокочастотні діоди

До надвисокочастотних належать діоди:

- змішувальні,
- детекторні,
- параметричні,
- перемикаючі й обмежуючі,
- помножуючі,
- генераторні.

Існуючі конструкції НВЧ – діодів забезпечують роботу в сантиметровому і міліметровому діапазонах (300 МГц....300 ГГц).

Для характеристики НВЧ – діодів використовують електричні параметри:

- втрати перетворення,
- випрямлений струм,
- нормований коефіцієнт шуму діода,
- коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі,
- вихідний опір.

Граничні експлуатаційні параметри:

- розсіююча потужність,
- розсіююча потужність при короткочасній дії,
- температура навколишнього середовища.

Втрати перетворення - це величина, яка визначається відношенням потужності НВЧ – сигналу на вході діода до потужності сигналу проміжної частоти на його виході.

$$L = 10 \lg \left(\frac{P_{НВЧ}}{P_{НЧ}} \right), \quad (2.115)$$

або

$$L = 10 \lg \left(\frac{m^2 P_{сер} R_H}{U^2} \right), \quad (2.116)$$

де L – втрати перетворення (дБ); $P_{сер}$ – середня потужність, що підводиться до діода; R_H – опір навантаження діода; U – ефективна напруга частоти модуляції на R_H .

Випрямлений струм характеризує випрямні властивості діода на НВЧ, інакше - це постійний струм, який протікає у вихідному колі діода під дією НВЧ – потужності. Зменшення випрямленого струму свідчить про зростання втрат перетворення.

Коефіцієнт шуму

$$F = \frac{\left(\frac{P_{\text{сигн}}}{P_{\text{ш}}} \right)_{\text{вх}}}{\left(\frac{P_{\text{сигн}}}{P_{\text{ш}}} \right)_{\text{вих}}}, \quad (2.117)$$

де $\left(\frac{P_{\text{сигн}}}{P_{\text{ш}}} \right)_{\text{вх}}$ – відношення потужностей сигналу і шуму на вході

діода; $\left(\frac{P_{\text{сигн}}}{P_{\text{ш}}} \right)_{\text{вих}}$ – відношення потужностей сигналу і шуму на виході діода.

Коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі – це відношення максимальної напруженості електричного поля основної гармоніки до мінімальної у хвилеводі, навантаженням якого є камера з детектором.

$$K_{\text{сх}} = \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{мін}}}. \quad (2.118)$$

Вихідний опір - це диференційний опір детектора в робочому режимі на проміжній частоті.

В еквівалентні схемі НВЧ (рис. 2.20), враховано індуктивність електродів L_k і ємність корпусу C_K . Залежність електричних параметрів від неперервно падаючої потужності наведено на рис. 2.21.

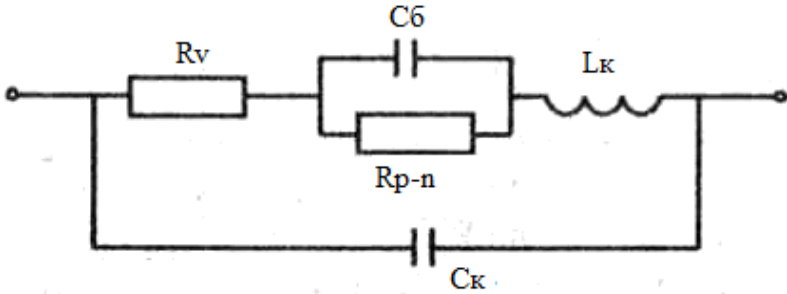


Рис. 2.20. Еквівалентна схема НВЧ – діода

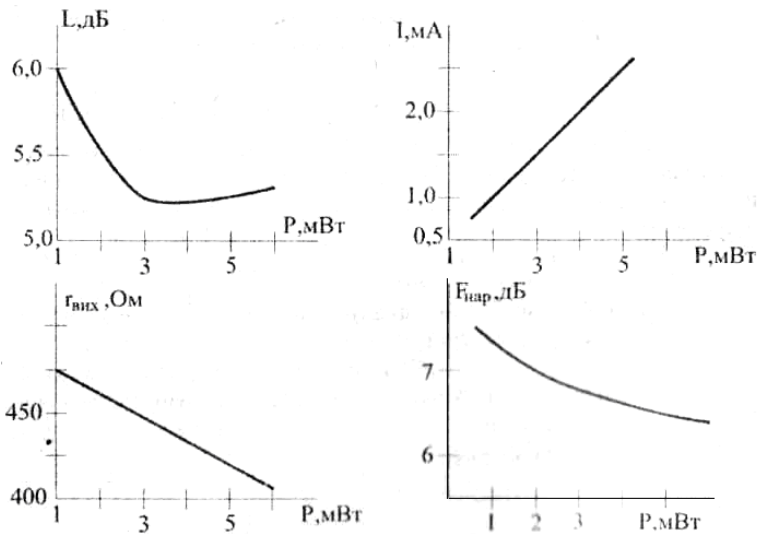


Рис. 2.21. Залежність параметрів НВЧ – діода від потужності

Статичні ВАХ НВЧ-діодів відрізняються від статичних характеристик точкових ВЧ-діодів. НВЧ-діоди виготовляють із сильнолегованих напівпровідників, а тому пробивна напруга цих діодів значно менша. Змішувальний діод оцінюється якістю напівпровідникового матеріалу, з якого виготовляється

$$M = \left(\frac{r}{\mu_n} \right) \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{n_n} \right)^{1/2}, \quad (2.119)$$

де r – радіус контакту; μ_n , n_n – рухливість і концентрація основних носіїв.

Для змішувального діода, крім параметрів, вказаних вище, застосовують вхідний (відносно сигналу) і вихідний (відносно проміжної частоти) опори. Змішувальні діоди використовують у хвилеводній техніці, а тому важливими є реактивні властивості цих діодів.

Детекторні діоди призначені для детектування радіоімпульсів НВЧ – коливань, для роботи з високими рівнями потужності в широкому діапазоні частот. Параметром, що додатково характеризує детектор, є добротність:

$$Q = \frac{\left(R_p I_0 / P_{\text{вх}} \right)}{\left(R_p t_{\text{ш}} + R_{\text{ш}} \right)}, \quad (2.120)$$

де $t_{\text{ш}}$ – температура шумів; R_p – опір в робочій точці; $R_{\text{ш}}$ – еквівалентний шумовий опір (1000 Ом).

$$\text{Температура шумів} \quad t_{\text{ш}} = \frac{T_1}{T_0}, \quad (2.121)$$

де T_0 – температура, при якій порівнюють опір діода з еквівалентним опором (часто беруть $T_0=293\text{K}$); $T_1 > T_0$.

Відношення випрямленого струму до підведеної НВЧ – потужності ($I_{\text{в}}/P_{\text{вх}}$) називають *чутливістю за струмом*.

2.4.4. Перемикаючі й помножуючі діоди

Перемикаючі діоди застосовують для керування НВЧ – потужністю. У них використовується різка зміна опору діода до змінного струму. Розрізняють резонансні й нерезонансні перемикаючі діоди.

Резонансні перемикаючі діоди при прямому зміщенні мають малий активний опір переходу, шунтований бар'єрною ємністю. Діод можна розглядати як паралельний коливний контур, що при прямому зміщенні для НВЧ–сигналу певної частоти буде мати великий опір. Резонансна частота $\omega = 1/\sqrt{LC_{корп}}$ (рис.2.22).

Якщо подати зворотне зміщення, то маємо послідовний контур, що складається з індуктивності L , бар'єрної ємності $C_б$ і послідовного опору R_v . Послідовний контур шунтується ємністю корпусу діода і для НВЧ–сигналу резонансної частоти складає малий опір.

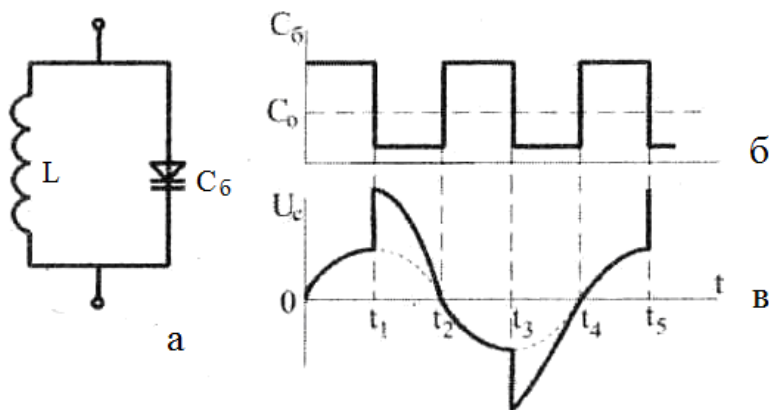


Рис. 2.22. Схеми: а– коливного ланцюга; б– часові діаграми ємності; та в– напруги

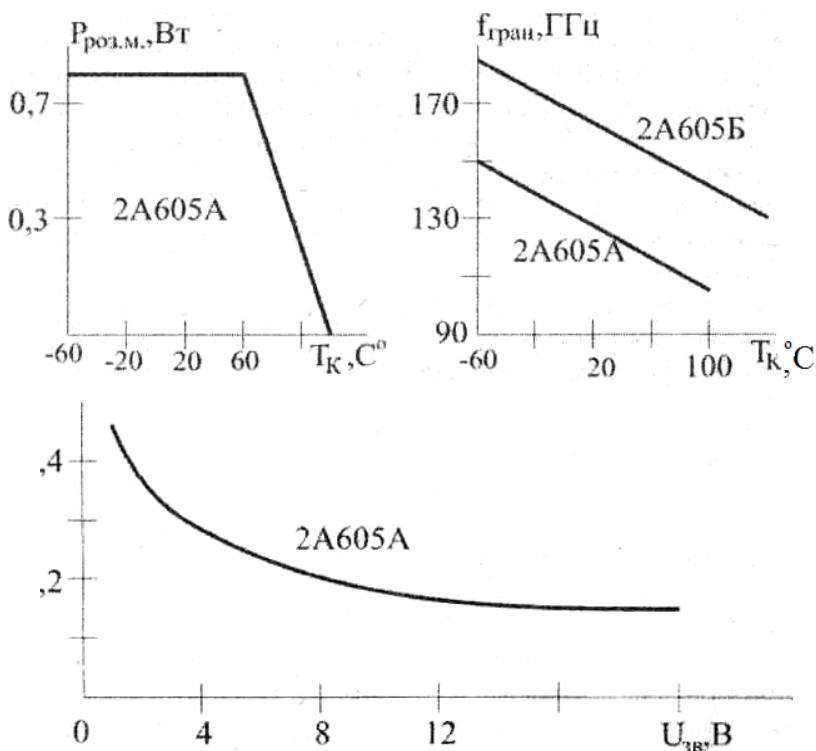


Рис. 2.23. Характеристики помножуючого діода

Таким чином, перемикання діода зі стану паралельного резонансу в стан послідовного резонансу змінює повний опір і закриває або відкриває тракт для НВЧ-потужності.

Нерезонансні перемикаючі діоди мають малий опір для НВЧ-сигналу при прямому і великий - при зворотному зміщенні.

До конструкції нерезонансних перемикаючих діодів висовуються вимоги - зменшення індуктивності, ємності р-п-переходу і ємності корпусу. Застосування мезаструктур дозволяє зменшити ємність р-п-переходу, відмовитися від

контактної пружинки і від корпусу. Перемикання на НВЧ може здійснюватись за допомогою тунельних діодів. Якщо обмеження імпульсів напруги здійснюється з використанням лавинного пробою, то такі перемикаючі діоди є *обмежуючими*. Вони призначені для обмеження імпульсів напруги.

Помножуючі НВЧ-діоди призначені для помноження частоти і характеризуються потужністю певної гармоніки при заданому значенні потужності основної гармоніки, що подається на діод.

Електричні параметри:

- гранична частота,
- загальна ємність,
- ємність корпусу,
- індуктивність діода,
- постійний зворотний струм.

Граничні експлуатаційні дані:

- постійна зворотна напруга,
- розсіююча потужність,
- температура переходу і навколишнього середовища.

Деякі характеристики помножуючого діода наведені на рис. 2.23.

Генераторні діоди будуються на використанні ефектів Ганна, лавинно-перелітного і тунельного діодів.

Імпульсні, ВЧ- і НВЧ-діоди повинні мати малий час зворотного опору. Час встановлення можна значно зменшити введенням у напівпровідник домішок, утворюючи центри рекомбінації (в Si домішка Au). Час встановлення прямо пропорційний часу життя носіїв заряду, але його не вдається звести до нескінченно малої величини у зв'язку з тим, що зворотний генераційний струм пропорційний концентрації рекомбінаційних центрів. У деяких прямозонних напівпровідників час життя неосновних носіїв менше, ніж в Si.

Тому діоди з GaAs володіють надвисокою швидкістю перемикання і мають час встановлення $\leq 0,1$ нс.

2.4.5. Діоди Шотткі

Широке застосування в техніці ВЧ і НВЧ знайшли діоди Шотткі, детектуючі властивості яких зумовлені контактом метал–напівпровідник. Використовується низькоомний напівпровідник n-типу електропровідності. На шарі n^+ -типу вирощується епітаксійний високоомний шар n-типу. Робота виходу електрона з напівпровідника менша, ніж робота виходу з металу. Електрони переходять з напівпровідника в метал, внаслідок чого концентрація їх біля поверхні напівпровідника зменшується. Біля переходу утворюється збіднений електронами шар із позитивним об'ємним зарядом іонізованих атомів донорних домішок. Метал заряджається негативно. Виникає контактна різниця потенціалів, яка створює вигин зон у приповерхневій області напівпровідника (рис. 2.24). У діодах Шотткі струм переноситься основними носіями заряду, відсутні – інжекція неосновних носіїв, процеси накопичення і розсмоктування заряду. Все це підвищує швидкодію приладу.

ВАХ діодів Шотткі для широкого діапазону струмів майже ідеальна, тобто відповідає виразу

$$j = j_{нас} (e^{qU/kT} - 1), \quad (2.122)$$

де $j_{нас} = AT^2 (e^{-q\phi_s/kT} - 1)$, – струм насичення

Для контакту сильнолегованого напівпровідника з металом при зворотному зміщенні дно зони провідності може

бути нижче, ніж рівень Фермі в металі. А тому носії можуть тунелювати з металу крізь потенціальний бар'єр у зону провідності напівпровідника

2.4.6. Діоди з накопиченням заряду

Якщо виготовити р–п-перехід шляхом дифузії акцепторної домішки в напівпровідник п-типу провідності, то можна одержати плавний розподіл домішок. Концентрація електронів у базі діода буде зростати у глиб від р–п-переходу. Внаслідок цього в базі електрони під дією градієнта концентрації, при відсутності зовнішньої напруги, будуть рухатись до р–п-переходу, залишаючи некомпенсованими позитивні заряди атомів домішки. Енергетична діаграма такого р-п-переходу з вбудованим у базовій області електричним полем наведена на рис. 2.25.

При прямому зміщенні відбувається інжекція дірок в базу діода. Електричне внутрішнє поле бази діода перешкоджає дифузії дірок у глиб бази. Тому в базі, близько р–п-переходу, відбувається накопичення неосновних носіїв заряду.

Якщо перемакнути перехід із прямого зміщення на зворотне, то дірки витягуються з бази значно швидше внаслідок того, що вони зосереджені біля технологічної межі р–п-переходу, а також тому, що електричне поле бази прискорює їх рух у напрямку переходу. Після перемикавання з прямого на зворотне зміщення струм в оберненому напрямку триває короткий час. Як тільки заряд розсмокчеться, відбуваються різка відсічка струму (майже миттєве встановлення). Час відсічки припадає на пікосекундний діапазон, а тому фронт вимкнення містить велику кількість гармонік. Ці діоди використовують як генератори гармонік і в пристроях формування імпульсів.

Формування імпульсів можна здійснити за допомогою схеми (рис. 2.26).

Схема для формування НВЧ-імпульсів – коаксіальна лінія з діодами, що ввімкнені паралельно між центральним провідником і екраном. Зміщення подається на всі діоди від одного джерела живлення. Щоб не було суттєвої різниці між струмами зміщення, діоди відбираються з однаковими прямими опорами.

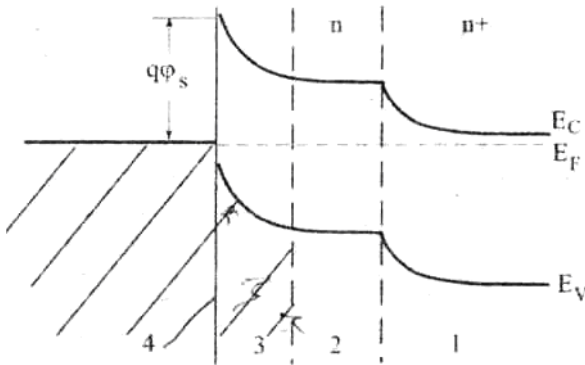


Рис. 2.24. Енергетична діаграма контакту метал–напівпровідник. 1–ниизькоомний кремній; 2–епітаксійний шар високоомного кремнію; 3–область об’ємного заряду; 4–металевий контакт

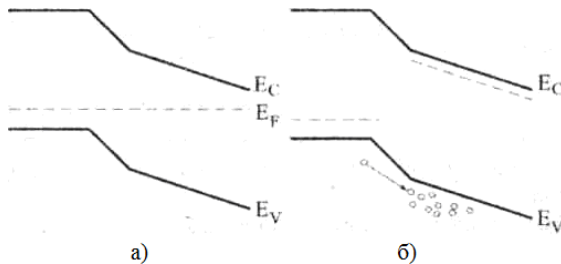


Рис. 2.25. Енергетична діаграма діода з накопиченням заряду: а–у стані термодинамічної рівноваги; б–при накладанні

зовнішнього зміщення

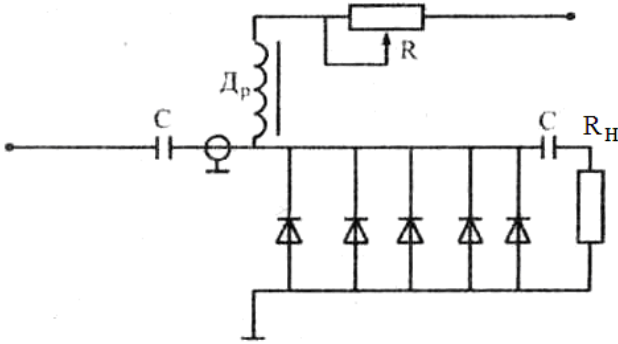


Рис. 2.26. Схема для формування імпульсів надвисокої частоти

2.4.7. Варикапи

Варикап – напівпровідниковий діод, в якому використовується бар'єрна ємність, яка керується напругою. При зростанні зворотної напруги відбувається розширення збідненого шару переходу, внаслідок чого ємність переходу зменшується (рис. 2.27). Вигляд вольт-фарадної характеристики визначається структурою переходу. Ємність має відносно високу добротність, малий температурний коефіцієнт, низький рівень власних шумів, незалежність від частоти в широкому діапазоні.

Параметри варикапа:

- номінальна ємність $C_{ном}$ – ємність між електродами варикапа при номінальній напрузі зміщення;
- максимальна ємність $C_{макс}$ – ємність варикапа при заданій напрузі зміщення;

- коефіцієнт перекриття за ємністю (характеризує діапазон зміни ємності);

$$K = \frac{C_{\text{макс}}}{C_{\text{мін}}}, \quad (2.123)$$

- добротність

$$Q_H = \omega C_{\delta} r_g - \text{на низькій частоті}, \quad (2.124)$$

$$Q_B = \frac{1}{\omega C_{\delta} r_g} - \text{на високій частоті}, \quad (2.125)$$

де r_{δ} – диференційний опір р–п-переходу, r_s – послідовний опір варикапа.

- температурний коефіцієнт ємності і добротності

$$TKC = \frac{\Delta C_B}{C_B \Delta T}, \quad (2.126)$$

$$TKD = \frac{\Delta Q_B}{Q_B \Delta T}. \quad (2.127)$$

Частотна залежність добротності варикапа наведена на рис. 2.28 еквівалентні схеми його в залежності від частоти - на рис. 2.29.

Для виготовлення високочастотних варикапів необхідно вибрати напівпровідниковий матеріал із високими значеннями рухливості носіїв і концентраціями домішок і малими величинами постійних часу. Але при підвищенні концентрації домішок зменшується напруга пробою переходу. Структура, яка має тонку базу і велику пробивну напругу, $p^+ - n - n^+$. Тонкою утворюють n -область, у той час як низькоомна p^+ -область товста.

Варикапи виготовляють, в основному, кремнієві. Залежності деяких параметрів наведено на рис. 2.30. Позначення варикапів Д901, Д902, КВ101А... 135А.

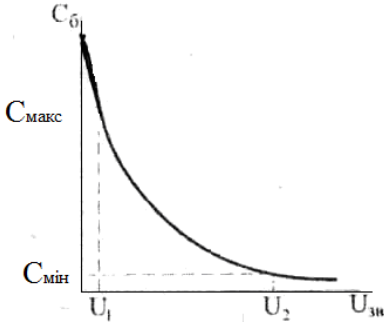


Рис. 2.27. Залежність ємності переходу від напруги

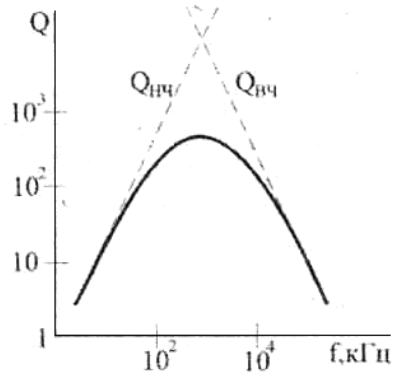
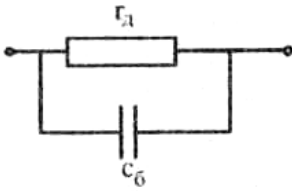
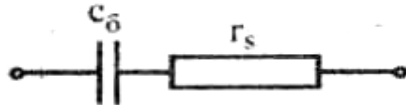


Рис. 2.28. Вплив частоти на добротність варикапа



а



б

Рис. 2.29. Еквівалентна схема варикапа: а – низька частота; б – висока частота

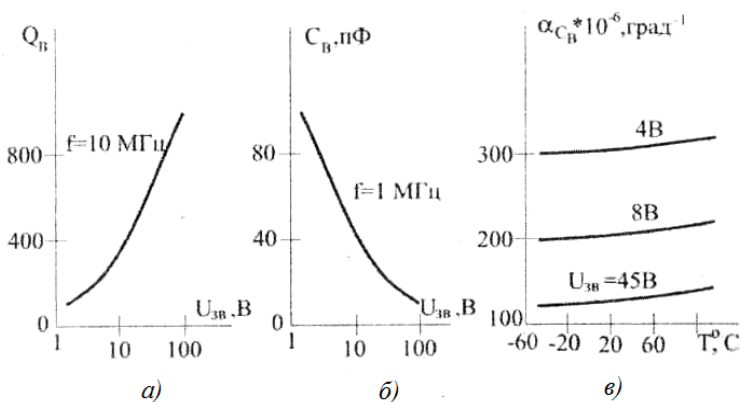


Рис. 2.30. Характеристики варикапа 2B114/A-1/1: а – залежність добротності від зворотної напруги; б – вольт-фарадна характеристика; в – температурна залежність ТК - ємності.

2.4.8. Стабілітрони і стабістори

Стабілітроном називають напівпровідниковий діод, напруга на якому в області електричного пробою слабо залежить від струму, який використовується для стабілізації напруги.

При зворотному ввімкненні і наявності лавинного або тунельного пробою струм через діод змінюється в широких межах при незначній зміні напруги. Це дозволяє використовувати дані прилади для стабілізації напруги. Стабілітрони виготовляють із n-Si, оскільки так і p-n-переходи мають малий зворотний струм, забезпечують високу крутизну характеристики в робочій області, високу допустиму температуру.

Напруга пробою залежить від ширини p-n-переходу, яка у свою чергу визначається питомим опором напівпровідника.

Сильнолегований матеріал застосовується для виготовлення низьковольтних стабілітронів. Залежність напруги стабілізації від питомого опору наведена на рис. 2.31. Якщо стабілітрон увімкнено у схему (рис. 2.32), напруга джерела живлення змінюється через нестабільність:

$$U + \Delta U = U_{CT} + (I_{CT} + I_H)R_{ЗБ} + \Delta U_{CT} + \left(\frac{\Delta U_{CT}}{r} + \frac{\Delta U_{CT}}{R_H} \right) R_{ЗБ}; \quad (2.128)$$

$$\Delta U_{CT} = \frac{\Delta U}{\left(1 + \frac{R_{ЗБ}}{r} + \frac{R_{ЗБ}}{R_H} \right)}, \quad (2.129)$$

де r – диференційний опір стабілітрона.

Стабілітрони виготовляються для різних напруг стабілізації (від 3 до 400 В).

Параметри стабілітрона:

- напруга стабілізації при $T=+25\text{ }^\circ\text{C}$; $-60\text{ }^\circ\text{C}$; $+125\text{ }^\circ\text{C}$;
- температурний коефіцієнт стабілізації в діапазоні температур $-60\dots+125\text{ }^\circ\text{C}$;
- нестабільність напруги стабілізації з часом;
розкидання значень напруги стабілізації при $I_{CT}=5\text{ mA}$; $I_{CT}=10\text{ mA}$ або інших I_{CT} ;
- постійний спад напруги;
- постійний зворотний струм;
- диференційний опір.

Граничні експлуатаційні параметри:

- мінімальний струм стабілізації;
- максимальний струм стабілізації;
- постійний прямиий струм;
- розсіююча потужність;

- температура навколишнього середовища. Температурний коефіцієнт стабілізації показує, наскільки змінюється відносна величина напруги стабілізації при зміні температури на 1 К

$$\alpha = \frac{\Delta U_{CT}}{U_{CT} \cdot \Delta T} \quad (2.130)$$

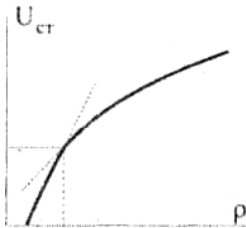


Рис. 2.31. Вплив питомого опору бази переходу на напругу стабілізації

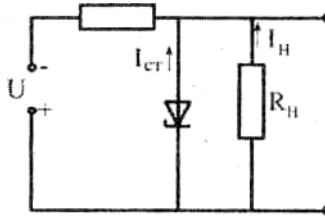


Рис. 2.32. Схема ввімкнення стабілітрона

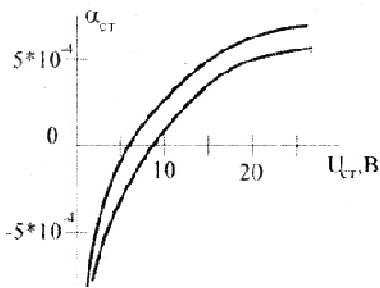


Рис. 2.33. 'Зв'язок температурного коефіцієнта напруги стабілізації (α_{CT}) з U_{CT} .

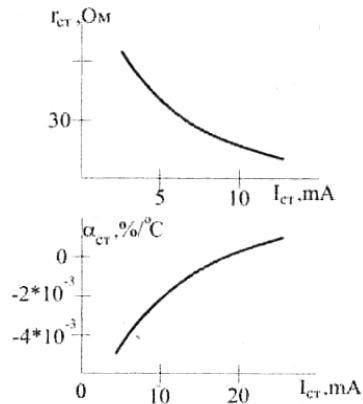


Рис. 2.34. Залежність : а - α_{CT} ; б - α_{CT} від I_{CT}

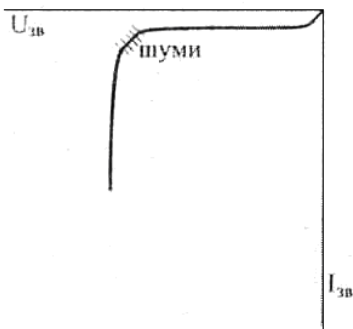


Рис. 2.35. Ділянка ВАХ,
на якій спостерігаються
шуми

У залежності від того, який механізм пробою використовується, температурний коефіцієнт напруги стабілізації може бути додатним або від'ємним.

При лавинному пробою з ростом температури напруга пробою збільшується, тому $\alpha_{ст}$ має додатний знак. У випадку тунельного пробою - від'ємний. Тунельний пробій може розвинути, якщо р-п-області переходу сильнолеговані, внаслідок чого перехідна область (ОПЗ) тонка і вже при малих напругах у переході виникає сильне електричне поле. Відбувається перекриття енергетичних зон р-п-переходу і з валентної зони р-області електрони тунелюють у зону провідності n-області.

Якщо ж р-п-перехід широкий, то значно більші зворотні напруги викликають лавинний пробій (напруженість поля при лавинному пробою менша, ніж при тунельному).

Напруга стабілізації в області 5...7 В зумовлена змішаним механізмом пробою: лавинним і тунельним. Залежність $\alpha_{ст}$ від $U_{ст}$ наведено на рис. 2.33. Отже, в області 5...7 В зміна напруги стабілізації від температури буде мінімальною. Зміна знака $\alpha_{ст}$ спостерігається при концентраціях домішок $\sim 5 \cdot 10^{16} \cdot \text{см}^{-3}$.

Температурний коефіцієнт напруги стабілізації більшості видів стабілітронів складає 0,1...0,05 %/°C, але, застосовуючи

технологічні й конструктивні засоби, стабілітрони 2С191Р, 2С190 (К,Р,Т), 2С196 (В,К), 2С108 (В,П,Р) мають $\alpha_{ст} \approx 0,0005$ %/°С.

Залежність деяких параметрів від струму стабілізації наведено на рис. 2.34. Перехід стабілітрона з області насичення до області пробою супроводжується шумами, які є результатом мікроплазмового пробою (рис. 2.35), і спостерігаються на високовольтних переходах. Крім цієї області шумів, при великих струмах спостерігаються також шуми. Наявність їх пояснюється тим, що пробій відбувається одночасно не по всій площі переходу.

Стабістори - це напівпровідникові прилади з р-п-переходом, в яких для стабілізації напруги використовується різке зростання струму в прямому напрямку. Напруга стабілізації стабістора мала порівнянно зі стабілітроном. Температурний коефіцієнт напруги, стабілізації від'ємний, оскільки з ростом температури пряма гілка ВАХ змінюється в бік менших напруг. Для виготовлення стабісторів застосовують кремній із більшою концентрацією домішок, що потрібно для забезпечення меншого опору бази діода, менших значень температурного коефіцієнта напруги стабілізації і динамічного опору.

2.4.9. Тунельний діод

Тунельний діод - напівпровідниковий прилад на основі виродженого напівпровідника, в якому тунельний ефект приводить до появи на прямій гілці ВАХ ділянки з від'ємною диференційною провідністю.

Аномальні ВАХ деяких р-п-переходів спостерігалися багатьма дослідниками, але можливість існування таких

переходів заперечувалася тому, що вони не узгоджувалися з діодною теорією.

Л. Єсакі пояснив аномальний хід ВАХ, виходячи з уявлень про квантове тунелювання. Здатність тунельного діода працювати в діапазоні НВЧ із низьким рівнем потужності і низькими шумами стала передумовою широкого дослідження і практичного застосування тунельних діодів у схемах НВЧ–підсилювачів і генераторів, швидкодіючих перемикачів, елементів пам'яті та ін.

Механізм тунелювання. Тунельний діод це р–n-перехід із сильнолегованими р- і n-областями. Внаслідок сильного легування утворюється домішкова зона, рівень Фермі переміщується в дозволена зону, з'являються „хвости" густини станів, відбувається зменшення ширини забороненої зони.

Густина станів для невідродженого і виродженого напівпровідників наведена на рис. 2.36. Біля дна зони провідності густина станів

$$N_C(E) = (4\pi^2 \hbar^3)^{-1} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_C), \quad (2.131)$$

біля стелі валентної зони –

$$N_V(E) = (4\pi^2 \hbar^3)^{-1} (2m_p^*)^{3/2} (E_V - E), \quad (2.132)$$

Енергетична діаграма тунельного діода в координатах E - x наявності сильнолегованих областей і відсутності зовнішнього зміщення при температурі $T=0$ К має вигляд, поданий на рис. 2.37. Розподіл електронів за енергетичними рівнями в зоні провідності перехідної області тунельного діода і дірок у валентній зоні при відсутності зміщення має вигляд поданий на рис 2.38. Якщо $T=0$ К, то всі стани, що лежать нижче від рівня

Фермі, заповнені, а ті, що лежать вище рівня, - вільні. При температурі абсолютного нуля і відсутності зовнішнього поля тунельний струм відсутній, оскільки тунельних переходів немає. Підвищення температури, наявність напруги на переході зумовлюють тунельні переходи з валентної зони в зону провідності або ж навпаки.

Необхідною умовою тунелювання є наявність заповнення станів – з одного боку і вільних станів такої ж енергії, що й заповнені, з іншого.

Повинна бути досить значна ймовірність тунелювання електронів крізь енергетичний бар'єр переходу.

Тунельні переходи із зони в зону можуть бути прямими і непрямыми. До прямих належать переходи носіїв заряду з мінімуму зони провідності в максимум валентної зони без зміни хвильового вектора. Непрямі переходи супроводжуються зміною хвильового вектора (імпульсу) за рахунок взаємодії з фононом (поглинання або випромінювання).

Суміщення енергетичних діаграм E - x і $E - \vec{k}$ показує пряме й непряме тунелювання носіїв (рис.2.39).

Для будь-якої точки x p - n - переходу можна побудувати енергетичну діаграму $E - \vec{k}$. Значення імпульсу в точках 1 і 2 однакові (рис. 2.39,а). Отже, перехід електрона з 2 в 1 – перехід із мінімуму зони провідності в максимум валентної зони без зміни імпульсу.

У випадку, коли мінімум дна зони провідності не збігається з максимумом валентної зони, для того, щоб відбулося тунелювання електрона, треба змінити його імпульс, тобто в координатах $E - \vec{k}$ необхідно перемістити з точки 3 в 2. А переміщення може відбутися при взаємодії електрона з квазічастинкою, наприклад фононом.

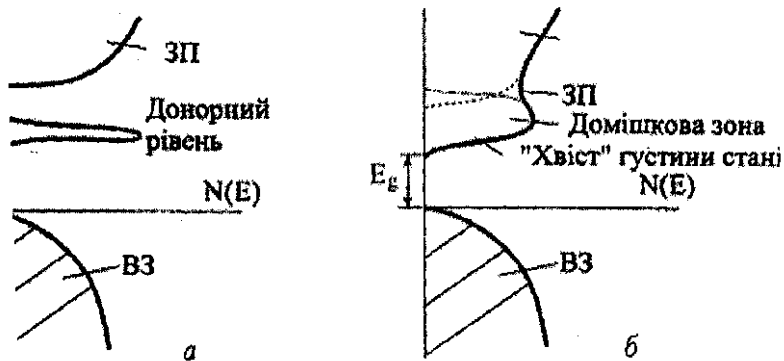


Рис. 2.36. Густина станів: а – невивродженого; б – вивродженого напівпровідника

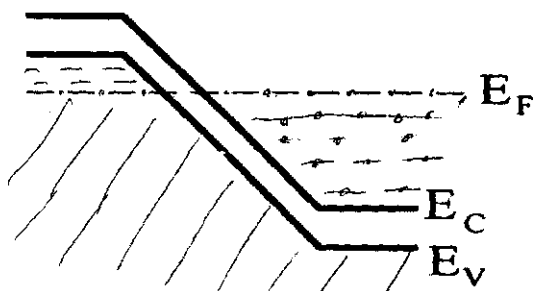


Рис. 2.37. Енергетична діаграма тунельного діода

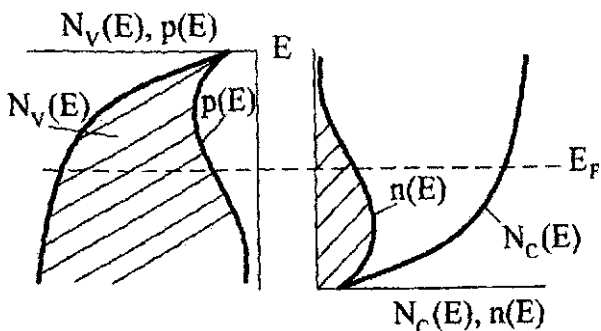


Рис. 2.38. Перекриття зон у тунельному діоді, коли $U=0V$

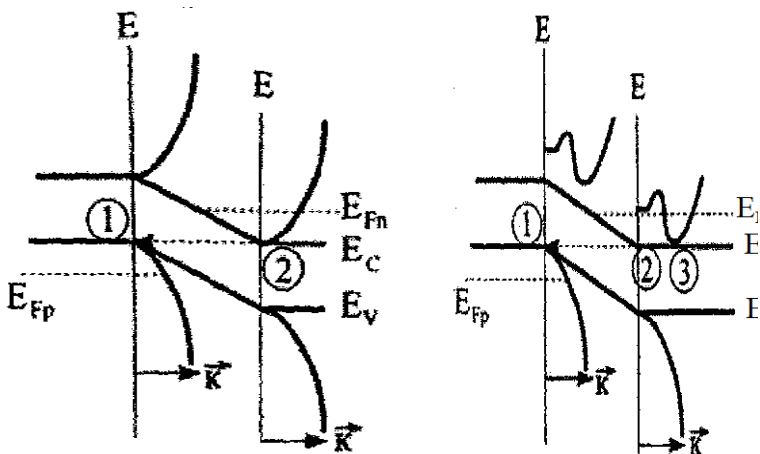


Рис. 2.39. Суміщення енергетичних діаграм $E-x$ і $E-k$

Імовірність тунелювання крізь заборонену зону в переході аналогічна тунелюванню крізь потенціальний бар'єр

$$T_1 = \exp \left[\frac{-Am^{*1/2}E_g^{3/2}}{\hbar qE} \right], \quad (2.133)$$

де A – постійна (для прямокутного бар'єра $A = 4\sqrt{2}/3 \approx 1,88$, для бар'єра параболічної форми $A = \pi/2\sqrt{2} \approx 1,11$).

Імовірність тунелювання тим більша, чим менше значення ефективної маси, менша ширина забороненої зони, більша напруженість електричного поля.

Заряд при тунельному механізмі переноситься основними носіями. Перенесення заряду не зв'язується з повільними процесами дифузії або дрейфом неосновних носіїв. Час релаксації має порядок 10^{-13} с і визначається ймовірністю квантового переходу.

Вольт-амперна характеристика тунельного діода. ВАХ тунельного діода – це результуюча крива, яка складається з кривих залежності дифузійно-дрейфових струмів і тунельних струмів у прямому і зворотному напрямках, від напруги. Тунельний діод має характеристику N - типу (рис 2.40).

Основними складовими струму є:

- струм, зумовлений переходами зона–зона I_{Tnp} і I_{Tze} (пряме і зворотне зміщення);
- струм, спричинений тунелюванням за рахунок наявності „хвостів” густини станів I_{Txe} ;
- струм, викликаний тунелюванням через рівні, розташовані в забороненій зоні I_{Top} ;
- дифузійно-дрейфові струми в прямому і зворотному напрямках $(I_D + I_E)_{np, ze}$.

Переходи зона–зона:

- при зворотному зміщенні електрони переходять із заповнених рівнів валентної зони на вільні рівні зони провідності (зворотне зміщення, тунельний пробій);

- при прямій прикладеній напрузі від $U=0$ до $U=U_{\text{дол}}=U_n+U_p$ має місце перекриття зон, електрони переходять із заповнених рівнів зони провідності на вільні рівні валентної зони. Тунелювання при наявності „хвостів” густини станів відбувається при напругах $U > U_n+U_p$.

Тунелювання через рівні, розташовані в забороній зоні, зумовлює експоненційну залежність струму від напруги.

Дифузійно-дрейфовий струм у зворотному напрямку малий і не впливає на характер зворотної гілки ВАХ, у прямому – струм набуває помітних значень після того, як під дією прямого зміщення зони розійдуться й утвориться енергетична щілина.

Енергетичні діаграми тунельного діода, що відповідають різним точкам ВАХ, наведено на рис. 2.41. Залежність струму від напруги у зворотному напрямку така ж, як у випадку тунельного пробію:

$$I = \left[\frac{(2m^*)^{1/2} q^3}{4\hbar^2 \pi^2 E_g^{1/2}} \right] e^{-\frac{4(2m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{3\hbar q E}}. \quad (2.134)$$

При прямому зміщенні ділянка ВАХ, що відповідає тунельному струму, може бути описана формулою, яка одержується з урахуванням таких припущень. Тунельний струм із зони провідності n-області у валентну зону p-області $I_{C \rightarrow V}$ буде пропорційний: імовірності тунелювання $T_{TC \rightarrow V}$; імовірності знаходження електрона в зоні провідності n-області $f_c(E)$ на енергетичному рівні E ; імовірності існування такого ж енергетичного рівня, не зайнятого електроном у валентній зоні p-області $[1 - f_v(E)]$; густинам електронних станів у зонах $N_C(E)$, $N_V(E)$.

$$I_{C \rightarrow V} \sim \int_{E_C}^{E_V} T_{TC \rightarrow V} f_C(E) [1 - f_V(E)] N_C(E) N_V(E) dE. \quad (2.135)$$

Аналогічно для тунельних переходів із валентної зони р-області в зону провідності n-області:

$$I_{V \rightarrow C} \sim \int_{E_C}^{E_V} T_{TV \rightarrow C} f_V(E) [1 - f_C(E)] N_C(E) N_V(E) dE. \quad (2.136)$$

Повний струм є різницею $I_{C \rightarrow V} - I_{V \rightarrow C}$. Вважаючи, що зони параболічні, а ймовірності тунелювання в обох напрямках рівні між собою, тобто

$$\begin{aligned} T_{TC \rightarrow V} &= T_{TV \rightarrow C} = T_t, \\ N_C &\sim (E - E_C)^{1/2}, \\ N_V &\sim (E_V - E)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.137)$$

то

$$I_T \approx \int_{E_V}^{E_C} T_T [f_C(E) - f_V(E)] [(E - E_C)(E_V - E)]^{1/2} dE. \quad (2.138)$$

Якщо зробити припущення, що ймовірність тунелювання майже не змінюється при малих напругах зміщення і значення qU_n та qU_p , які характеризують перекриття зон (рис. 2.41), рівні або менші за $2kT$, то з урахуванням (2.137) можна функції Фермі-Дірака апроксимувати лінійними функціями:

$$f_c(E) \approx \frac{1}{2} - \frac{E - E_{Fn}}{4kT}, \quad (2.139)$$

$$f_v(E) \approx \frac{1}{2} + \frac{E_{Fp} - E}{4kT}. \quad (2.140)$$

Враховуючи, що зовнішня напруга зміщує квазірівень Фермі $qU = E_{Fn} - E_{Fp}$,

то після інтегрування виразу (2.138) одержимо залежність тунельного струму від прямого зміщення:

$$I_T \approx AT_1 U (U_n + U_p - U)^2, \quad (2.141)$$

де A – постійний коефіцієнт.

Розрахунки приводять формулу (2.141) до вигляду

$$I_T \approx I_{nik} \left(\frac{U}{U_{nik}} \right) \exp \left(1 - \frac{U}{U_{nik}} \right), \quad (2.142)$$

де I_{nik} , U_{nik} – струм і напруга, що відповідають максимальному значенню тунельного струму при прямому зміщенні.

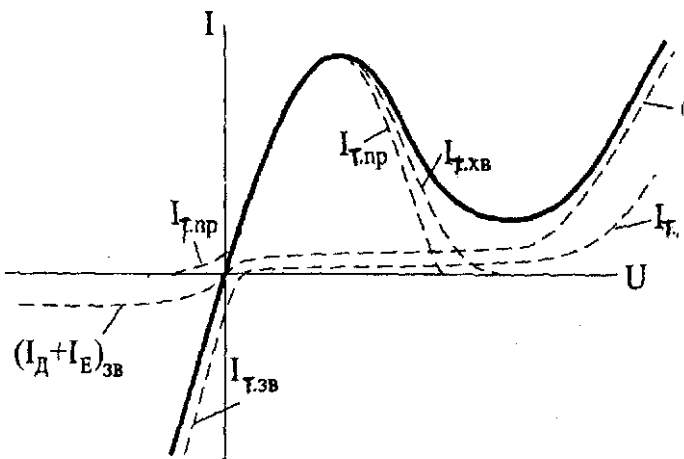


Рис. 2.40. Вольт-амперна характеристики тунельного діода

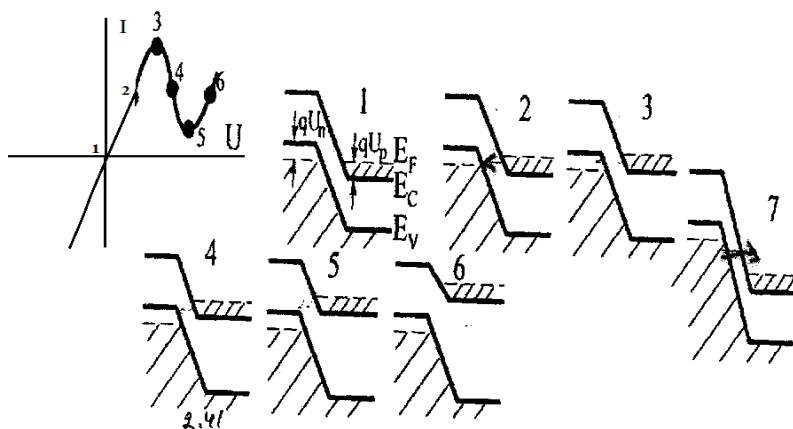


Рис. 2.41. Видяг енергетичних діаграм для різних точок ВАХ: 1 – $U=0\text{В}$; 2 – $0 < U < U_{\text{пик}}$; 3 – $U=U_{\text{пик}}$; 4 – $U_{\text{пик}} < U < U_n + U_p$; 5 – $U=U_n + U_p$; 6 – $U > U_{\text{доп}}$; 7 – $U < 0$

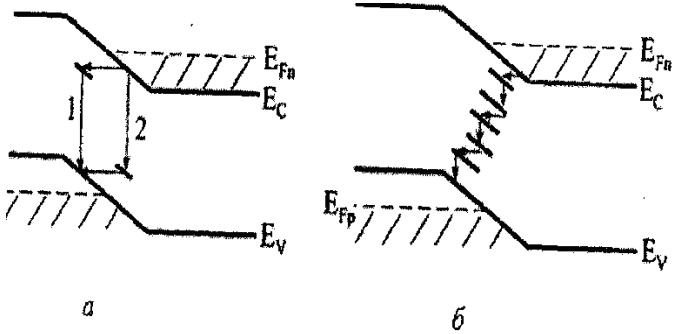


Рис. 2.42. Тунелювання через домішкові рівні

Можливі шляхи тунелювання через домішкові рівні наведено на енергетичних діаграмах (рис. 2.42).

Імовірність тунелювання електрона, що рухається з рівня 2 (рис. 2.42, а)

$$T_T = \exp\left[\frac{-4(2m^*)^{1/2} E_x^{3/2}}{3q\hbar E}\right]. \quad (2.143)$$

Якщо густина заповнених станів, розташованих вище від стелі валентної зони на величину E_x , дорівнює N_x , то густина надлишкового струму, що зумовлюється тунелюванням носіїв через енергетичні стани, розташовані в забороненій зоні, задасться виразом

$$I_{t,DP} = A_1 N_x T_x. \quad (2.144)$$

Висота бар'єра через який тунелює електрон:

$$E_x \approx E_g - qU + q(U_n + U_p) \approx q(\varphi_k - U), \quad (2.145)$$

а максимальна напруженість електричного поля в різкому переході

$$E_{\text{макс}} = \frac{2(\varphi_k - U)}{W}. \quad (2.146)$$

Тоді надлишковий струм

$$I_{\text{Тор}} = A_1 N_x \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3q\hbar\varepsilon} [E_g - qU + 0,6q(U_n - U_p)] \right\}. \quad (2.147)$$

Надлишковий струм зростає при збільшенні густини локалізованих станів у забороненій зоні, а також експоненційно залежить від прикладеної напруги $E_g \gg qU$.

Вираз (2.147) може бути записаний так:

$$I_{\text{т.ДР}} = I_{\text{дол}} \exp[A_2(U - U_{\text{дол}})], \quad (2.148)$$

де $I_{\text{дол}}$ – струм долини; $U_{\text{дол}}$ – напруга, при якій спостерігається $I_{\text{дол}}$.

Дифузійний струм визначається виразом для ідеального p – n- переходу

$$I_{\text{диф}} = I_{\text{нас}} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.149)$$

Отже, пряма гілка ВАХ тунельного діода визначається сумою струмів (2.142), (2.148), (2.149):

$$I = I_T + I_{i,DP} + I_{diff} =$$

$$= I_{ник} \left(\frac{U}{U_{Пик}} \right) + I_{дол} \exp[A_2(U - U_{дол})] + I_{нас} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (2.150)$$

Перевага внеску того чи іншого механізму в прямий струм тунельного діода залежить від величини прикладеної напруги. Так, для напруг, менших за $U_{дол}$, визначальним є тунельний струм зона – зона; для напруг $U \approx U_{дол}$ переважаючим є надлишковий струм, а для напруг $U > U_{дол}$ основний внесок дає дифузійний струм.

Пряма гілка ВАХ може мати два максимуми, якщо якась з областей діода легована домішками, що утворюють не одну домішкову зону, а дві: одна з них зливається з дозволеною зоною, а друга, відокремлена від дозволеної зони, з енергетичною щільною (рис 2.43).

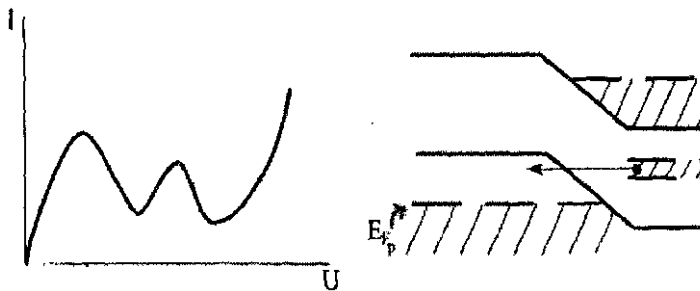


Рис. 2. 43. Тунелювання через домішкову зону: а – ВАХ; б – енергетична діаграма

Тунельні діоди характеризуються такими параметрами:

- струм вершини I_e (струм піка $I_{ник}$) – прямий струм у точці максимуму ВАХ, коли $dI/dU=0$;

- струм $I_{\text{дол}}$ – прямий струм у точці мінімуму ВАХ, при якому значення $dI/dU=0$;
- відношення струмів $I_B/I_{\text{дол}}$. Для тунельних діодів із GaAs $I_B/I_{\text{дол}}=12$, а для германієвих (Ge) діодів $I_B/I_{\text{дол}}=8$;
- напруга вершини U_B (напруга піка $U_{\text{пик}}$) – пряма напруга, яка відповідає значенню струму I_B . Напруга U_B дорівнює 100-150 мВ для діодів із GaAs і 40-60 мВ для германієвих;
- напруга долини $U_{\text{дол}}$ - пряма напруга, яка відповідає значенню струму $I_{\text{дол}}$. Напруга $U_{\text{дол}}$ у тунельних діодів із GaAs дорівнює 400-500 мВ і 250-350 мВ у германієвих;
- U' – пряма напруга, яка більша від напруги долини і при якій струм дорівнює значенню I_B ;
- напруга розхилу $\Delta U = U' - U_B$;
- питома ємність тунельного діода C_d ;
- гранична резисторна частота f_R – розрахункова частота, на якій активна складова повного опору р-п-переходу перетворюється в нуль:

$$f_R = \frac{1}{2\pi R_d C_d}$$

- резонансна частота f_0 – розрахункова частота, на якій загальний реактивний опір тунельного діода перетворюється в нуль:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_d C_d} \sqrt{\frac{R_d^2 C_d}{L}} - 1,$$

де L – індуктивність виводів діода; C_{δ} – бар'єрна ємність р-п переходу.

Вплив різних факторів на ВАХ тунельного діода. Вплив концентрації домішок. Прямий струм тунельного діода пропорційний концентрації електронів в п-області. Піковий струм суттєво залежить від рівня легування. З ростом концентрації домішок зростає відношення $I_{\text{пик}}/I_{\text{доп}}$ (рис. 2.44).

Вплив температури. З ростом температури спочатку відношення $I_{\text{пик}}/I_{\text{доп}}$ зростає, оскільки поліпшуються умови відриву електронів від атомів, а потім зростає швидкість рекомбінації, внаслідок чого відношення $I_{\text{пик}}/I_{\text{доп}}$ зменшується (рис. 2.44, б).

Вплив бомбардування. Внаслідок бомбардування швидкими електронами напівпровідникової структури тунельного діода створюються енергетичні рівні в забороненій зоні, які зумовлюють зростання струму долини і зменшення величини $I_{\text{пик}}/I_{\text{доп}}$ (рис. 2.44, в).

Вплив гідростатичного тиску приводить до зростання надлишкового струму. Під дією тиску в ґратці виникають дефекти і відповідно до них -енергетичні рівні в забороненій зоні. Але ці зміни зворотні.

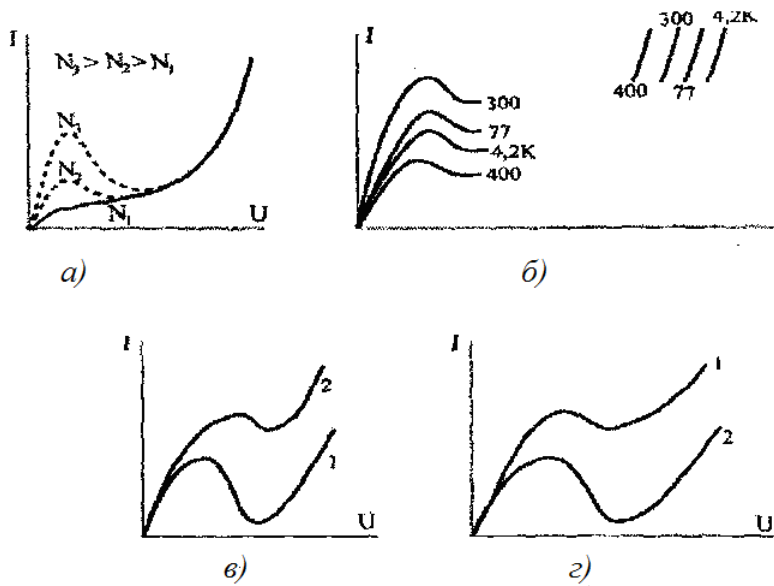


Рис. 2. 44. Вплив а – концентрації домішок; б – температури; в – бомбардування електронами; г – відпалу на ВАХ тунельного діода (1 – до, 2 – після)

Розділ 3. Біполярні транзистори

3.1. Фізичні основи біполярних транзисторів

3.1.1. Структура, режими роботи і типи транзисторів

Біполярний транзистор належить до напівпровідникових приладів, в яких працюють два електронно-діркові переходи, що взаємодіють і здатні підсилювати електричний сигнал за потужністю.

Переважно транзистор має три електроди, які під'єднані до областей з різним типом електропровідності. Ці області називають емітером, базою і колектором. Перехід на межі емітер – база називається емітерним, а на межі база – колектор – колекторним. Емітерну область, як правило, легують сильніше порівняно з іншими, а перехід емітер – база використовують звичайно в режимі інжекції. Основним призначенням колектора є екстракція носіїв заряду з базової області, тому його розміри повинні бути більшими, ніж емітера.

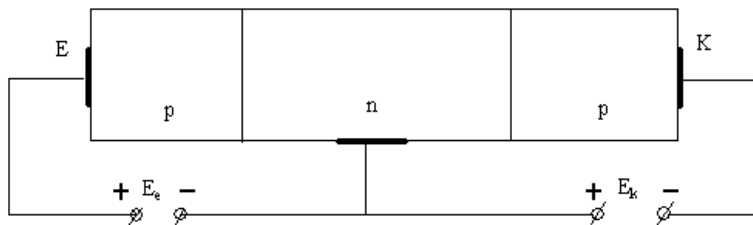


Рис 3.1. Структурна схема біполярного транзистора типу р –
п – р

Залежно від послідовності чергування областей розрізняють транзистори типу $p - n - p$ і $n - p - n$. На рис. 3.1 зображено спрощену структуру транзистора типу $p-n-p$ і схему під'єднання постійних джерел зміщення до електродів транзистора, що працює в режимі підсилення.

Принцип дії транзисторів обох типів однаковий, відмінність полягає лише в тому, що в транзисторах зі структурою $p - n - p$ основний струм, який проходить через базу, створюється дірками, інжекткованими з емітера, а в транзисторі типу $n-p - n$ електронами. Під час роботи транзистора в режимі підсилення (активний режим) емітерний перехід зміщений в прямому напрямку, а колекторний - у зворотному.

За характером перенесення носіїв заряду транзистори можна поділити на два класи – біполярні й уніполярні (польові транзистори). До біполярних належать транзистори, в яких при проходженні струму заряд переноситься носіями двох типів (дірками й електронами), тобто інжекція неосновних носіїв супроводжується компенсацією їх заряду основними носіями. В уніполярних транзисторах заряд переноситься лише основними носіями.

Особливість біполярного транзистора полягає у взаємному впливі переходів один на одних, тобто струмом одного з переходів можна керувати струмом іншого. Для ефективного впливу емітерного переходу на колекторний необхідне дотримання таких основних вимог:

- ширина бази транзистора повинна бути меншою від дифузійної довжини інжекткованих носіїв заряду ($W_0 < L_p$), де W_0 – ширина бази; L_p – дифузійна довжина дірок;
- концентрація основних носіїв заряду в базі повинна бути набагато меншою від їх концентрації в області емітера.

Концентрацію носіїв заряду в області колектора підтримують звичайно дещо меншою, ніж в області емітера;

- площа колекторного переходу повинна бути в декілька разів більшою від площі емітерного переходу.

Необхідно зазначити, що за своєю фізичною природою транзистор прилад зворотний, тобто емітер і колектор можна поміняти місцями, зберігши працездатність приладу. Якщо на емітерному переході напруга пряма, а на колекторному переході – зворотна, то таке під'єднання транзистора вважають нормальним, при протилежній полярності напруг – інверсним.

Кожен із переходів транзистора можна під'єднувати в прямому або зворотному напрямку. Залежно від цього розрізняють три режими роботи транзистора:

- активний режим – емітерний перехід відкритий, а колекторний закритий або навпаки;
- режим насичення – обидва електронно-діркові переходи відкриті;
- режим відсічки – обидва переходи закриті.

Отже, біполярний транзистор являє собою систему двох взаємодіючих р – n-переходів, і необхідною умовою такої взаємодії є мала ширина бази. Основні властивості транзисторів насамперед визначаються фізичними процесами, які відбуваються в базі. Характер руху інжекттованих носіїв заряду в базі в загальному випадку визначається поєднанням дифузії та дрейфу. Залежно від розподілу домішок в базі електричне поле може існувати або ні. Якщо таке поле відсутнє, то транзистор називають бездрейфовим. Якщо в базі існує внутрішнє електричне поле, що сприяє руху неосновних носіїв заряду від емітера до колектора, то такий транзистор називають дрейфовим.

3.1.2. Основні фізичні процеси в бездрейфових транзисторах типу $p - n - p$

Для роботи транзистора в активному режимі до системи двох $p - n - p$ переходів прикладають зовнішню напругу (рис. 3.1). До емітерного переходу прикладається пряме зміщення, потенціальний бар'єр і його опір зменшуються, відбувається інжекція носіїв заряду з емітера в базу. До колекторного переходу прикладається обернене зміщення, тому потенціальний бар'єр переходу збільшується і його опір зростає.

Принцип дії біполярного транзистора базується на таких явищах:

- інжекція неосновних носіїв заряду з емітера в базову область;
- переміщення інжектованих носіїв заряду через базову область внаслідок дрейфу або дифузії (у бездрейфових транзисторах переміщення носіїв заряду здійснюється тільки дифузією);
- екстракція носіїв заряду з базової області в колекторну значним полем колекторного переходу.

На рис. 3.2 зображена енергетична зонна діаграма транзистора для активного режиму роботи транзистора. При прямому зміщенні на емітерном переході спостерігається інжекція дірок з емітера в базу. При великій різниці в питомих опорах емітера й бази електронна складова емітерного струму не відіграє великої ролі. Інжектвані дірки через базу доходять до колекторного переходу і вільно проходять у колектор. Отже, у вихідному колі буде проходити струм, який близький до струму емітера, оскільки рекомбінація в тонкій базі незначна. Невелика різниця між емітерним і колекторним струмами становить струм бази, причому цей струм зумовлений електронами, що поповнюють втрату електронів у базі при

рекомбінації з дірками. Опір зворотно зміщеного колекторного переходу внаслідок збільшення висоти потенційного бар'єра дуже великий і досягає декількох мегаом і більше. Тому до кола колектора можна під'єднати досить великий опір навантаження (R_n) без зміни колекторного струму. Відповідно на опорі навантаження може виділятися значна потужність оскільки емітерні і колекторні струми майже однакові а опір навантаження значно перевищує опір емітерного переходу.

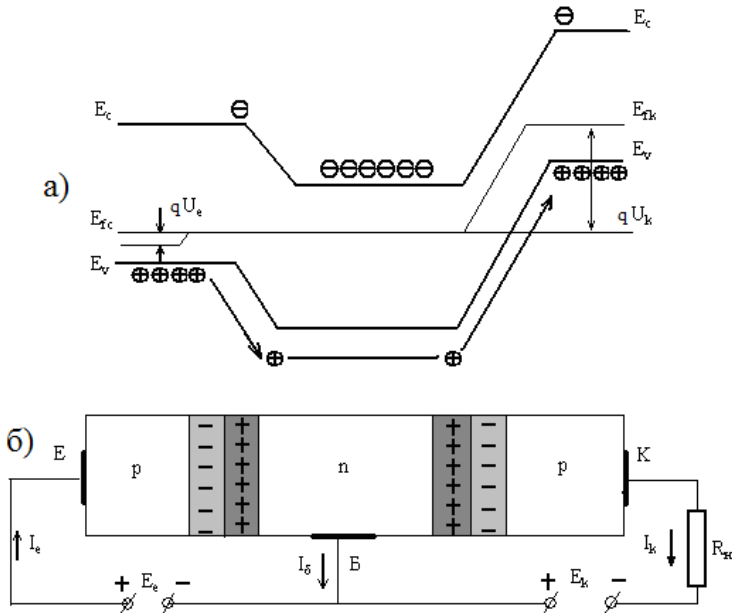


Рис 3.2. Зонна діаграма транзистора а) – для активного режиму роботи; б) – схема вмикання

Отже, транзистор здатний підсилувати сигнал за потужністю, тобто є підсилюючим приладом.

3.1.3. Ефект Ірлі

В активному режимі роботи транзистора емітерний перехід зміщений у прямому напрямку ($U_e > 0$), колекторний - у зворотному ($U_k < 0$). Ширина опірних шарів транзистора, так само, як в ізолюваному р – n-переході (діоді), залежить від напруги. Оскільки ширина емітерного переходу мала, то зміна цієї ширини при зміні U_e не має істотного значення для роботи транзистора. Колекторний перехід має значно більшу ширину і зміни її при змінах напруги U_k відчутні для роботи транзистора.

Зі збільшенням від'ємної напруги колекторний перехід буде розширюватися як в область колектора, так і в область бази. Припустимо, що концентрація домішок в області колектора в багато разів перевищує концентрацію домішок у базі, тоді колекторний перехід буде розширюватись, в основному, в бік бази, що приведе до зменшення її розмірів на величину ΔW і, відповідно, відстані між колекторним і емітерним переходами. У результаті отримуємо залежність $W(U_k)$, яка відображає модуляцію ширини бази, що називають ефектом Ірлі.

Для різкого р – n-переходу залежність його ширини від прикладеної пруги визначається за формулою

$$x_{p-n} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U_k)}{qN_{ef}^*} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_k}{qN_{ef}^*} \right)^{1/2} ; \text{ при } |U_k| \gg \varphi_k \quad (3.1)$$

для плавного (лінійного)

$$x_{p-n} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U_k)}{qN_{ef}^*} \right)^{1/3} \approx \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0 U_k}{qN_{ef}^*} \right)^{1/3}; \text{ при } |U_k| \gg \varphi_k \quad (3.2)$$

Зміна ширини бази при зміні напруги U_k визначається таким виразом:

$$\frac{dW}{dU_k} = \frac{dW}{dx_{p-n}} \frac{dx_{p-n}}{dU_k} = - \frac{dx_{p-n}}{dU_k}. \quad (3.3)$$

Розглянемо вплив зміни ширини бази на величину вхідних струмів і напруг (рис. 3.3, а). При постійній напрузі на емітерному переході гранична концентрація $p_{oe} = \text{const}$, оскільки

$$p_{oe} = p_n \exp\left(\frac{qU_e}{kT}\right), \quad (3.4)$$

де p_n – рівноважна концентрація дірок.

Отже, при зміні ширини бази від значення W_0 до значення W змінюється градієнт концентрації носіїв заряду, тобто струм емітера – зворотний зв'язок за струмом. Зміна емітерного струму через перехід при $U_e = \text{const}$ може бути ототожнена зі зміною опору емітерного переходу.

Якщо $I_e = \text{const}$, зміна напруги на колекторному переході призводить до зміни напруги на емітерному переході – зворотний зв'язок за напругою. Отже, якщо одна з величин (I_e або U_e) задана, то інша є функцією напруги на колекторі.

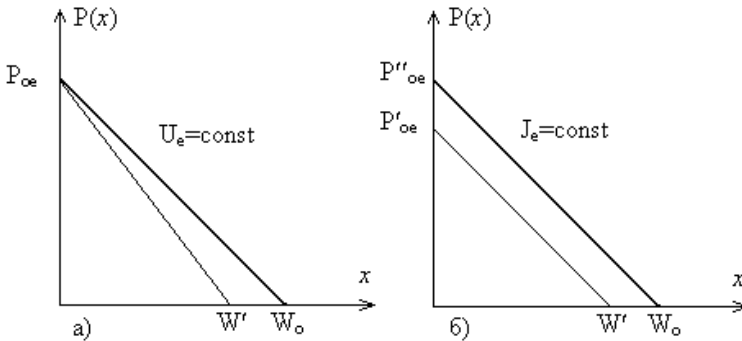


Рис. 3.3 Вплив модуляції ширини бази на вхідний струм (а) і вхідну напругу (б)

3.1.4. Схеми ввімкнення транзисторів

Залежно від того, який електрод є спільним для вхідного і вихідного кола, розрізняють три схеми ввімкнення транзисторів: зі спільною базою (рис. 3.4, а), зі спільним емітером (рис 3.4, б), зі спільним колектором (рис. 3.4, в)

Схема зі спільним емітером аналогічна до лампової схеми з заземленим катодом. Всі напруги в цій схемі визначаються відносно емітера, що є спільним для входу і виходу (заземленим) електродом. Схема зі спільною базою аналогічна до лампової схеми з заземленою мережею. Схема зі спільним колектором аналогічна до лампової схеми з заземленим катодом (катодний повторювач).

Схеми ввімкнення транзисторів зі спільним емітером і спільним колектором дають підсилення за струмом, оскільки вхідним є струм бази, який набагато менший від струму емітера й колектора. Схема зі спільною базою не забезпечує підсилення за струмом і має малий вхідний опір (дорівнює опорі емітерного переходу), і, отже, не є оптимальною для більшості

практичних застосувань. Однак ця схема, як і обидві інші, дає можливість отримати підсилення за потужністю.

Незважаючи на практичні недоліки, схема ввімкнення транзистора зі спільною базою дає змогу глибше розкрити фізику транзистора і в основному використовується нами далі при розгляді фізичних процесів у транзисторах.

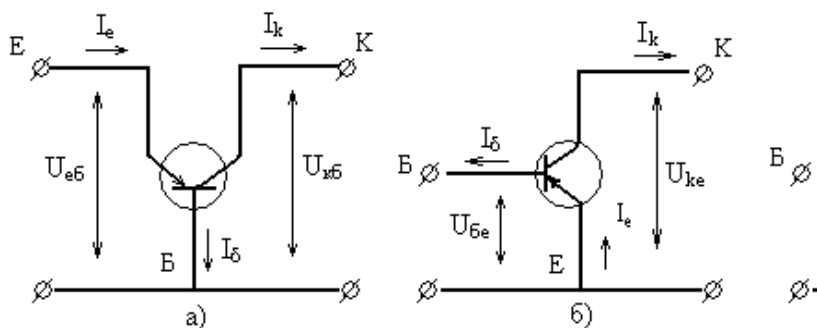


Рис.3.4. Основні схеми ввімкнення транзистора: а – зі спільною базою; б – зі спільним емітером; в – зі спільним колектором

3.1.5. Розподіл концентрації основних носіїв заряду і струми при постійному зміщенні переходів

Для того, щоб розрахувати густину повних струмів емітера і колектора, необхідно, крім густини діркових струмів, знати також густину електронних струмів.

При прямому зміщенні емітерного переходу інжекція дірок з емітера до бази супроводжується одночасним надходженням до бази із зовнішнього кола через базовий вивід такої кількості електронів, яка забезпечує збереження електричної нейтральності всього об'єму бази. Розподіл електронів у базі повинен бути, очевидно, таким самим, як і розподіл дірок,

оскільки за такої умови область бази буде залишатися електрично нейтральною.

Електронну складову постійного струму емітерного й колекторного переходів зручніше визначати через градієнт концентрації нерівноважних неосновних носіїв (електронів) в емітерній і колекторній областях транзистора. Припускаємо, що емітер і колектор є геометрично великі порівняно з дифузійною довжиною неосновних носіїв заряду, що дає змогу вважати концентрацію електронів на значній відстані від переходів рівноважною.

Розподіл концентрації нерівноважних електронів в емітерній $n_{ope}(x)$ і колекторній $n_{opk}(x)$ областях можна визначити з стаціонарних рівнянь неперервності:

$$D_{ne} \frac{d^2 [n_{ope}(x) - n_{pe}]}{dx^2} - \frac{n_{ope}(x) - n_{pe}}{\tau_{ne}} = 0 \quad (3.5)$$

$$D_{nk} \frac{d^2 [n_{opk}(x) - n_{pk}]}{dx^2} - \frac{n_{opk}(x) - n_{pk}}{\tau_{nk}} = 0 \quad (3.6)$$

де n_{pe} і n_{pk} – рівноважні концентрації електронів відповідно в емітерній і колекторній областях; D_{ne} і D_{nk} – коефіцієнти дифузії в емітерній і колекторній областях відповідно; τ_{ne} і τ_{nk} – час життя електронів в емітері і колекторі відповідно.

Оскільки в транзисторі типу р-п-р є дві області однакового типу провідності р – типу (емітер і колектор) і одна п-область (база), то для того, щоб зробити символи в рівняннях однозначними, необхідно використовувати додатковий індекс.

Граничні величини концентрації електронів в емітері (n_{eo}) і в колекторі (n_{ko}) можна записати у такому вигляді:

$$\text{якщо } x=0, \quad n_{n0} = n_{pe} = \exp\left(\frac{qU_{eo}}{kT}\right), \quad (3.7)$$

$$\text{якщо } x=W_n, \quad n_{ko} = n_{pk} = \exp\left(\frac{qU_{ko}}{kT}\right). \quad (3.8)$$

Розв'язання рівнянь неперервності (3.5) і (3.6) для емітерної та колекторної областей з урахуванням граничних умов (3.7) і (3.8) дають такі залежності концентрації неосновних носіїв заряду від координати:

для емітера:

$$n_{ope}(x) - n_{pe} = (n_{eo} - n_{pe}) \exp\left(\frac{x}{L_{ne}}\right), \quad (3.9)$$

для колектора:

$$n_{opk}(x) - n_{pk} = (n_{ko} - n_{pk}) \exp\left[-\left(x - \frac{W_0}{L_{ne}}\right)\right]. \quad (3.10)$$

Внаслідок рекомбінації концентрація електронів в емітерній і колекторній зменшується за експоненційним законом. L_{ne} і L_{nk} – відстані, на яких нерівноважна концентрація електронів зменшується в e разів (дифузійні довжини електронів в емітерній і колекторній областях). Згідно з умовою електронейтральності, розподіл основних і неосновних носіїв заряду у відповідних областях транзистора однаковий (рис. 3.5).

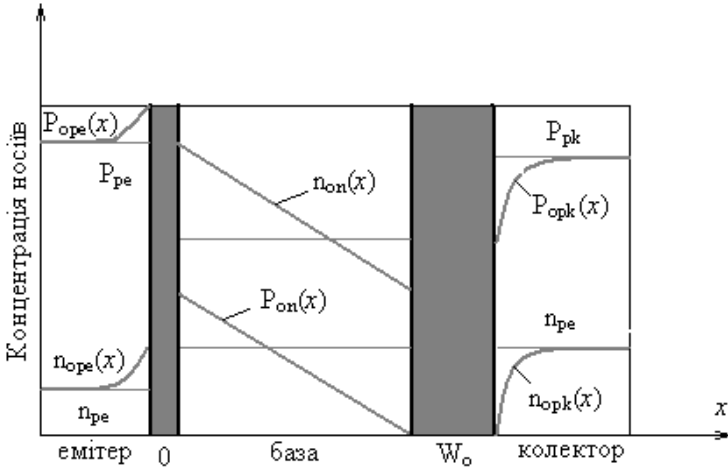


Рис. 3.5. Розподіл концентрації носіїв заряду в транзисторі для активного режиму роботи

Густина дифузійного струму електронів через емітерний і колекторний переходи можна визначати так:

якщо $x=0$,

$$J_{one} = qD_{ne} \frac{d[n_{ope}(x)]}{dx} = \frac{qD_{ne}}{L_{nk}} n_{pe} \left(e^{\frac{qU_{e0}}{KT}} - 1 \right), \quad (3.11)$$

якщо $x=W_0$,

$$J_{onk} = qD_{nk} \frac{d[n_{opk}(x)]}{dx} = \frac{qD_{nk}}{L_{nk}} n_{pk} \left(e^{\frac{qU_{k0}}{KT}} - 1 \right). \quad (3.12)$$

Густина повного струму емітерного і колекторного переходу отримується як сума густини електронного і діркового струмів кожного з переходів відповідно:

якщо $x=0$,

$$J_{oe} = J_{ope} + J_{one};$$

якщо $x=W_0$,

$$J_{ok} = J_{okp} + J_{onk}.$$

Отже,

$$J_{oe} = \frac{qD_p P_n}{L_p} \left[\left(e^{\frac{qU_{e0}}{KT}} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{W_0}{L_p} - \left(e^{\frac{qU_{k0}}{KT}} - 1 \right) \operatorname{csc} h \frac{W_0}{L_p} \right] + \frac{qD_{ne}}{L_{nk}} n_{pe} \left(e^{\frac{qU_{k0}}{KT}} - 1 \right), \quad (3.13)$$

$$J_{ok} = \frac{qD_p P_n}{L_p} \left[\left(e^{\frac{qU_{e0}}{KT}} - 1 \right) \operatorname{csc} h \frac{W_0}{L_p} - \left(e^{\frac{qU_{k0}}{KT}} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{W_0}{L_p} \right] + \frac{qD_{nk}}{L_{nk}} n_{pk} \left(e^{\frac{qU_{k0}}{KT}} - 1 \right). \quad (3.14)$$

Отже, постійний струм через емітерний перехід має дві складові (електронну й діркову), які залежать від напруги на емітері й визначаються також впливом колекторного переходу. Наявність другої складової у виразі (3.13) призводить до того, що при нульовій напрузі на емітерному переході струм через перехід не буде дорівнювати нулю. Струм емітера дорівнюватиме нулю лише при невеликих від'ємних напругах на емітерному переході. Струм колектора поводить себе аналогічно до струму емітера, тобто він буде дорівнювати нулю при невеликій додатній напрузі на колекторному переході.

Наведені рівняння (3.13) і (3.14) для відповідних постійних струмів через емітерний і колекторний переходи загальні в тому розумінні, що вони дають значення густин струмів для всіх

можливих комбінацій напруг U_{eo} і U_{ko} ; кожна з них може бути незалежно як додатною, так і від'ємною.

3.2 Динамічні параметри і статичні характеристики транзистора

3.2.1. Еквівалентна схема ідеального транзистора (без урахування електронних струмів)

Ідеальним транзистором будемо вважати такий, параметри якого відповідають розв'язку дифузійного рівняння неперервності. При цьому

- нехтуємо дрейфовою складовою струму;
- вважаємо геометричні розміри областей емітера і колектора набагато більшими від дифузійної довжини неосновних носіїв заряду в цих областях;
- нехтуємо генерацією та рекомбінацією носіїв заряду в збіднених областях переходів;
- нехтуємо спадом напруги в об'ємах емітера, бази і колектора порівняно з напругою на емітерному і колекторному переходах;
- вважаємо положення емітерного переходу фіксованим, а положення межі колектор – база змінним, що впливає на величину постійної складової концентрації неосновних носіїв заряду в області бази;
- розглядаємо малу концентрацію інжектованих носіїв заряду порівняно з концентрацією рівноважних носіїв.

У цьому наближенні електронні струми колектора й емітера будуть також малі порівняно з дірковими струмами. Тому для

активного режиму роботи транзистора в наближенні до ідеальної моделі достатньо врахувати:

- дифузійні діркові складові струму емітера й колектора;
- дифузійні провідності переходів;
- омичний опір бази;
- бар'єрні ємності переходів; зворотний зв'язок між переходами.

переходами.

3.2.2. Ефективність емітера

Загальний змінний струм емітера має діркову та електронну складову: $J_{em} = J_{pem} + J_{nem}$. З принципу дії транзистора типу р – п – р випливає, що корисним є лише дірковий струм, оскільки саме він зумовлює появу керованого струму в колі колектора.

У зв'язку з цим варто ввести параметр, який характеризує ефективність роботи емітера:

$$\gamma = J_{pem} / (J_{pem} + J_{nem}) |_{U_{mk} = const} \quad (3.15)$$

де γ - ефективність емітера або коефіцієнт інжекції.

Отже якість роботи емітера буде характеризувати його ефективність, що визначається відношенням діркового струму емітера до повного струму емітера при постійній напрузі на колекторі.

З урахуванням закону діючих мас і співвідношень Енштейна γ запишеться у тому вигляді:

$$\gamma = [1 + \mu_{ne} / \mu_p \cdot L_p / L_{ne} \cdot Q_{ne} / Q_p \cdot \sigma_\sigma / \sigma_e \cdot \mu_{ne} / \mu_n \cdot \text{cht } W_0 Q_p / L_p]^{-1}, \quad (3.16)$$

де $\sigma_{\sigma} = n_n \mu_n q$ - провідність базової області; $\sigma_e = p_{pe} \mu_{pe} q$ - провідність емітерної області, $Q_p = \sqrt{1 + i\omega\tau_p}$, $Q_{ne} = \sqrt{1 + i\omega\tau_{ne}}$.

Для низьких частот $\omega\tau_p \ll 1, Q_p = Q_{ne} = 1, \omega\tau_p \ll 1$ і вузьких баз транзистора $th(W_0/L_p) \approx W_0/L_p$ маємо:

$$\gamma = [1 + \mu_{ne}/\mu_p \cdot \sigma_{\sigma}/\sigma_e \cdot \mu_{ne}/\mu_n \cdot W_0/L_{ne}]^{-1}. \quad (3.17)$$

Отже щоб отримати ефективність емітера, яка близька до одиниці ($\gamma = 1$), необхідно емітерну область легувати більше, ніж базу, щоб провідність базової області була набагато меншою від емітерної ($\sigma_{\sigma} \ll \sigma_e$), що й робиться на практиці.

3.2.3. Коефіцієнт перенесення

Коефіцієнт перенесення показує, яка частина інжектованих у базу носіїв заряду доходить до колекторного переходу й визначається відношенням діркової складової змінного струму емітера при постійній напрузі на колекторі:

$$\beta = J_{pmk}/J_{pme} \text{ при } U_{mk} = const. \quad (3.18)$$

Враховуючи вирази для діркової складової змінного струму емітера й колектора, одержується вираз

$$\beta = 1 / ch(W_0 Q_p / L_p). \quad (3.19)$$

Для низьких частот ($\omega\tau_p \ll 1, Q_p = 1$) і при $W_0 \ll L_p$
 $schx = 1 - x^2/2! - \dots$ і $chx = 1 + x^2/2! + x^4/4! + \dots$

$$\beta_0 = 1/ch W_0/L_p = 1/1 + 1/2(W_0/L_p) = 1 - 1/2(W_0/L_p)^2, \quad (3.20)$$

де β_0 – низькочастотне значення коефіцієнта перенесення.

Вираз (3.20) дає можливість визначити втрати неосновних носіїв заряду в результаті рекомбінації їх в об'ємі базової області. Однак рекомбінаційні процеси відбуваються не тільки в об'ємі бази, але й на її поверхні. Тому ефективний коефіцієнт перенесення носіїв заряду дорівнює:

$$\beta^* = \beta - \beta_s, \quad (3.21)$$

де $\beta_s = I_s/I_{em}$ – коефіцієнт перенесення, який визначається поверхневими втратами, тобто пов'язаний з тією частиною носіїв заряду, які рекомбінують на поверхні.

Для розрахунку струму поверхневої рекомбінації (I_s) припустимо, що рекомбінація відбувається в основному на деякій ділянці поверхні площею A_s .

Оскільки рекомбінація носіїв заряду проходить переважно поблизу емітера, то можна вважати, що концентрація неосновних носіїв заряду біля поверхні наближено дорівнює граничній концентрації дірок p_{e0} :

$$I_s = qSA_s P_{e0}, \quad (3.22)$$

де S – швидкість поверхневої рекомбінації.

Враховуємо, що діркова компонента струму емітера за умови, що $W_0/L_p \ll 1$, наближено дорівнює:

$$I_{em} \approx A_e q D_p P_{e0} / L_p \text{ cth } W_0/L_p \approx A_e q D_p P_{e0} / W_0, \quad (3.23)$$

де A_e – площа емітерного переходу.

Звідси визначимо втрати діркового струму за рахунок поверхневої комбінації

$$\beta_s = A_s/A_e \cdot SW_0/D_p. \quad (3.24)$$

Зменшення β_s можна досягнути при: 1) $A_s \ll I$; 2) S -мінімальне; 3) $W_0 \ll L_p$.

Для звичайних планарних транзисторів за ефективну поверхню рекомбінації можна прийняти поверхню кільця навколо емітерного електрода, розміри якого приблизно дорівнюють ширині бази. Площа ефективної поверхні рекомбінації

$$A_s = \pi(R_e + W_0)^2 - \pi R_e^2 \approx 2\pi R_e W_0, \quad (3.25)$$

де R_e – радіус емітера.

$$\text{Оскільки} \quad A_e = \pi R^2 e, \quad (3.26)$$

то втрати неосновних носіїв заряду в базі за рахунок поверхневої рекомбінації

$$\beta_s = 2W_0 R_e / R_e^2 \cdot SW_0 / D_p = 2W_0^2 S / R_e D_p. \quad (3.27)$$

Загальний вираз для коефіцієнта перенесення з урахуванням рекомбінації носіїв заряду на поверхні і в об'ємі бази можна записати в такому вигляді:

$$\beta_0 = 1 - 1/2(W_0 L_p)^2 - 2W_0^2 S / R_e D_p. \quad (3.28)$$

Потрібно зазначити, що вираз (3.28) справедливий для низьких частот і малого рівня сигналів. Другий доданок у цьому виразі характеризує втрати за рахунок рекомбінації в об'ємі, третій – за рахунок рекомбінації на поверхні. З виразу (3.28) чітко видно, що коефіцієнт перенесення тим ближчий до одиниці, чим більша дифузійна довжина і чим менша ширина бази. Однак збільшення дифузійної довжини неосновних носіїв заряду і часу їх життя призводить до погіршення частотних властивостей транзистора. Тому основним методом вдосконалення транзисторів у напрямку поліпшення параметрів є зменшення ширини їх базової області.

3.2.4. Власний коефіцієнт підсилення за струмом колектора

Власний коефіцієнт підсилення за струмом колектора показує, у скільки разів струм колектора зростає через наявність у зворотному струмі колекторного переходу складової, що залежить від струму емітера, і визначається відношенням величини змінної складової повного струму колектора до його діркової складової:

$$\alpha^* = J_{km} / J_{pkm} = 1 + J_{nkm} / J_{pkm}, \quad (3.29)$$

де J_{nkm} – електронна складова колекторного струму.

Власний коефіцієнт підсилення за струмом колектора враховує явища, пов'язані зі зміною екстракції неосновних носіїв заряду з колекторної області. Оскільки через колектор протікає струм значної величини (близький до струму емітера), то в області колектора спостерігається спад напруги на його об'ємному опорі, що сприяє руху неосновних носіїв заряду до

колекторного переходу. Внаслідок наявності електричного поля в колекторній області зростає електронна складова колекторного струму.

Розрахунок α^* для малих густин струму дає значення таке:

$$\alpha^* = 1 + 1/2(n_{pk}/p_{pk} \mu_{nk}/\mu_{pk}). \quad (3.30)$$

Як правило, колектор характеризується параметром, який називають ефективністю колектора (α_i). Він визначається процесами розмноження носіїв заряду в області просторового заряду колекторного переходу внаслідок ударної іонізації і зміною умов дифузії неосновних носіїв заряду в колекторній області.

Відповідно до цього

$$\alpha_i = M\alpha^*, \quad (3.31)$$

де M – коефіцієнт лавинного розмноження, який визначається з такого співвідношення:

$$M = [1 - (U/U_{проб})]^{-n}, \quad (3.32)$$

де $n > 1$ – показник степеня, що залежить від типу матеріалу й рівня легування.

Практично $\alpha_i > 1$ тільки для германієвих транзисторів із високоомною колекторною областю.

3.2.5. Коефіцієнт підсилення за струмом транзистора

У біполярних транзисторах залежно від їх схеми ввімкнення вихідною (регульованою) величиною є емітерний або колекторний струм, а вхідною (регулюючою) – струм емітера або струм бази. Зв'язок між вихідними і вхідними струмами визначається коефіцієнтом підсилення.

Для практичних розрахунків зручно користуватися коефіцієнтом підсилення за струмом транзистора у схемі зі спільною базою – α , що визначається з відношення повного струму колектора до повного струму емітера при постійній напрузі на колекторному переході:

$$\alpha = J_{mk} / J_{me} \text{ при } U_{mk} = \text{const.} \quad (3.33)$$

Коефіцієнт α показує ту частину струму емітера, яка замикається через колектор, і визначає ступінь підсилення вхідного струму. Фізичний аспект цього підсилення в транзисторі полягає в тому, що колекторний струм регулюється під дією невеликої за величиною напруги на емітерному переході. Ця напруга спричиняє регулюючий струм, що збільшується при проходженні через колекторний перехід внаслідок наявності прискорюючого поля. Якщо розглянути фізичну природу транзистора, то легко встановити, що коефіцієнт підсилення струму у схемі зі спільною базою визначається результативною дією декількох фізичних факторів і складається з трьох компонентів:

$$\alpha = J_{pmk} + J_{nmk} / J_{pme} + J_{mne} = J_{pme} / J_{pme} + J_{mne} \cdot J_{pmk} / J_{pme} \cdot J_{pmk} + J_{nmk} / J_{pmk} \quad (3.34)$$

або

$$\alpha = \gamma \beta \alpha^* \quad (3.35)$$

Коефіцієнт α близький до одиниці; для сучасних транзисторів він дорівнює $0,985 \div 0,995$.

Щоб встановити зв'язок між струмом колектора і струмом бази транзистора у схемі зі спільним емітером, вводять коефіцієнт підсилення за струмом B , що визначається з виразу:

$$B = J_{mk} / J_{m\delta} = \alpha / 1 - \alpha \quad (3.36)$$

Типові значення коефіцієнта В знаходяться в межах $50 \div 200$. Коефіцієнт підсилення за струмом у схемі зі спільним емітером тим більший, чим ближче коефіцієнт α до одиниці.

Одним із важливих параметрів, що характеризують високочастотні властивості транзистора, є гранична частота коефіцієнта підсилення за струмом ω_α . Параметр ω_α визначається як частота, при якій відношення квадрата модуля α до квадрата низькочастотного значення α_0 дорівнює $1/2$, що відповідає зменшенню коефіцієнта підсилення на 3 дБ порівняно з α_0 .

Величини γ і α^* слабо залежать від частоти, тому домінуючу роль у залежності $\alpha(\omega)$ відіграє частотна залежність коефіцієнта перенесення β :

$$\frac{|\alpha|^2}{\alpha_0^2} = \frac{|\beta|^2}{\beta_0^2} = 1. \quad (3.37)$$

Для високих частот ($\omega\tau_p \gg 1$) будемо мати

$$|\beta|^2 \approx 1 - 1/6(\omega\tau_p \cdot W_o^2/L_p^2)^2. \quad (3.38)$$

Використовуючи співвідношення (3.37), отримаємо:

$$1 - 1/6(\omega_\alpha\tau_p \cdot W_o^2/L_p^2)^2 = (1 - W_o^2/L_p^2)^2/2. \quad (3.39)$$

Звідси

$$\omega_\alpha = 2,43 D_p / W_o^2. \quad (3.40)$$

Рівняння (3.40) показує, що гранична частота коефіцієнта підсилення струму у схемі зі спільною базою обернено пропорційна до квадрата ширини базової області.

3.2.6. Розподіл струмів в електродах біполярного транзистора

Механізм проходження струму в р – п – р-структурі транзистора аналогічний механізму в п – р – п-структурі. У першому випадку корисним струмом є дірковий, зумовлений неосновними носіями заряду – нерівноважними дірками, у другому – електронний.

Розглянемо розподіл струмів в р – п – р-структурі біполярного транзистора. Як зазначалося вище, струм емітера складається з двох складових – електронної та діркової. Отже, струм, що витікає з емітера, поділяється на дві складові (рис.3.6):

$$I_e = I_{ep} + I_{en} = \gamma I_e + (1 - \gamma) I_e. \quad (3.41)$$

Електронний струм емітера (I_{en}) замикається через базу. Оскільки ширина бази в транзисторі значно менша від дифузійної довжини дірок, то завдяки цьому основна частина дірок, інжектованих емітером, проходить через базу до колекторного переходу. Тут дірки захоплюються полем колекторного переходу, зміщеного у зворотному напрямку, і створюють в його колі струм, величина якого пропорційна емітерному струму:

$$I_{kp} = \alpha M I_e. \quad (3.42)$$

Явище ударної іонізації враховується введенням коефіцієнта розмноження M . Не всі дірки доходять до колекторного переходу, частина з них рекомбінує з електронами; рекомбінаційна складова струму

$$I_{pek} = (1 - \beta) \gamma I_e. \quad (3.43)$$

Крім цього, у колі колектора протікає власний зворотний струм колекторного переходу, що має невелику величину. Як і для напівпровідникового діода, власний зворотний струм $I_{кб0}$ має три складові: струм екстракції, термострум переходу і струм поверхневих втрат переходу. Повний струм колектора

$$I_k = \alpha I_e + I_{кб0}. \quad (3.44)$$

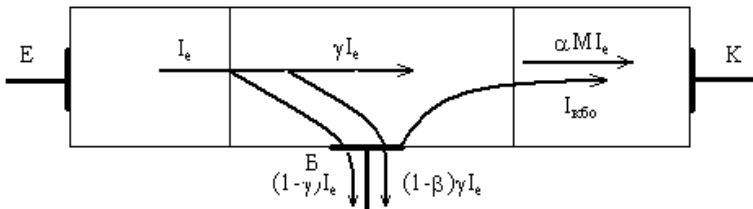


Рис. 3.6 Розподіл струмів велектродах транзистора

Як зображено на (рис 3.6), струм бази зумовлений трьома складовими: інжекційною $(1-\gamma)I_e$; рекомбінаційною $(1-\beta)\gamma I_e$ і зворотним струмом колекторного переходу $I_{кб0}$.

3.2.7. Статичні характеристики біполярного транзистора у схемі зі спільною базою

Вхідні характеристики. Відповідно до схеми ввімкнення транзистора зі спільною базою (рис.3.7, а), вхідними й вихідними струмами і напругами є: $I_1=I_{eo}$; $I_2=I_{ko}$; $U_1=U_{eo}$; $U_2=U_{ko}$. Сім'я вхідних статичних характеристик короткого замикання у схемі зі спільною базою визначаються залежністю $I_{eo}=f(U_{eo})$ при $U_{кб}=\text{const}$ і описуються рівнянням:

$$I_{eo} = I_{ee} [\exp(qU_{eo}/kT) - 1] - I_{kk} [\exp(qU_{ko}/kT) - 1] \Big|_{U_{ко}=\text{const}}. \quad (3.45)$$

Сім'я вхідних характеристик зображена на рис. 3.7, а.

Вхідна статична характеристика короткого замикання при $U_{k0}=0$ подібна до звичайної характеристики напівпровідникового діода, під'єднаного в прямому напрямку, тобто струм I_{e0} в цьому випадку зростає за експоненціальним законом:

$$U_{k0}=0, I_{e0}=I_{ee}[\exp(qU_{e0}/kT)-1]. \quad (3.46)$$

Зі збільшенням колекторної напруги $|U_{k0}|$ вхідна характеристика зміщується вліво (рис.3.7, а). При великій колекторній напрузі $|U_{k0}| \gg kT/q$ струм слабо залежить від від'ємної напруги на колекторі, оскільки $\exp(qU_{k0}/kT) \ll 1$; $I_{e0} > 0$ при $U_{e0}=0$.

Зміщення вхідних статичних характеристик вліво при зростанні за абсолютною величиною колекторної напруги пояснюється тим, що напруга на колекторі впливає на значення концентрації носіїв заряду біля нього і змінює також ширину бази через зміну товщини області об'ємного заряду колекторного переходу (ефект Ірлі). Ці причини приводять до збільшення градієнта концентрації неосновних носіїв (дірок) у базі зі збільшенням $|U_{k0}|$ при $U_{e0}=\text{const}$, відповідно зростає струм емітера, тобто характеристики зміщуються вліво.

Через емітерний перехід транзистора протікатиме струм при нульовій напрузі на емітері і при достатньо великій від'ємній напрузі на колекторі. Ширина бази зменшується і гранична концентрація носіїв заряду знижується, відповідно порушується рівновага на емітерному переході. Це приводить до зростання потоку носіїв заряду з емітера в базу, який переважає зустрічний потік із бази в емітер. Щоб його скомпенсувати, тобто щоб досягти нульового струму емітера, необхідно на емітер подати від'ємну напругу.

Вихідні характеристики. Сім'я вихідних статичних характеристик короткого замикання у схемі зі спільною базою (рис 3.7, б) визначається залежністю $I_{k\bar{o}}=f(U_{k\bar{o}})$ при $U_{e\bar{o}}=\text{const}$ і описується рівнянням

$$I_{ko}=I_{ke}[\exp(qU_{e\bar{o}}/kT)-1]-I_{kk}[\exp(qU_{k\bar{o}}/kT)-1] \quad |_{U_{e\bar{o}}=\text{const}} \quad (3.47)$$

При малих значеннях напруги на колекторі вплив $U_{k\bar{o}}$ на вихідні характеристики досить сильний. Однак зі збільшенням $|U_{k\bar{o}}|$ його вплив різко послаблюється, оскільки $\exp(qU_{e\bar{o}}/kT) \ll 1$, і рівняння (3.47) надбуває вигляду:

$$I_{k\bar{o}}=I_{ke}[\exp(qU_{e\bar{o}}/kT)-1]+I_{kk} \quad (3.48)$$

Оскільки колекторний перехід під'єднаний у зворотному напрямку, то загальний характер цих залежностей подібний до зворотної гілки вольт-амперної характеристики діода:

якщо $U_{e\bar{o}}=0$,

$$I_{k\bar{o}}=I_{kk}[\exp(qU_{k\bar{o}}/kT)-1] \quad (3.49)$$

У колі колектора протікає невеликий за величиною зворотний струм $I_{k\bar{o}0}$.

При збільшенні вхідної напруги ($U_{e\bar{o}}>0$) характеристики зміщуються вгору, що впливає з принципу дії транзистора (рис. 3.7, б). Нахил характеристик визначається залежністю ширини бази від напруги на колекторі і збільшується із зростанням напруги на емітері.

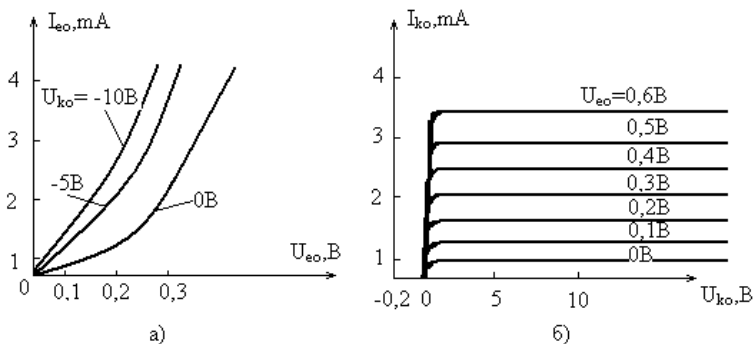


Рис. 3.7 Вхідні (а) і вихідні (б) статичні характеристики транзистора короткого замикання у схемі зі спільною базою

При прямому зміщенні колекторний перехід відкривається і протікає прямий струм. Оскільки цей струм протікає назустріч струму інжекції, то результуючий струм у колі колектора зі зростанням додатної напруги швидко зменшується до нуля. Подальше збільшення додатної напруги на колекторі приводить до швидкого зростання прямого струму колектора.

3.3. Залежність параметрів транзистора від режиму роботи і температури

3.3.1. Аналіз процесів перенесення носіїв заряду в базі транзистора при високих рівнях інжекції

Доки в однорідній базі транзистора існує низький рівень інжекції, можна вважати, що концентрація основних носіїв заряду визначається термодинамічним рівноважним значенням концентрації у всьому об'ємі бази. Якщо рівень інжекції високий, необхідно враховувати сильнішу залежність концентрації основних носіїв заряду від координати.

Підвищення рівня інжекції, як і в діоді, приводить до появи електричного поля в базі транзистора, яке впливає на розподіл концентрації інжекттованих носіїв заряду, величину струму, значення коефіцієнта підсилення за струмом транзистора тощо. Проаналізуємо фізичні процеси в транзисторі, що спостерігаються при різних рівнях інжекції через емітерний перехід.

Як відомо, при підвищенні рівня інжекції в транзисторі концентрація неосновних носіїв заряду в базі зростає. Це призводить також до збільшення концентрації основних носіїв заряду, що входять у базу з джерела і відновлюють нейтральність базової області, тобто сумарний електричний заряд будь-якого мікрооб'єму бази повинен дорівнювати нулю. Концентрація вільних електронів у базі р – n – р-транзистора дорівнює сумі концентрації інжекттованих дірок і донорних домішок і повинна, як і концентрація інжекттованих дірок, зменшуватися від емітера до колектора. Такий нерівномірний розподіл основних носіїв заряду в базі призводить до появи електронної складової струму і електричного поля в базі транзистора.

Якщо вважати електронний струм у базі транзистора на межі емітерного переходу малим порівняно з дірковим, тобто знехтувати ним, то, прирівнявши до нуля вираз для густини електронного струму (приймаючи умову нейтральності бази), отримаємо:

$$J_n = q\mu_n n E(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx} = 0. \quad (3.50)$$

Ров'язуючи рівняння (3.50) відносно напруженості поля $E(x)$, одержимо:

$$E(x) = -kT/q \frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx}. \quad (3.51)$$

3.3.2. Вплив режиму роботи на параметри транзистора

Параметри транзистора залежать від режиму роботи, тобто від вибору робочої точки. Для біполярного транзистора будемо враховувати величини, що визначають режим роботи: струм (I_e) і напругу (U_k). Розглянемо зміну коефіцієнта підсилення струму у схемі зі спільною базою, а також деякі параметри еквівалентної схеми транзистора залежно від струму емітера й напруги на колекторі.

Коефіцієнт підсилення за струмом у схемі зі спільною базою (α). Як зазначалося вище, коефіцієнт підсилення за струмом у схемі зі спільною базою визначається результативною дією кількох факторів і, згідно з (3.35), складається з трьох компонентів:

$$\alpha = \gamma \beta \alpha^*$$

Проаналізуємо кожну зі складових параметра α . Будемо вважати, що власний коефіцієнт підсилення колектора $\alpha^* \approx 1$. Ефективність емітера (γ) характеризує здатність емітера інжектувати неосновні носії в область бази і визначається згідно з (3.15) для р – п – р-транзистора відношенням діркової складової емітерного струму до повного емітерного струму:

$$\gamma = I_{pe}/I_{pe} + I_{ne} = 1 - \sigma_e/\sigma_b L_n/L_p \cdot th W_0/L_p = 1 - \delta. \quad (3.52)$$

Переважаю в біполярних транзисторах забезпечують провідність емітерної області на декілька порядків вищу від провідності бази σ_b . Наприклад, для германієвих транзисторів вибирають: $\sigma_e = 10^3$ (Ом см)⁻¹; $\sigma_b = 1$ (Ом см)⁻¹.

Отримаємо $\gamma = 0,9996 \approx 1$.

Отже, зі збільшенням емітерного струму (рівня інжекції) провідність бази та ефективність емітера погіршується.

Коефіцієнт перенесення (β) характеризує втрати неосновних носіїв заряду при їх переміщенні від емітера до колектора. На низьких частотах коефіцієнт перенесення з урахуванням рекомбінації в об'ємі й на поверхні бази, згідно з (3.28), має вигляд:

$$\beta = 1 - 1/2(W_0/L_p)^2 - 2SW_0^2/A_e D_p = 1 - \beta_r - \beta_s, \quad (3.53)$$

де β_r і β_s вказують відповідно на об'ємну й поверхневу рекомбінації носіїв заряду.

При високих рівнях інжекції $D_p^* = 2D_p$ і $\beta_s^* = 1/2\beta_s$, тобто втрати на поверхневу рекомбінацію зменшуються вдвічі. Втрати на об'ємну рекомбінацію зростають через збільшення концентрації дірок у базі при високому рівні інжекції. Отже, в бездрейфових транзисторах коефіцієнт підсилення за струмом α зі зростанням струму емітера збільшується внаслідок зменшення впливу поверхневої рекомбінації, але одночасно падає внаслідок зменшення ефективності емітера. При малій густині емітерного струму помітного значення набуває зростання β , при цьому зниження γ ще не є істотним, у результаті цього α збільшується. При значній густині емітерного струму домінуючу роль у залежності $\alpha(I_e)$ відіграє зниження ефективності емітера. Накладання цих протилежних ефектів призводить до $\alpha(I_e)$ (рис 3.8).

Коефіцієнт підсилення за струмом (α) залежить від напруги на колекторі (U_k) внаслідок модуляції ширини бази (ефект Ірлі). Чим вища напруга $|U_k|$, тим вищою стає база і тим ближчим до одиниці отримується коефіцієнт перенесення неосновних носіїв заряду. Отже, коефіцієнт α збільшується зі зростанням $|U_k|$, наближаючись до значення ефективності емітера. Другим фактором, що призводить до залежності $\alpha(U_k)$, є явище ударної

іонізації в колекторному переході. За наявності ударної іонізації струм колектора зростає в M разів, де M – коефіцієнт лавинного розмноження. Навіть незначне перевищення величиною M одиниці може істотно наблизити коефіцієнт підсилення α до одиниці.

Дифузійний опір емітерного переходу ($r_{e,d}$) обернено пропорційний до струму емітера

$$r_{e,d} = kT/q I_e \quad (3.54)$$

При струмі емітера $I_e = 1$ мА, $r_{e,d} = 25$ Ом; при менших струмах емітера дифузійний опір емітера збільшується до сотень і тисяч Ом.

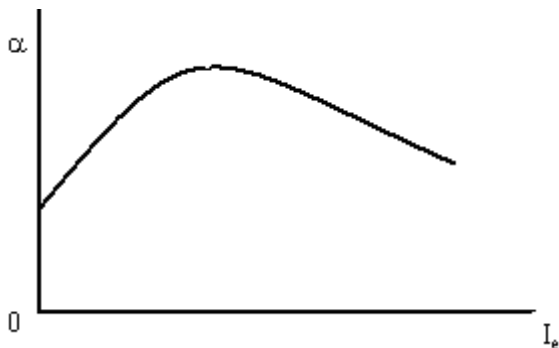


Рис. 3.8. Залежність коефіцієнта підсилення транзистора від струму емітера

Залежність дифузійного опору емітера від напруги на колекторі дуже слабка і практично нею можна знехтувати.

Дифузійний опір колекторного переходу ($r_{e,d}$) згідно з виразом (3.54) також обернено пропорційний до струму емітера, але істотно залежить від напруги на колекторі:

$$r_{k,d} = W_0 U_k / I_e (1 - \beta) x_{p-n} \cong (U_k / I_e)^{1/2} \quad (3.55)$$

Зі зростанням напруги $|U_k|$ опір $r_{k,d}$ повинен збільшуватись. Однак здебільшого зростання $r_{k,d}$ при збільшенні $|U_k|$ послаблюється через наявність поверхневих втрат, а також ударної іонізації в колекторному переході. У результаті опір $r_{k,d}$ виявляється меншим від очікуваної величини і зі збільшенням $|U_k|$ зменшується.

Дифузійний опір бази ($r_{\delta,d}$) обернено пропорційний струму емітера

$$r_{\delta,d} = kT/q I_e (1 - \beta) \quad (3.56)$$

Залежність дифузійного опору бази від напруги на колекторі визначається залежністю $\beta(U_k)$ і при збільшенні $|U_k|$, $r_{\delta,d}$ дещо зростає.

Об'ємний опір бази ($r_{\delta,ob}$) зменшується при великих струмах емітера через зменшення питомого опору базової області. Крім цього, із зростанням емітерного струму (I_e) опір активної області бази відіграє все меншу роль. Сумарна величина об'ємного опору бази визначається опором пасивної периферійної області бази (ефект відтиснення струму емітера від центра до периферії). Зміна колекторної напруги призводить до модуляції товщини бази, що зумовлює залежність $r_{\delta,ob}(U_k)$. Ця залежність, в основному, справедлива для активної частини бази й виражається у збільшенні її опору зі зростання напруги на колекторі.

3.3.3. Вплив температури на параметри транзисторів

Коефіцієнт підсилення за струмом у схемі зі спільною базою (α), згідно з (3.35), дорівнює:

$$\alpha = \gamma [1 - 1/2(W_o/L_p)^2] \alpha^* \quad (3.57)$$

і залежить від температури через параметри τ_p , D_b , і ρ_σ (величину питомого опору емітера можна вважати практично постійною внаслідок високої провідності емітера). З цих параметрів основну роль відіграє час життя, який зростає з температурою. Коефіцієнт γ зі збільшенням температури зменшується. Це пояснюється зростанням концентрації електронів у базі і збільшенням електронного струму емітерного переходу. Температурна залежність часу життя неосновних носіїв (τ_p) визначається концентрацією домішок і центрів рекомбінації в об'ємі й на поверхні.

Отже, коефіцієнт підсилення (α) зростає при нагріванні транзистора і зменшується при його охолодженні. Однак залежність $\alpha(T)$ мала, вона призводить до суттєвої залежності від температури коефіцієнта підсилення струму у схемі зі спільним емітером $V = \alpha / (1 - \alpha)$, який для германієвих транзисторів зростає в робочому діапазоні температур приблизно удвічі.

Дифузійний опір емітерного переходу ($r_{e,d}$) згідно з (3.54) лінійно залежить від температури:

$$r_{e,d} = kT/qI_e \quad (3.58)$$

Дифузійний опір колекторного переходу ($r_{k,d}$), згідно з (3.55), залежить від температури через дифузійну довжину, тобто через час життя носіїв заряду:

$$r_{k,d} = (2eN_d/\epsilon \epsilon_0)^{1/2} \cdot L_p^2/W_o U_k/I_e. \quad (3.59)$$

Дифузійний опір колектора можна підвищити при нагріванні транзистора. Підвищення $r_{k,d}$ спостерігається при низьких температурах, але при кімнатних температурах і вище дифузійний опір колектора може зменшуватися через поверхневі втрати, а також через збільшення коефіцієнта ударної іонізації при великих напругах на колекторному переході.

Об'ємний опір бази ($r_{\sigma,ob}$) залежить від температури через температурну зміну питомого опору $\rho_{\sigma}(T)$ та істотно визначається концентрацією домішок на базі. Для порівняно низькоомної бази, що характерно для германієвих транзисторів, цей опір монотонно зростає в робочому діапазоні температур. Але при достатньо високих температурах, у результаті появи власної провідності збільшується концентрація носіїв заряду, а це призводить до падіння омичного опору бази.

Тепловий струм колекторного переходу ($I_{k\sigma o}$). Струм колектора у схемі зі спільною базою визначається співвідношенням (3.44)

$$I_k = \alpha I_e + I_{k\sigma o},$$

де $I_{k\sigma o}$ – тепловий струм колекторного переходу.

Тепловий струм колектора $I_{k\sigma o}$ суттєво зростає з температурою, що є основною причиною температурної нестабільності транзисторів.

3.3.4. Шуми в транзисторах

Шуми в транзисторах обмежують їх чутливість до слабого сигналу. При підвищених рівнях власних шумів вихідні сигнали транзисторного підсилювача можуть не відрізнятися на фоні цих шумів. Необхідність підвищення стійкості транзисторів до перешкод вимагає зниження їх шумів до мінімально можливого рівня. У транзисторах спостерігаються такі типи шумів: тепловий, дробовий і надлишковий.

Тепловий шум виникає при відсутності струму через транзистор і описується формулою Нейквіста

$$\overline{U^2}_{\text{тепл}} = 4kTR\Delta f, \quad (3.60)$$

де $\overline{U^2}_{\text{тепл}}$ – середнє квадратичне значення амплітуди напруги шуму; R – опір елемента, що створює шум; Δf – смуга частот, в якій вимірюється шум.

Тепловий шум є “білим”, тобто має рівномірний спектр і не залежить від частоти. Джерелом теплових шумів є опір у транзисторі. Природа теплових шумів пов’язана з хаотичним тепловим рухом електронів в об’ємі напівпровідника. Цей тип шуму в транзисторах виникає на високих частотах.

Дробовий шум зумовлений флуктуацією потоку носіїв заряду через напівпровідник. Цей шум виникає в транзисторі на кожному з переходів у результаті флуктуації струму внаслідок непостійності кількості носіїв заряду, що проходять через перехід при подачі на нього прямої чи зворотної напруги.

Для емітерного переходу середнє квадратичне значення амплітуди напруги й струму дробового шуму

$$\overline{U^2}_{\text{дроб.е}} = 2eI_e r_e^2 \Delta f = 2kTr_e \Delta f, \quad (3.61)$$

де r_e – дифузійний опір емітерного переходу;

$$\overline{I^2}_{\text{дроб.е}} = 2eI_c \Delta f, \quad (3.62)$$

де $\overline{I^2}_{\text{дроб.е}}$ – середнє квадратичне значення амплітуди струму дробового шуму емітерного переходу ($\overline{I^2}_{\text{дроб.е}} \approx 3,2 \cdot 10^{11} A$).

Для колекторного переходу середнє квадратичне значення амплітуди напруги і струму дробового шуму

$$\overline{U^2}_{\text{дроб.к}} = 2eI_{\text{кбо}} r_k^2 \Delta f, \quad (3.63)$$

де $I_{\text{кбо}}$ – зворотний струм колектора; r_k – дифузійний опір колекторного переходу;

$$\overline{I^2}_{\text{дроб.к}} = 2eI_{\text{кбо}} \Delta f, \quad (3.64)$$

де $\overline{I^2}_{\text{дроб.к}}$ – середнє квадратичне значення амплітуди струму дробового шуму колекторного переходу.

З формул (3.62), (3.63) видно, що дробовий шум залежить лише від величини струму й діапазону частот і не залежить від середньої частоти діапазону. Дробові шуми, як і теплові, мають рівномірний спектр і проявляються на високих частотах.

Надлишковий шум специфічний для напівпровідникових приладів і зумовлений в основному поверхневими явищами. Для надлишкового шуму спектр нерівномірний, тобто існує залежність від частоти:

$$\overline{I_{надл}^2} = A \frac{\Delta f}{f}, \quad (3.65)$$

де A – коефіцієнт, який визначається параметрами схеми; f – частота.

Надлишковий шум для колекторного переходу зумовлений флуктуаціями поверхневих втрат. Тому він залежить від ширини переходу і тим самим від колекторної напруги

$$\overline{I_{надл.к}^2} = A' \frac{\Delta f}{f} \sqrt{U_k}. \quad (3.66)$$

Надлишковий шум для емітерного переходу зумовлений флуктуаціями поверхневої рекомбінації інжектованих носіїв. Тому він залежить від рівня інжекції, тобто від величини емітерного струму:

$$\overline{I_{надл.е}^2} = A'' \frac{\Delta f}{f} I_e. \quad (3.67)$$

Для транзисторів надлишкові шуми мають значення лише при низьких частотах. Для частот $f \geq 10$ кГц ними можна знехтувати.

Для кількісної характеристики шумових властивостей транзистора вводять коефіцієнт шуму (F), що визначається співвідношенням повної потужності шумів на виході приладу до тієї частини потужності шуму на вході, яка зумовлена тепловими шумами джерела сигналу:

$$F = \frac{P_{ш.нов.}}{P_{т.ген.}} . \quad (3.68)$$

Отже, коефіцієнт шуму показує, у скільки разів потужність шумів на виході реального транзистора перевищує потужність шумів на вході ідеального транзистора, що не утворює шумів. Типова залежність коефіцієнта шуму від частоти має характер, показаний на рис. 3.9.

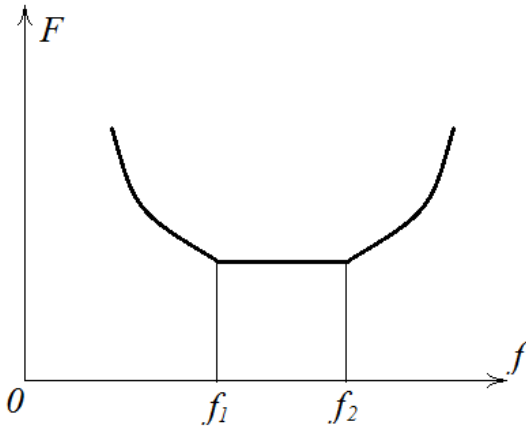


Рис. 3.9. Залежність коефіцієнта шуму транзистора від частоти

У смузі частот $0 \div f_1$ проявляється здебільшого надлишковий шум. У смузі частот від f_1 до f_2 коефіцієнт шуму залишається практично постійним і визначається в основному тепловими й дробовими шумами. Частота f_2 знаходиться близько від граничної частоти (f_{gp}) транзистора, при якій коефіцієнт підсилення зменшується, а коефіцієнт шуму відповідно зростає. Коефіцієнт шуму залежить від температури; при підвищених температурах коефіцієнт шуму різко зростає.

4. ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ

4.1. Польовий транзистор із затвором Шотткі

Польові транзистори із затвором Шотткі є основними активними елементами мікросхем на основі арсеніду галію. Сьогодні промисловість вже серійно випускає інтегральні схеми і дискретні польові транзистори із затвором Шотткі на арсеніді галію. Головна мета розроблення таких приладів полягає в підвищенні швидкодії. Цифрові арсенід-галієві інтегральні схеми належать до типу надшвидкісних, а аналогові, як правило, призначені для роботи в діапазоні надвисоких частот.

Основні параметри напівпровідників

Параметри		GaAs	Si
Рухливість, см ² /В·с	Для електронів	$(4-5) \cdot 10^3$	$(0,8-1) \cdot 10^3$
	Для дірок	250	350
Швидкість насичення, см/с		$2 \cdot 10^7$	$0,8 \cdot 10^7$
Максимальний питомий опір нелегованого матеріалу, Ом·см		10^7-10^9	10^5
Час життя неосновних носіїв заряду, с		10^{-8}	10^{-3}
Густина поверхневих станів в МДН-структурах, см ⁻²		$10^{12}-10^{13}$	10^{10}

Перспективність використання арсеніду галію в електроніці зумовлена цілою низкою його властивостей. Арсенід галію має рухливість носіїв заряду, яка перевищує приблизно в шість разів рухливість носіїв заряду в кремнії, що дає змогу створювати

високочастотні прилади. Крім цього, арсенід галію має більшу ширину забороненої зони порівняно з кремнієм, що є необхідною умовою працездатності приладів та ІС при підвищених температурах. Нелегований арсенід галію має високий питомий опір, що дає змогу створювати напівізольуючі підкладки, на яких вирощуються епітаксійні шари n-типу провідності, в яких формуються елементи ІС. Напівізольована підкладка спрощує завдання зменшення паразитних зв'язків як у структурі транзистора із затвором Шотткі, так і в цифрових інтегральних схемах. В інтегральних схемах така підкладка використовується для ізоляції елементів.

Вище наведено основні електрофізичні параметри арсеніду галію і кремнію при $T=300\text{ K}$ (див. таблицю).

За деякими параметрами арсенід галію поступається кремнію, Так, наприклад, висока густина поверхневих станів в МДН-структурах на арсеніді галію поки що не дає змоги створювати на його основі високоякісні МДН-транзистори. Низька рухливість дірок і малий час життя неосновних носіїв заряду ускладнює розробку біполярних транзисторів. Через це найоптимальнішим активним елементом, що дає змогу реалізувати переваги арсеніду галію в інтегральних схемах порівняно з кремнієм, є польовий транзистор із затвором Шотткі.

4.1.1. Структура і принцип дії польових транзисторів із затвором Шотткі

Розглянемо структуру польового транзистора із затвором Шотткі на арсеніді галію (рис. 4.1). Найістотношою перевагою його порівняно з іншими типами НВЧ-транзисторів є відсутність р–п-переходів. Заміна р–п-переходу затвора випрямним контактом метал – напівпровідник дає змогу виключити з технологічних

операцій створення транзистора дифузією й виготовляти прилади з довжиною каналу 0,25-1,0мкм.

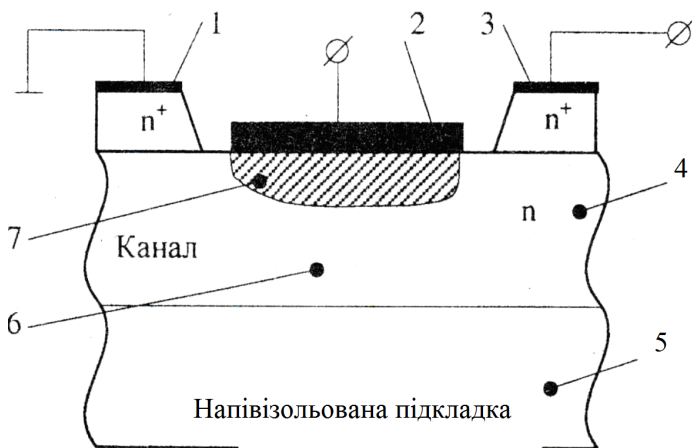


Рис. 4.1. Структура польового транзистора із затвором Шоттки на арсеніді галію: 1 – витік; 2 – затвор, 3 – стік;
4 – епітаксійна слабколегована плівка n-типу;
5 – напівізолювальна підкладка; 6 – канал;
7 – область збіднення

У структурі польового транзистора із затвором Шоттки (рис. 4.1) на напівізолювальній підкладці нанесена епітаксійна плівка, товщина якої під затвором становить близько 0,1-0,3 мкм, а концентрація домішки $(1\div 0.3)\cdot 10^{17}$ см³. Як легувальну домішку використовують кремній, селен, сірку тощо. На епітаксійній плівці виготовлені омичні контакти витіку і стоку. Для поліпшення характеристик омичних контактів під електродами витіку і стоку розташовані n⁺-ділянки. Витіком називають електрод, від якого основні носії заряду надходять у канал; стоком – електрод, в який входять основні носії заряду із каналу. Металевий електрод затвора

(сплав титан-вольфрам) утворює з напівпровідником п-типу провідності випрямний контакт – бар’єр Шотткі, типова рівноважна висота якого становить 0,8eВ. Провідний канал між витоком і стоком розташовується в епітаксійній плівці і обмежений зверху збідненою ділянкою бар’єра Шотткі, а знизу – напівізолюваною підкладкою.

Принцип дії польових транзисторів із затвором Шотткі такий. Між затвором і витоком подається керуюча напруга (U_g), на стік додатна напруга (U_c). При зміні керуючої напруги змінюється товщина збідненого шару $d_n(U_g)$, товщина провідного каналу $d_k(U_g) = d_0 - d_n(U_g)$, його провідність і струм стоку. Оскільки зміну провідності каналу між витоком і стоком можна регулювати, прикладаючи до затвора керуючу напругу малої потужності, то польовий транзистор з затвором Шотткі може бути використаний як підсилювач і як ключ.

Якщо напруга на затворі підвищується за відсутності напруги на стіці, то межа збідненого шару може досягати напівізолювальної підкладки. Товщина каналу і струм стоку дорівнюють нулю. Напругу відсічки визначають з умови $d_n(U_{відс}) = d_0$:

$$U_{відс} = \varphi_k - \frac{eN_d d_0^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (4.1)$$

де φ_k – рівноважна висота потенційного бар’єра контакту; ϵ – відносна діелектрична проникність напівпровідника (для арсеніду галію $\epsilon=13,1$); N_d – концентрація донорів у каналі.

Необхідне значення напруги відсічки ($U_{відс}$) забезпечується підбором концентрації донорів у каналі (N_d) і товщиною епітаксійного шару (d_0). Наприклад, при ($\varphi_k=0,8$ В, $N_d=10^{17}$ см⁻³; $d_0=0,2$ мкм маємо $U_{відс}=-2$ В. При малій товщині епітаксійного шару п-типу провідності напруга відсічки може бути додатною. В

інтегральних схемах на основі арсеніду галію використовуються польові транзистори з бар'єром Шоттки, для яких $U_{\text{відс}} = -2,5 \div +0,2\text{В}$.

Якщо $U_{\text{відс}} < 0$, то при $U_3 = 0$ канал є провідним і транзистор називають нормально відкритим, аналогічно МДН-транзистору з вбудованим каналом. Якщо $U_{\text{відс}} > 0$ і $U_3 = 0$, канал перекритий збідненим шаром і транзистор називають нормально закритим аналогічно МДН-транзистору з індукованим каналом. При підвищенні напруги на стоці і при $U_3 = 0$ товщина збідненого шару в ділянці стоку зростає і при $U_{\text{с.нас}}$ досягає напівізолюваної підкладки. Збільшення товщини збідненого шару при $U_3 = 0$ пояснюється тим, що при збільшенні струму стоку із зростанням напруги на стоці спад напруги в каналі ($I_c R$) зростає в міру віддалення від витoku, у результаті чого підвищується зворотне зміщення на затворі рівномірно від точки $y = 0$ до точки $y = L$. Тому товщина збідненого шару $d_n(y)$ в точці $y = L$ найбільша і дорівнює d_0

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_{\text{с.нас}} + \varphi_k)}{qN_d}}, \quad (4.2)$$

де $U_{\text{с.нас}}$ – напруга на стоці, при якій струм стоку досягає насичення.

З виразу (4.2) знайдемо $U_{\text{с.нас}}$ при $U_3 = 0$

$$U_{\text{с.нас}} = \frac{qN_d d_0^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - \varphi_k. \quad (4.3)$$

Якщо на затвор подати напругу, то товщина збідненого шару також збільшується. Тому в цьому випадку перекриття каналу в ділянці стоку ($y = L$) відбувається раніше і значення $U_{\text{с.нас}}$ зменшиться:

$$U_{c.nac} = \frac{qN_d d_0^2}{2\epsilon\epsilon_0} - \varphi_k + U_s. \quad (4.4)$$

4.1.2. Статичні характеристики польових транзисторів із затвором Шотткі

Для кількісного аналізу статичних характеристик польових транзисторів із затвором Шотткі скористаємось ідеалізованою моделлю (рис. 4.2).

Будемо вважати, що витік транзистора заземлений, на стік подається напруга $U_c > 0$, а на затвор $U_s < 0$. Систему координат (x, y, z) вибираємо так, як зображено на рис.4.2, тобто початок координатних осей збігається з краєм затвора. Позначимо ширину затвора через W , а його довжину через L . Для аналітичного розрахунку ВАХ транзистора необхідно розв'язати рівняння Пуассона і рівняння неперервності у площині (x, y) за заданих граничних умов. Незважаючи на те, що числові розрахунки характеристик досить складні, з достатньою точністю можна проаналізувати роботу транзистора, ввівши деякі наближення.

Будемо вважати, що форма збідненого шару вздовж каналу змінюється не дуже різко, тобто зміна складової напруженості E_y електричного поля вздовж осі y набагато менша, ніж зміна складової E_x вздовж осі x . При виконанні цієї умови рівняння Пуассона можна розглядати як одновимірне, окремо в напрямку осей x і y . Вважаємо, що опір базових ділянок від витоків і стоків до затвора дуже малий порівняно з опором каналу.

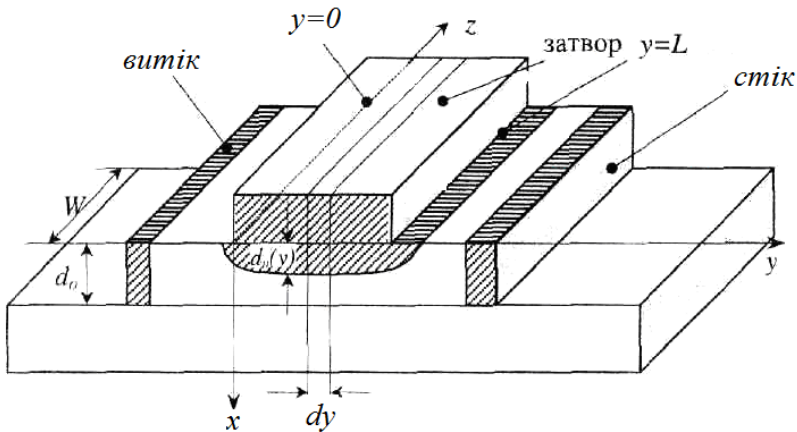


Рис. 4.2. Ідеалізована модель польового транзистора із затвором Шотткі

Опір каналу польового транзистора (рис.4.2), можна визначити за формулою

$$R = \frac{L}{\sigma W [d_0 - d_n(y)]} = \frac{L}{e N_d \mu_n W [d_0 - d_n(y)]}, \quad (4.5)$$

де $\sigma = e N_d \mu_n$ – питома електропровідність напівпровідника; μ_n – рухливість електронів у каналі; W – ширина каналу; L – довжина каналу.

Знайдемо спад напруги на незначному елементі довжини каналу (dy):

$$dU = I_c dR = \frac{I_c dy}{e N_d \mu_n W [d_0 - d_n(y)]}, \quad (4.6)$$

або

$$I_c dy = eN_d \mu_n W [d_0 - d_n(y)] dU . \quad (4.7)$$

На відстані y від витоку повний спад напруги на збідненому шарі $U=U(y)+\varphi_k-U_{\text{відс}}$. З рівняння $p_p x_p = n_n x_n$ знаходимо, що товщина збідненого шару на відстані y від витоку:

$$d_n(y) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0[U(y) + \varphi_k - U_3]}{eN_d}} . \quad (4.8)$$

Підставивши (4.8) в (4.7) і проінтегрувавши з такими граничними умовами: $y=0, U=0$ і $y=L, U=U_c$, отримаємо:

$$I_c = \frac{1}{R_0} \left\{ U_c + \frac{2}{3} U_{\text{відс}} \left[\left(\frac{U_3 - \varphi_k - U_c}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} - \left(\frac{U_3 - \varphi_k}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\}, \quad (4.9)$$

де $R_0 = [eN_d \mu_n d_0 W / L]^{-1}$ – опір каналу транзистора за відсутності збідненого шару; $U_{\text{відс}} = U_{\text{відс}} - \varphi_k$ – напруга відсічки.

На рис.4.3 наведені вихідні статичні вольт-амперні характеристики нормально відкритого польового транзистора із затвором Шотткі.

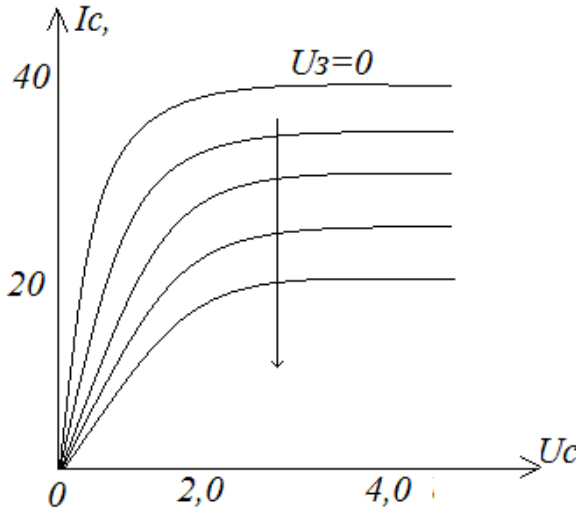


Рис.4.3 Вихідні статичні ВАХ польового транзистора' із затвором Шоттки.

Вираз (4.9), що описує вихідні статичні вольт-амперні характеристики польових транзисторів із затвором Шоттки, можна спростити для двох практично важливих випадків: роботи транзистора на крутій ділянці ВАХ (рис. 4.3), де напруга U_c мала, і роботи приладу в ділянці насичення, де струм стоку I_c можна вважати постійним.

На крутій ділянці (у лінійній ділянці) при $U_c \ll \phi_k - U_3$ можна скористатися розкладенням у ряд праворі частини формули (4.9) і тоді отримаємо:

$$I_c = qN_d \mu_n d_0 \frac{W}{L} \left[1 - \left(\frac{U_3 - \phi_k}{U_{\text{сідс}} - \phi_k} \right)^{\frac{1}{2}} \right] U_c. \quad (4.10)$$

Для ділянки насичення рівняння ВАХ польового транзистора із затвором Шоттки матиме вигляд

$$I_{нас} = I_0 \left[1 - 3 \left(\frac{U_3 - \varphi_k}{U_{відс} - \varphi_k} \right) + 2 \left(\frac{U_3 - \varphi_k}{U_{відс} - \varphi_k} \right)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (4.11)$$

де $I_0 = \frac{1}{3} R_0^{-1} (U_{відс} - \varphi_k)$.

Важливими є також статичні характеристики передачі польового транзистора із бар'єром Шотткі, які відображають залежність струму стоку I_c від напруги на затворі U_3 при різних постійних напругах на стоці. Оскільки здебільшого робочим режимом транзистора є режим насичення струму стоку, то характеристики передачі, побудовані для ділянки насичення, будуть слабо залежати від напруги на стоці. Розглянемо характеристики передачі для нормально відкритого і нормально закритого польових транзисторів із затвором Шотткі (рис. 4.4).

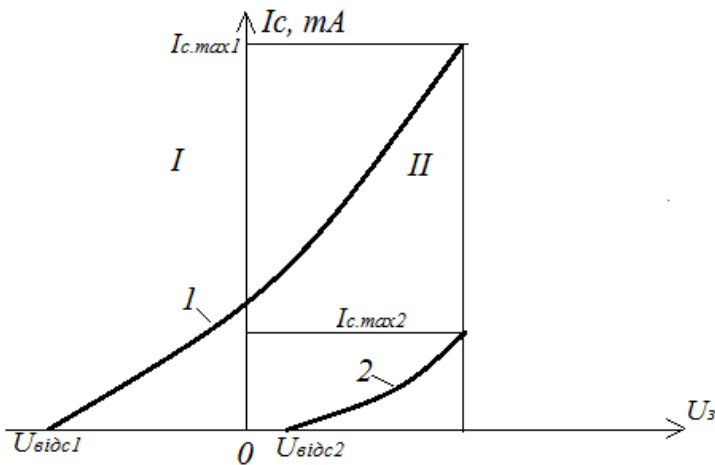


Рис. 4.4. Статичні характеристики передачі для нормально відкритого (1) і нормально закритого (2) польових транзисторів із затвором Шотткі
(I – режим збіднення, II – режим збагачення)

Для нормально відкритих транзисторів напруга на затворі, при якій проходить струм стоку, може змінюватись від від'ємних значень, що перевищують напругу відсічки, до невеликих додатних напруг (не більше ніж 0,6 В). При значних додатних напругах на затворі у вхідному колі прохідиме небажаний струм, оскільки відкривається перехід метал–напівпровідник, тому струм стоку для такого транзистора обмежений значенням $I_{c\ max1}$. Для нормально закритих транзисторів напруга на затворі, при якій приходить струм стоку, є додатною і може змінюватись у вузьких межах від 0 до 0,6 В. Максимальний струм стоку в цьому випадку обмежений значенням $I_{c\ max2}$. Для транзисторів з однаковими розмірами каналу $I_{c\ max1} > I_{c\ max2}$

4.1.3. Параметри польових транзисторів із затвором Шотткі

Одним з основних параметрів, що характеризує підсилювальні властивості польових транзисторів, є крутість характеристики (S), яка визначається відношенням приросту струму стоку до приросту напруги на затворі при постійній напрузі на стоці:

$$S = \left. \frac{dI_c}{dU_g} \right|_{U_c = const} \cdot \quad (4.12)$$

Значення S легко визначається з експериментальних статичних характеристик передачі польового транзистора із затвором Шотткі. Аналітично його можна визначити, продиференціювавши вираз (4.9). У лінійній ділянці ВАХ з врахуванням виразу (4.10) отримаємо

$$S = \frac{U_c}{2R_0(U_{\text{відс}} - \varphi_k)} \left(\frac{U_{\text{відс}} - \varphi_k}{U_z - \varphi_k} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.13)$$

Для ділянки насичення крутість характеристики з урахуванням виразу (4.11)

$$S = \frac{1}{R_0} \left[1 - \left(\frac{U_z - \varphi_k}{U_{\text{відс}} - \varphi_k} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.14)$$

Завдяки вищій рухливості електронів (μ_n) у польових транзисторів на арсеніді галію забезпечуються більші, ніж у кремнієвих транзисторах, значення крутості характеристики при тих самих розмірах каналу. На відміну від кремнію, для арсеніду галію характерна менша критична напруженість електричного поля, за якої дрейфова швидкість досягає насичення. Тому в арсенід галієвих польових транзисторах ефект сильного поля проявляється при більшій довжині каналу і меншій напрузі на стоці, ніж у кремнієвих транзисторах. Підвищити крутість характеристики польових транзисторів із затвором Шотткі можна за рахунок зменшення довжини каналу (L) і збільшення його ширини (W). При збільшенні ширини каналу зростає ємність затвора і погіршуються частотні характеристики. Зменшення довжини каналу поряд зі збільшенням крутості зменшує ємність затвора, що підвищує швидкодію.

Важливим параметром польових транзисторів із затвором Шотткі є вхідний опір. Оскільки затвор виконаний у вигляді бар'єра Шотткі, струм втрат затвора дорівнює зворотному струму діода Шотткі, значення якого приблизно 10^{-10} А, вхідний опір транзистора становить $10^8 - 10^9$ Ом.

Провідність каналу між витоком і стоком (g_c) визначається так:

$$g_c = \left. \frac{dI_c}{dU_c} \right|_{U_3 = \text{const}}. \quad (4.15)$$

Визначимо з урахуванням (4.11) провідність для крутої (лінійної) ділянки вихідних ВАХ:

$$g_c = \frac{1}{R_0} \left[1 - \left(\frac{U_3 - \varphi_k}{U_{\text{відс}} - \varphi_k} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.16)$$

При збільшенні $|U_3|$ провідність каналу зменшується доти, доки канал не буде повністю перекритий і при $U_3 = U_{\text{відс}}$ теоретично значення g_c буде дорівнювати нулеві.

Гранична частота крутості (f_s) польових транзисторів із затвором Шотткі визначається часом прольоту електронів через канал (t_{np}). При малій довжині каналу $t_{np} \approx L/V_{\text{ед}}$. Відповідно, $f_s \approx V_{\text{ед}}/2\pi L$. При $L = 0,5$ мкм отримуємо $f_s > 60$ ГГц.

При роботі польових транзисторів із затвором Шотткі в імпульсному режимі час їх перемикання визначається часом прольоту електронів через канал і часом перезарядження ємності. На відміну від кремнієвих МДН-транзисторів з індукованим каналом, у польових транзисторах із бар'єром Шотткі дуже малі паразитні ємності затвор–витік і затвор – стік, оскільки затвор не перекриває ділянок витоку і стоку. Крім цього, є малими і бар'єрні ємності стік – підкладка, витік – підкладка, оскільки підкладкою служить напівізолюваний напівпровідник із дуже низькою концентрацією домішки. Більшого значення досягає ємність затвор – канал як і бар'єрна ємність метал – напівпровідник. Для зниження цієї ємності необхідно зменшити довжину затвора.

При використанні польових транзисторів із затвором Шотткі в цифрових інтегральних схемах важливо також мати мале значення

розкиду напруги відсічки ($U_{відс}$). Значення напруги відсічки залежить, як видно з (4.1) від добутку ($d_0^2 \cdot N_d$). Якщо напруга ($U_{відс}$) від'ємна і при $U_3=0$ через канал проходить струм, то такий прилад працює в режимі збіднення. При додатній напрузі відсікання й відсутності струму стоку при $U_3=0$ транзистор працює в режимі збагачення. Перший тип транзисторів має високу швидкодію, споживає більшу потужність і достатньо великий струм стоку. Транзистори другого типу, що працюють у режимі збагачення, хоч і мають меншу швидкодію, зате споживають значно меншу потужність.

4.1.4. Польові транзистори із затвором Шотткі і гетеропереходом

Одним із можливих напрямів підвищення швидкодії як цифрових, так і аналогових ІС є використання польових транзисторів із затвором Шотткі і гетеропереходом. У цих транзисторах застосовують властивості гетеропереходу між тонкими монокристалічними шарами двох напівпровідникових матеріалів із близькою кристалічною структурою, але різною шириною забороненої зони.

Енергетична діаграма гетеропереходу. У польових транзисторах із затвором Шотткі і гетеропереходом найширше використовують гетероперехід між арсенідом галію і арсенідом галію-алюмінію. Ширина забороненої зони $Al_xGa_{1-x}As$ лінійно збільшується зі зростанням x . Розглянемо рівноважну енергетичну діаграму гетеропереходу між нелегованим арсенідом галію і легованим донорними домішками арсенідом галію-алюмінію (рис.4.5).

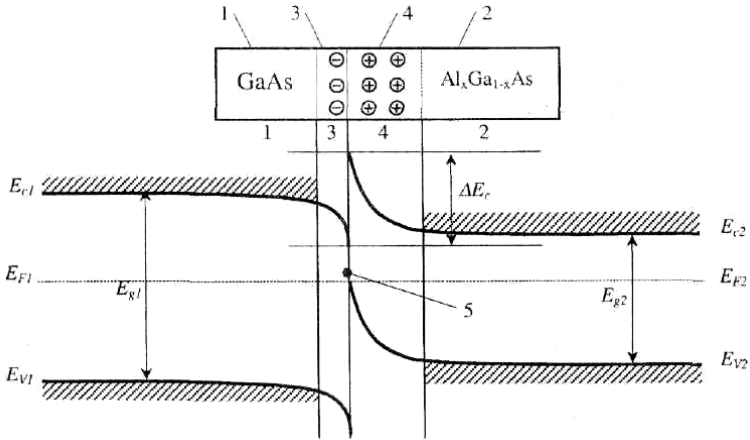


Рис. 4.5. Рівноважна енергетична діаграма гетеропереходу GaAs - $Al_xGa_{1-x}As$

У нелегованому GaAs (ділянка 1) рівень Фермі розташований майже посередині забороненої зони, а у легованому донорами (наприклад, кремнієм) при $N_d=(0,1 - 2,0) \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. $Al_xGa_{1-x}As$ (ділянка 2) – поблизу дна зони провідності.

При встановленні електричного контакту в стані рівноваги енергія, що відповідає рівневі Фермі, буде однакою для обох напівпровідників. В арсеніді галію біля межі поділу (ділянка 5) двох напівпровідників нагромаджуються електрони (ділянка 3), що переходять із ділянки 4, розташованої в арсеніді галію-алюмінію. Ділянка 4 збіднена електронами і заряджена позитивно, оскільки містить некомпенсовані іони донорів. Електрони, які нагромадились в ділянці 3, знаходяться в потенційній ямі і не можуть переходити, наприклад, із ділянки 3 в ділянку 4, оскільки цьому перешкоджає потенційний бар'єр, утворений розривом дна зони провідності (для $Al_xGa_{1-x}As$ при $x=0,3$, $\Delta E_c \sim 0,3$ eВ). Так досягається просторовий розподіл вільних електронів у ділянці (3) і некомпенсованих іонів донорів (ділянка 4), зосереджених в арсеніді галію-алюмінію.

Структура польового транзистора із затвором Шотткі і гетеропереходом. Внаслідок доброго узгодження кристалічних ґраток $GaAs$ і $Al_xGa_{1-x}As$ в гетеропереході забезпечується досить низька густина поверхневих станів і дефектів. Завдяки цьому для електронів, нагромаджених у ділянці 3, у слабких електричних полях досягається дуже висока рухливість, що близька до об'ємної рухливості для нелегованого арсеніду галію, яка різко підвищується зі зниженням температури.

На рис. 4.6 зображено структуру нормально відкритого польового транзистора із затвором Шотткі і гетеропереходом. Для кращого просторового розподілу вільних електронів у $GaAs$ і розсіюваних центрів у $Al_xGa_{1-x}As$ між ними вводять тонкий (завтовшки декілька нанометрів) розділювальний шар нелегованого арсеніду галію-алюмінію. Оскільки концентрація розсіювальних центрів у розділовому нелегованому шарі нижча, ніж у легovanому, тому рухливість електронів, нагромаджених в ділянці (3), додатково підвищується.

При виготовленні нормально відкритих транзисторів на легovanу хромом напівізоьовану підкладку з арсеніду галію методом молекулярно-променевої епітаксії послідовно наносять: нелегований шар арсеніду галію р-типу провідності, нелегований розділювальний шар арсеніду галію-алюмінію. Для формування затвора (3) використовують алюміній, для контактів до витокової (B) і стокової (C) ділянок – сплав $AuGe/Ni$.

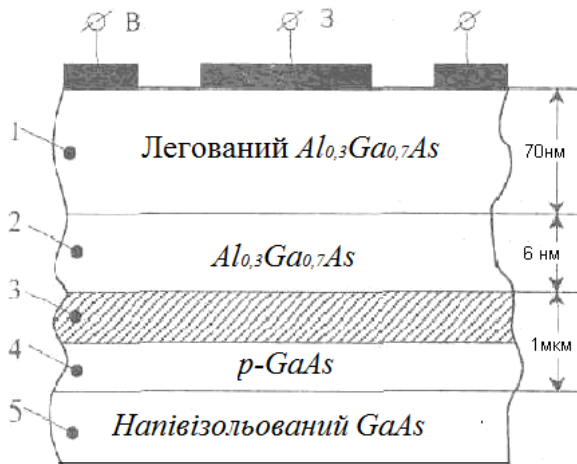


Рис. 4.6. Структура нормально відкритого польового транзистора із затвором Шоттки і гетеропереходом: 1 – легований $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$; 2 – нелегований $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$; 3 - область нагромадження вільних електронів; 4 – $p-GaAs$; 5 - напівізольований $GaAs$

При виготовленні нормально закритих транзисторів з індукованим каналом верхній шар арсеніду галію-алюмінію частково стравлюють до товщини переходу 50 нм. Таким способом на одній підкладці виготовляють нормально відкриті і нормально закриті транзистори.

Принцип дії польового транзистора із затвором Шоттки і гетеропереходом такий між металевим затвором і розташованим під ним шаром арсеніду галію-алюмінію утворюється керуючий перехід метал – напівпровідник. Збіднена ділянка цього переходу в основному розташовується в шарах арсеніду галію - алюмінію.

Канал нормально відкритого транзистора формується при $U_g < 0$ в шарі нелегованого арсеніду галію на межі з гетеропереходом у ділянці нагромадження електронного газу. Під дією керуючої напруги затвор-витік змінюється товщина збідненої ділянки переходу метал –

напівпровідник, концентрація електронів у ділянці нагромадження і струм стоку. При достатньо великій від'ємній напрузі (U_3), що дорівнює напрузі відсічки $U_{відс}$, збіднена ділянка розширюється настільки, що повністю перекриває ділянку нагромадження електронів. Струм стоку при цьому зменшується до нуля.

Напруга відсікання польового транзистора із затвором Шоттки і гетеропереходом може бути визначена з такого виразу:

$$U_{відс} = \varphi_k - \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{qN_d d^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (4.17)$$

де φ_k - рівноважна висота потенційного бар'єру переходу метал – напівпровідник; d – сумарна товщина легованого донорами і нелегованого шарів арсеніду галію-алюмінію; ϵ – відносна діелектрична проникність арсеніду галію-алюмінію.

У нормально закритому транзисторі внаслідок меншої товщини верхнього шару арсеніду галію-алюмінію при $U_3=0$ провідний канал відсутній і виникає лише при деякій додатній напрузі на затворі, коли збіднена ділянка керуючого переходу звужується настільки, що її нижня межа потрапляє в ділянку нагромадження електронів.

Властивості польових транзисторів із затвором Шоттки і гетеропереходом визначаються структурою приладу і технологією його виготовлення. Важливою перевагою структури такого транзистора порівняно з іншими типами приладів є мала густина поверхневих станів на межі арсеніду галію-алюмінію з діелектриком і більша висота бар'єра Шоттки ($q\varphi_k=1,0$ eВ).

Завдяки високій рухливості електронів і малій довжині затвора транзистора практично у всьому діапазоні зміни напруги на затворі (за винятком незначної ділянки в межах напруги відсічки) досягається насичення дрейфової швидкості

електронів у каналі і спостерігається лінійна залежність між струмом стоку і напругою на затворі.

Круглість характеристики такого транзистора визначається з такого співвідношення:

$$S = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 W V_{нас}}{d}, \quad (4.18)$$

де $V_{нас}$ – дрейфова швидкість насичення електронів у каналі транзистора; W – ширина каналу.

Імпульсні та частотні властивості польових транзисторів із затвором Шотткі і гетеропереходом визначаються в основному часом прольоту електронів через канал, де вони рухаються зі швидкістю насичення: $t_{np} = L/V_{нас}$ при $T=300$ К; $V_{нас} \sim 2 \cdot 10^7$ см/с. При пониженні температури швидкість насичення збільшується за законом $V_{нас} \sim T^{\frac{1}{2}}$.

Польові транзистори із затвором Шотткі і гетеропереходом перспективні для використання у швидкодіючих цифрових і аналогових високочастотних ІС, особливо при низьких температурах. Нині розробляються транзистори з довжиною каналу 0,2 мкм, які можуть працювати на частотах до 100 ГГц, однак технологія їх виготовлення складніша порівняно із звичайними польовими транзисторами з бар'єром Шотткі.

4.2. Польовий транзистор із керуючим р-n – переходом

Польові транзистори з керуючим р-n – переходом - уніполярні напівпровідникові прилади, принцип дії яких базується на дрейфі основних носіїв заряду. Такі транзистори мають менший вхідний опір порівняно з МДН-транзисторами, однак він набагато більший від вхідного опору біполярного транзистора. Розрізняють польові

транзистори з керуючим р-п – переходом як прилади з каналом р- або n-типу провідності.

4.2.1. Структура і принцип дії польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Основні особливості польових транзисторів з керуючим р-п-переходом розглянемо на прикладі структури (рис. 4.7).

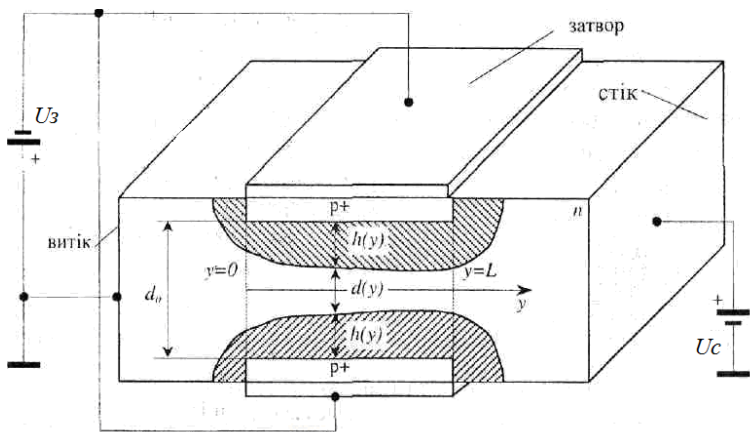


Рис. 4.7. Структура польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Вона складається з пластини напівпровідника n-типу провідності, до протилежних торців якої приєднані омичні контакти - стік і витік. Якщо на стік подано додатну напругу ($U_c > 0$) відносно витоку, електрони в каналі переміщуються від витоку до стоку. Третій електрод структури - затвор утворює випрямний р⁺-n – перехід із каналом. Очевидно, що опір каналу буде змінюватися зі зміною товщини збіднених шарів р⁺-n – переходів, що поширюються в канал, тому такий польовий транзистор, по суті, є резистором, що керується

напругою на затворі. Основними параметрами структури польового транзистора з керуючим р-п – переходом є: L – довжина каналу (відстань від витоку до стоку); W – ширина каналу; d – товщина каналу; N_d – концентрація домішки в каналі. На рис. 4.7 зазначені основні розміри, що характеризують структуру транзистора. Крім цього, зображені локальна ширина збідненого шару $h(y)$ і відповідно локальна товщина провідного каналу $d(y)$. Полярність прикладених напруг відповідає п-канальному польовому транзистору. Для р-канальних приладів полярність напруг живлення повинна бути протилежною. Здебільшого витік польового транзистора заземлюють, а напругу затвора і стоку відраховують стосовно до заземленого витоку.

Якщо відсутня напруга зміщення ($U_g=U_c=0$), польовий транзистор знаходиться в термодинамічній рівновазі і всі струми дорівнюють нулеві.

При поданні на затвор зворотної напруги відносно витоку ($U_g < 0$), р⁺-п – перехід зміщений у зворотному напрямку і, відповідно, з підвищенням напруги U_g збіднений шар під затвором поширюється в бік слабколегованого п-каналу транзистора і зменшується ефективний переріз каналу. У результаті опір каналу збільшується, а струм, який проходить у каналі, зменшується. Отже, прикладаючи напругу до затвора, можна змінювати значення струму стоку (I_c), що проходить вздовж каналу у вихідному колі транзистора.

Розглянемо процеси в каналі польового транзистора з керуючим р-п – переходом при $U_c=0$. Тоді залежність товщини каналу від напруги затвор-витік $d(U_g)$ буде такою:

$$\begin{aligned}
 d(U) &= d_0 - 2h(U_g) = d_0 - \sqrt{\frac{8\epsilon\epsilon_0}{qN_d}(U_g - \phi_k)} = \\
 &= d_0 - \sqrt{\frac{8\epsilon\epsilon_0}{qN_d}(U_g)}
 \end{aligned}
 \tag{4.19}$$

де d_0 – вихідна максимально можлива товщина каналу (при $(U_3=0)$).

При деякому значенні напруги U_3 збіднена ділянка р⁺-n – переходу займає весь канал ($2h=d_0$) - відбувається так звана відсічка каналу. З виразу (4.19) неважко визначити напругу $U_{відс}$, за якої досягається відсічка каналу - напругу відсікання:

$$U_{відс} = \frac{8\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d} d_0^2. \quad (4.20)$$

Тоді

$$d(U_3) = d_0 \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{відс}}} \right). \quad (4.21)$$

Розглянемо процеси в каналі польового транзистора з керуючим р-n – переходом при $U_c \neq 0$. Товщина каналу в цьому випадку буде залежати не тільки від U_3 але й від U_c що розподіляється вздовж осі y : у точці каналу з координатою y спад напруги дорівнює $U(y)$, а напруга на р⁺-n – переході $U_{3+}U(y)$. Тоді товщина каналу також є функцією координати $d(y)$:

$$d(y) = d_0 \left[1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(y)}{U_{відс}}} \right]. \quad (4.22)$$

При збільшенні напруги U_c товщина каналу буде зменшуватись передовсім біля стоку (при $y=L$), а опір каналу зростати. Якщо U_c досягає граничного значення - напруги насичення, за якої

$$U_{c.nac} = U_{відс} - U_3, \quad (4.23)$$

канал у точці $y=L$ перекривається збідненою ділянкою р⁺-п – переходу. Перекриття каналу ділянкою просторового заряду при $U_c > U_{c.nac}$ є наслідком збільшення струму стоку I_c , тому замість відсічки струму спостерігається відсічка його приросту (при досягненні $I_c=I_{c.nac}$), тобто обмеження струму стоку. Незначне підвищення струму стоку пояснюється зменшенням довжини каналу (до $L-\Delta L$) і відповідним зменшенням опору каналу. Отже, в активній (підсилювальній) робочій ділянці при $U_c > U_{c.nac}$ польовий транзистор із керуючим р-п – переходом щодо зовнішнього кола є джерелом постійного струму і має великий вихідний опір аналогічно до МДН-транзистора.

4.2.2. Вольт-амперні характеристики польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Важливими вольт-амперними характеристиками для польового транзистора з керуючим р-п – переходом є сім'я вихідних статичних характеристик і сім'я статичних характеристик передачі.

Вихідні статичні характеристики: $I_c=f(U_c)$, якщо $U_3=const$. При фіксованій напрузі зміщення на затворі U_3 , (нульовому або від'ємному) струм у каналі збільшується зі зростанням напруги на стоці U_c доти, доки при деякій порівняно невеликій напрузі $U_c=U_{c.nac}$ не відбувається насичення струму $I_c=I_{c.nac}$. Розглянемо типові вихідні вольт-амперні характеристики польового транзистора з керуючим р-п-переходом (рис. 4.8). Розрізняються дві ділянки: лінійна (при малих напругах на стоці), де струм стоку I_c пропорційний U_c ; ділянка насичення, де струм стоку $I_c=I_{c.nac}$ не залежить від напруги стоку.

При підвищенні від'ємної напруги зміщення на затворі U_3 , струм насичення $I_{c\text{ нас}}$ і напруга, що відповідає початку насичення $U_{c\text{ нас}}$, зменшуються. Це зумовлено зниженням початкової товщини провідного каналу, що у свою чергу призводить до більшого початкового (при $U_c=0$) опору каналу транзистора.

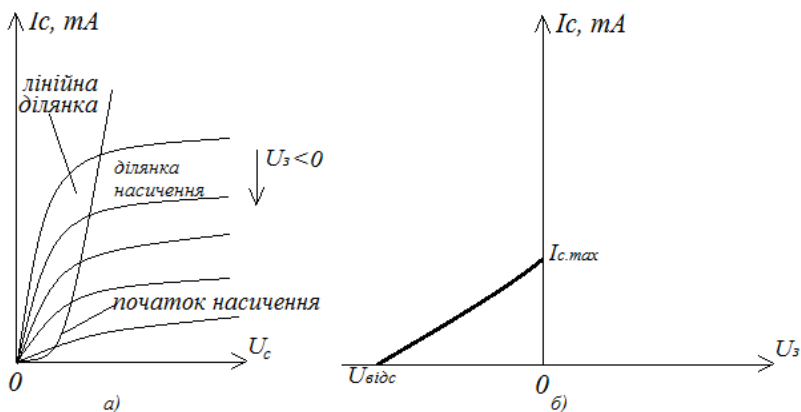


Рис. 4.8. Вихідні статичні характеристики (а) і статичні характеристики передачі (б) польового транзистора з керуючим р – n – переходом

При значних напругах на стоці може виникнути пробій р⁺-n – переходу затвора. Зворотна напруга на р⁺-n – переході затвора змінюється вздовж каналу, досягаючи максимального значення в кінці каналу біля стоку і дорівнює сумі напруг на стоці і на затворі. Отже, пробій польового транзистора може відбуватися при різних напругах на стоці залежно від напруги на затворі. Оскільки польові транзистори виготовляють здебільшого на основі кремнію, пробій таких транзисторів, як правило, має лавинний характер.

Статичні характеристики передачі: $I_c=f(U_3)$ при $U_c=const$ зображені на рис.4.8б. Струм стоку буде максимальним при $U_3=0$.

Якщо напруга на затворі досягає значення напруги відсікання ($U_3 = U_{відс}$), то канал повністю перекривається і струм у вихідному колі спадає практично до нуля. Оскільки основним робочим режимом польових транзисторів є режим насичення струму стоку, що відповідає пологій частині вихідних статичних характеристик, то найважливішою є залежність струму насичення від напруги на затворі при постійній напрузі на стоці. При зміні напруги на стоці зміщенням характеристик передачі практично можна знехтувати у зв'язку з малими змінами струму стоку.

Вхідні статичні характеристики; $I_s = f(U_g)$ при $U_c = const$.
Оскільки польовий транзистор з керуючим р-п – переходом працює при зворотній напрузі на затворі, то струм у вхідному колі проходить дуже малий. При прямому зміщенні затвора польові транзистори з керуючим р-п – переходом практично не використовуються, оскільки в цьому режимі різко зростає струм затвора, а ефективність керування вихідним струмом знижується.

4.2.3. Розрахунок вихідних статичних характеристик польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Проаналізуємо вольт-амперні характеристики польового транзистора з керуючим р-п – переходом, скориставшись такими припущеннями:

- наближенням плавного каналу;
- незалежністю рухливості носіїв заряду від напруженості електричного поля;
- наближенням різкого краю збідненого шару переходу;
- у межах каналу n-типу концентрація легуючої домішки однакова.

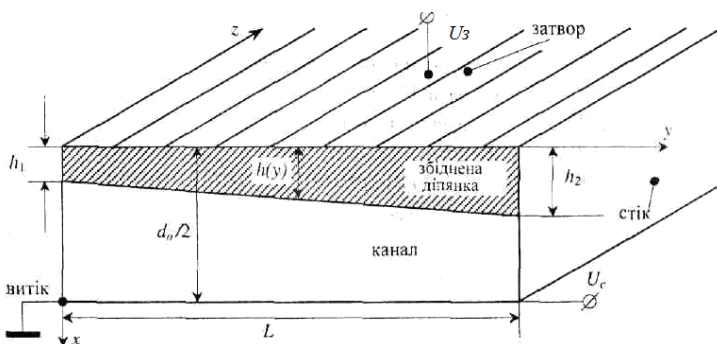


Рис. 4.9. Поперечний переріз верхньої половини польового транзистора з керуючим р-n – переходом і каналом п-типу

Враховуючи симетрію приладу (рис.4.9), розглянемо лише верхню половину польового транзистора. Позначимо символами h_1 , і h_2 товщини збіднених ділянок біля витіку і стоку відповідно. Якщо $N_a \gg N_d$, то товщина збідненого шару на відстані (y) від витіку:

$$h(y) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d} [\varphi_k + U_z + U(y)]}, \quad (4.24)$$

де $\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$ – контактна різниця потенціалів; $U(y)$

– функція, яка описує розподіл потенціалу вздовж каналу, що виникає під дією прикладеної напруги U_c .

Напруга $U(y)$ разом із U_z і φ_k зміщує р⁺-n – перехід у зворотному напрямку. Якщо $y=0$, напруга $U(y)=0$, тому

$$h_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d} [\varphi_k + U_3]}. \quad (4.25)$$

Якщо $y=L$, то $U(y)=U_c$ так, що

$$h_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d} [\varphi_k + U_3 + U_c]}. \quad (4.26)$$

Напруга U_c створює електричне поле, горизонтальна складова напруженості (E_y) якого спрямована в бік, протилежний до руху електронів. Це поле зумовлює дрейф основних носіїв заряду в каналі у напрямку від витоку до стоку.

Густина струму $j_c(y)$ змінюється вздовж каналу, що пов'язано як зі зміною його перерізу, так і з відповідною зміною горизонтальної складової напруженості електричного поля

$$j_c(y) = \sigma(y)E_y, \quad (4.27)$$

де $a(y)$ – питома провідність каналу.

З іншого боку,

$$j_c(y) = \frac{I_c}{W[d_0 - 2h(y)]}. \quad (4.28)$$

Оскільки

$$E_y = -\frac{dU_y}{dy}, \quad (4.29)$$

то, враховуючи абсолютне значення E_y , отримаємо:

$$I_c = \sigma \frac{dU_y}{dy} W [d_0 - 2h(y)]. \quad (4.30)$$

Перетворимо формулу (4.30) так:

$$I_c dy = q\mu_n N_d W [d - 2h(y)] dU_y. \quad (4.31)$$

Диференціюючи вираз (4.23), отримаємо:

$$dU_y = \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} h(y) dh. \quad (4.32)$$

Підставивши диференціал dU_y у формулу (4.31) і провівши інтегрування за y в межах від 0 до L , знаходимо:

$$I_c = I_{\text{відс}} \left[\frac{U_c}{U_{\text{відс}}} - \frac{2}{3} \left(\frac{U_c + U_3 + \varphi_k}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{U_3 + \varphi_k}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (4.33)$$

де
$$I_{\text{відс}} = \frac{W\mu_n q^2 N_d^2 d_0^3}{8\varepsilon\varepsilon_0 L}.$$

Вираз (4.33) можна подати в іншому вигляді:

$$I_c = g_0 \left[U_c - \frac{2}{3} U_{\text{відс}} \left(\frac{U_c + U_3 + \varphi_k}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} U_{\text{відс}} \left(\frac{U_3 + \varphi_k}{U_{\text{відс}}} \right)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (4.34)$$

де
$$g_0 = \frac{I_{\text{відс}}}{U_{\text{відс}}} = \frac{d_0 W q \mu_n N_d}{L}$$
 – провідність каналу n-типу

при відсутності збідненого шару.

У лінійній ділянці вихідних статичних характеристик, де $U_c \ll U - \varphi_k$ вираз (4.34) можна спростити, розклавши в ряд праву частину загальної формули:

$$I_c \approx g_0 \left[1 - \left(\frac{U_3 + \varphi_k}{U_{відс}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.35)$$

Для аналітичного опису вихідних статичних характеристик у ділянці насичення вважають, що струм стоку на цій ділянці в першому наближенні постійний і дорівнює граничному значенню струму:

$$I_c = I_{c.сп} = \frac{1}{3} \frac{U_{відс}}{R_{k_0}} \left(1 - \frac{U_3 + \varphi_k}{U_{відс}} \right)^2, \quad (4.36)$$

де $R_{k_0} = \frac{1}{g_0} = \frac{1}{q\mu_n N_d} \frac{L}{Wd_0}$ – опір каналу n-типу провідності за відсутності збідненого шару.

Вираз (4.36) описує також характеристику передачі польового транзистора з керуючим р-п – переходом для активного режиму роботи.

4.2.4. Параметри і еквівалентна схема польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Для польових транзисторів з керуючим р-п – переходом струм стоку є функцією напруги затвора і стоку: $I_c = f(U_g, U_d)$. Тому вираз для повного диференціала струму стоку буде мати такий вигляд:

$$dI_c = \frac{dI_c}{dU_3} dU_3 + \frac{dI_c}{dU_c} dU_c = S dU_3 + g_c dU_c, \quad (4.37)$$

де S – крутість характеристики; g_c – вихідна провідність.

Крутість характеристики (S) характеризує керуючу дію затвора польового транзистора і чисельно дорівнює значенню зміни струму стоку при зміні напруги затвора на один вольт:

-для лінійної ділянки характеристики:

$$S = \frac{g_0 U_c}{2U_{\text{відс}}} \left(\frac{U_{\text{відс}}}{U_3 + \varphi_k} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (4.38)$$

-для ділянки насичення:

$$S_{\text{нас}} = g_0 \left[1 - \left(\frac{U_{\text{відс}}}{U_3 + \varphi_k} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.39)$$

З виразу (4.39) випливає, що для отримання вищих значень крутості характеристики необхідно мати менше значення опору каналу ($R_{k0}=1/g_0$) або більшу питому провідність вихідного матеріалу. Водночас концентрація домішки в каналі повинна бути невеликою, щоб при підвищенні зворотної напруги на р-п – переході збіднений шар поширювався в бік каналу. Отже, для отримання вищих значень крутості характеристики необхідно при виготовленні польового транзистора вибирати матеріал з вищою рухливістю носіїв заряду.

Значення крутості характеристики польових транзисторів з керуючим р-п – переходом значною мірою визначається відношенням ширини каналу W до його довжини L . Відповідно,

для отримання вищої крутості характеристики необхідно мати мале відношення довжини каналу до його ширини, тобто короткий і широкий канал.

Підвищення крутості характеристики збільшенням товщини каналу (d_0) недоцільне, оскільки збільшення товщини каналу призводить до підвищення напруг $U_{відс}$ і $U_{c\text{ нас}}$. Оскільки режим насичення є основним робочим режимом польового транзистора, то значення цих напруг повинно бути низьким.

Крутість характеристики спадає зі зростанням напруги на затворі і досягає максимального значення при $U_3=0$. Для типових значень параметрів значення крутості характеристики серійних кремнієвих польових транзисторів з керуючим р-п – переходом лежить в інтервалі (1-10)мА/В.

Вихідна провідність (g_c) характеризує вплив напруги стоку на струм стоку і визначається як тангенс кута нахилу вихідних статичних характеристик:

$$g_c = \frac{1}{R_c} = \left. \frac{dI_c}{dU_c} \right|_{U_3=const} = g_0 \left[1 - \left(\frac{U_3 + \varphi_k}{U_{відс}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.40)$$

Необхідно зазначити, що вихідна провідність каналу (g_c) на лінійній ділянці дорівнює крутості характеристики в ділянці насичення ($S_{нас}$).

У робочій ділянці напруг (ділянці насичення) польові транзистори мають високий вихідний опір і низьку вихідну провідність, яка зумовлена модуляцією довжини каналу при зміні напруги на стоці.

Коефіцієнт підсилення за напругою відображає вплив напруги стоку і затвора на струм стоку і визначається відношенням приросту напруги стоку до напруги затвора

$$K_n = \left. \frac{dU_c}{dU_3} \right|_{I_c = \text{const}} = S \cdot g_c^{-1} = S \cdot R_c. \quad (4.41)$$

Коефіцієнт підсилення за напругою дорівнює добутку крутості характеристики на вихідний опір транзистора.

Еквівалентна схема описує роботу польового транзистора з керуючим р-п – переходом у режимі малого сигналу, під дією якого робоча точка лише незначно переміщується (рис. 4.10).

У цій схемі R_c і R_g – об'ємні опори кристала напівпровідника на ділянках між кінцями каналу і контактами стоку і витоку відповідно. Ці опори залежать від конструкції приладу і технології його виготовлення. Опір стоку R_c є величиною, оберненою провідності каналу g_c . Якщо при роботі в ділянці насичення напруга стоку зростає, то збіднений шар розширюється, внаслідок чого зменшується довжина каналу і дещо збільшується струм стоку. Загальний для вхідного і вихідного кіл опір R_g є опором внутрішнього зворотного зв'язку в польовому транзисторі, що ввімкнений у схему зі спільним витоком.

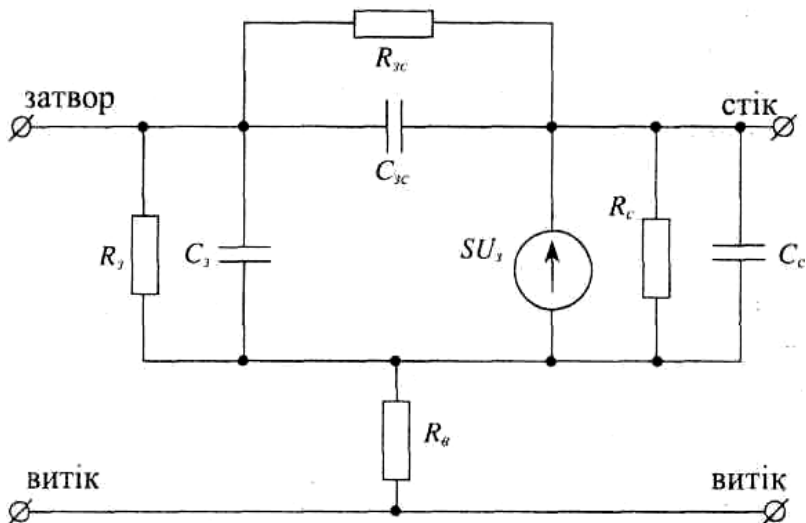


Рис. 4.10. Еквівалентна схема польового транзистора з керуючим р-п – переходом

Ємності C_3 і C_{zc} , опори R_z і R_{zc} заміщують в еквівалентній схемі р-п – перехід із його бар'єрною ємністю і великим активним диференційним опором при зворотному зміщенні. Можна вважати, що зворотний струм втрат діода затвор – канал безмежно малий, тому вхідний опір у низькочастотній моделі транзистора безмежно великий. На схемі C_3 – це ємність затвор – витік; C_{zc} – ємність затвор – стік, а C_c – ємність стік – витік.

Генератор струму ($S \cdot U_3$) увімкнений паралельно опору каналу і відображає активні властивості польового транзистора. Струм цього генератора пропорційний вхідній напрузі U_3 ; коефіцієнтом пропорційності є крутість характеристики S , яка тут відіграє аналогічну роль, як параметри α і β для біполярних транзисторів.

Гранична частота підсилення за струмом ($\omega_i = 2\pi f_i$) є важливою характеристикою якості польових транзисторів і визначається як частота, при якій змінний струм через вхідну ємність приладу

дорівнює вихідному струму, тобто на частоті f_i коефіцієнт підсилення за струмом дорівнює одиниці. Як показує аналіз, при роботі на високих частотах необхідно мати малу ємність затвора (C_3), малу довжину каналу (L) і використовувати прилади з каналом n-типу провідності, оскільки рухливість електронів більша, ніж рухливість дірок.

4.3. Польовий транзистор зі структурою метал – діелектрик – напівпровідник (МДН-транзистор)

Оскільки принцип дії польових транзисторів базується на дрейфовому русі основних носіїв заряду вздовж каналу (у приладах із каналом n-типу провідності переміщуються електрони, а в приладах із каналом p-типу – дірки), тому польові транзистори належать до класу уніполярних приладів. На відміну від польових, робота біполярних транзисторів пов'язана з дифузією неосновних носіїв заряду через базову ділянку і струм у них переноситься носіями обох полярностей - дірками й електронами.

Серед існуючих трьох груп польових транзисторів, а саме зі структурою метал – діелектрик – напівпровідник (МДН-транзистори), з керуючим p-n – переходом, з керуючим переходом метал-напівпровідник (затвором Шотткі), найпоширенішими є МДН-транзистори. Такі транзистори нині є основними елементами НВІС, таких як мікропроцесори й напівпровідникові запам'ятовуючі пристрої. Хоча сьогодні відомі МДН-транзистори, які виготовлені на основі напівпровідникових матеріалів (Ge, Si, GaAs та ін.) з використанням діелектричних шарів (SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 та ін.), однак найпоширеніші прилади на основі системи Si-SiO₂ (МОН-транзистори).

4.3.1. Структура і принцип дії МДН-транзистора

Структура МДН-транзистора. МДН-транзистор - це чотириполюсний прилад, який складається з напівпровідникової підкладки, наприклад Si р-типу провідності, в якій сформовані за допомогою іонної імплантації дві високолеговані p^+ -ділянки: стік і витік. Металевий електрод, який ізольований від підкладки шаром окису, наприклад SiO_2 , називається затвором. Останнім часом як затвор використовують високолегований полікремній або силіциди. Основними параметрами структури МДН-транзистора є: довжина каналу (L) – відстань між металургійними межами p^+ -р – переходів стоку і витоку; ширина каналу (W); товщина шару діелектрика (d_{ok}); глибина переходів (x_j) і ступінь легування підкладки (N_d). Типова структура МДН-транзистора з n-каналом зображена на рис. 4.11.

Залежно від типу електропровідності каналу розрізняють р- і n-канальні МДН – транзистори. Кожний із цих приладів може працювати у двох режимах: збіднення і збагачення каналу. МДН-транзистор з індукованим каналом (режим збагачення каналу) починає проводити струм, якщо в приповерхневій області підкладки створюється інверсний шар – канал. Він виникає, коли до електрода затвора прикласти додатний стосовно до підкладки потенціал в транзисторі з n-каналом і від’ємний - у транзисторі з р-каналом. Транзистор із вбудованим каналом (режим збіднення каналу) знаходиться у відкритому або в провідному стані доти, доки до затвора не буде прикладено від’ємний у приладах із n – каналом або додатний у приладах із р – каналом потенціал.

Здебільшого витік і підкладка МДН-транзистора знаходяться під одним – нульовим потенціалом (заземлені), однак у деяких із них може бути різниця потенціалів між витоком і підкладкою. Додатний потенціал на затворі змінює приповерхневу провідність напівпровідника. Якщо напруга на затворі

перевищує порогову напругу ($U_{пор}$), між витоком і стоком утворюється інверсний шар (канал), який з'єднує ці ділянки.

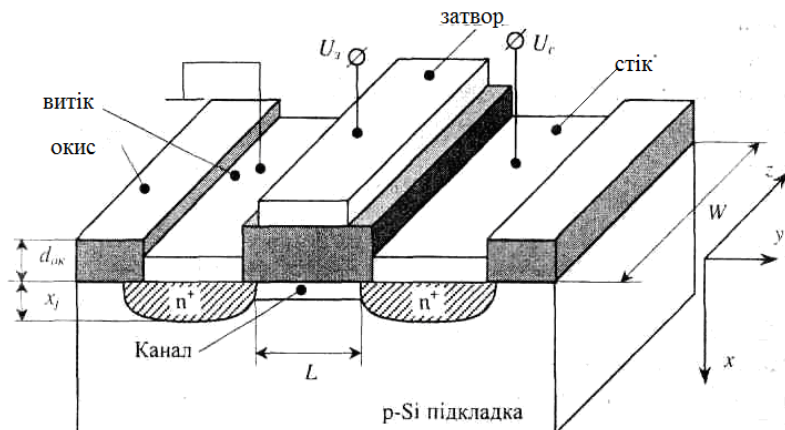


Рис. 4.11. Структура МДН-транзистора з індукованим n-каналом

Оскільки найбільший інтерес для досягнення максимально можливої швидкодії, підсилення потужності становлять МДН-транзистори з індукованим n-каналом, то розглянемо принцип дії таких приладів, визначивши умови застосування відповідних висновків і до приладів із каналом р-типу провідності.

Принцип дії МДН-транзистора. В ідеальному випадку, якщо рівноважний потенціал поверхні напівпровідника дорівнює нулеві ($\phi_s=0$), МДН-транзистор з індукованим n-каналом працює так. При нарузі на затворі відносно витоку, що дорівнює нулеві ($U_з=0$), канал у транзисторі відсутній і за наявності напруги на стоці струм стоку є порівняно малим. Він дорівнює зворотному струму р-n – переходу між підкладкою і сильнолегованою n⁺-ділянкою стоку. Якщо на затвор подати від’ємну напругу ($U_з<0$), то

приповерхневий шар напівпровідника збагачується дірками і струм у колі стоку-витоку практично не зміниться.

При додатному потенціалі на затворі ($U_3 > 0$) у результаті проникнення електричного поля через діелектричний шар у напівпровіднику при малих напругах на затворі ($U_3 < U_{пор}$) на поверхні напівпровідника виникає збіднена на основні носії ділянка об'ємного заряду, що складається з іонізованих некомпенсованих домішкових атомів.

Якщо напруга на затворі ($U_3 > U_{пор}$), на поверхні напівпровідника виникає інверсний шар, який є провідним каналом між витоком і стоком. Зі зміною напруги на затворі змінюється концентрація носіїв заряду в провідному каналі, а також його товщина або поперечний переріз, тобто відбувається модуляція опору провідного каналу. Конфігурація каналу залежно від напруги, прикладеної до затвора і стоку, зображена на рис. 4.12.

Нехай $U_3 > U_{пор}$, тобто існує провідний n-канал і на стік відносно витоку подано додатну напругу ($U_c > 0$). Тоді розподіл потенціалу в каналі вздовж осі y стає нерівномірним. У точці $y=0$ (біля витоку) потенціал визначається тільки полем затвора і дорівнює: $U_3 - U_{пор}$, а в точці $y=L$ – сумісною дією поля затвора і стоку та дорівнює: $U_3 - U_{пор} - U_c$. При збільшенні напруги U_c струм стоку I_c також буде збільшуватись за лінійним законом, оскільки підвищується напруженість електричного поля стоку вздовж каналу - дрейфовий струм електронів.

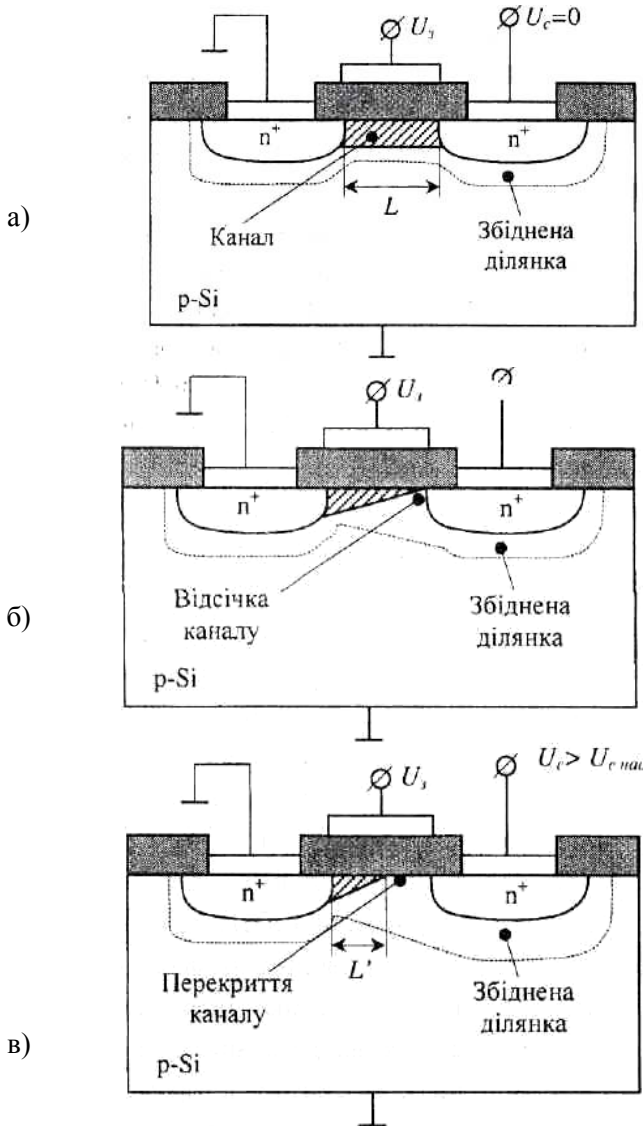


Рис. 4.12. Конфігурація каналу МДН-транзистора залежно від напруги, прикладеної до стоку при постійній нарузі на затворі ($U_3 > U_{пор}$)

Одночасно зі зростанням напруги U_c і струму стоку I_c розширюється стоковий перехід: на перехід подається зворотне зміщення і він розширюється в бік високоомної підкладки. У цьому випадку прилад повинен розглядатись у двох вимірюваннях системи координат, оскільки існує вертикальне електричне поле через різницю потенціалів між затвором і підкладкою та горизонтальне електричне поле через різницю потенціалів між витокком і стоком. Ці електричні поля взаємодіють, у результаті чого товщина збідненого шару збільшується від витокку до стоку, а товщина каналу зменшується (рис. 4.12,б). Напруга стоку створює зворотне зміщення на n^+ -р – переході стік – підкладка, що призводить до збільшення товщини збідненого шару. Напруга стік – витік проявляється як горизонтальний спад напруги (I_c-R_n) вздовж каналу, що є причиною зменшення напруги між затвором і підкладкою і призводить до звуження каналу біля стоку.

При подальшому збільшенні U_c канал біля стоку "перекривається" збідненим шаром і зникає, оскільки напруга між затвором і підкладкою недостатня для підтримання режиму сильної інверсії. Через підвищення на цій ділянці зворотного зміщення збільшується товщина збідненої ділянки. Між місцем перекриття каналу і n^+ -стоком існує електричне поле, яке витягує носії заряду з каналу в ділянку стоку (рис. 4.12,в).

Ділянку робочих параметрів приладу, в якій канал існує від витокку до стоку, будемо називати лінійною ділянкою, а ділянка, в якій канал перекривається, називатимемо ділянкою насичення. На лінійній ділянці збільшення U_c призводить до підвищення струму в каналі. У ділянці насичення струм каналу залишається постійним. Зростання U_c проявляється в розширенні збідненої ділянки. Зі зростанням U_c реальна довжина каналу дещо зменшується через розширення збідненої ділянки стік – підкладка.

Канал скорочується і водночас дещо зростає I_c . Це явище називається модуляцією довжини каналу. Воно і є причиною того, що вихідний опір МДН-транзистора набуває скінченного значення.

4.3.2. Статичні характеристики МДН-транзистора

Вихідні статичні характеристики: $I_c=f(U_c)$, якщо $U_3=const$
 Вихідні статичні характеристики МДН-транзистора подібні до характеристик польового транзистора із затвором Шоттки або з керуючим р-п – переходом. Вони лінійні в ділянці напруг нижче від напруги насичення ($U_{c\text{ нас}}$), але в міру наближення до $U_{c\text{ нас}}$ струм прямує до насичення (рис. 4.13,а).

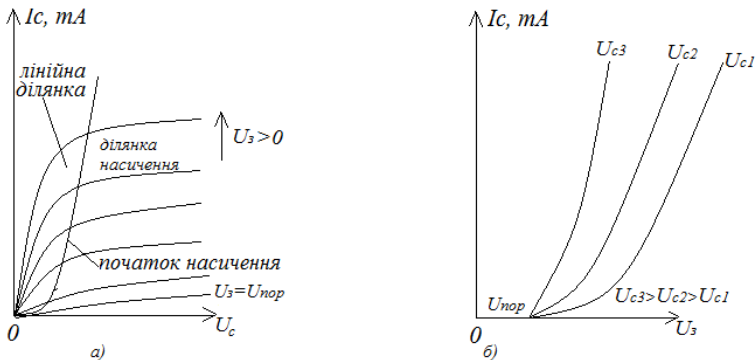


Рис. 4.13. Вихідні статичні характеристики (а) і статичні характеристики передачі (б)

МДН – транзистора з індукованим каналом

В МДН-транзисторах з індукованим каналом (режим збагачення каналу) провідний канал між сильнолегованими областями витоку і стоку з'являється лише при відповідній

полярності і певному значенні напруги на затворі відносно витоку ($U_3 > U_{\text{нор}}$).

При заданій напрузі на затворі $U_3 > U_{\text{нор}}$ залежність $I_c = f(U_c)$ має дві виражені ділянки: ділянку швидкого зростання струму I_c зі збільшенням напруги U_c (лінійну ділянку) при $U_c < U_{c \text{ нас}}$ і ділянку насичення, на якій струм I_c змінюється незначно при $U_c > U_{c \text{ нас}}$.

При напрузі $U_c = 0$ і $U_3 > U_{\text{нор}}$ поверхня напівпровідника еквіпотенційна, поле в діелектрику однорідне й товщина утвореного каналу однакова від витоку до стоку (рис. 4.12, а). Якщо $U_c > 0$ в колі стоку – витоку при $U_3 > U_{\text{нор}}$ проходить струм і потенціал поверхні каналу зростає від витоку до стоку. Отже, різниця потенціалів між затвором і поверхнею напівпровідника зменшується в напрямку стоку. Відповідно зменшується напруженість поля в діелектрику і питомий заряд у каналі. Тому сублінійність швидкого зростання струму пояснюється зменшенням товщини каналу біля стоку при збільшенні напруги на стоці при незмінній напрузі на затворі. Сублінійний характер залежності $I_c = f(U_c)$ зумовлений також ефектом насичення дрейфової швидкості носіїв заряду або зменшенням їх рухливості в сильних електричних полях.

При деякій напрузі $U_c = U_{c \text{ нас}}$ спостерігається перекриття каналу біля стоку (рис. 4.12, б), а подальше збільшення напруги на стоці зумовлює дуже малий приріст струму. При надто великих напругах на стоці $U_c \gg U_{c \text{ нас}}$ може відбутися пробій МДН-транзистора. Можливі два типи пробію: пробій р-п – переходу під стоком і пробій діелектрика під затвором.

Характеристики передачі: $I_c = f(U_c)$, якщо $U_3 = \text{const}$. Ці характеристики пов'язують вхідну керуючу напругу (U_3) і вихідний струм (I_c) і визначають ефективність керування затвором. Сім'я характеристик передачі зображена на рис. 4.13, б. Характеристики беруть початок на осі вхідних напруг U_3 , що відповідає пороговому значенню напруги затвора $U_{\text{нор}}$. Це відповідає дії МДН-

транзистора, оскільки лише при $U_3 > U_{\text{пор}}$ індукується провідний канал і з'являється вихідний струм I_c . Зі зростанням напруги на стоці при постійній напрузі на затворі струм стоку збільшується на будь-якій ділянці статичної характеристики (рис. 4.13, а), але по-різному: на лінійній ділянці вихідної характеристики струм I_c збільшується різко, на ділянці насичення – зміна струму I_c зі зростанням U_c незначною.

Важливими з погляду практичного використання МДН-транзисторів є температурні зміни статичних характеристик передачі. Ці зміни зумовлені двома причинами. По-перше, з підвищенням температури в робочому діапазоні температур зменшується рухливість носіїв заряду, що призводить до зменшення струму стоку. По-друге, перерозподіл носіїв заряду за енергією і зміщення рівня Фермі до середини забороненої зони, що призводить до зменшення порогової напруги. У результаті дії цих двох чинників при незмінній напрузі на стоці характеристики для різних температур перетинаються (рис. 4.14).

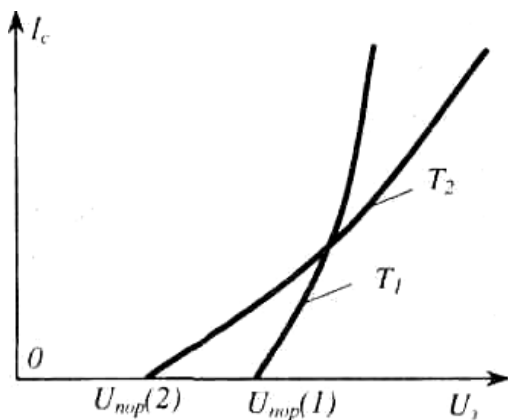


Рис. 4.14. Характеристики передачі МДН-транзистора для двох різних температур при $U_c = \text{const}$: $T_2 > T_1$

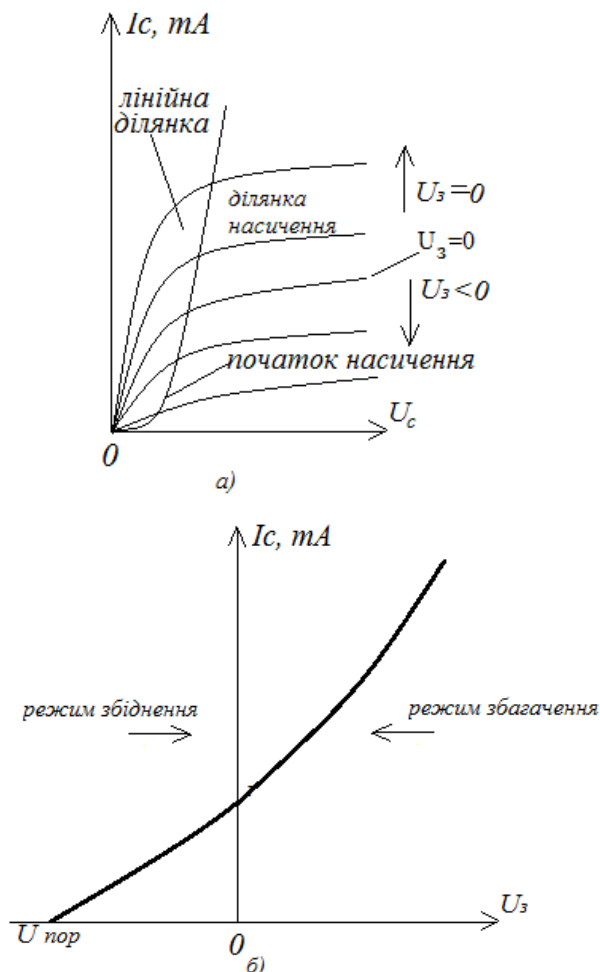


Рис. 4.15. Вихідні статичні характеристики (а) і статичні характеристики передачі (б)

МДН – транзистора з вбудованим n-каналом

Статичні характеристики МДН-транзистора з вбудованим каналом (рис. 4.15). Провідний канал під затвором МДН-транзистора може бути сформований у результаті локальної

дифузії або іонної імплантації відповідної домішки в приповерхневий шар підкладки. Такий канал може також утворюватись через наявність фіксованого заряду в підзатворному діелектрику або через контактну різницю потенціалів між металом затвора і підкладкою тощо.

Необхідно зазначити, що МДН-транзистори з вбудованим каналом можуть працювати як у режимі збіднення, так і в режимі збагачення, оскільки модуляція провідності каналу може відбуватися під час зміни напруги на затворі як додатної, так і від'ємної полярності.

Принцип дії р-канальних МДН-транзисторів як з індукованим, так і з вбудованим каналом подібний до n-канальних приладів. Однак їх використовують не так широко, як n-канальні прилади, оскільки дірки є менш рухливі, ніж електрони. Різниця рухливостей носіїв заряду дає змогу виготовляти n-канальні МДН-транзистори з меншими розмірами і більшою швидкодією.

4.3.3. Розрахунок вихідних статичних характеристик МДН-транзистора

Розрахуємо вихідні статичні характеристики МДН-транзистора, використовуючи такі припущення:

- підзатворна ділянка транзистора вважається ідеальною МДН-структурою, що означає відсутність поверхневих станів, фіксованого заряду в оксиді, різниці робіт виходу між напівпровідником і металом тощо;

- враховується тільки дрейфова компонента струму в каналі;
- вважається, що рухливість носіїв заряду в каналі постійна, тобто не залежить від електричного поля; ;
- концентрація легуючої домішки в каналі однорідна;

- зворотні струми втрат в р-п – переході стоку й витоку є малі;

- поперечне електричне поле (E_x), яке спрямоване перпендикулярно до межі поділу, значно перевищує поздовжнє електричне поле (E_y), що спрямовано вздовж поверхні напівпровідника (наближення плавного каналу);

- довжина каналу істотно більша від ширини збідненої області стокового р-п – переходу.

Розглянемо n-канальний МДН – транзистор із каналом, індукованим електричним полем. Витік і підкладка заземлені, а між затвором і витоком прикладено додатну напругу ($U_s > U_{пор}$) так, що між витоком і стоком існує провідний (інверсний) шар. Для того, щоб вільні електрони рухались від витоку до стоку, між стоком і витоком створено невелику різницю потенціалів.

Згідно з законом Ома, густина постійного струму стоку (j_c), що проходить через канал з питомою провідністю (σ_s) під дією поздовжнього електричного поля з напруженістю (E_y), дорівнює:

$$j_c = \sigma_s E_y = \mu_s Q_s E_y = \mu_s Q_s \frac{dU_y}{dy}, \quad (4.42)$$

де μ_s – рухливість носіїв заряду в каналі; Q_s – питомий заряд основних носіїв заряду в каналі; $E_y = dU_y/dy$ – змінна з довжиною каналу поздовжня складова напруженості електричного поля.

Розділяючи змінні в (4.42), отримаємо:

$$J_c dy = \mu_s Q_s dU_y \quad (4.43)$$

Крім електронів, у n-каналі МДН-транзистора є нерухомі заряди – іонізовані домішки в каналі, а також нерухомі заряди в

шарі SiO_2 біля межі поділу $\text{SiO}_2\text{-Si}$. Отже, густина повного заряду, що змінюється вздовж каналу через зміну потенціалу каналу, може бути виражена так:

$$Q_{\text{повн}} = Q_{\text{пер}} + Q_s = C_3 [U_3 - U(y)] \quad (4.44)$$

де $U(y)$ – різниця потенціалів між деякою точкою каналу з координатою (y) і витоком; C_3 - питома ємність затвора.

Якщо напруга на затворі не перевищує порогової ($U_3 < U_{\text{пор}}$), під затвором знаходиться збіднений на основні носії заряду шар, який вміщає тільки нерухомі заряди, тому:

$$Q_{\text{пер}} = C_3 U_{\text{пор}}. \quad (4.45)$$

Із співвідношення (4.44) і (4.45) знаходимо гуштину рухомого заряду:

$$Q_s = C_3 [U_3 - U_{\text{пор}} - U(y)]. \quad (4.46)$$

Підставивши (4.46) в (4.43) і помноживши обидві частини виразу (4.43) на ширину каналу (W), перейдемо до інтегрування. Нехтуючи залежністю $\mu_n(E)$, отримаємо:

$$J_c \cdot W \int_0^L dy = I_c \int_0^L dy = W \cdot \mu_s C_3 \int_0^{U_c} [U_3 - U_{\text{пор}} - U(y)] dU_y. \quad (4.47)$$

$$\text{Звідси } I_c = \frac{W}{L} \mu_s C_3 \left[(U_3 - U_{\text{пор}}) U_c - \frac{U_c^2}{2} \right]. \quad (4.48)$$

Рівняння (4.48) описує вихідну статичну характеристику МДН-транзистора для крутої ділянки. Воно справедливе для тієї ділянки значень параметрів (U_3 і U_c), в якій інверсний шар існує вздовж каналу від витоку до стоку: $U_3 > U_{nop}$ і $U_c < U_3 - U_{nop}$.

Якщо $U_c > U_3 - U_{nop}$, МДН-транзистор працює в ділянці насичення з перекриттям каналу. Рухомі заряди витягуються електричним полем у горизонтальному напрямку через збіднений шар від точки перекриття каналу в ділянку стоку. Напруга стоку при перекритті каналу

$$U_{c.nac} = U_3 - U_{nop}. \quad (4.49)$$

Для ділянки насичення вихідних статичних характеристик, підставляючи (4.49) в (4.48), отримаємо:

$$I_c = \frac{W\mu_s C_3}{2L} (U_3 - U_{nop})^2. \quad (4.50)$$

З формули (4.50) випливає, що при постійній U_3 струм стоку також буде постійним. Цей струм не залежить від U_c . Крім цього, з цієї формули видно, що між I_c і $(U_3 - U_{nop})$ існує квадратична залежність.

4.3.4. Параметри МДН-транзистора

Аналогічно до біполярних транзисторів, МДН-транзистори експлуатуються у двох основних режимах: підсилювальному і ключовому.

У підсилювальному режимі експлуатації МДН-транзистора робоча точка не виходить за межі ділянки насичення вихідної

статичної характеристики. Відповідне положення робочої точки на характеристиці передачі припадає на ділянку з найбільшою крутістю характеристики. Кількісно підсилювальний режим характеризують параметрами малого сигналу.

Для МДН-транзисторів використовують такі малосигнальні параметри:

- крутість характеристики характеризує підсилювальні властивості МДН-транзистора:

$$S = \left. \frac{dI_c}{dU_3} \right|_{U_c = const} ; \quad (4.51)$$

- вихідна провідність характеризує вихідні статичні характеристики транзистора:

$$g_c = \left. \frac{dI_c}{dU_c} \right|_{U_3 = const} ; \quad (4.52)$$

- коефіцієнт підсилення за напругою:

$$K_U = \left. \frac{dU_c}{dU_3} \right|_{I_c = const} . \quad (4.53)$$

Малосигнальні параметри пов'язані між собою таким співвідношенням:

$$K_U = S \cdot g_c^{-1} . \quad (4.54)$$

Вихідна провідність, або провідність каналу, - це міра крутості вольт-амперної характеристики при постійній напрузі затвора. Крім цього, значення провідності каналу обернене до значення опору каналу приладу. Для того, щоб знайти значення g_c

на лінійній ділянці, використаємо рівняння (4.52) для I_c у лінійній області. Тоді

$$g_c = \frac{W}{L} \mu_s C_3 (U_3 - U_{nop} - U_c). \quad (4.55)$$

Із вищезазначеного випливає, що в ділянці насичення вихідні статичні характеристики будуть горизонтальними, а використання формули (4.52) і рівняння (4.50) дає $g_c=0$. Насправді, якщо напруга на стоці досягає насичення $U_c=U_{c\text{ нас}}$, ширина перекритої ділянки каналу залежить від прикладеної напруги. У результаті реальна довжина каналу (L') виявляється меншою від його геометричної довжини (L). Через це підвищується струм стоку I_c , а це означає, що значення g_c буде відрізнятися від нуля. Обернена до g_c величина - опір каналу R_c - буде мати кінцеве значення.

Крутість характеристики в ділянці підсилення (ділянка насичення вихідних статичних характеристик) може бути отримана диференціюванням виразу (4.50) за напругою на затворі

$$S = \frac{W \mu_s C_3}{L} (U_3 - U_{nop}) \quad (4.56)$$

Як видно з рівняння (4.56), для підвищення крутості характеристики необхідно збільшувати рухливість носіїв заряду у вихідному напівпровіднику. Транзистори з n-каналом будуть мати більше значення крутості характеристики порівняно з р-канальними транзисторами.

Крутість характеристики визначається також конструктивними особливостями каналу, тобто пропорційна співвідношенню ширини каналу до його довжини. Отже,

крутість буде більшою для польових транзисторів із меншою довжиною каналу.

Використання діелектрика з великою діелектричною проникністю призводить до збільшення крутості характеристики, але одночасно підвищуються паразитні ємності, що негативно впливатиме на частотні властивості МДН-транзистора.

Наприклад, для кремнієвого МДН-транзистора з n-каналом при $W=8 \cdot 10^{-2}$ см; $\mu_s \approx 10^3$ см²/В·с; $C_3 \approx 2 \cdot 10^{-8}$ Ф/см²; $L=5$ мкм отримаємо $S=3 \cdot 10^{-3} U_{c \text{ нас}}$. Для $U_{c \text{ нас}}=2,0$ В, $S \approx 6$ мА/В. Реальні значення S для кремнієвих МДН-транзисторів знаходяться в інтервалі 1-10 мА/В.

Для визначення статичних параметрів МДН-транзистора часто використовують метод, який передбачає з'єднання затвора і стоку один з одним і вимірювання залежності струму стоку від прикладеної напруги до стоку. У такій схемі U_c завжди дорівнює U_3 і транзистор знаходиться в режимі насичення струму. Відповідно його можна описати рівнянням (4.50), згідно з яким графік залежності $I_c^{1/2}$ від U_3 повинен бути лінійним. Порогову напругу ($U_{\text{пор}}$) легко знайти з такого графіка як точку перетину прямої лінії з віссю напруг, а значення $W\mu_s C_3/2L$ визначається кутом нахилу цього графіка.

Порогову напругу можна також визначити як напругу на затворі, при якій через транзистор проходить відповідний малий струм стоку; здебільшого порогову напругу приймають як напругу на затворі, за якої струм стоку при $U_c=1.0$ В становить 1мкА на 1мкм ширини стокової ділянки.

Необхідно зазначити, що зворотне зміщення між витоком і підкладкою зменшує поверхневу густину вільних носіїв заряду в каналі. Відповідно, за наявності зворотного зміщення витік – підкладка порогова напруга n-канальних МДН-транзисторів стає додатнішою, а р-канальних – від'ємнішою.

Зміну порогової напруги ($\Delta U_{\text{пор}}$) для підкладки з постійною концентрацією домішки можна розрахувати, прийнявши апроксимацію різкого р-п-переходу:

$$\begin{aligned} \Delta U_{\text{пор}} &= \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_a}{C_{ok}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[(2|\varphi_F| + |U_n|)^{\frac{1}{2}} - (2|\varphi_F|)^{\frac{1}{2}} \right] = \\ &= \gamma \left[(2|\varphi_F| + |U_n|)^{\frac{1}{2}} - (2|\varphi_F|)^{\frac{1}{2}} \right], \end{aligned} \quad (4.57)$$

де γ – коефіцієнт впливу підкладки; U_n – зворотна напруга між витокком і підкладкою.

З виразу (4.57) видно, що одиницею вимірювання γ є $B^{1/2}$:

$$\gamma = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_a}{C_{ok}^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.58)$$

Аналізуючи практичні схеми за допомогою γ , розраховують зміни порогової напруги за наявності напруги зміщення витік – підкладка.

4.3.5. Еквівалентна схема і частотні властивості МДН-транзисторів

Еквівалентна схема МДН-транзистора зі спільним витокком для малого сигналу (рис. 4.16) корисна для моделювання МДН-транзисторів, а також під час розроблення аналогових МДН-транзисторних схем.

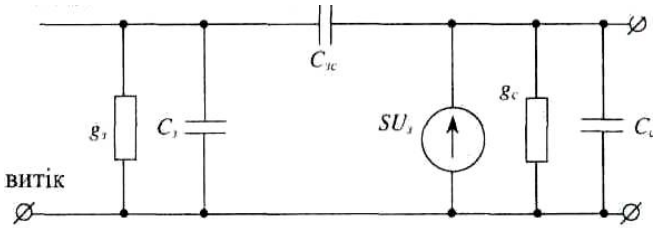


Рис. 4.16. Малосигнальна еквівалентна схема МДН-транзистора

Вхідна активна провідність (g_g) дуже мала ($g_g = 10^{-12} - 10^{-13}$ Ом) і пов'язана з провідністю в шарі підзатворного діелектрика. Таку провідність можна не брати до уваги, розраховуючи схеми на МДН-транзисторах. Вхідна ємність (C_3) між затвором і провідним каналом є розподіленою. Її максимальне значення припадає на ділянку затвора, розташовану біля витоку, а в міру наближення до стоку ємність C_3 зменшується. Тому приблизно можна вважати, що $C_3 \approx C_{3\phi}$, де $C_{3\phi}$ - ємність між затвором і витоком. C_{3c} - ємність між затвором і стоком, яка на порядок менша від ємності $C_{3\phi}$. У деяких МДН-приладах шар оксиду й метал затвора частково перекривають ділянки витоку і стоку. Це призводить до збільшення $C_{3\phi}$ і C_{3c} . Еквівалентний генератор струму (SU_3) відображає підсилювальні властивості транзистора (S - крутість характеристики). Вихідна ємність C_c відповідає ємності каналу між витоком і стоком. Якщо відсутнє з'єднання підкладки з витоком, то C_c є послідовною ємністю двох діодів зі зворотним зміщенням: діода витік - підкладка і діода підкладка - стік. Якщо таке з'єднання існує, то C_c буде просто ємністю діода стік - підкладка. Крім цього, в реальних схемах C_c враховує паразитну ємність монтажу; g_c - провідність каналу (вихідна провідність). Необхідно зазначити, що через нелінійність характеристик МДН-транзистора всі елементи

еквівалентної схеми диференційовані, а їх значення залежить від режиму роботи (робочої точки) приладу.

Гранична частота підсилення за струмом ($\omega_i=2\pi f_i$) визначається з умови $|K_i|=1$, де K_i – коефіцієнт підсилення за струмом:

$$K_i = \frac{I_{\text{вих}}}{I_{\text{вх}}} = \frac{SU_3}{\omega_i C_3 U_3} = \frac{S}{\omega_i C_3} = \frac{S}{2\pi f_i C_3}. \quad (4.59)$$

Тоді

$$f_i = \frac{S}{2\pi C_3} = \frac{WC_3 \mu_s U_{\text{нас}}}{2\pi C_3 WL^2} = \frac{\mu_s U_{\text{нас}}}{2\pi L} = \frac{1}{2\pi t_{\text{пр}}}, \quad (4.60)$$

де $t_{\text{пр}}$ – час прольоту електронів через провідний канал.

Отже, гранична частота підсилення за струмом МДН-транзистора обернено пропорційна часу прольоту електронів через провідний канал.

Гранична частота підсилення за напругою ($\omega_u=2\pi f_u$) може бути визначена як частота, на якій за рахунок вихідної ємності C_c коефіцієнт підсилення за напругою дорівнює одиниці. Тоді:

$$|K_U| = \frac{U_{\text{вих}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{SU_3}{U_3 \omega C_c} = \frac{S}{\omega C_c}. \quad (4.61)$$

Максимальна частота, на якій МДН-транзистор можна вважати активним, визначається як частота (f_p), на якій коефіцієнт підсилення за потужністю K_p дорівнює одиниці

$$|K_p| = |K_i| |K_U| = 1. \quad (4.62)$$

Використовуючи (1.59) і (1.61), можна легко отримати:

$$K_p = \frac{S^2}{\omega^2 C_c C_3}. \quad (4.63)$$

$$\text{Звідси при } |K_p| = 1 \quad f_p = \frac{S}{2\pi\sqrt{C_c C_3}} = f_i \sqrt{\frac{C_3}{C_c}}. \quad (4.64)$$

За умови $C_3 = C_c$ всі три граничні частоти збігаються. Для реальних МДН-транзисторів $C_3 \gg C_c$ і $f_i < f_p < f_u$. Тому гранична частота підсилення в МДН-транзисторах обмежується не вихідною ємністю, а часом прольоту електронів через провідний канал. У ділянці насичення

$$f_i \cong \frac{V_s}{2\pi L}, \quad (4.65)$$

що відповідає часу прольоту електронів через канал зі швидкістю насичення (V_s)

$$t_{np} = \frac{L}{V_s}. \quad (4.66)$$

Для $L = 1$ мкм і $V_s = 10^7$ см·с⁻¹ час прольоту становить лише 10^{-12} с. Однак для типових кільцевих осциляторів на МДН-транзисторах із довжиною каналу 1 мкм вимірний час затримки на порядок більший. Такі затримки можуть бути зумовлені переважно різними паразитними ємностями опорними приладу.

4.3.6. Порівняльні характеристики польових транзисторів

Найістотніші відмінності польових транзисторів із керуючим р-n-переходом або затвором Шоттки від МДН-транзисторів пов'язані з певними фізичними особливостями.

У польових транзисторах із керуючим р-n-переходом постійний зворотний струм, що проходить через р-n-перехід чи

бар'єр Шотткі, призводить до плавної зміни рівня Фермі в області контакту. У цьому випадку тип провідності напівпровідника (каналу) не може змінитися при зміні зовнішньої напруги. Тому в польових транзисторах з керуючим р-n – переходом або затвором Шотткі за рахунок зміни напруги на затворі неможливо здійснити режим з інверсною провідністю.

В МДН-транзисторах опір каналу змінюється за рахунок модуляції питомої провідності, тобто зміни кількості рухомих носіїв заряду. У провідному каналі порушується умова електричної нейтральності і через нього проходить струм, який обмежений об'ємним зарядом. У польових транзисторах із керуючим р-n – переходом не змінюється концентрація електронів у провідному каналі. Провідний канал не збіднюється і не збагачується електронами, а залишається електрично нейтральним. Крім цього, канал у цих транзисторах ізольований від поверхні напівпровідника.

Польові транзистори з керуючим р-n – переходом мають обмежене використання у ключовому режимі експлуатації, що пов'язано з такими властивостями цих приладів:

- велика залишкова напруга у відкритому стані;
- труднощі узгодження транзисторів за напругою, оскільки напруга затвора і стоку має різну полярність;
- менший порівняно з МДН-транзисторами вхідний опір;
- менша швидкодія порівняно з МДН-транзисторами;
- не допускається зміна полярності напруги на вході (на затворі), оскільки при цьому відкривається керуючий р-n – перехід і різко підвищується потужність у вхідному колі.

Польові транзистори з керуючим р-n – переходом насамперед використовуються в підсилювальному режимі. Тут у багатьох випадках вони мають переваги над МДН-транзисторами. Зокрема, важливою перевагою польових транзисторів із керуючим р-n – переходом є малий рівень власних шумів і висока

стабільність параметрів у часі. Причиною цих переваг є те, що канал у польових транзисторах із керуючим р-n – переходом відокремлений від поверхні р-n – переходом. На межі каналу і ОПЗ відсутні поверхневі дефекти, які зумовлюють як нестабільність параметрів, так і додаткові шуми в МДН-транзисторах. Такі транзистори відзначаються також високою радіаційною стійкістю.

У зв'язку з інтенсивним розвитком інтегральної електроніки однією з основних характеристик того чи іншого приладу стає його технологічність, тобто можливість створення в малому об'ємі твердого тіла складних функціональних схем з високим ступенем інтеграції. Через це польові транзистори із керуючим р-n – переходом помітно поступаються транзисторам із затвором Шоттки і МДН-транзисторам.

Порівняння польових і біполярних транзисторів свідчить, що обидва типи транзисторів виконують однакові функції: працюють у схемі або як лінійні підсилювачі, або як ключі.

Для біполярних транзисторів характерним є те, що прилад керується струмом, оскільки на вході наявний прямозміщений р-n – перехід і вхідний опір малий. При керуванні від ІС потрібно додатково підсилювати струм. Такі транзистори мають порівняно невеликий коефіцієнт підсилення за струмом.

Для уніполярних польових транзисторів характерним є те, що прилад керується напругою, вхідний опір дуже великий, оскільки вхідне коло від вихідного ізольоване діелектриком або ОПЗ оберненозміщеного р-n – переходу. Для них можливе безпосереднє керування від ІС. Такі транзистори мають дуже великий коефіцієнт підсилення за струмом.

Порівняння польових і біполярних транзисторів свідчить, що в електронних пристроях польові транзистори в багатьох випадках мають переваги над біполярними. По-перше, керуюче коло польових транзисторів споживає досить малу енергію, оскільки

вхідний опір цих приладів досить великий. Як правило, коефіцієнт підсилення за потужністю і струмом у польових транзисторах більший, ніж у біполярних. По-друге, внаслідок того, що керуюче коло ізольоване від вихідного кола, значно підвищується надійність роботи і перешкодостійкість схем на польових транзисторах. По-третє, польові транзистори мають низький рівень власних шумів, що пов'язано з відсутністю інжекції і властивою їй флуктуацією. По-четверте, польові транзистори мають вищу швидкодію, оскільки в них відсутні інерційні процеси нагромадження і розсмоктування носіїв заряду. У результаті польові транзистори все більше витісняють біполярні транзистори там, де вимагається висока швидкодія і підвищена надійність роботи.

5. ТИРИСТОРИ

Тиристор - це напівпровідниковий прилад із двома стійкими станами, що має три (і більше) випрямних переходів, який може перемикатися із закритого стану у відкритий і навпаки. Всі тиристори умовно можна поділити на діодні, тріодні та симетричні тиристори.

5.1. Діодний тиристор

Діодний тиристор (динистор) - це тиристор, який має два виводи, через які проходить як основний струм, так і струм керування.

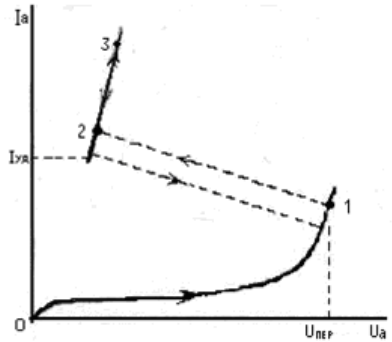
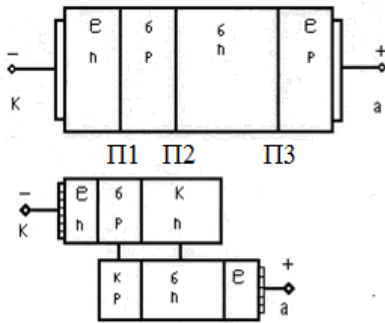
5.1.1. Структура і принцип дії

Структура діодного тиристора складається з чотирьох областей напівпровідника з типом електропровідності, що чергуються (рис. 5.1). Крім трьох випрямлених переходів, діодний тиристор має два омічних переходи. Один з омічних переходів, розташований між крайньою областю n і металевим електродом, називається катодом. Другий омічний контакт, розташований між крайньою p -областю і металевим електродом, називається анодом.

Розглянемо процеси, що відбуваються в тиристорі при подачі на нього прямої напруги, тобто при додатному потенціалі на аноді. У цьому випадку крайні p - n -переходи зміщені в прямому напрямку, тому їх називають емітерними; середній p - n -перехід зміщений у зворотному напрямку, тому його називають колекторним. Відповідно, у такому приладі існують

дві емітерних області (р- і п-емітери) і дві базові області (р- і п-бази).

Більша частина зовнішньої прямої напруги падає на колекторному переході, оскільки він зміщений у зворотному напрямку. Тому перша ділянка прямої гілки ВАХ тиристора схожа на зворотну гілку ВАХ випрямного діода. Зі збільшенням анодної напруги, прикладеної між катодом і анодом, збільшується пряма напруга і на емітерних переходах. Електрони, інжектвані з п-емітера в р-базу, дифундують до колекторного переходу і потрапляють в п-базу. Подальшому переміщенню електронів по структурі тиристора заважає невеликий потенціальний бар'єр правого емітерного переходу (рис 5.1). Тому частина електронів, які опинились у потенціальній ямі п-бази, утворює надлишковий негативний заряд, який, знижуючи висоту потенціального бар'єра правого емітерного переходу, викликає збільшення інжекції дірок із р-емітера в п-базу. Інжектвані дірки дифундують до колекторного переходу, втягуються полем колекторного переходу і потрапляють у р-базу. Подальшому їх переміщенню по структурі тиристора заважає невеликий потенціальний бар'єр лівого емітерного переходу. Тому в р-базі відбувається накопичення надлишкового позитивного заряду, що зумовлює збільшення інжекції електронів з п-емітера. Отже, у структурі тиристора існує додатний зворотній зв'язок по струму – збільшення струму через один емітерний перехід приводить до збільшення струму через другий емітерний перехід.



а б
Рис. 5.1. Структура і ВАХ діодного тиристора

Накопичення нерівноважних носіїв у базових областях рівносильно додатковій різниці потенціалів на колекторному переході, яка, на відміну від зовнішньої різниці потенціалів, намагається змістити колекторний перехід у прямому напрямку. Тому зі збільшенням струму через тиристор і, зі збільшенням надлишкових зарядів основних носіїв заряду в базових областях абсолютне значення сумарної напруги на колекторному переході почне зменшуватись. Струм через тиристор при цьому буде обмежений тільки опором навантаження і ЕРС джерела живлення. Висота потенціального бар'єра колекторного переходу зменшується до значення, яке відповідає вмиканню цього переходу в прямому напрямку.

Отже, тиристор при подачі на нього прямої напруги може перебувати у двох стійких станах: закритому й відкритому.

Закритий стан тиристора відповідає ділянці прямої гілки ВАХ між нульовою точкою і точкою перемикавання. Під точкою перемикавання розуміють точку на ВАХ, в якій диференційний опір дорівнює нулю, а напруга на тиристорі сягає максимального значення. У закритому стані (ділянка 0-1 ВАХ

на рис.5.1,б) до тиристора може бути прикладена велика напруга, а струм при цьому буде малим.

Відкритий стан тиристора відповідає низьковольтній і низькоомній ділянці прямої гілки ВАХ. На рис.5.1, а відкритому стану тиристора відповідає ділянка (2-3) ВАХ. Між першою і другою ділянками ВАХ знаходиться перехідна ділянка (1-2), що відповідає нестійкому стану тиристора. Особливо нестійкість проявляється при відносно малому опорі в зовнішньому колі тиристора. Тоді перемикаання тиристора із закритого стану у відкритий і навпаки відбувається по штрихових лініях (рис.5.1,а), нахил яких визначається звичайно відносно малим опором навантаження.

У відкритому стані тиристор буде знаходитись дотих пір, доки за рахунок прохідного струму буде підтримуватись надлишковий заряд у базах, необхідний для зміщення колекторного переходу в прямому напрямку. Якщо струм через тиристор зменшити до певного значення, меншого утримуючого струму $I_{ут}$, то в результаті рекомбінації зменшиться кількість нерівноважних носіїв заряду в базових областях тиристора, колекторний перехід буде зміщеним у зворотному напрямку. При цьому відбудеться перерозподіл спадів напруг на випрямляючих переходах тиристорної структури, зменшиться інжекція з емітерних областей і тиристор перейде в закритий стан (рис.5.1,б). Отже, утримуючий струм тиристора – це мінімальний струм, необхідний для підтримки тиристора у відкритому стані.

5.1.2. Вольт-амперна характеристика діодного тиристора

Закритий стан. Структуру тиристора можна зобразити у вигляді двох біполярних транзисторів, з'єднаних між собою (рис.5.1,а). Постійний емітерний струм колектора цих транзисторів можна виразити через емітерні струми, користуючись параметрами одновимірної теоретичної моделі транзистора:

$$I_{П2} = \alpha_1 I_{П1} + \alpha_2 I_{П3} + I_{кбо} \quad (5.1)$$

де $I_{П1}$, $I_{П2}$, $I_{П3}$ – струми через перший, другий і третій р–п-переходи; α_1 , α_2 – статичні коефіцієнти передачі струмів емітера одновимірних теоретичних моделей першого і другого транзисторів; $I_{кбо}$ – зворотний струм колектора, спільний для обох транзисторів, які утворюють структуру тиристора.

Для двоелектродної структури діодного тиристора при виконанні балансу струмів повні струми через всі переходи повинні бути рівними між собою:

$$I_{П1} = I_{П2} = I_{П3} = I_a \quad (5.2)$$

Тоді анодний струм тиристора

$$I_a = \frac{I_{кбо}}{(1 - \alpha_{сум})}, \quad (5.3)$$

де $\overline{\alpha_{сум}} = \alpha_1 + \alpha_2$ – сумарний статичний коефіцієнт передачі струму тиристорної структури.

Вираз (5.3) являє собою рівняння ВАХ діодного тиристора в закритому стані. Нагадаємо, що статичний коефіцієнт передачі струму емітера транзистора зростає зі збільшенням струму емітера в результаті зменшення впливу рекомбінації в емітерному переході й появи електричного поля в базі через збільшення градієнта концентрації носіїв заряду. Коефіцієнт передачі струму емітера зростає також зі збільшенням напруги на колекторному переході в результаті зменшення товщини бази і збільшення коефіцієнта лавинного розмноження в колекторному переході. Ці чотири фізичних фактори викликають збільшення сумарного статичного коефіцієнта передачі струму тиристорної структури при збільшенні напруги і відповідно струму в закритому стані тиристора.

При досягненні сумарним статичним коефіцієнтом передачі значення, що дорівнює одиниці, відповідно до (5.3) анодний струм через тиристор прямує у нескінченність, тобто відбувається перемикання діодного тиристора із закритого стану у відкритий. Під час перемикання струм через тиристор, звичайно, повинен бути обмежений опором навантаження, інакше тиристор може вийти з ладу.

Умови перемикання тиристора. У точці перемикання тиристора диференційний опір дорівнює нулеві. З'ясуємо умову, при якій це досягається. До перемикання тиристора у відкритий стан практично вся напруга, прикладена до тиристора, спадає на колекторному переході. Продиференціювавши (5.1) за напругою з урахуванням (5.2) та вважаючи, що

$$\frac{d\alpha(I,U)}{dU} = \frac{\partial\alpha}{\partial I} \cdot \frac{\partial I}{\partial U} + \frac{\partial\alpha}{\partial U},$$

Отримуємо:

$$r = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1 - \left(\alpha_1 + I_a \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_a} \right) - \left(\alpha_2 + I_a \frac{\partial \alpha_2}{\partial I_a} \right)}{\frac{\partial I_{кбо}}{\partial U_a} + I_a \left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial U_a} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial U_a} \right)}. \quad (5.4)$$

У дужках чисельника (5.4) маємо вирази для диференційного коефіцієнта передачі емітерів одновимірних теоретичних моделей транзисторів. Дійсно, $I_k = \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{кбо}$. Звідси диференційний коефіцієнт передачі струму емітера одновимірної теоретичної моделі транзистора

$$\bar{\alpha} = \frac{\partial I_k}{\partial I_{\mathcal{E}}} = \alpha + I_{\mathcal{E}} \left(\frac{\partial \alpha_{сеп}}{\partial I_{\mathcal{E}}} \right).$$

Отже, з (5.4) випливає, що перемикання тиристора із закритого стану у відкритий повинно відбутися за умови, що сумарний диференційний коефіцієнт передачі струму тиристорної структури дорівнює одиниці, тобто

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 = 1. \quad (5.5)$$

Звичайно ця умова виконується раніше, ніж умова, що статичні коефіцієнти передачі струму першого і другого транзистора дорівнюють одиниці, що складають тиристорну структуру, оскільки диференційні коефіцієнти передачі трохи вищі за статичні.

Невелике перевищення диференційного коефіцієнта передачі струму над одиницею означає, що приріст струму колектора більший, ніж приріст струму емітера. Саме за такої

умови р – база заряджається позитивно, а n – база – негативно. Надлишкові заряди в базових областях зменшують напругу на колекторному переході і у всій тиристорній структурі. Це відповідає перехідній ділянці на ВАХ тиристора – ділянці від'ємного диференційного опору.

При перемиканні діодного тиристора із закритого стану у відкритий за рахунок росту струму, що протікає, сумарний диференційний коефіцієнт передачі струму збільшується. Одночасно зменшення напруги на колекторному переході приводить до зменшення того ж коефіцієнта. Отже, співвідношення (5.5) можна вважати не тільки умовою перемикання тиристора із закритого стану у відкритий, але й рівнянням ВАХ на перехідній її ділянці. Насправді сума диференційних коефіцієнтів передачі струму транзисторних структур, які складають тиристорну структуру, під час перемикання дещо перевищує одиницю.

Відкритий стан. У відкритому стані значення сумарного коефіцієнта передачі струму тиристорної структури перевищує одиницю, тобто більша частина носіїв заряду, інжектованих із емітерних областей, доходить до колекторного переходу. Для відкритого стану при встановленому струмі через діодний тиристор також повинен зберегтися баланс струмів. Отже, необхідно припустити інжекцію дірок через колекторний перехід із р – бази в n – базу і інжекцію електронів у зворотному напрямку. Це припущення відповідає зміщенню колекторного переходу в прямому напрямку, дозволяє зрозуміти існування рівності повних потоків носіїв заряду різних знаків у всіх перерізах тиристорної структури при встановленому режимі у відкритому стані.

Колекторний перехід зміщений у прямому напрямку через надлишкові заряди сновних носіїв у базових областях, накопичених там у процесі перемикання тиристора.

Падіння напруги на діодному тиристорі у відкритому стані являє собою суму напруг на всіх р–п-переходах (з урахуванням інверсії полярності напруги на колекторному переході), на об'ємному опорі різних областей (в основному, слабологовані бази) і на омичних переходах.

5.1.3. Діодний тиристор із зашунтованим емітерним переходом

Перемикання тиристора із закритого стану у відкритий відповідно до (5.5) відбувається при зростанні сумарного диференційного коефіцієнта передачі струму до одиниці. Водночас у кожній із транзисторних структур, що складають тиристор, коефіцієнти передачі струму емітера можуть бути близькими до одиниці уже при малих напругах і струмах. Для зменшення початкового значення коефіцієнта передачі одну з базових областей усіх тиристорів виготовляють відносно товстою (до 200 мкм).

Для зменшення коефіцієнта передачі струму емітера другого транзистора його емітерний перехід шунтується об'ємним опором, що прилягає до базової області (рис.5.2).

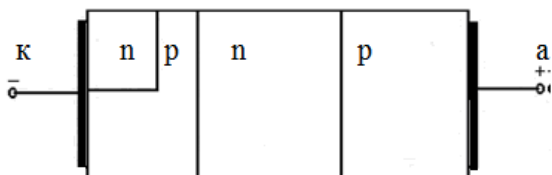


Рис.5.2. Структура діодного тиристора з зашунтованим

емітерним переходом

Таке шунтування здійснюють шляхом нанесення одного із основних електродів (наприклад катода) не тільки на емітерну область, але й частково на поверхню прилягаючої базової області. Шунтування забезпечує малі значення коефіцієнта передачі струму при малих напругах на тиристорі, оскільки майже весь струм при цьому проходить по шунтуючому опорі бази, минаючи лівий (рис.5.2) емітерний перехід у зв'язку з його відносно великим опором при малих напругах. При великих напругах на тиристорі опір лівого емітерного переходу стає меншим за шунтуючий опір бази. Це означає, що тепер майже весь струм буде проходити через емітерний перехід і буде викликаний інжекцією неосновних носіїв заряду в прилягаючу базову область.

Шунтування, по-перше, дає можливість створювати тиристори з більшими значеннями напруги вмикання. По-друге, при шунтуванні емітерного переходу отримується більш різка залежність коефіцієнта передачі струму від напруги і від струму. Тому тиристор із зашунтованим емітерним переходом буде мати так звану жорстку характеристику перемикавання, тобто буде переходити із закритого у відкритий стан кожен раз при одній і тій же напрузі вмикання. Навпаки, при слабкій залежності коефіцієнта передачі струму від напруги і від струму перемикавання тиристора із закритого стану у відкритий може відбуватись при різних значеннях напруги вмикання, тобто тиристор у цьому випадку буде мати так звану м'яку характеристику перемикавання.

5.2. Тріодний тиристор

Тріодний тиристор (тринистор) - це тиристор, що має два основних і один керуючий електроди.

Для перемикаання тріодного тиристора із закритого стану у відкритий також необхідне накопичення нерівноважних носіїв заряду в базових областях. У діодному тиристорі при збільшенні напруги на ньому до напруги вмикання відбувається накопичення нерівноважних носіїв заряду за рахунок підвищення рівня інжекції через емітерні переходи або за рахунок ударної іонізації у колекторному переході.

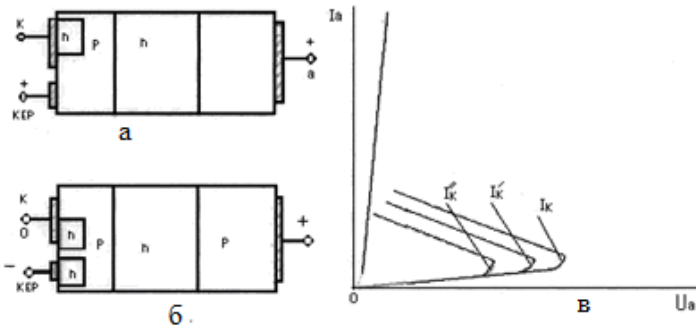


Рис.5.3.Схематичне зображення структур тріодних тиристорів з омічним переходом між керуючим електродом і базою (а), з додатковим р-п-переходом під керуючим електродом (б) і ВАХ тріодного тиристора при різних струмах ($I_K'' > I_K' > I_K$) через керуючий електрод (в).

У тріодному тиристорі, що має керуючий електрод від однієї із базових областей з омічним переходом між керуючим електродом і базою (рис.5.3, а), рівень інжекції через емітерний перехід, що прилягає до цієї бази, можна збільшити шляхом

подання додатної відносно катода напруги на керуючий електрод. Тому тріодний тиристор можна перемикаєти із закритого стану у відкритий в необхідний момент часу навіть при невеликій анодній напрузі (рис.5.3, в).

Перемикання тріодного тиристора за допомогою подачі прямої напруги на керуючий електрод або струму через цей електрод можна розглядати з іншого погляду як переведення транзисторної п–р–п-структури у режим насичення при великому струмі бази. При цьому колекторний перехід транзисторної структури (він же і колекторний перехід тиристора) зміщується в прямому напрямку.

Баланс струмів у тріодному тиристорі можна записати за аналогією з (5.1), але з урахуванням того, що через лівий емітерний перехід (рис.5.3,а) проходить сума струмів основного і керуючого:

$$I_a = \alpha_1(I_a + I_y) + \alpha_2 I_a + I_{кбо}, \quad (5.6)$$

або

$$I_a(1 - \alpha_1 - \alpha_2) = I_{кбо} + \alpha_1 I_k. \quad (5.7)$$

Отже, рівняння ВАХ тріодного тиристора в закритому стані таке:

$$I_a = \frac{I_{кбо}}{(1 - \alpha_1 - \alpha_2)} = \frac{\alpha_1}{(1 - \alpha_1 - \alpha_2)} I_k, \quad (5.8)$$

де $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ і анодний струм I_a залежить від керуючого струму I_k (рис.5.3,в).

Умову перемикання тріодного тиристора із закритого стану у відкритий можна отримати аналогічно умові перемикання

діодного тиристора (див.5.5). Отже після диференціювання і перетворень отримаємо:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + I_k \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_a} = 1. \quad (5.9)$$

В умові перемикання тріодного тиристора диференціальний коефіцієнт передачі струму емітера одновимірної системи теоретичної моделі першої транзисторної структури $\overline{\alpha_1}$ залежить від напруги на колекторному переході, а також від основного й керуючого струмів. Аналогічний коефіцієнт другої транзисторної структури $\overline{\alpha_2}$ залежить тільки від напруги на колекторі й від основного струму.

Із формули (5.9) видно, що напруга вмикання тріодного тиристора залежить від керуючого струму. Формула може бути справедлива при менших напругах на аноді тиристора, якщо через керуючий електрод будуть проходити більші значення керуючого струму в прямому напрямку. Крім того, з умови (5.9) можна зробити висновок про доцільність здійснення керуючого виводу від тонкої бази тріодного тиристора, оскільки керувати коефіцієнтом передачі струму емітера транзисторної структури з тонкою базою значно простіше, ніж товстою базою.

У відкритому стані через тиристор проходить великий анодний струм, тому керуючий струм практично не впливає на ділянку ВАХ, що відповідає відкритому стану тріодного тиристора.

Керуючий електрод може бути зроблений не тільки з омічним переходом між електродами і базовою областю, але і з додатковим р–п-переходом (рис.5.3, б). При визначенні полярності на керуючому електроді відносно катода додатковий перехід опиниться зміщеним у прямому напрямку, через нього

буде відбуватися інжекція неосновних носіїв заряду (для прилягаючої бази) з наступним накопиченням у другі базові області. Такий процес може привести до перемикання тріодного тиристора у відкритий стан.

Тиристор, в якого керуючий електрод з'єднаний з n-областю, найближчою до катода, і який переходить у відкритий стан при подачі на керуючий електрод від'ємного відносно катода сигналу, називають тиристором з інжекційним керуючим електродом n-типу.

Тріодний тиристор (рис.5.3.б) можна розглядати також як два діодних тиристора, що мають спільний анод, одну емітерну і дві базові області. Структура основного тиристора виконана з зашунтованим емітерним переходом. Тому напруга вмикання основного тиристора більша, ніж керуючого. При подачі від'ємного потенціалу на керуючий електрод, тобто на катод керуючого тиристора, можна перемкнути його із закритого стану у відкритий. А оскільки обидві структури мають спільні області, то при перемиканні керуючого тиристора основний тиристор також опиниться у відкритому стані.

Отже, тиристор при подачі на нього прямої напруги може знаходитись у двох стійких станах: закритому й відкритому.

5.3. Симетричний тиристор

Симетричний діодний тиристор (діак) - це діодний тиристор, здатний перемикатися як у прямому, так і у зворотному напрямках.

Структура симетричного діодного тиристора складається з п'яти областей із типом електропровідності, що чередується, які утворюють чотири р-п-переходи (рис.5.4,а). Крайні переходи

зашунтовані об'ємними опорами прилягаючих областей з електропровідністю р-типу.

Якщо на такий тиристор подати напругу додатним потенціалом на область p_1 і від'ємним потенціалом на область p_3 , то р–п-перехід 1 опиниться зміщеним у зворотному напрямку і струм, що проходить через нього, буде нехтовно малим. Весь струм через тиристор при такій полярності прикладеної напруги буде проходити по шунтуючому опорі p_1 . Четвертий р–п-перехід буде зміщений в прямому напрямку, і через нього буде проходити інжекція електронів. При вибраній полярності зовнішньої напруги робоча частина тиристора являє собою структуру р – п – р – п, в якій можуть проходити ті ж процеси, що і у звичайному діодному тиристорі, які приводять до перемикання його із закритого стану у відкритий і навпаки.

При зміні полярності зовнішньої напруги четвертий р–п-перехід буде зміщеним у зворотному напрямку і тому, володіючи великим опором, буде зашунтований відносно малим опором області p_2 . При такій полярності зовнішньої напруги робоча частина тиристора являє собою структуру р–п–р–п, здатну перемикатися із закритого стану у відкритий і навпаки.

Отже, симетричний діодний тиристор можна зобразити у вигляді двох діодних тиристорів, увімкнених зустрічно й шунтуючих один одного при різних полярностях прикладеної напруги. ВАХ такого тиристора отримується однаковою при різних полярностях прикладеної напруги (рис.5.4,б).

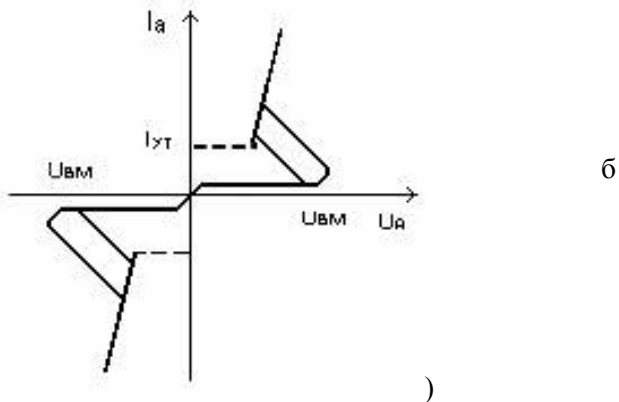
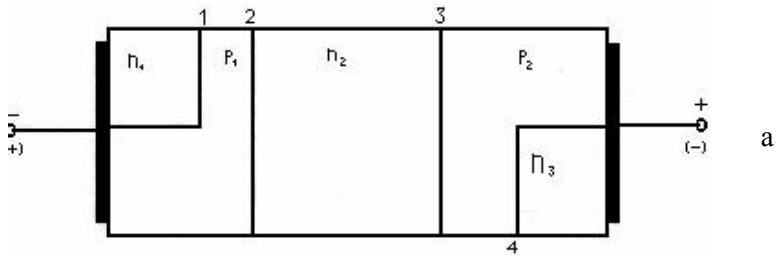


Рис.2.4. Структура симетричного тиристора (а) і його ВАХ (б)

Основними електричними параметрами тиристора є:

- напруга перемикання $U_{вм}$ – напруга, при якій струм через прилад починає різко зростати;
- струм витoku $I_{шт}$ – прямий струм, який відповідає допустимій прямій напрузі $U_{прмакс}$;
- струм вимкнення $I_{пр}$ – мінімальний прямий струм через тиристор у відкритому стані;
- залишкова напруга $U_{за}$ – пряма напруга, яка відповідає протіканню максимально допустимого прямого струму $I_{прмакс}$;

- зворотний струм витоку $I_{зв}$ – зворотний струм, що відповідає максимально допустимій напрузі $U_{зв}$;
- максимально допустима розсіююча потужність $P_{\text{макс}}$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Пасынков В.В., Полупроводниковые приборы/ В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин - М: Высш. шк., 1987.-479 с.
2. Викулин И.М. Физика полупроводниковых приборов /, И.М. Викулин, В.И.Стафеев. - М.: Радио и связь, 1990.- 264 с.
3. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К.С. Ржевкин. - М.: Изд-во МГУ, 1986. - 256 с.
4. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов / Тугов Н.Н., Глебов Б.А., Чариков Н.А.; под. ред. В.А. Лабунцова. - М.: Энергоатомиздат, 1990.-576 с.
5. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1,2 / Зи С.М.; под ред. Р.А. Суриса. - М: Мир, 1981. - 456 с.
6. Физическая электроника и микроэлектроника / Росадо Л.; под ред. В.А. Терехова. -М.: Высш. шк., 1991. - 351 с.
7. Дружинін А.О. Твердотільна електроніка: фізичні основи і властивості напівпровідникових приладів: Навчальний посібник./ А.О. Дружинін– Львів, 2001. – 252с.
8. Епифанов Г.И., Твердотельная электроника / Г.И., Епифанов Ю.А.Мома. - М.: Высш. шк., 1986. -376 с.
9. Элементы интегральных схем / Маллер Р., Кейминс Т.; под ред. Е.З. Мазеля и Л.С. Ходоша. - М.: Мир, 1989. - 630 с.
10. Контакты металл-полупроводник / Родерик Э.Х.; под ред. Г.В. Степанова. - М.: Радио и связь, 1982. - 208 с.
11. Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов / А Блихер. - Л.: Энергоиздат, 1986. - 248 с.

12. Батушев В.А. Электронные приборы / В.А. Батушев. - М.: Высш. шк., 1980. - 383 с.
13. Аваев Н.А., Основы микроэлектроники / Н.А. Аваев, Ю.Е. Наумов, В.Т. Фролкин. - М.: Радио и связь, 1991.- 288 с.
14. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники / И.П. Степаненко. - М.: Советское радио, 1980.-423 с.
15. Радевич Я.І. Твердотільна електроніка. Електронні процеси в р-п переходах. Навчальний посібник/ Я.І. Радевич, В.М. Фрасуняк. – Чернівці: Рута, 1999. – 84 с.
16. Радевич Я.І. Твердотільна електроніка. Функціональні властивості діодних структур. Навчальний посібник / Я.І. Радевич. – Чернівці: Рута, 2000. – 83с.
17. Валиев К.А. Микроэлектроника: достижения и пути развития / К.А Валиев. - М.: Наука, 1986.-142 с.

Навчально-методичне видання
ПРОМИСЛОВА ЕЛЕКТРОНІКА
Навчальний посібник

Укладачі: *Радевич Ярема Іванович, Андрущак Галина*
Олегівна.

Відповідальний за випуск *Мар'янчук П.Д.*
Літературний редактор *Лукул О.В.*