

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

Навчально-науковий інститут комп'ютерного моделювання,
прикладної фізики та математики

Ю.І. Под'ячий, Г.Ю. Під'ячий

НАПІВПРОВІДНИКОВА ЕЛЕКТРОНІКА

Частина 1. Електрична провідність. Переходи і контакти. Діоди.

Конспект лекцій для студентів спеціальностей
105 – Прикладна фізика та наноматеріали,
172 – Електронні комунікації та радіотехніка.

Харків
2023

В конспекті лекцій викладені теоретичні відомості основ напівпровідникової електроніки. Розглянуто природу електричної провідності і дано початкові відомості про зонну теорію твердих тіл. На її основі дано пояснення власної і домішкової провідності напівпровідників. Особлива увага приділена поясненню створення і принципу функціонування твердотільних переходів і контактів. Детально розглянуті різні типи напівпровідникових діодів – випрямляючих, стабілітронів, світлодіодів та ін.

Зміст лекцій відповідає вимогам бакалаврату спеціальностей 105 – Прикладна фізика та наноматеріали, 172 – Електронні комунікації та радіотехніка з навчальних дисципліни "Напівпровідникова електроніка" і "Схемотехніка телекомунікаційних пристроїв".

З М І С Т

Вступ.....	4
Електрична провідність	5
Дрейфовий струм.....	5
Дифузійний струм	7
Основи зонної теорії	8
Структура енергетичних зон твердих тіл	9
Напівпровідники.....	11
Власні напівпровідники	11
Поняття дірки.....	11
Концентрація носіїв заряду у власних напівпровідниках	12
Електрична провідність власних напівпровідників.....	13
Домішкова провідність напівпровідників.....	14
Переходи та контакти	16
Фізичні процеси в ізольованому <i>p-n</i> -переході	16
Потенційний бар'єр переходу.....	18
Ширина <i>p-n</i> -переходу	19
Підключення <i>p-n</i> -переходу до джерела електричної напруги.....	19
Електрична ємність переходу	21
Пробій <i>p-n</i> -переходу	22
Контакт метал – напівпровідник.....	23
Напівпровідникові діоди	25
Випрямляючі діоди	25
Стабілітрони.....	28
Варикапи.....	29
Світлодіоди	30
Фотодіоди	32
Тунельні діоди	34
Короткі висновки.....	36

ВСТУП

За найбільш загальним визначенням електроніка вивчає принципи побудови, функціонування та застосування приладів та пристроїв, фізичною основою роботи яких є рух електронів та інших заряджених частинок у різноманітних середовищах. Власне середовище і визначає поділ електроніки на окремі тісно пов'язані між собою області.

Електровакуумна електроніка – рух заряджених частинок відбувається у вакуумі. При цьому вакуумом вважається така щільність газу, при якому довжина вільного пробігу зарядів (між зіткненнями з молекулами газу) на кілька порядків перевищує лінійні розміри електронного приладу, наприклад, лампи.

Газорозрядна електроніка – заряди рухаються в розрідженому газі. Їх зіткнення з молекулою газу є важливими факторами і визначають фізичну основу роботи електронних приладів.

Напівпровідникова електроніка – середовище, в якому рухається заряджена частка, є твердим тілом і відноситься до окремої групи речовин, які називають *напівпровідниками*.

Такий поділ електроніки, звичайно, не можна вважати завершеним, але для нашої мети він повністю прийнятний.

Нині передову позицію займає, звісно, напівпровідникова електроніка. Прилади і пристрої, створені на її теренах, відрізняються мініатюрністю, незначним споживанням енергії, великою надійністю, довговічністю та іншими дуже корисними властивостями. Потрібно відзначити, що більшість сучасних електронних пристроїв (наприклад, персональний комп'ютер) принципово не можуть бути створені за межами напівпровідникової електроніки. Тому в цій роботі головну увагу буде приділено саме цій галузі електроніки.

Потрібно також відзначити, що електровакуумна та газорозрядна електроніка не відійшли в минуле. Зараз на новому технологічному рівні відбувається їхній ренесанс у спеціальній галузі техніки. В електронних пристроях великої потужності (передавачі, перемикачі тощо) електровакуумна лампа не поступається своїм місцем і досі. Навіть у підсилювачах звуку високого класу все частіше замість напівпровідникових транзисторів використовуються лампи. Але це тема іншої роботи.

ЕЛЕКТРИЧНА ПРОВІДНІСТЬ

Однією з важливих фізичних властивостей всіх речовин у природі є їхня здатність проводити електричний струм.

Електричним струмом називають упорядкований спрямований рух електрично заряджених частинок. В електроніці такі частинки називають носіями зарядів. Носіями зарядів можуть бути: в металах – *електрони*, у рідинах – *іони*, в напівпровідниках – негативні *електрони* і позитивні *дірки*.

Електричний струм поширюється у провідниках з величезною швидкістю, яка наближається до швидкості світла (299 792 458 м/с), але самі носії зарядів рухаються набагато повільніше (у проводах їхня швидкість становить кілька міліметрів за секунду). Швидкість поширення струму визначається швидкістю поширення імпульсу сили, що призводить до руху електронів (наприклад, поширення імпульсу електричного поля).

Рух носіїв зарядів у речовині може викликатися різною причиною. Залежно від цього струм, який протікає в речовині може називатися по-різному. Надалі нас цікавитимуть два види струму, який може виникати у твердому тілі.

Дрейфовий струм

Протікання дрейфового струму в твердому тілі визначається рухом носіїв заряду під впливом статичного електричного поля.

Статичне електричне поле виникає, зокрема, між двома протилежними зарядами. Прийнято вважати, що силова лінія напруженості поля починається на позитивних зарядах, а закінчуються – на негативних.

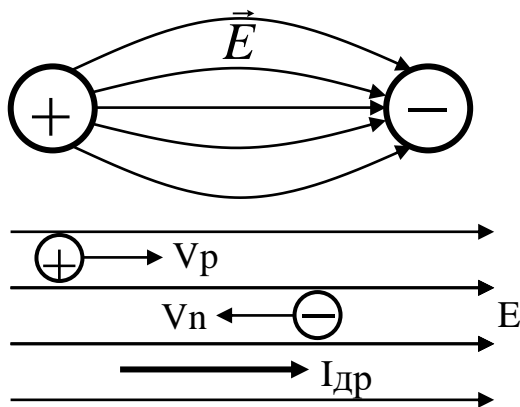


Рисунок 1

З фізики відомо, що позитивно заряджена частка рухається в напрямку вектора напруженості електричного поля E , а негативно заряджена частина – у протилежному напрямку. Напрямок протікання струму збігається з напрямом руху позитивних зарядів, тому дрейфовий струм протікає в напрямку вектора напруженості електричного поля, яке його викликає.

Визначимо, від чого залежить величина дрейфового струму. Для цього розглянемо його густину.

Густиною електричного струму називають кількість електричного заряду, яка протікає через одиничну площу за одиницю часу.

Якщо дрейфовий струм створюється рухом негативно заряджених електронів, його густина визначається формулою:

$$j_{n,dp} = \frac{q_n}{S \cdot \Delta t}. \quad (2.1)$$

Тут q_n – величина заряду електронів, які проходять площу S протягом часу Δt . (Надалі всі величини, які відносяться до електронів, будемо позначати підрядковим індексом n – *negative* – негативний).

Величина заряду

$$q_n = e \cdot n_n \cdot V, \quad (2.2)$$

де $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона, n_n – концентрація електронів (кількість електронів в одиничному обсязі), V – об'єм, який займають електрони.

Об'єм, що займають електрони, визначається через площу його перетину S та довжину Δl , як

$$V = S \cdot \Delta l. \quad (2.3)$$

Підставивши (2.2, 2.3) у (2.1), отримаємо

$$j_{n,dp} = \frac{e n_n S \Delta l}{S \Delta t}. \quad (1.4)$$

Очевидно, що середня швидкість електронів

$$\bar{v}_n = \frac{\Delta l}{\Delta t}. \quad (2.5)$$

Тоді для густини струму остаточно отримаємо

$$j_{n,dp} = e n_n \bar{v}_n. \quad (2.5)$$

Таким чином, густина дрейфового струму пропорційна концентрації електронів у провіднику та їх середній швидкості.

З іншого боку, відомо, що швидкість електронів пропорційна напруженості електричного поля, під впливом якого вони рухаються:

$$\bar{v}_n = \mu_n E. \quad (2.6)$$

Тут μ_n – рухливість електронів. Фізичний зміст цієї величини визначається як середня швидкість носіїв заряду при напруженості електричного поля 1 В/м. Її розмірність μ_n [м²/В·с].

Підставляючи (2.6) в (2.5) отримаємо для густини струму

$$j_{n,dp} = e n_n \mu_n E. \quad (2.7)$$

Закон Ома в диференціальній формі визначає зв'язок між густиною електронного струму і напруженістю поля, в якому рухаються електрони:

$$j_{n,dp} = \sigma_n E. \quad (2.8)$$

У цій формулі σ_n – питома електронна провідність речовини, в якій протікає струм. Ця фізична величина визначає здатність речовини проводити електричний струм і виражається в одиницях [См/м] (Сіменс/метр). Зворотною їй величиною є питомий електричний опір:

$$\rho_n = \frac{1}{\sigma_n},$$

який виражається в одиницях [Ом·м] (Ом·метр).

Порівнюючи (2.7) та (2.8) отримаємо формулу для питомої електропровідності речовини:

$$\sigma_n = e n_n \mu_n. \quad (2.9)$$

ВИСНОВОК: Для дрейфового струму питома електронна електропровідність речовини прямо пропорційна концентрації електронів у ній та їх рухливості.

Дифузійний струм

Причиною виникнення такого струму в речовині є явище дифузії, яке дуже поширене в природі.

Дифузія (від лат. *diffusio* – поширення, розтікання) – процес перенесення матерії або енергії з області з їх високою концентрацією в область з меншою концентрацією.

Найбільш відомими прикладами дифузії є перемішування газів та рідини. Запах одеколону або бензину, розлитих в одному кінці кімнати, через деякий час буде відчутним у всій кімнаті. Крапля чорнила через кілька хвилин рівномірно забарвить воду у склянці. Це тому, що молекули одеколону, бензину, чорнил, прагнуть переміститися з області кімнати чи склянки, де їх багато, в ту область, де їх мало.

Такий процес у термодинаміці називається вирівнюванням (у наведених прикладах – вирівнювання концентрації). Потік частинок в процесі вирівнювання в більшості практичних випадків пропорційний їх градієнту концентрації, тобто ступеня зміни концентрації частини в якомусь напрямку. Якщо цей напрямок збігається з віссю x , то потік частинок у цьому напрямку

$$J_x = -D \frac{\partial n}{\partial x},$$

де D – коефіцієнт дифузії.

Явище дифузії властиве і для носіїв заряду. Якщо концентрація електронів в одній області провідника з якоїсь причини більша, ніж в іншій, то електрони будуть рухатися в напрямку області з меншою концентрацією. Зрозуміло, що в

результаті такого руху виникає електричний струм, який і називається *дифузійним*. Його густина у напрямку осі x

$$j_n = -(-e)D_n \frac{\partial n_n}{\partial x} = eD_n \frac{\partial n_n}{\partial x}. \quad (2.10)$$

Коефіцієнт дифузії для електронів пов'язаний з їх рухливістю співвідношенням Ейнштейна

$$D_n = \varphi_T \mu_n,$$

де $\varphi_T = kT/e$ – тепловий потенціал, $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/с – постійна Больцмана.

Таким чином, формула для густини електронного дифузійного струму остаточно набуває вигляду:

$$j_n = e\varphi_T \mu_n \frac{\partial n_n}{\partial x}. \quad (2.11)$$

Слід зазначити, що напрям протікання дифузійного струму збігається з напрямком дифузії носіїв позитивних електричних зарядів, тобто протилежний градієнту концентрації цих носіїв.

ВИСНОВОК: Щільність електронного дифузійного струму прямо пропорційна градієнту концентрації електронів, їх рухливості, і температурі.

ОСНОВИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ

Зонна теорія є основою сучасної фізики твердих тіл. Вона дозволила зрозуміти природу і пояснити найважливіші властивості металів, напівпровідників та діелектриків. Повна зонна теорія досить об'ємна і базується на складному математичному апараті. Тут ми лише познайомимося з основними її положеннями, які будуть корисні при розгляді принципу роботи багатьох твердотільних електронних приладів.

У вільному стані кожний електрон в атомі має певну енергію, тобто знаходиться на певному енергетичному рівні. На цьому рівні не можуть знаходитися два електрони з однаковими спінами. Зближення двох атомів призводить до того, що замість однакових енергетичних рівнів, які характерні для двох ізольованих атомів, виникають два різних енергетичних рівнів. Іншими словами, один енергетичний рівень електрона розпадається на два підрівні.

Додавання третього атома до системи не змінює ні значення максимальної, ні значення мінімальної енергії для цього рівня: енергетичний стан третього електрона розміщується між ними.

Таким чином, зі збільшенням числа атомів, які взаємодіють між собою, зростає кількість можливих енергетичних рівнів для електронів. Ці рівні знаходяться так близько між собою, що розрізнити їх між собою експериментально неможливо. Тому такі тісно розташовані енергетичні рівні створюють так звану *енергетичну зону*.

Один міліграм твердої речовини містить кілька тисяч атомів. Відповідно енергетична зона для електронів в атомах, які складають цей обсяг речовини, містить таку ж кількість рівнів. Тому всередині цієї енергетичної зони вважати-муться дозволеними будь-які значення енергії електрона. Такі зони називають *дозволеними*. Дозволених зон в атомі може бути багато, особливо для важких атомів. У проміжках між енергетичними зонами, що утворилися, знаходження електрона заборонено. Тому ці зони називають *забороненими*.

Перехід між зонами у твердому тілі (як і між рівнями в ізольованому атомі) може відбуватися лише стрибком.

Структура енергетичних зон твердих тіл

Кількість енергетичних зон для електронів в атомах може бути досить великою, особливо для складних атомів. Їх прийнято відображати на так званій енергетичній діаграмі, на вертикальній осі якої відкладається енергія електрона. У напівпровідниковій електроніці найбільшу роль відіграють дві зони:

- *Валентна зона*. Вона відображає енергію зовнішніх валентних електронів, які визначають енергію взаємодії при об'єднанні атомів у тверде тіло або хімічні з'єднання. *Електрони валентної зони не можуть створювати електричний струм.*
- *Зона провідності*. Її енергія відповідає енергії електронів, не пов'язаних з атомами, тобто тих, що вільно переміщуються в обсязі кристала. *Саме такі електрони і створюють електричний струм.*

Раніше було сказано, що за величиною провідності всі речовини в природі умовно поділяються на діелектрики, напівпровідники та провідники. Неоднакова здатність речовин проводити електричний струм пояснюється різним взаємним розташуванням валентної зони і зони провідності.

На рисунку 2 наведені приклади енергетичних діаграм (точніше, їх верхніх частин) для діелектриків, напівпровідників та металів (провідників).

З рисунка видно, що діаграми діелектриків і напівпровідників відрізняється тільки шириною забороненої зони $\Delta E_{\text{заб}}$. У діелектриків вона становить більше 2 еВ, а у напівпровідників – близько 1 еВ. Для найбільш уживаних в електроніці напівпровідників вона становить: для германію – 0,72 еВ, для кремнію – 1,12 еВ.

Валентні зони діелектриків і напівпровідників повністю заповнені, а зони провідності майже порожні. Для того, щоб діелектрик або напівпровідник стали провідниками електричного струму, потрібно їх валентні електрони перевести на найближчий вільний енергетичний рівень в зоні провідності. Цей рівень від валентної зони відстоює на величину $\Delta E_{\text{заб}}$. Іншими словами, електрону діелектрика для цього потрібно надати додаткову енергію більш ніж 2 еВ, а електрону напівпровідника – близько 1 еВ. У квантовій фізиці різниця дуже суттєва. Тому напівпровідники краще проводять електричний струм, ніж діелектрики.

Структура енергетичних зон металів може бути двох видів. Наприклад, ширина забороненої зони у натрію майже така ж, як у діелектриків, але валентна зона заповнена лише наполовину. Отже, половина енергетичних рівнів електронів у валентній зоні вільна. Це означає, що для того, щоб електрон відірвався від атома і став транслятором – "створювачем струму" (тобто перейшов на вільний рівень у валентній зоні) йому потрібно надати зовсім небагато енергії.

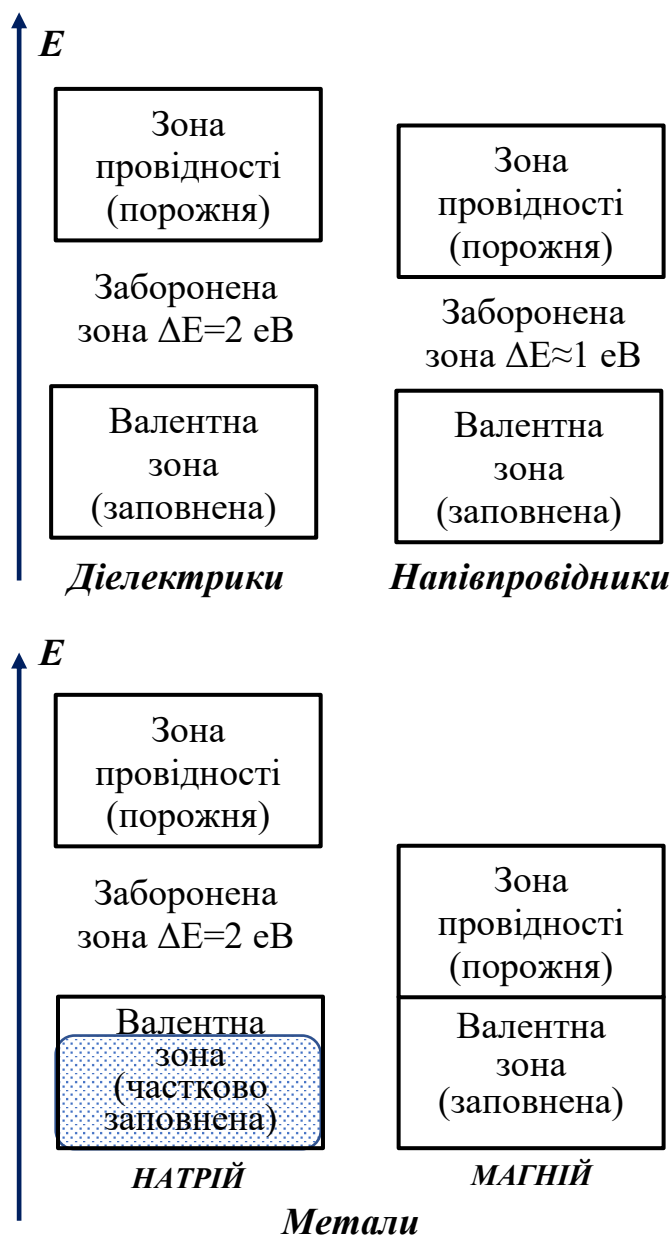


Рисунок 2

В випадку магнію, зона провідності повністю заповнена, а валентна зона – порожня. Але ці зони частково перекриваються. Це означає, що перехід електрона з валентної зони на вільний рівень зони провідності зовсім не потребує енергії, і відбувається за постійної енергії електрона.

Потрібно відзначити, що наповненість валентної зони на 10-90% є ознакою металів (металевої провідності), оскільки в ньому завжди існують вільні носії

заряду. Його електричний опір не залежить від напруженості поля, тобто струм є лінійною функцією напруги. Струм у такій речовині підпорядковується закону Ома.

НАПІВПРОВІДНИКИ

Свою назву напівпровідники отримали завдяки тому, що за величиною питомої електропровідності вони займають проміжне положення між провідниками, які добре проводять електричний струм, та діелектриками, які його практично не проводять.

До елементарних напівпровідників входять 12 хімічних елементів, які утворюють компакту групу, що у середині періодичної таблиці елементів.

Власні напівпровідники

Власними напівпровідниками прийнято називати хімічно чисті напівпровідники, а їх провідність називають власною провідністю. Прикладом таких напівпровідників можуть бути хімічно чистий германій, кремній, селен тощо.

У порівнянні з металами електрична провідність напівпровідників має ряд особливостей:

- при підвищенні температури питома провідність напівпровідників збільшується, тоді як у металів вона зменшується;
- при підвищенні концентрації домішків провідність напівпровідників також збільшується, тоді як у металів вона зменшується;
- в металах електричний струм створюється рухом тільки негативно заряджених електронів, а в напівпровідниках – рухом електронів і переміщенням позитивно заряджених дірок.

Всі ці особливості можна пояснити за допомогою зонної теорії твердих тіл.

Основна особливість напівпровідника полягає в тому, що його електрична провідність є збудженою – вона виникає у напівпровідника під впливом зовнішнього чинника. Такими факторами можуть бути температура, опромінення, сильні електричні поля та ін. Щоб пробудити провідність напівпровідника, потрібно електронам валентної зони надати додаткову енергію, необхідну для переходу їх у зону провідності. Цю енергію називають *енергією активації*.

Поняття дірки

Найбільш широко в напівпровідниковій електроніці застосовуються кремній та германій. Це кристалічні елементи 4-ї групи періодичної системи елементів, тому вони мають чотири валентні електрони. Кристалічну структуру можна зобразити у вигляді плоскої діаграми (рисунок 3).

На ній кожен атом германію пов'язаний із сусідніми атомами чотирма валентними електронами. Якщо в кристалі всі валентні електрони знаходяться на своїх місцях (тобто пов'язані з атомами), то ніякий мікрооб'єм цього кристала не заряджений – нейтральний. Якщо ж з будь-якої причини, про які було сказано

вище, валентний електрон відірветься від атома і вільно переміщатиметься по кристалічній решітці, то мікрооб'єм цього атома набуде позитивного заряду. Та-

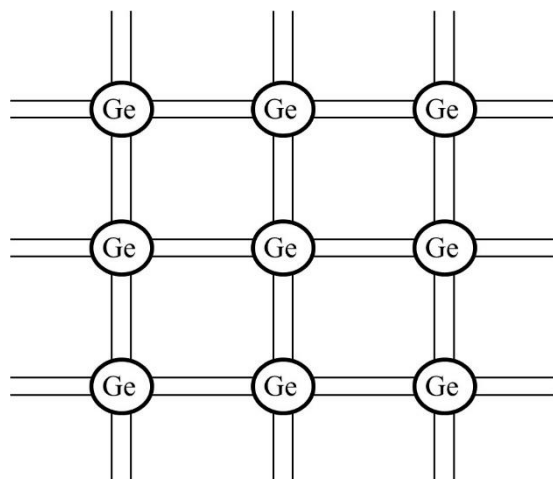


Рисунок 3

кий позитивно заряджений мікрооб'єм у напівпровідниковій електроніці називають *діркою* (англ. – *hole*). Це не частинка, тому що вона не має маси. Тому дірка не може *рухатися*, але вона може *переміщатися*.

Переміщується вона так. Якщо абсолютно випадково валентний електрон сусіднього атома залишить своє місце і перейде на вільне місце в тому атомі, який утворює дірку, то очевидно, що позитивний мікрооб'єм переміститься на місце цього сусіднього атома. Тобто переміститься дірка. Таким чином, при переміщенні дірки фізично рухається електрон від одного атома до іншого, а переміщується позитивний заряд. Потрібно також відзначити, що перехід валентного електрона між сусідніми атомами відбувається без зміни його енергії в межах валентної енергетичної зони. *Це означає, що і дірка переміщується у валентній зоні.*

Для чіткішого уявлення переміщення дірки корисна така аналогія. Нехай у майже повністю заповненому концертному залі в першому ряду є одне вільне крісло. Щоб краще чути, глядач з другого ряду вирішив на нього пересісти. Очевидно, що вільне крісло перемістилося в другий ряд. З тієї ж причини людина з третього ряду пересіла на це вільне крісло в другому ряду. Вільне крісло перемістилося на третій рядок. Якщо справа піде так і надалі, то через деякий час вільне крісло опиниться в останньому ряду. Таким чином, у цьому прикладі фізично рухалися люди, пересідаючи з одного крісла в інше, а для спостерігача за вільним кріслом з балкона здається, що переміщується саме крісло.

Концентрація носіїв заряду у власних напівпровідниках

Як було сказано, при підвищенні температури напівпровідника електрон із валентної зони переходить у зону провідності, а у валентній зоні утворюється дірка. Такий процес називають *генерацією пари носіїв*. Очевидно, що концентрація електронів та дірок у власному напівпровіднику однакова. Надалі

позначатимемо всі величини, які відносяться до електронів буквою n (від слова *negative*), а всі величини, які відносяться до дірок, – буквою p (*positive*). Концентрацію електронів і дірки у власному напівпровіднику позначимо як n_i і p_i , відповідно. Їх концентрація називається власною концентрацією носіїв заряду і визначається залежністю

$$n_i = p_i = A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{заб}}{2kT}\right),$$

Отже, концентрація носіїв заряду у власних напівпровідниках збільшується зі зменшенням ширини забороненої зони та збільшується зі збільшенням температури.

З цієї формули випливає, що в конкретному напівпровіднику при постійній температурі концентрація носіїв не змінюється. Це зумовлюється тим, що в будь-якому елементі об'єму напівпровідника одночасно відбувається два процеси: утворення (*генерація*) носіїв заряду та їхнє взаємне знищення. В останньому випадку електрон із зони провідності повертається на вільний енергетичний рівень у валентній зоні, і, зрозуміло, що при цьому пара носіїв електрон-дірка зникає. Такий процес називають *рекомбінацією* носіїв. Відповідна концентрація встановлюється з умови динамічної рівноваги, при якому кількість утворених носіїв у процесі їх генерації дорівнює кількості рекомбінуючих носіїв.

Електрична провідність власних напівпровідників

Повний дрейфовий струм у напівпровідниках утворюється рухом електронів і дірок, яке викликається електричним полем. Негативні та позитивні заряди рухаються у різних напрямках, але струми, які при цьому створюються, складаються:

$$i_{dp} = i_{dp,n} + i_{dp,p}.$$

Відповідно формула для загальної питомої провідності власного напівпровідника набуває вигляду:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e n_i (\mu_n + \mu_p).$$

Таким чином, питома провідність власних напівпровідників залежить від концентрації носіїв заряду та їхньої рухливості. Рухливість електронів і дірки не однакою, і відрізняється для різних напівпровідників. Так, наприклад, при кімнатній температурі в германії рухливість електронів становить $0,36 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а дірок – $0,18 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$; в кремнії відповідні значення величин рухливості становлять $0,13 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ та $0,04 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Зрозуміло, що при однаковій концентрації електронів і дірок у власному напівпровіднику їх електронна провідність у кілька разів більша, ніж діркова.

Зазначимо, що при підвищенні температури рухливість носіїв зменшується через зростання ймовірності їх зіткнення з атомами кристалічних ґраток. Але це зменшення набагато менше експонентного зростання концентрації носіїв, тому і

питома провідність напівпровідників швидко зростає при підвищенні температури. Для металів навпаки: концентрація електронів майже не змінюється при зростанні температури, а рухливість помітно зменшується. Тому опір металів зростає у разі підвищення їх температури.

Домішкова провідність напівпровідників

Кількість атомів в 1 см^3 металу і напівпровідника приблизно однакова, і становить величину порядку 10^{22} . Кожен атом металу дає в зону провідності в середнім один електрон. Тому концентрація електронів також дорівнює 10^{22} см^{-3} .

При кімнатній температурі концентрація носіїв заряду в германії становить $n_i=p_i=10^{13} \text{ см}^{-3}$, а у кремнії – $n_i=p_i=10^{10} \text{ см}^{-3}$, тобто в мільярди разів менше, ніж в металах. Тому приблизно в стільки ж разів і питомий опір напівпровідників більше, ніж металів. Так, при кімнатній температурі питомий опір міді дорівнює $0,017 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, германію – приблизно $50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а кремнію – приблизно $100\,000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. З побутової точки зору власні напівпровідники є діелектриками.

Для збільшення електричної провідності напівпровідників і для забезпечення значної переваги концентрації електронів над дірками або, навпаки, у власні напівпровідники вносять домішки. Залежно від того, концентрація яких носіїв переважає, розрізняють домішкові напівпровідники двох типів.

Домішкові напівпровідники n-типу. Нехай в чотиривалентний германій внесена домішка – п'ятивалентний миш'як. Чотири валентних електрона атомів миш'яку утворюють ковалентні зв'язки з атомами германію, а п'ятий валентний електрон домішки в цьому процесі не задіяний. Він продовжує рухатися навколо атома миш'яку. У результаті того, що відносна діелектрична проникність германію $\epsilon=16$, розміри його орбіти збільшуються в 16 разів, а сила притягнення електрона до ядра зменшується; енергія зв'язку електрона з атомом зменшується в 256 разів і стає рівною $0,015 \text{ eV}$. При такій енергії електрон відривається від атома і набуває здатності вільно переміщатися в кристалі германію, перетворюючись, таким чином, в електрон провідності. Такі домішки називаються донорними, тому що вони віддають електрони в зону провідності (донор – той, що віддає).

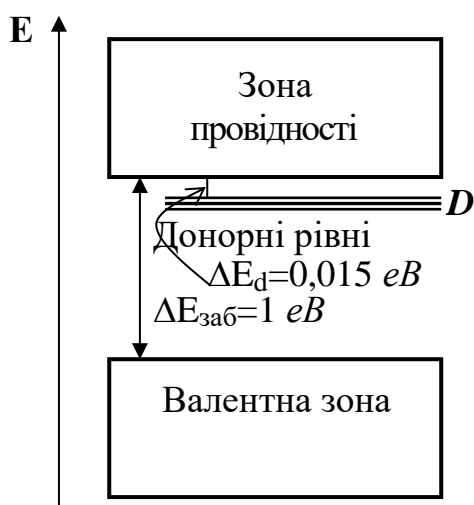


Рисунок 4

На мові зонної теорії цей процес можна представити таким чином. Між заповненою валентною зоною і зоною провідності чистого германію створюється вузький енергетичний рівень D , на який надходять п'ять валентних електронів миш'яку. Цей рівень розміщується безпосередньо біля дна зони провідності на відстані всього $0,015 \text{ eV}$. Його називають донорним домішковим рівнем. При наданні електронам домішкового рівня

енергії, вони переходять у зону провідності, створюючи електрони провідності. При цьому в валентній зоні створюються дірки, які також можуть рухатися в кристалі, створюючи діркову провідність. Таким чином, домішкові напівпровідники n-типу мають значно більшу електричну провідність, ніж чисті напівпровідники.

енергії $E > 0,015$ еВ (для цього тіло потрібно "нагріти" до температури $200 \text{ K} = 73^\circ \text{C}$) вони переходять у зону провідності.

При втраті миш'яком одного валентного електрона на місці атомів домішки утворюються позитивні іони, які в електропровідності участі не беруть, тому що міцно пов'язані у вузлах кристалічної решітки.

Оскільки енергія збудження електронів домішкових рівнів майже на два порядки менше енергії збудження власних електронів германію, то при нагріванні в першу чергу збуджуються електрони домішкових атомів, внаслідок чого їх концентрація може у багато разів перевищити концентрацію власних електронів. У цих умовах напівпровідник буде мати головним чином домішкову *електронну* провідність, і тому його називають напівпровідником *n*-типу.

У такому напівпровіднику розрізняють три види електричних зарядів:

- основні носії – електрони;
- неосновні носії – дірки;
- позитивні іони донорної домішки.

Сумарний їхній заряд дорівнює нулю, тобто кристал – нейтральний.

Домішкові напівпровідники *p*-типу. Такі напівпровідники утворюються додаванням в чотиривалентні германій або кремній тривалентної домішки, наприклад, індія або алюмінію. Три валентних електрона індію утворюють ковалентні зв'язки з атомами основного напівпровідника, а один зв'язок залишається вільним. За законами квантової статистики цей вільний зв'язок відбирає валентний електрон у сусіднього атома. Для цього потрібна енергія приблизно $0,015$ еВ. На місці атома домішки утворюється негативний іон, а на місці сусіднього атома, у якого відібраний електрон, – утворюється дірка. Вона не залишається локалізованою, а переміщається у кристалічній ґратці германію як вільний позитивний заряд $+e$.

Домішка, яка захоплює електрони з валентної зони напівпровідника, називається *акцепторною*, а енергетичні рівні цієї домішки – *акцепторними рівнями* (*акцептор* - той, що відбирає).

У напівпровіднику *p*-типу розрізняють три види електричних зарядів:

- основні носії – дірки;
- неосновні носії – електрони;
- негативні іони акцепторної домішки.

Сумарний їхній заряд також дорівнює нулю.

Таким чином, на відміну від власної провідності, що здійснюється одночасно електронами та дірками, домішкова провідність напівпровідника обумовлена в основному носіями одного знаку: *електронами* у разі *донорної* домішки та *дірками* у разі *акцепторної* домішки. Ці носії називаються основними. Крім них напівпровідник містить неосновні носії: електронний напівпровідник – дірки,

дірковий напівпровідник – електрони. Концентрація їх, як правило, значно нижча за концентрацію основних носіїв.

ПЕРЕХОДИ ТА КОНТАКТИ

Переходом називають тонку область на межі з'єднання двох твердих тіл, фізичні властивості яких суттєво різняться. Якщо таке з'єднання здатне проводити електричний струм, то воно одночасно є і *контактом*.

Переходи та контакти відіграють визначальну роль у твердотільній електроніці. Контакти двох напівпровідників широко використовуються в електроніці для створення для різноманітних активних і пасивних елементів і для їх ізоляції. Процеси, що відбуваються у таких контактах, часто визначають параметри електронних приладів. Найчастіше використовуються контакти напівпровідник – напівпровідник і метал – напівпровідник.

Якщо контакт створено на межі поділу двох напівпровідників з різним типом провідності, його називають електронно-дірковим чи *p-n*-переходом. Якщо контакти створені напівпровідниками з одним типом провідності, але з різною шириною забороненої зони, то їх називають гетеро-переходами (*p-p*- або *n-n*-переходами).

Електронно-дірковий перехід називають симетричним, якщо концентрація основних носіїв у суміжних шарах приблизно однакова.

Найбільш поширеним в електроніці є електронно-дірковий перехід, тому його властивості розглянемо більш детально.

Фізичні процеси в ізольованому *p-n*-переході

Електричні переходи не можна створити шляхом механічного контакту двох твердих тіл з різними фізичними властивостями. Це пояснюється тим, що поверхня кристалів зазвичай забруднена окислами і атомами інших речовин. Істотну роль також грає повітряний зазор, позбутися якого при механічному контакті практично неможливо. Тому *p-n*-переходи, як і інші твердотільні переходи, створюються за допомогою різноманітних фізико-хімічних процесів, як то дифузія, епітаксія, сплавлення тощо.

Структура зарядів у симетричному *p-n*-переході схематично показана на рисунку 5.

У *p*-області переходу основними носіями заряду є позитивні дірки, а неосновними – негативні електрони. Ці заряди є рухомими, тобто вони здатні вільно переміщатися в обсязі кристала і створювати електричний струм. Нерухомими зарядами в цій області є негативні іони акцепторної домішки, які розташовані у вузлах кристалічної решітки. Ці заряди струм не утворюють. Основними носіями заряду в *n*-області є електрони, а неосновними – дірки. Іони донорної домішки

мають позитивний заряд. Сумарний заряд всього кристала відсутній, тобто дорівнює нулю.

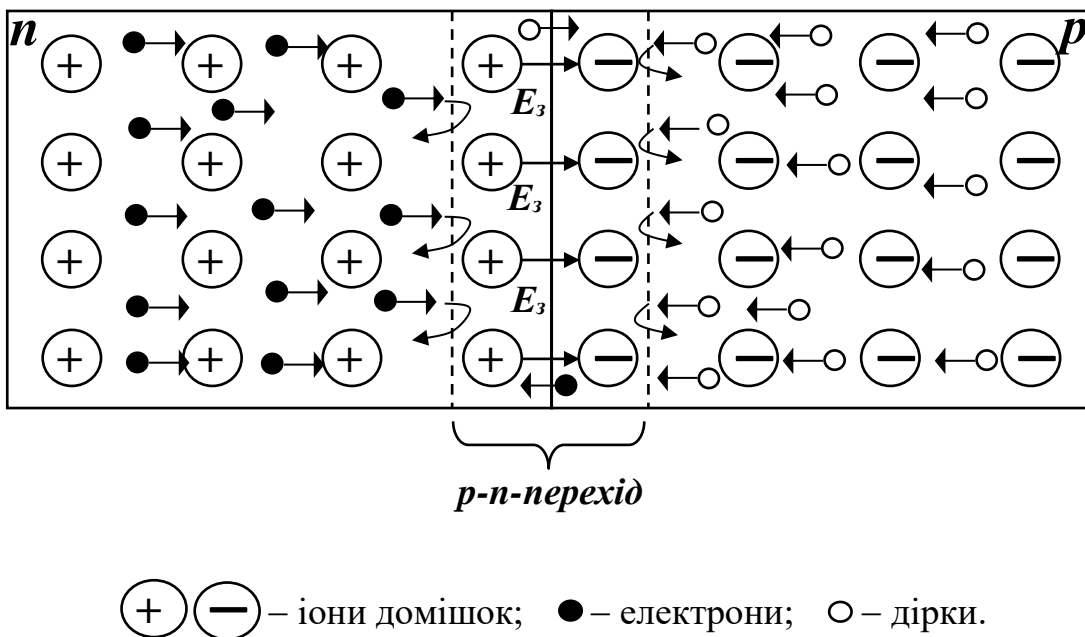


Рисунок 5

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються у невідключеному до джерела живлення кристалі при об'єднанні двох областей напівпровідника з різним типом провідності. Всі процеси відбуваються одночасно, але ми їх розглянемо у логічній послідовності.

1. **Дифузія основних носіїв заряду.** У області n концентрація електронів набагато вища, ніж у області p . Тому електрони дифундують з області n в область p . У p -області, навпаки, концентрація дірок набагато вища, ніж області n . Тому дірки дифундують з області p в область n . Таким чином, при об'єднанні напівпровідників p -і n -типів у кристалі утворюються зустрічні потоки електронів та дірок. Щільність цих потоків є досить значною, тому що вони утворюються основними носіями заряду, концентрація яких відносно велика.

2. **Рекомбінація основних носіїв заряду.** Дифузійні потоки електронів і дірок зустрічаються на межі p -і n -областей. При зустрічі електрона та дірки відбувається їхня рекомбінація, тобто взаємне знищення. Імовірність рекомбінації носіїв висока, тому що їх потоки мають досить велику щільність. При рекомбінації електрон переходить із зони провідності у валентну зону на місце дірки. Іншими словами, при рекомбінації зникають два носії заряду.

3. **Утворення просторових електричних зарядів.** У вихідному стані в області n кількість негативних електронів і позитивних іонів донорної домішки однакова. Тому будь-яка частина кристала напівпровідника n -типу не несе електричного заряду. Це відноситься і до області p . У ній кількість позитивних дірок дорівнює кількості негативних іонів акцепторної домішки. В результаті

об'єднання напівпровідників p - та n -типів у кристалі на їхньому кордоні відбулася рекомбінація основних носіїв. Отже, у вузькому шарі на межі в області n стало не вистачати електронів, а в області p – дірок. Тому в області n залишилися некомпенсованими позитивні заряди іонів домішки, а в області p -негативні заряди. Ці заряди називають просторовими, тому що вони займають деякий об'єм кристалу, а не зосереджені в одній точці.

Тонкий шар, в якому на межі напівпровідників утворилися некомпенсовані електричні заряди, і є *електронно-дірковим переходом*. Потрібно звернути увагу на те, що в цьому вузькому шарі немає основних носіїв заряду (це, звичайно, ідеалізація), але є неосновні носії – електрони в p -області та дірки в n -області.

4. Утворення замикаючого електричного поля. Некомпенсовані заряди іонів домішок зумовлюють утворення електричного поля, спрямованого з області n в область p (тобто від позитивних зарядів іонів до негативних). Це поле перешкоджає дифузії основних носіїв. Якщо електрон або дірка в процесі дифузії потраплять у поле, вони будуть “викинуті” їм у зворотному напрямку. Тому це поле часто називають *замикаючим*: воно замикає перехід для дифузійного руху основних носіїв. Різниця електричних потенціалів цього поля називається *контактною різницею потенціалів* або *потенційним бар'єром*.

5. Вирівнювання струмів через перехід. Замикаюче поле перешкоджає проникненню через перехід більшості основних носіїв. Але найбільш енергійні носії, енергія яких значно перевищує рівень Фермі, здатні подолати потенційний бар'єр переходу, і тим самим створити дифузійну складову струму через нього $J_{\text{диф}}$, яка спрямована з області p в область n . У той же час замикаюче поле переходу сприяє проникненню через перехід неосновних носіїв заряду – електронів з області p в область n , а дірок – у протилежному напрямку. Це створює дрейфову складову струму $J_{\text{др}}$ через перехід, спрямовану з області n в область p .

Перехід неосновних носіїв призводить до зменшення об'ємного заряду та електричного поля в переході. Внаслідок цього збільшується дифузійна складова струму через перехід, в результаті чого електричне поле збільшується. У стані динамічної рівноваги величини цих струмів однакові, а напрямки протікання протилежні:

$$J_{\text{диф}} = -J_{\text{др}}$$

або

$$J_{\text{диф}} + J_{\text{др}} = 0.$$

Отже, через ізолюваний p - n -перехід струм не протікає.

Потенційний бар'єр переходу

Можна показати, що контактна різниця потенціалів визначається відношенням концентрації носіїв заряду одного виду по обидва боки від переходу, тобто

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n},$$

де n_n, n_p - концентрація електронів в областях n і p , відповідно, а p_p, p_n - концентрація дірок у p - і n -областях. Величина

$$\varphi_T = \frac{kT}{e}$$

називається *тепловим потенціалом*.

Висота потенційного бар'єру (тобто різниця потенціалів) залежить від температури, тому що нею визначаються і тепловий потенціал, і концентрація неосновних носіїв. Але через те, що залежність концентрації неосновних носіїв від температури (експонентна) більш сильна, ніж теплового потенціалу (лінійна), то зі зростанням температури висота потенційного бар'єру зменшується.

При кімнатній температурі величина потенційного бар'єру в германії дорівнює 0,3–0,5 В, а в кремнії – 0,6–0,8 В. Це пояснюється тим, що ширина забороненої зони в германії менша (0,72 еВ), ніж у кремнію (1,12 еВ).

Якщо направити координату x з області n кристала в область p , то похідна від контактної різниці потенціалів по цій осі дає величину напруженості замикаючого поля переходу:

$$E = \frac{\partial(\Delta\varphi_0)}{\partial x}.$$

Ширина p - n -переходу

Ширину переходу визначають як розмір шару існування некомпенсованих зарядів іонів домішок (див. рисунок 5). Ширину ізольованого p - n -переходу в загальному випадку можна визначити за допомогою формули:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \Delta\varphi_0 (N_a + N_\delta)}{eN_a N_\delta}},$$

де N_a, N_δ - концентрація акцепторної та донорної домішок, ε - відносна діелектрична проникність, ε_0 - діелектрична постійна, що дорівнює $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\Delta\varphi_0$ - контактна різниця потенціалів. Отже, що більше концентрація домішки, то менше ширина переходу. Якщо $N_\delta \ll N_a$, то

$$l_0 \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \Delta\varphi_0}{eN_\delta}}.$$

Підключення p - n -переходу до джерела електричної напруги

Ізольований перехід знаходиться в стані стійкої рівноваги. У ньому існує замикаюче електричне поле, яке вирівнює величину протилежно спрямованих

потоків основних і неосновних носіїв через перехід, в результаті чого сумарний струм через перехід відсутній. Підключення до *p-n*-переходу джерела електричної напруги порушує цю рівновагу, що в свою чергу викликає протікання через перехід електричного струму. Залежно від полярності підключення джерела напруги розрізняють два види включення переходу.

Пряме ввімкнення *p-n*-переходу. При такому включенні позитивний полюс джерела напруги підключається до області *p* переходу, а негативний – до області *n*.

У цьому випадку напруженість зовнішнього електричного поля, що створюється джерелом $U_{пр}$, спрямована проти напруженості замикаючого поля переходу $E_{зам}$. Тому зростання напруги джерела $U_{пр}$ призводить до послаблення замикаючого поля.

Якщо напруга $U_{пр}$ менша від контактної різниці потенціалів, то висота потенційного бар'єра переходу при прямому включенні буде знижена.

При $U_{пр} = \Delta\phi_0$ потенційний бар'єр зникає, тобто зникає і сам *p-n*-перехід.

Наслідками підвищення прямої напруги на *p-n*-переході є:

- Збільшення дифузійного струму через перехід, тому що потенційний бар'єр знизився, і більша кількість основних носіїв здатна його подолати. Цей струм називають прямим, і його величина визначається формулою

$$I_{np} = I_0 e^{U_{np}/\phi_T},$$

де I_0 – величина дрейфового струму в ізольованому переході, ϕ_T – тепловий потенціал.

- Зменшення дрейфового струму через перехід, величина якого визначається величиною замикаючого поля. Зменшення цього поля і призводить до зменшення кількості неосновних носіїв, які проникають через перехід.
- Зменшення ширини переходу. При прямому включенні вона визначається формулою

$$l_{0,np} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (\Delta\phi_0 - U_{np})}{eN_{дом}}}.$$

Зворотне ввімкнення *p-n*-переходу. При такому включенні позитивний полюс джерела напруги підключається до області *n*, а негативний – до області *p* переходу.

При цьому напрям замикаючого поля *p-n*-переходу і зовнішнього поля джерела напруги $U_{зв}$ збігаються. Результуюче поле посилюється і направлене з

області n область p . Тому підвищення зворотної напруги на переході посилює його замикаючі властивості.

Величина потенційного бар'єру зростає.

В результаті підвищення зворотної напруги на p - n -переході:

- Дифузійний струм основних носіїв заряду швидко зменшується та досягає нуля.
- Дрейфовий струм неосновних носіїв заряду збільшується і досягає своєї максимальної величини і надалі залишається постійним.
- Ширина переходу збільшується, що виражається формулою:

$$l_{0,зв} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 + U_{зв})}{eN_{доп}}}$$

Отже, головний висновок можна сформулювати так. При прямому включенні p - n -переходу через нього протікає відносно великий дифузійний струм основних носіїв заряду, а при зворотному включенні – відносно незначний струм неосновних носіїв. Ця властивість називається *односторонньою електричною провідністю* переходу (або *вентильною* властивістю).

Електрична ємність переходу

Ємнісні властивості переходу зумовлені наявністю по обидва боки від межі з'єднання напівпровідникових областей p - і n -типу електричних зарядів різної полярності, а також наявності між ними області, з високим електричним опором (власне, p - n -переходу). По суті, перехід являє собою конденсатор із зарядженими обкладками та діелектриком між ними. Залежно від того, які заряди використовуються для створення електричної ємності в переході, її поділяють на дві складові.

Бар'єрна ємність утворюється різнополярними іонами донорної та акцепторної домішок у самому переході: негативними – в p -області, позитивними – в n -області. При підвищенні зворотної напруги ширина переходу збільшується, отже величина бар'єрної ємності повинна зменшитися. Величину бар'єрної ємності визначається приблизною формулою

$$C_B = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{l_0} \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\varphi_0 + U_{зв}}}$$

де S – площа переходу, l_0 – його ширина при $U_{зв} = 0$.

При збільшенні зворотної напруги величина бар'єрної ємності зменшується.

Дифузійна ємність обумовлюється наявністю з обох боків переходу основних носіїв заряду. При прямому включенні переходу електрони з n -області переходять у p -область, а дірки навпаки - з p - в n -область. Завдяки тому, що вони

не відразу там рекомбінують, відбувається їх накопичення. Іншими словами, створюється електрична ємність, яка і називається дифузійною.

Як завжди, при постійній напрузі величина дифузійної ємності визначається відношенням величини заряду до різниці потенціалів:

$$C_{\text{диф}} = \frac{Q_{\text{диф}}}{U_{\text{пр}}}.$$

Зі збільшенням $U_{\text{пр}}$ дифузійний струм основних носіїв збільшується по експоненті, тобто швидше, ніж напруга, тому і $Q_{\text{диф}}$ збільшується швидше. Отже, при зростанні прямої напруги дифузійна ємність також збільшується.

Потрібно зауважити, що при збільшенні $U_{\text{пр}}$ зростає і бар'єрна ємність, тому що ширина переходу зменшується, але її зростання набагато менше, ніж $C_{\text{диф}}$. Тому при прямому включенні переходу основну роль грає дифузійна ємність. При зворотному включення переходу вона взагалі відсутня.

Таким чином, при прямому включенні p - n -переходу його ємність визначається в основному дифузійною ємністю, а при зворотному – бар'єрною ємністю. Взагалі дифузійна ємність на порядок більша бар'єрної, але використовувати її не вдається, тому що вона зашунтована малим опором переходу при прямому включенні.

Пробій p - n -переходу

Пробоем переходу називають значне зменшення його зворотного опору, яке супроводжується зростанням зворотного струму при збільшенні зворотної напруги. Залежно від фізичного механізму виникнення розрізняють три види пробую.

Електричний лавинний пробій. Якщо напруженість електричного поля в кристалі при зворотному включенні досить велика, то неосновні носії заряду, які рухаються через перехід, прискорюються цим полем настільки, що вони здатні при зіткненні з атомами іонізувати їх. В результаті генерується пара *електрон-дірка*, яка теж прискорюється полем, і в свою чергу може викликати іонізацію наступного атома, і так далі. Якщо процес ударної іонізації відбувається лавиноподібно, то таким же чином зростає кількість носіїв і зворотний струм. При цьому напруга на переході майже не зростає.

Інтенсивність лавинного пробую характеризується коефіцієнтом лавинного множення, який показує, у скільки разів струм через перехід більше зворотного:

$$M_{\text{лав}} = \frac{1}{1 - (U / U_{\text{проб}})^n},$$

де $U_{\text{проб}}$ - напруга, при якому відбувається лавинний пробій, $n = 3$ або 5 , залежно від матеріалу напівпровідника.

Лавинний пробій виникає в напівпровідниках з малою концентрацією домішки і значною шириною переходу. Напруга пробою залежить в основному від концентрації домішки і в деякій мірі від температури.

Тепловий лавинний пробій. Якщо тепло, що виділяється в кристалі при протіканні струму, перевищує кількість тепла, яке відводиться від кристала, то температура переходу зростає, а, значить, зростає і інтенсивність генерації носіїв заряду (*термогенерація*). Це призводить до ще більшого зростання струму та до подальшого підвищення температури. Внаслідок цього струм через *p-n*-перехід лавиноподібно росте і настає тепловий пробій.

Тунельний пробій. З класичної фізики відомо, що для того, щоб макроскопічне тіло подолати потенційний бар'єр, йому потрібно надати енергію, яка б перевищувала висоту цього бар'єру. У квантовій фізиці всі процеси, в тому числі і переміщення частинок, є ймовірними. Тому існує ймовірність того, що електрон подолає потенційний бар'єр *p-n*-переходу, навіть у тому випадку, коли його енергія менше висоти бар'єру. Більше того, енергія електрона при такому проникненні не зміниться, тобто він залишиться на тому ж енергетичному рівні. Такий ефект у квантовій фізиці називається *тунельним*.

У термінах зонної теорії це означає, що електрон з валентної зони напівпровідника, наприклад, *p*-типу переходить в зону провідності напівпровідника *n*-типу. Для виникнення тунельного ефекту напівпровідники повинні мати малий питомий опір і вузький *p-n*-перехід, а напруженість поля в переході повинна бути досить великою – більше 10^7 В/м.

При такій напруженості енергетична зона викривляється настільки, що електрони у валентній зоні одного напівпровідника мають таку саму енергію, як у зоні провідності іншого. Тоді електрон може подолати потенційний бар'єр *p-n*-переходу без зміни власної енергії. В результаті через перехід протікатиме тунельний струм.

КОНТАКТ МЕТАЛ – НАПІВПРОВІДНИК

Енергія електрона у вільному просторі завжди більша, ніж його енергія у твердому тілі, тобто

$$E_{n(\text{ВП})} > E_{n(\text{ТТ})}$$

Для того, щоб електрон залишив тверде тіло необхідно виконати певну роботу, яка називається роботою виходу:

$$A_{\text{вих}} = E_{n(\text{СП})} - E_{n(\text{ТТ})}$$

Якщо твердими тілами є метал і напівпровідник, то роботу виходу для них можна записати так:

$$A_{\text{вих(М)}} = E_{n(\text{СП})} - E_{n(\text{М})} \quad (1)$$

$$A_{\text{вих(ПП)}} = E_{n(\text{СП})} - E_{n(\text{ПП})} \quad (2)$$

Якщо контакт утворюють напівпровідник n -типу і метал, причому такі, для яких робота виходу металу більша, ніж робота виходу напівпровідника, тобто

$$A_{\text{вих(М)}} > A_{\text{вих(ПП)}} \quad (3)$$

або

$$A_{\text{вих(М)}} - A_{\text{вих(ПП)}} > 0$$

Підставимо сюди (1) та (2):

$$A_{\text{вих(М)}} - A_{\text{вих(ПП)}} = E_{\text{n(СП)}} - E_{\text{n(М)}} - E_{\text{n(СП)}} + E_{\text{n(ПП)}} = E_{\text{n(ПП)}} - E_{\text{n(М)}} > 0.$$

Звідси слідує, що

$$E_{\text{n(ПП)}} > E_{\text{n(М)}}.$$

Таким чином, якщо робота виходу металу більша, ніж робота виходу напівпровідника n -типу, то енергія електрона в металі менша, ніж у напівпровіднику.

Будь-яка фізична система прагне зайняти стан, у якому її енергія мінімальна. Тому при контакті металу з напівпровідником електрони з напівпровідника перейдуть у метал і створять в ньому на межі з напівпровідником об'ємний негативний заряд. У напівпровіднику на кордоні із металом некомпенсованими іонами домішки буде створено об'ємний позитивний заряд. Між цими зарядами виникає електричне поле, яке перешкоджає руху через перехід основних носіїв заряду напівпровідника (в даному випадку – це електрони), тому воно теж є замикаючим полем.

Потенційний бар'єр, який створюється цим полем, називають бар'єром Шоттки. Його висота менше, ніж висота бар'єру в германії або кремнії, і становить приблизно (0,1-0,2) В.

Такі ж властивості має контакт металу з напівпровідником p -типу, за умови, що робота виходу металу менше роботи виходу напівпровідника, тобто $A_{\text{вих(М)}} < A_{\text{вих(ПП)}}$. Тому такі контакти називають *вентильними*.

Контакти металу з напівпровідником n -типу за умови $A_{\text{вих(М)}} < A_{\text{вих(ПП)}}$ і з напівпровідником p -типу за умови $A_{\text{вих(М)}} > A_{\text{вих(ПП)}}$ не мають вентильних властивостей і називаються *омічними* контактами.

Короткий висновок:

- *вентильний контакт між напівпровідником n -типу і металом може бути створений при умові $A_{\text{вих(М)}} > A_{\text{вих(ПП)}}$; для створення такого контакту з напівпровідником p -типу потрібно виконання умови $A_{\text{вих(М)}} < A_{\text{вих(ПП)}}$;*
- *омічний контакт між напівпровідником n -типу і металом може бути створений при умові $A_{\text{вих(М)}} < A_{\text{вих(ПП)}}$; для створення такого контакту з напівпровідником p -типу потрібно виконання умови $A_{\text{вих(М)}} > A_{\text{вих(ПП)}}$.*

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

До класу напівпровідникових діодів відносять прилади, загальною рисою яких є наявність у кристалі одного твердотілого переходу та двох виводів (*електродів*). Типи діодів найчастіше розрізняють за їх функціональним призначенням, яке своєю чергою визначається тим, яка властивість *p-n*-переходу використовується у даному конкретному приладі.

Більшість напівпровідникових діодів виконано на основі несиметричних *p-n*-переходів. Область кристала з більшою концентрацією акцепторної домішки і з меншим опором називають *емітером*, а область кристала з меншою концентрацією донорної домішки і великим опором називають *базою*.

Розглянемо кілька основних типів діодів, які широко застосовуються в електроніці, радіотехніці та інших суміжних галузях техніки.

Випрямляючі діоди

Ці діоди застосовуються в основному для перетворення змінного струму на постійний. Для цього в них використовується властивість *p-n*-переходу проводити відносно великий струм при прямому включенні і майже не проводити струм у зворотному напрямку. Таку властивість переходу називають *односторонньою* провідністю або *вентильною* властивістю.

За структурою кристала діоди поділяють на *площинні* та *точкові* (Рисунок 6).

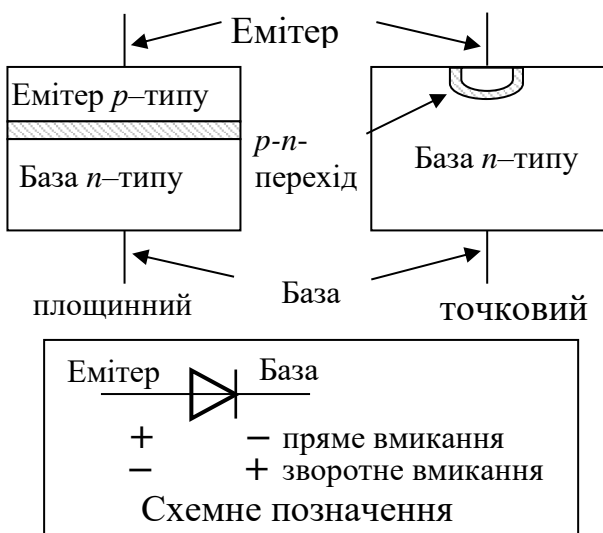


Рисунок 6

У перших площа переходу набагато більша, ніж у других, тому вони здатні пропускати через себе набагато більший струм. Але з тієї ж причини ємність точкових діодів набагато більша, ніж площинних. А цей фактор дозволяє застосовувати точкові діоди на більш високих частотах. На схемах діоди обох типів позначаються однаково.

Вольт-амперна характеристика випрямляючого діода

Залежність величини струму, що протікає через електронний прилад, від величини напруги, що подається на нього, називають *вольт-амперною характеристикою* (ВАХ). Слід зазначити, що визначення ВАХ електронного приладу

рідко є самостійним завданням, а найчастіше має допоміжний характер. Наприклад, за цією характеристикою можна визначити основні параметри електронних приладів, які необхідні для електричного розрахунку схеми.

Теоретично вольт-амперну характеристику випрямляючого діода можна представити наближеною формулою:

$$I(U) = I_0(e^{U/\varphi_T} - 1). \quad (1)$$

Тут I_0 – максимальний зворотний струм, U – напруга на діоді (при прямому включенні $U > 0$, зворотному – $U < 0$), $\varphi_T = kT/e$ – тепловий потенціал.

При кімнатній температурі $T = 300$ К тепловий потенціал $\varphi_T = 0,026$ В. Тоді при прямій напрузі на діоді $U = 0,1$ В експонента у формулі (1) набагато більше одиниці, і залежність прямого струму від напруги набуває вигляду:

$$I_{пр}(U) = I_0 e^{U/\varphi_T}.$$

Прямий струм через діод експонентно залежить від напруги.

При зворотній напрузі $U = -0,1$ В експонента набагато менше одиниці, і її можна знехтувати. Тоді зворотний струм

$$I(U) = -I_0$$

і не залежить від напруги.

Графік теоретичної вольт-амперної характеристики наведено на рисунку 7.

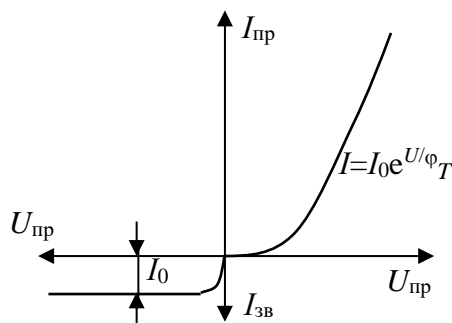


Рисунок 7

Як і з формули (1), так і з цього графіка видно, що залежність струму від напруги для випрямляючого діода не є лінійною. Тому і сам діод є нелінійним електронним елементом.

Реальна вольт-амперна характеристика (рисунок 8) відрізняється від теоретичної, особливо її зворотна гілка. Розглянемо її графік по ділянках.

Ділянка a – b. З підвищенням зворотної напруги приблизно до кількох десятків вольт дифузійний струм основних носіїв заряду зменшується до нуля, а дрейфовий струм неосновних носіїв збільшується до своєї максимальної величини. У точці *b* він досягає насичення і при подальшому збільшенні зворотної напруги не змінюється.

Ділянка b – c. Зростання струму на цій ділянці пов'язано з появою струму витоку поверхнею кристала, який створюється різноманітними забрудненнями у ньому. Зі збільшенням зворотної напруги цей струм майже лінійно зростає.

Ділянка c – d. При певній зворотній напрузі створюються умови для виникнення лавинного електричного пробоя, який супроводжується інтенсивною генерацією носіїв заряду і швидким зростанням струму при майже постійній

напрузі. Ділянка $c - d$ може бути дуже короткою, але спеціальними технологічними засобами її можна значно продовжити.

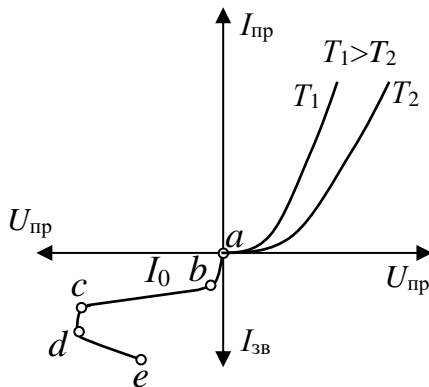


Рисунок 8

Ділянка $d - e$. Ця ділянка відображає явище теплового пробію переходу. Струм при такому пробію збільшується, а напруга – зменшується. Процес закінчується зазвичай розплавленням кристала і виходу напівпровідникового приладу з ладу. При примусовому охолодженні кристала тепловий пробій настає при більшому зворотному струмі.

На електричну провідність напівпровідників значною мірою впливає температура. За її підвищенні посилюється генерація носіїв, і провідність напівпровідників зростає. Особливо це стосується прямого струму. Наприклад, для германієвих діодів зворотний струм зростає приблизно в 2 рази при підвищенні температури на кожні 10°C , а для кремнієвих діодів – у 2,5 рази.

Струм у прямому напрямку росте не так сильно, як у зворотному. Це пояснюється тим, що прямий струм утворюється головним чином домішковими носіями, а концентрація домішки не залежить від температури.

Основні параметри випрямляючих діодів

Параметри напівпровідникових приладів використовують у розрахунках схеми. Вони наводяться у спеціальних довідниках.

До основних параметрів напівпровідникових діодів належать:

- *постійна пряма напруга* (постійна напруга на діоді при заданому постійному прямому струмі)
- *максимально допустима постійна зворотна напруга*
- *максимально допустимий та середній прямий струм*
- *зворотний струм при максимально допустимій зворотній напрузі*
- *максимально допустима потужність розсіювання*
- *максимальна робоча частота*
- *прямий і зворотний опір діода з постійного струму*

$$R_{0,np} = \frac{U_{A,np}}{I_{A,np}}; \quad R_{0,зв} = \frac{U_{B,зв}}{I_{B,зв}}$$

- *прямий і зворотний опір діода зі змінного струму*

$$r_{i,np} = \frac{dU_{np}}{dI_{np}} \approx \frac{\Delta U_{np}}{\Delta I_{np}}; \quad r_{i,зв} = \frac{dU_{зв}}{dI_{зв}} \approx \frac{\Delta U_{зв}}{\Delta I_{зв}}$$

Опори діода з постійного і змінного струмах визначається за допомогою вольт-амперної характеристики.

Стабілітрони

Стабілітронами називають напівпровідникові діоди, які використовуються для підтримки постійної напруги (стабілізації напруги) на ділянці електричного ланцюга при значній зміні величини струму на цій ділянці. Такі властивості має кремнієвий *p-n*-перехід з підвищеною концентрацією домішків. В них електричний лавинний пробій розвивається при невеликій зворотній напрузі і має великий діапазон зміни величини струму. Схемне позначення стабілітрона, полярність його включення і зворотна гілка його вольт-амперної характеристики наведені на рисунку 9.

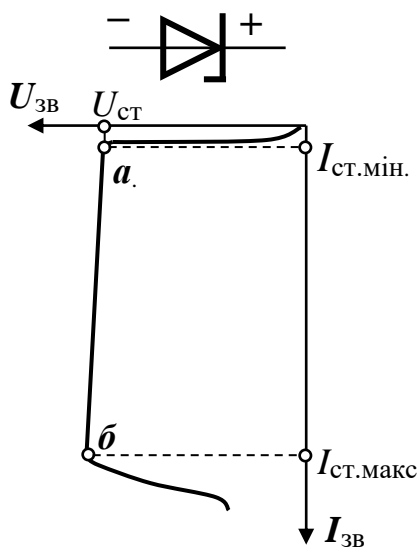


Рисунок 9

На ділянці стабілізації а – б напруга змінюється незначно, а струм може змінюватись у десятки разів. Основними параметрами стабілітрона є:

- напруга стабілізації $U_{ст}$ (при якій починає розвиватися електричний лавинний пробій);
- мінімальний $I_{ст.мін}$ і максимальний $I_{ст.макс}$ струми стабілізації
- динамічний опір, на ділянці а – б:

$$r_d = \frac{\Delta u}{\Delta i}$$

- температурний коефіцієнт стабілізації:

$$TKH = \frac{1}{T} \cdot \frac{\Delta U_{cm}}{\Delta I_{cm}} \cdot 100\%$$

Величина r_d для низьковольтних стабілітронів лежить в межах 1–30 Ом, а для високовольтних – в межах 20–300 Ом. Величина ТКН може бути і позитивною і негативною величиною і становить приблизно (0,0005 – 0,2)%/К.

Найпростіша схема підключення стабілітрону показана на рисунку 10.

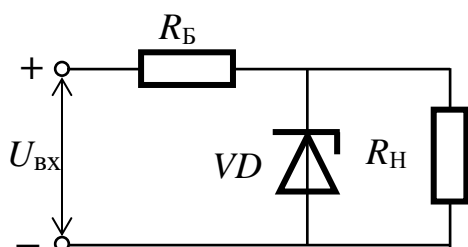


Рисунок 10

Навантаження або ділянка ланцюга, на якому потрібно стабілізувати напругу, підключаються до стабілітрона паралельно. Тому, якщо на стабілітроні напруга буде постійною, то постійним воно буде і на навантаженні. Усі зміни вхідної напруги $U_{вх}$ майже повністю виділятимуться на баластному резисторі R_B . Найчастіше стабілітрон працює в режимі, коли вхідна напруга $U_{вх}$ не стабільна, а опір навантаження – постійний. Для встановлення та підтримки правильного режиму стабілізації опір резистора R_B має

бути повністю визначеним. Зазвичай цей опір розраховується для середньої точки ділянки $a-b$ характеристики стабілітрона. Якщо $U_{ВХ}$ змінюється від мінімального значення $U_{ВХ,МІН}$ до максимального $U_{ВХ,МАКС}$, то

$$R_B = \frac{U_{cp} - U_{cm}}{I_{cp} - I_n},$$

де $U_{cp} = (U_{ВХ,МІН} + U_{ВХ,МАКС})/2$ – середня вхідна напруга, $I_{cp} = (I_{ВХ,МІН} + I_{ВХ,МАКС})/2$ – середній струм стабілітрону, $I_n = U_{СТ}/R_n$ – струм навантаження.

При зменшенні або збільшенні вхідної напруги буде змінюватися струм стабілітрона, але напруга на ньому залишиться постійною.

Якщо потрібно отримати стабільну напругу, меншу ніж напруга стабілізації, то послідовно з опором навантаження включають додатковий резистор, опір якого легко розраховується за законом Ома.

При необхідності стабілізації напруги, більшої ніж напруга стабілізації $U_{СТ}$, застосовується послідовне включення стабілітронів. При такому з'єднанні напруги стабілізації окремих стабілітронів підсумовуються.

Варикапи

Варикап (англ. *variable capacitance diode*) – це площинний діод, який застосовується як змінний конденсатор, ємність якого залежить від зворотної напруги на ньому. Таким чином, варикап є конденсатором змінної ємності, який управляється не механічно, а електрично.

Однією з властивостей $p-n$ -переходу є існування в ньому бар'єрної ємності, яка обумовлюється об'ємними зарядами іонів домішки.

Вольтфарадна характеристика варикапа відображає залежність його ємності від зворотної напруги на ньому – $C_B = f(U_{ЗВ})$. Ця характеристика, схемне позначення та полярність включення варикапа, наведено на рисунку 11.

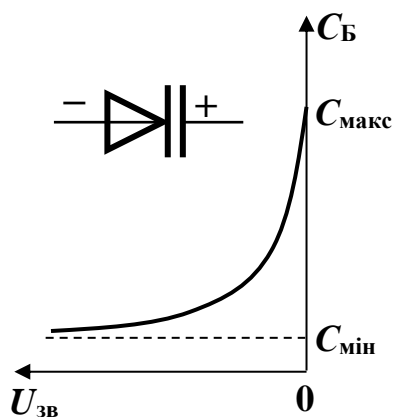


Рисунок 11

При збільшенні зворотної напруги ширина переходу також збільшується, тому його бар'єрна ємність зменшується.

Основними параметрами варикапу є його максимальна $C_{макс}$, мінімальна $C_{мін}$ ємності та коефіцієнт перекриття

$$K_{П} = C_{макс} / C_{мін}.$$

Варикапи застосовуються головним чином для налаштування електричних коливальних контурів на резонансну частоту, а також у так званих

параметричних підсилювачах. Тому варикапи іноді називають *параметричними діодами*.

На рисунку 12 показано найпростішу схему включення варикапа в коливальний контур.

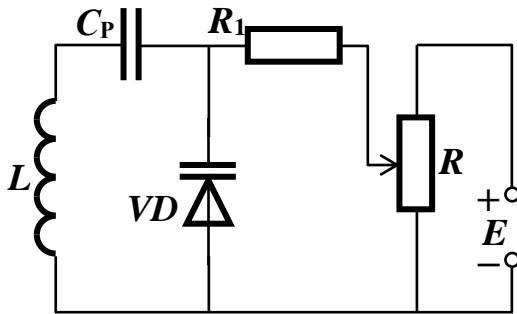


Рисунок 12

Змінюючи за допомогою потенціометра R зворотну напругу на варикапі, можна змінювати резонансну частоту контуру. Додатковий резистор R_1 з великим опором включений для того, щоб добротність контура не дуже зменшувалася від шунтуючого впливу потенціометра R . Конденсатор C_p є розділовим. Без нього варикап був би коротко замкнутим постійного струму через котушку L .

В якості варикапа іноді використовуються кремнієві стабілітрони при напрузі, меншій $U_{ст}$, коли зворотний струм дуже малий, а зворотний опір – великий.

Світлодіоди

Випромінюючий світло напівпровідниковий діод – *світлодіод* – є одним із основних джерел некогерентного оптичного та квазіоптичного випромінювання в електроніці. Схемне позначення і полярність включення світлодіода на рисунку 13.

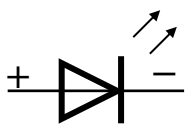


Рисунок 13

Він являє собою *p-n*-перехід зі спеціальними фізичними властивостями, включений у пряму напрямку. При цьому через перехід протікає відносно великий дифузійний струм основних носіїв заряду. Ці носії інтенсивно рекомбінують як в області об'ємного заряду, так і на відстані довжини дифузійного пробігу електронів і дірок від цієї області. Відповідно до зонної

теорії твердого тіла при рекомбінації електрон переходить із зони провідності у валентну зону (рисунку 14).

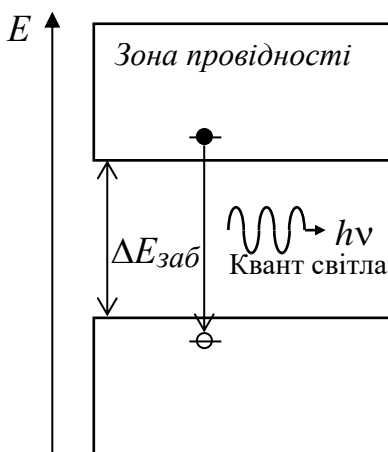


Рисунок 14

За такого переходу його енергія зменшується на величину $\Delta E_{заб}$, тобто на ширину забороненої зони. Ця енергія випромінюється як фотон (квант) світла:

Енергія фотонів пропорційна їх частоті ν (формула Ейнштейна):

$$E_{\phi} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \Delta E_{заб},$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постійна Планка, c – швидкість світла, λ – довжина хвилі.

Довжина хвилі визначає діапазон випромінювання. У видимому діапазоні λ визначає колір світла.

Якщо виразити ширину забороненої зони в електрон-вольтах, а довжину хвилі – у нанометрах, то

$$\lambda = \frac{1240}{\Delta E_{\text{заб}} [\text{eV}]} [\text{нм}].$$

Діапазону хвиль видимого світла $\lambda = (380 \text{ нм} - 780 \text{ нм})$ відповідає ширина забороненої зони та енергія фотонів $\Delta E_{\text{заб}} = (3,26 \text{ eV} - 1,59 \text{ eV})$. Германій і кремній непридатні для застосування у світлодіодах, тому що ширина їх забороненої зони 0,72 та 1,12 eV, відповідно. У сучасних світлодіодах найчастіше застосовують фосфід галію GaP і карбід кремнію SiC, а також деякі потрійні сполуки (тверді розчини), які складаються з галію, алюмінію та миш'яку (GaAlAs), галію, миш'яку та фосфору (GaAsP) та ін. Внесення в напівпровідник спеціальних домішок дозволяє отримати випромінювання різного кольору.

До основних параметрів світлодіодів відносяться:

- *яскравість випромінювання*, що визначається як відношення сили світла до площі свічення;
- *колір випромінювання або довжина хвилі випромінювання*, яка визначається для максимуму спектра;
- *постійна пряма напруга*;
- *максимально допустимий прямий струм*;
- *максимально допустима зворотна напруга*.

Залежність яскравості випромінювання від величини прямого струму називають ампер-яскравісною характеристикою світлодіода (рисунок 15).

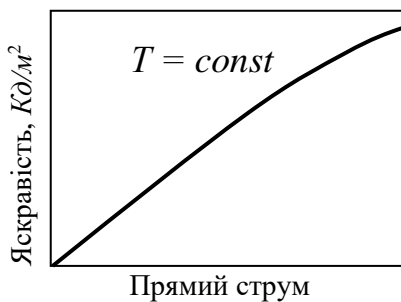


Рисунок 15

При малих та середніх струмах ця характеристика лінійна; при підвищенні прямого струму до максимально допустимих значень яскравість світіння дещо знижується. Це пояснюється тим, що збільшення струму призводить до підвищення температури, а це, у свою чергу, викликає збільшення частоти нерадіаційної рекомбінації. При такій рекомбінації енергія електрона не випромінюється у вигляді фотона світла, а йде на нагрівання кристалу.

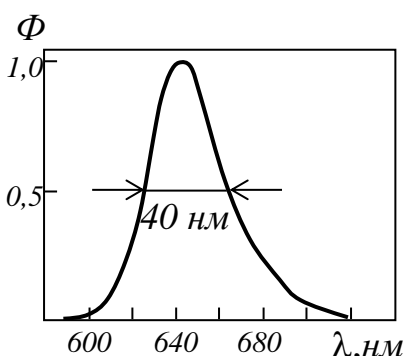


Рисунок 16

Приклад спектральної характеристики, що відображає залежність потужності випромінювання від довжини хвилі, наведено на рисунку 16. Типове значення ширини спектральної лінії становить приблизно 40 нм. Для міжзонних переходів ширина лінії визначається кінетичною енергією електронів і дірок у зоні провідності та валентній зоні, відповідно. Це означає, що з підвищенням температури ширина лінії зростає, тому що зростає середня кінетична енергія носіїв $E_K = 3kT/2$.

Фотодіоди

Фотодіоди – це напівпровідникові прилади, струм в яких створюється внутрішнім фотоефектом. Якщо на напівпровідник падає світловий фотон, енергія якого більше, ніж ширина забороненої зони, то поглинаючий його електрон з валентної зони може перейти в зону провідності, а у валентній зоні залишиться дірка. Іншими словами, світло, яке падає на напівпровідник, може генерувати в ньому пару носіїв електрон-дірка. У цьому полягає сутність внутрішнього фотоефекту.

Структура кристалів звичайного діода та фотодіода відрізняється незначною мірою. Головною відмінністю є те, що p -область фотодіода (емітер) виконується з прозорого напівпровідника з дещо підвищеною концентрацією домішки.

Фотодіод може працювати у двох режимах, фізичні принципи яких відрізняються, тому розглянемо їх окремо.

Фотогенераторний режим

У цьому режимі фотодіод являє собою напівпровідниковий прилад, який перетворює енергію оптичного та квазіоптичного випромінювання в електричну енергію. Якщо світловий потік падає на p - n -перехід, не підключений до джерел електричної енергії, то в ньому і в найближчих шарах кристала генеруються електрони і дірки. Завдяки дифузії вони рухаються до межі розділу p - і n -областей.

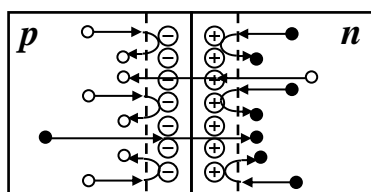


Рисунок 17

Дірки області p , де вони є основними носіями зарядів, не можуть пройти замикаюче поле переходу і повертаються назад в область p . Електрони, як неосновні заряди області p , перекидаються полем переходу з області p в область n (рисунок 17).

З носіями області n відбуваються протилежні процеси: електрони замикаючим полем переходу повертаються назад в область n , а дірки переходить в область p . Таким чином, в області p створюється надлишковий позитивний заряд дірок, а в області n – надлишковий негативний заряд електронів. Між цими зарядами виникає різниця потенціалів, яку називають фото-ЕРС, тобто електрорушійна сила, яка створюється світлом при його взаємодії з напівпровідником. Роль ЕРС у будь-якому джерелі електричної енергії полягає у поділі електричних зарядів. У процесі, що розглядається, роль електрорушійної сили виконує замикаюче поле p - n -переходу.

Завдяки наявності ЕРС фотодіоди, які працюють у фотогенераторному режимі, часто називають фотоелементами.

Для виготовлення фотодіодів використовують такі напівпровідники, як закис міді, селен, сірчаний талій та ін. Сьогодні найбільшого поширення набули фотоелементи на основі кремнію, які використовуються як перетворювачі сонячної енергії в електричну. Їх ЕРС становить 0,4 – 0,5 В. З'єднуючи такі елементи послідовно і паралельно, створюють сонячну батарею з необхідними напругою, силою струму та потужністю.

Базовим елементом сонячної батареї є фотодіод з великою площею (наприклад, 15 см на 15 см) товщиною 300 мкм. Напруга холостого ходу ідеального фотоелемента

$$U_{xx} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_S} + 1 \right) \approx \frac{kT}{e} \ln \frac{I_{ph}}{I_S},$$

де I_{ph} – величина фотоструму, I_S – струм фотоелемента без освітлення (темновий струм).

Незважаючи на великі зусилля, ефективність комерційної кремнієвої батареї все ще не перевищує 20%. Причиною цього є численні втрати, яких майже неможливо запобігти. Теоретична межа кремнієвих монокристалічних батарей – 29,4%.

Оптичні втрати:

- *відбиття світла від фронтальної поверхні* – ~ 3%
- *затінення контактними провідниками* – ~ 3%
- *перевищення енергії фотонів* – ~ 32%
- *недостатня енергія фотонів* – ~ 24%

Електричні втрати:

- *омічний опір напівпровідника та контактів* – ~ 1%
- *рекомбінація носіїв у базі та емітері* – ~ 23%

Аналіз проблеми показує, що теоретично максимальну ефективність має напівпровідник із шириною забороненої зони, яка безперервно змінюється. Ця ідея частково реалізована в подвійних елементах, в яких напівпровідники з різним значенням ширини забороненої зони $\Delta E_{заб}$ розташовуються один за одним. Спочатку фотони падають на матеріал із ширшою забороненою зоною; фотони з великою довжиною хвилі, які не поглинулися цим напівпровідником, проходять далі до напівпровідника з меншою $\Delta E_{заб}$. Теоретично такий елемент повинен мати ККД ~50%, але на практиці – лише близько 30%.

Фотоперетворювальний режим

При зворотному включенні фотодіода внутрішній фотоефект викликає зростання дрейфового зворотного струму.

Вольт-амперна характеристика, схемне позначення та схема включення фотодіода наведені на рисунку 18.

В ідеальному фотодіоді кожен фотон генерує пару носіїв (при цьому квантовий вихід = 100%). Насправді певна частина світла відбивається від поверхні напівпровідника, не всі фотони поглинаються в переході і не всі згенеровані носії збираються біля межі переходу. Тому квантовий вихід η завжди менше 100%.

Величина фотоструму визначається формулою

$$I_{ph} = \frac{e\Phi}{E_{ph}} \cdot \eta(\lambda)$$

де $E_{ph} = h\nu$ – енергія фотона, Φ – світловий потік (освітленість), ν , λ – частота та довжина хвилі опромінювання. Як видно з формули, фотострум точно пропорційний потоку світла, що падає на фотодіод. Це експериментально підтверджено для 8-ми порядків величини.

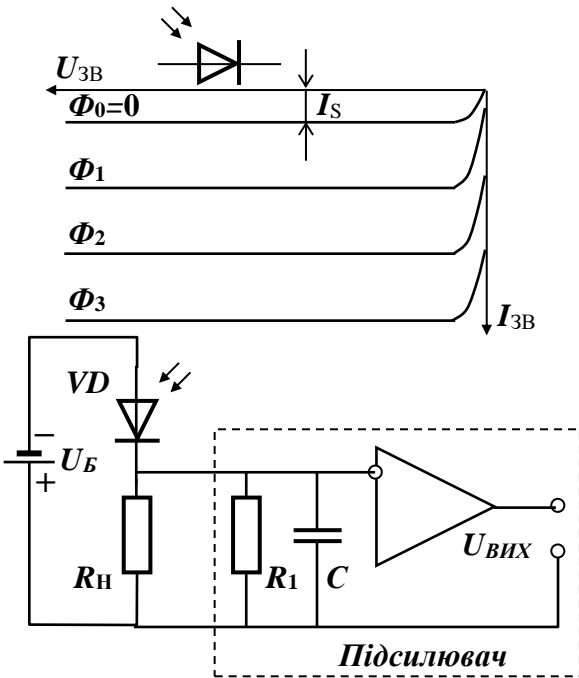


Рисунок 18

Інтегральна чутливість фотодіодів залежить від довжини хвилі світла, яке опромінює світлодіод, і зазвичай становить десятки міліампер на люмен.

Максимум чутливості залежить від типу напівпровідника.

Інерційність фотодіодів невелика і вони можуть працювати на частоті до кількох сотень мегагерц. Робоча напруга становить 10-30 В, а темновий струм не перевищує 10-20 мкА для германієвих фотодіодів і 1-2 мкА для кремнієвих. При освітленні струм може досягати сотень мікроамперів. Фотодіоди, найбільш чутливі для інфрачервоного випромінювання, виготовляються зі складних напівпровідників.

Тунельні діоди

Тунельними називають діоди, струм в яких при певній напрузі визначається *тунельним ефектом*. Тунельні діоди виготовляються із германію або арсеніду галію з високою концентрацією домішки ($10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Такі напівпровідники називають виродженими. Переходи у вироджених напівпровідниках виходять у десятки разів тонші, ніж у звичайних, а потенційний бар'єр приблизно вдвічі вищий. Тому напруженість електричного поля у них дуже висока – до 10^6 В/см . Така напруженість сприяє виникненню тунельного пробою *p-n*-переходу при його прямому включенні.

Типова вольт-амперна характеристика тунельного діода показана рисунку 19.

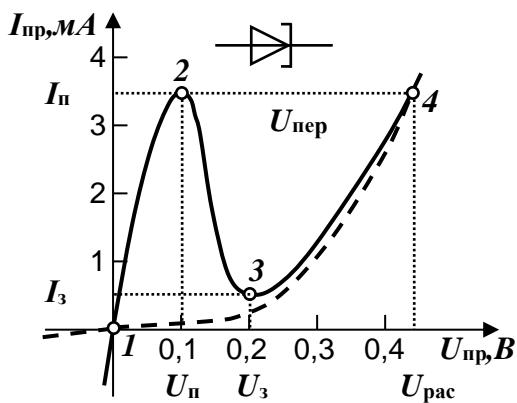


Рисунок 19

Збільшення прямої напруги до 0,1 В призводить до зростання прямого тунельного струму до максимальної величини (ділянка 1 – 2). Подальше збільшення напруги до 0,2 В супроводжується зменшенням тунельного струму до мінімуму (ділянка 2 – 3). На цій ділянці диференціальний опір тунельного діода має негативне значення:

$$r_i = \frac{\Delta U_{np}}{\Delta I_{np}} < 0.$$

Наявність при певній прямій напрузі негативного диференціального опору і є основною властивістю тунельного діода, завдяки якому він і знаходить застосування в електроніці.

На ділянці 3 – 4 струм діода знову зростає, але вже за рахунок збільшення прямого дифузійного струму основних носіїв (цей струм показаний на вольт-амперній характеристиці пунктирною лінією). Величина зворотного струму у тунельних діодів майже така сама, як і прямого струму, тобто на кілька порядків більше, ніж у звичайних діодів.

Основні параметри тунельного діода визначають положенням точок 1, 2, 3 на вольт-амперній характеристиці:

- напруга та струм піку – I_p, U_p (точка 2)
- напруга та струм западини – I_z, U_z (точка 3)
- напруга розхилу $U_{роз}$ (точка 4)
- напруга перемикання $U_{пер} = U_{роз} - U_p$ (точки 2 і 4)

Тунельні діоди використовуються в пристроях посилення, генерації та перемикання височастотних електричних сигналів (час перемикання становить $10^{-9} \text{ с} = 1 \text{ нс}$ і навіть менше). Нині область їх застосування обмежена через більшу ефективність інших напівпровідникових приладів.

Якщо при виготовленні діода застосувати напівпровідник із концентрацією домішки 10^{18} см^{-3} (тобто на порядок менше), то при прямій напрузі тунельний струм майже відсутній, і в вольт-амперній характеристиці немає ділянки з негативним опором. Тому пряму гілку можна вважати зворотною. Зате при зворотній напрузі тунельний струм досить значний, і такий діод добре пропускає струм у зворотному напрямку. Подібні діоди отримали назву звернених. Їх характеристика та схемне позначення показані на рисунку 20.

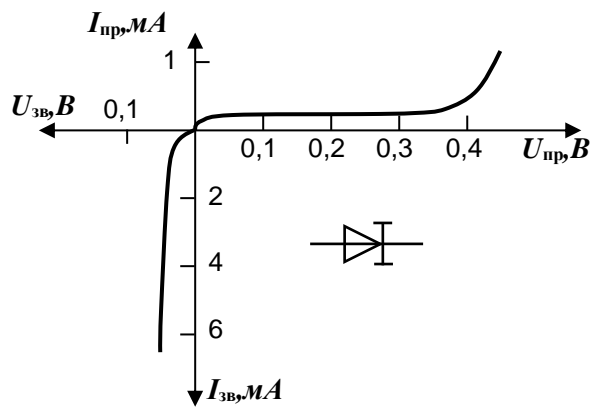


Рисунок 20

Звернені діоди використовуються для детектування сигналів на більш високих частотах, ніж звичайні, а також для випрямлення змінних сигналів малої напруги.

КОРОТКІ ВИСНОВКИ

1. В твердих тілах при певних умовах можуть існувати дрейфовий і дифузійний струми. Рух носіїв заряду при протіканні в дрейфового струму викликається електричним полем; явище дифузії відповідає за протікання дифузійного струму.
2. Більшість фізичних явищ у твердих тілах знаходять своє пояснення в межах зонної теорії.
3. Електрична провідність металів зумовлюється рухом негативно заряджених електронів. Струми в напівпровідниках створюються рухом негативно заряджених електронів і переміщенням позитивних дірок.
4. В електроніці широко використовуються домішкові напівпровідники – n – типу (основні носії – електрони) і p – типу (основні носії – дірки).
5. Основними структурними елементами твердотільної електроніки є переходи і контакти різних типів. Широко використовується p - n -перехід, одною з основних властивостей якого є одностороння електрична провідність.
6. Велику роль в електроніці відіграють твердотільні діоди. Серед них найбільше поширення одержали випрямляючі діоди, стабілітрони, варикапи, світлодіоди, фотодіоди.