

ФАКУЛЬТЕТ „АВТОМАТИКА, ТЕЛЕМЕХАНІКА ТА ЗВ’ЯЗОК”

Кафедра „Фізика”

Н.В. Глейзер

АТОМНА ФІЗИКА

ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДИХ ТІЛ

Конспект лекцій

Харків - 2011

Глейзер Н.В. Атомна фізика. Елементи зонної теорії твердих тіл: Конспект лекцій. – Харків: УкрДАЗТ, 2011. – 52 с.

Конспект лекцій розглянуто та рекомендовано до друку на засіданні кафедри «Фізика» 17 червня 2009 року, протокол № 11.

Конспект лекцій призначений для студентів денної форми навчання всіх факультетів.

Даний конспект лекцій охоплює основні питання з розділів «Атомна фізика» та «Елементи зонної теорії твердих тіл». Наведені основні положення теорії Бора атома водню, а також розглянута будова атома водню з точки зору квантової механіки.

В другому розділі обговорюються властивості твердих тіл з позицій зонної теорії. Особлива увага приділяється провідності напівпровідників.

Іл. 32, бібліогр.: 6 назв.

Рецензент

доц. С.О. Катрич

Н.В. Глейзер

АТОМНА ФІЗИКА

ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДИХ ТІЛ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Відповідальний за випуск Глейзер Н.В.

Редактор Єткало О.О.

Підписано до друку 16.11.091 р.

Формат паперу 60x84 1/16. Папір писальний.

Умовн.-друк.арк. 1,75. Тираж 200. Замовлення №

Видавець та виготовлювач Українська державна академія залізничного транспорту,
61050, Харків-50, майдан Фейєрбаха, 7.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 2874 від 12.06.2007 р.

УКРАЇНСЬКА ДЕРЖАВНА АКАДЕМІЯ
ЗАЛІЗНИЧНОГО ТРАНСПОРТУ

ФАКУЛЬТЕТ «АВТОМАТИКА, ТЕЛЕМЕХАНІКА
ТА ЗВ'ЯЗОК»

Кафедра фізики

Н.В. Глейзер

АТОМНА ФІЗИКА

ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДИХ ТІЛ

Конспект лекцій

Харків 2011

Глейзер Н.В. Атомна фізика зонної теорії твердих тіл: Конспект лекцій. – Харків: УкрДАЗТ, 2011. – 53 с.

Конспект лекцій розглянуто та рекомендовано до друку на засіданні кафедри «Фізика» 17 червня 2009 року, протокол № 11.

Конспект лекцій призначений для студентів денної форми навчання всіх факультетів.

Даний конспект лекцій охоплює основні питання з розділів «Атомна фізика» та «Елементи зонної теорії твердих тіл». Наведені основні положення теорії Бора атома водню, а також розглянута будова атома водню з точки зору квантової механіки.

В другому розділі обговорюються властивості твердих тіл з позицій зонної теорії. Особлива увага приділяється провідності напівпровідників.

Іл. 32, бібліогр.: 6 назв.

Рецензент

доц. С.О. Катрич

1 АТОМНА ФІЗИКА

1.1 Закономірності атомних спектрів

Закони квантової механіки відіграють провідну роль під час опису явищ у мікросвіті: там, де головними дійовими особами є атоми, атомні ядра та елементарні частинки. В цьому світі відстані настільки маленькі, а інтервали часу такі нищівні, що закони класичної фізики виявляються безпорадними, та пояснення того, що відбувається, потребувало створення нової фізики, квантової теорії, яка з'явилася на початку ХХ сторіччя.

Одним з джерел квантової механіки виявилися дослідження в галузі оптичної спектроскопії. Ще на початку ХІХ сторіччя фізики виявили, що під час нагрівання будь-яка речовина випромінює світло певних довжин хвиль. Розкладаючи таке світло за допомогою спектроскопа, в основу роботи якого покладено явище дисперсії, отримують спектри, що відповідають даному виду випромінювання. Різні тіла дають різні види спектрів. Сонячне світло, світло лампи розжарювання розкладається призмою в суцільну райдужну смугу з неперервним переходом кольорів з одного в другий. У спектрі відсутні розриви. Такий спектр називається **неперервним, або суцільним**. Неперервний спектр свідчить про те, що у випромінюванні тіла присутні всі довжини хвиль. Характер неперервного спектра визначається не тільки властивостями атомів, що випромінюють, але і їх взаємодією між собою. У твердих тілах та рідинах атоми взаємодіють між собою значно сильніше, ніж у газах, але якщо газ знаходиться під великим тиском, міжатомна взаємодія відіграватиме велику роль і в ньому. Тому неперервні спектри отримують від твердих тіл, рідин та газів під великим тиском. Для їх одержання необхідно нагріти тіло до досить великих температур.

Можна також спостерігати спектри, які утворені з окремих вузьких ліній різного ступеня яскравості, розділених широкими темними проміжками. Такий спектр має назву **лінійчастого**. Лінійчастий спектр свідчить про те, що у випромінюванні тіла присутні лише окремі довжини хвиль. Лінійчасті спектри дають усі речовини у газоподібному атомарному стані. У такому

випадку світло випромінюють атоми, які практично не взаємодіють між собою. Це найбільш фундаментальний, основний вид спектрів. Для спостереження лінійчастих спектрів використовують світіння пари речовини в полум'ї або світіння газового розряду в трубці, заповненій речовиною, яка досліджується. Головна властивість лінійчастих спектрів полягає в тому, що присутні в ньому довжини хвиль залежать лише від властивостей атомів цієї речовини, але не залежать від способу збудження світіння. Тому кожен хімічний елемент дає свій унікальний лінійчастий спектр.

Якщо газ утворений не атомами, а молекулами, то він дає *смугастий спектр*. Такий спектр складається з окремих смуг, розділених темними проміжками. Кожна смуга є сукупністю великої кількості тонких тісно розташованих спектральних ліній. Для отримання смугастих спектрів також використовують світіння пари та газового розряду.

Систематичне дослідження оптичних спектрів почалося після того, як у 1859 році німецькі вчені Густав Кірхгоф та Роберт Бунзен розробили метод спектрального аналізу. Був встановлений фундаментальний факт: кожен хімічний елемент випромінює світлові хвилі характерної довжини та дає свій, абсолютно унікальний, неповторний набір спектральних ліній. Як неповторні відбитки пальців кожної людини, так і спектральні лінії індивідуальні для кожного елемента. На цьому ґрунтується спектральний аналіз, за допомогою якого можна виявити хімічний елемент у складі з'єднання, навіть якщо його маса не перевищує 10^{-10} г. Були складені таблиці спектрів усіх хімічних елементів, їх своєрідні «паспорти». Якщо, наприклад, у спектрі присутня яскрава жовта лінія з довжиною хвилі 590 нм, отже, тут наявний натрій. Якщо ж зустрічається лінія, яка не співвідноситься з жодною з відомих речовин, найімовірніше вона належить раніше невідомому хімічному елементу. Саме так Кірхгоф та Бунзен відкрили цезій та рубідій; згодом був досліджений склад зірок (так, гелій спочатку був виявлений на Сонці, а вже після в атмосфері Землі). Завдяки спектральному аналізу періодична система поповнилася 25 елементами.

До кінця XIX сторіччя був накопичений значний експериментальний спектроскопічний матеріал, але залишалося незрозумілим, чому спектри мають саме такий вигляд, чому спектральні лінії розташовані саме так, а не іншим чином. Очевидно, це розташування не є випадковим, а підпорядковується певним закономірностям, але яким? Згодом з'ясувалося, що спектральні лінії часто згрупповуються в серії, деякі з яких розташовуються у видимій області спектра, деякі – в ультрафіолетовій, інші – в інфрачервоній. Першим на це звернув увагу швейцарський учитель фізики Йоган Бальмер. У 1885 році однією простою формулою він описав довжини хвиль усіх спектральних ліній атома водню у видимій частині спектра, що отримали назву серії Бальмера. Під впливом його досліджень Лайман, Пашен та Пфунд виявили та дослідили серії в інших областях спектра атома водню. Усі лінії спектра атома водню можна описати *формулою Бальмера-Рідберга*:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.1)$$

де $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ - стала Рідберга;

m та n - цілі числа, причому $n \geq m + 1$.

Для серії Лаймана $m = 1$; $m = 2$ - серія Бальмера; $m = 3$ - серія Пашена; $m = 4$ - серія Брекета; $m = 5$ - серія Пфунда; $m = 6$ - серія Хамфрі.

Під час зростання n частота лінії в кожній серії наближається до граничного значення $\frac{R}{m^2}$, яке має назву границі серії. Частота будь-якої лінії спектра водню може бути подана у вигляді різниці двох чисел виду $\frac{R}{n^2}$. Ці числа називаються спектральними термами. Дослідження спектрів інших атомів показало, що частоти ліній і в цьому випадку можна подати у вигляді різниці двох термів. Але терм у цьому випадку має більш складний вигляд, ніж для атома водню.

1.2 Моделі атома. Досліди Резерфорда. Планетарна модель атома

Отже, до кінця XIX сторіччя були сформульовані основні спектральні закономірності, але залишилося без відповіді основне запитання: яка повинна бути будова атома, щоб його випромінювання мало досліджуваний спектр?

Після того, як у 1897 році Джозеф Томсон відкрив електрон, про будову атома складалося багато гіпотез. Однією з перших моделей атома була «вихрова» модель, запропонована Уїльямом Томсоном, лордом Кельвіном, яка передбачала, що атом утворений подібно до кілець диму. Дехто вірив, що атом кисню має форму кільця, атом сірки – форму коржа і т.п.

Японський фізик Хантаро Нагаока запропонував модель атома типу Сатурна: центральна позитивно заряджена частина атома оточена електронами, які знаходяться на рівних відстанях один від одного та обертаються з однаковою кутовою швидкістю. Виникнення спектральних ліній пов'язувалося з малими поперечними коливаннями електронів.

Джозеф Томсон запропонував найбільш популярну на той час модель - модель «пудингу з родзинками». Відповідно до цієї моделі атом є однорідною кулею, заповненою позитивним зарядом, всередині якої на зразок родзинок у пудингу вміщені від'ємно заряджені електрони, які нейтралізують позитивний заряд. Те, що атом випромінює світло, пояснюється коливаннями електронів навколо положень рівноваги. До позитивних якостей цієї моделі слід віднести те, що розрахунки, які на ній ґрунтуються, дають розміри атома, що добре узгоджуються з експериментом. Але й ця модель виявилася невдалою перш за все тому, що така електростатична модель повинна бути нестійкою.

Перші дослідження будови атома проводив Ленард за допомогою катодних променів – пучка електронів. Якщо б атоми були масивними непроникними кулями, то в результаті зіткнень з ними електрони дуже швидко зупинилися б. Але дослідження Ленарда показали, що швидкі електрони майже не гальмуються атомами. Звідси можна зробити висновок, що всередині атомів є «порожній простір». Але сформульована Леонардом теорія атома не задовольнила вчених.

Лише в 1911 році Ернестом Резерфордом була сформульована та експериментально обґрунтована модель атома,

що отримала назву планетарної. Ця модель пізніше призвела до сучасних уявлень про будову атома.

Для експериментального дослідження розподілу заряду та маси всередині атома Е. Резерфорд запропонував зондування атома α -частинками. Схема досліду, який під керівництвом Резерфорда проводили його асистенти Гейгер та Марсден, подана на рисунку 1.1.



Рисунок 1.1

Вузкий пучок α -частинок, що випромінюється радіоактивним препаратом Р, проходить крізь тонку металеву фольгу Ф та потрапляє на екран Е, який покрито сірчистим цинком. Під час удару об екран частинки викликали слабкі спалахи світла – сцинтиляції, які можна було спостерігати у мікроскоп. Якщо фольги немає, у центрі екрана спостерігалася світла пляма. Пронизуючи фольгу товщиною близько 1мкм, α -частинки розсіювалися під різними кутами. У дослідах підраховувалася кількість частинок, розсіяних під тим чи іншим кутом. Більшість частинок майже не відхилялися від початкового напрямку руху, але Резерфорд запропонував своїм асистентам перевірити, чи немає частинок, що розсіюються під кутами, близькими до 180° . Відбивання від тоненької фольги α -частинок, які летять з надзвичайною швидкістю, здавалося чимось неймовірним. Це було рівнозначно сподіванням побачити, як повертається до гармати снаряд, випущений по мішені з тонкого паперу. І все ж у 1909 році настав такий день, коли Марсден доповів Резерфорду, що в експерименті виявлено частинки, які «повертаються». Поверталися вони зрідка: в середньому тільки одна частинка з 8000. Це повернення означає, що α -частинка зустріла на своєму шляху деяку масивну перешкоду, причому заряджена позитивно. Рідкісність такої події

свідчить про те, що перешкода має дуже малі розміри. І тому, пронизуючи атоми мішені, лише небагато α – частинок потрапляє в масивне атомне осердя. Переважна більшість частинок пролітає на віддаленні від нього та розсіюється на малі кути.

Отже, всередині атома знаходиться переважно «пустота», лише в центрі знаходиться ядро, у якому сконцентрована майже вся маса та весь позитивний заряд атома. Ядро виявилось дуже міцним утворенням, яке не руйнувалося навіть під час зіткнень з високошвидкісними α – частинками. Базуючись на результатах досліджень, Резерфорд сформулював **планетарну модель атома**: *в центрі атома знаходиться позитивно заряджене ядро розмірами близько 10^{-15} м. Навколо ядра рухаються електрони, маса яких становить малу частку маси ядра. Сумарний від'ємний заряд електронів компенсує позитивний заряд ядра. Атом у цілому є електрично нейтральною системою, розмірами близько 10^{-10} м.*

Ця модель добре узгоджується з результатами експериментів з α – частинками й дає можливість експериментально визначити заряд ядра. Але за законами класичної фізики атом не може мати подібної будови: обертаючись навколо ядра, електрони повинні випромінювати, а отже, втрачати енергію та неминуче падати на ядро. Протягом часу близько 10^{-8} с атом мав би припинити своє існування. Таким чином, Резерфорд побачив «приречений» атом та визнавав це. Він запропонував колегам певний час не обговорювати питання про стійкість планетарної моделі, оскільки вірив, що в недалекому майбутньому в науці відкриється дещо нове, і приречений атом буде врятований. Порятунок прийшов у 1913 році з Данії в особі молодого фізика Нільса Бора.

1.3 Модель Бора атома водню

Нільс Бор здійснив першу спробу побудувати некласичну теорію атома. В основі теорії Бора три **постулати**.

1 З безлічі електронних орбіт, які є можливими з точки зору класичної фізики, насправді реалізуються лише деякі дискретні

орбіти, що задовольняють певні квантові умови. Знаходячись на такій орбіті, електрон, незважаючи на те, що рухається з прискоренням, не випромінює електромагнітних хвиль. У відповідності до цього кажуть, що *атом може знаходитися тільки в деяких стаціонарних станах, кожному з яких відповідає певне значення енергії. У стаціонарних станах атом не випромінює.*

2 В стаціонарному стані атома електрон, рухаючись за коловою орбітою, повинен мати квантовані значення моменту імпульсу, що задовольняють умову

$$mvr_n = n\hbar. \quad (1.2)$$

Цей вираз має назву **правила квантування орбіт**. Ціле число n дорівнює кількості хвиль де Бройля електрона, що вміщується на довжині колової орбіти.

3 Під час переходу атома з одного стаціонарного стану в інший відбувається випромінювання або поглинання кванта енергії. Енергія кванта дорівнює різниці енергій у початковому та кінцевому станах:

$$h\nu = W_k - W_n \quad (1.3)$$

Цей вираз називається **правилом частот Бора**.

Другий постулат Бора не може бути отриманий на основі аналізу емпіричних результатів, а є його геніальною здогадкою. У поєднанні з правилом частот він дозволив Бору розрахувати спектр атома водню.

Розглянемо електрон, що рухається в полі ядра із зарядом e . Рівняння руху електрона має вигляд

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (1.4)$$

Використовуючи співвідношення $mvr_n = n\hbar$, маємо $v = \frac{n\hbar}{mr} \Rightarrow$

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{me^2} \quad (1.5)$$

- радіуси борівських орбіт.

Внутрішня енергія атома складається з кінетичної енергії електрона (ядро нерухоме) та енергії взаємодії електрона з ядром:

$$W = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.6)$$

З (1.1) отримуємо $4\pi\epsilon_0 v^2 r m = e^2 \Rightarrow v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r m}$. Отже,
 $W = \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$. Підставивши в цю формулу вираз, що задає радіуси борівських орбіт, отримаємо

$$W_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{2n^2 \hbar^2} \quad (1.7)$$

- енергія стаціонарних станів,

де n - **головне квантове число**, яке визначає рівні енергії електронів.

Видно, що *енергія атома може приймати не неперервний, а дискретний ряд значень*, на зразок енергії електрона в потенціальній ямі або енергії осцилятора. Таким чином, енергія атома квантується. Стан з $n=1$ називається основним. Усі стани з $n>1$ називаються збудженими. Енергія електрона, видаленого з атома, відповідає стану з $n=\infty$ та вважається рівною нулю. Енергія електрона в атомі від'ємна, оскільки для того, щоб видалити електрон з атома слід здійснити роботу, що означає надати електрону енергію. Енергія W_∞ відповідає іонізації атома, тобто відриву електрона. Енергія іонізації дорівнює за абсолютною величиною енергії електрона в даному стані. Енергія іонізації пов'язана з потенціалом іонізації

$$\varphi = \frac{W_{\text{ион}}}{e}. \quad (1.8)$$

Схематично енергетичні рівні атома водню показані на рисунку 1.2.

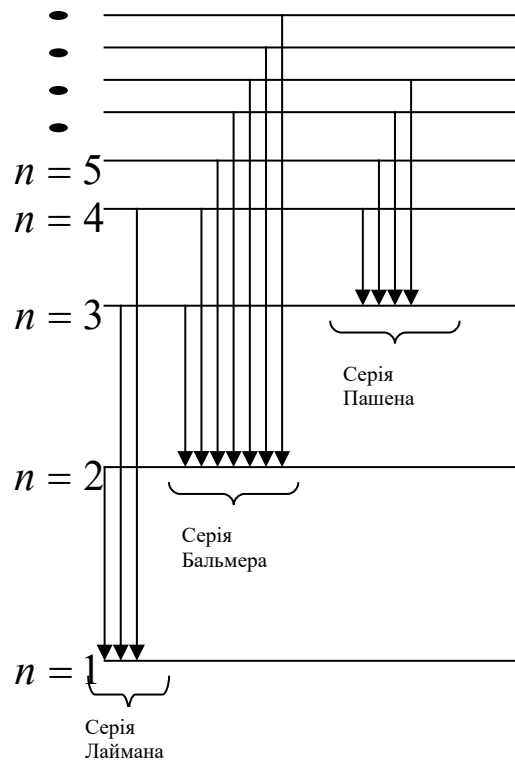


Рисунок 1.2

Стрілками показано переходи, які відповідають випромінюванню різних серій спектральних ліній.

Існування дискретних енергетичних рівнів атома підтверджується дослідженнями, які були здійснені у 1914 році. Франком та Герцем. У трубці, заповненій парами ртуті, знаходяться три електроди: анод, катод та сітка. Електрони, які вилітають з катода, прискорюються різницею потенціалів між анодом та сіткою, цю різницю потенціалів можна плавно змінювати, а потім потрапляють у слабке електричне поле, створене між анодом та сіткою, що гальмує рух електронів до анода. Досліджувалася залежність сили струму в колі анода від напруги між анодом та сіткою (рисунок 1.3).

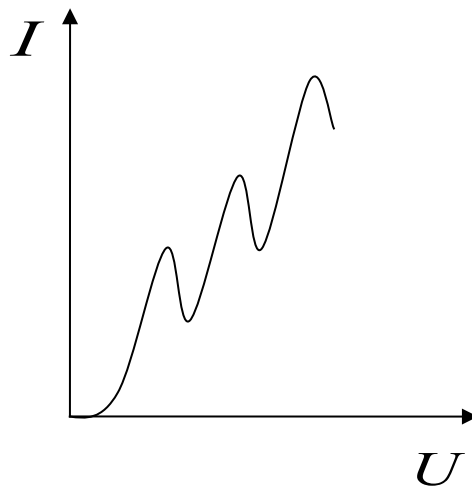


Рисунок 1.3

Даний хід кривої пояснюється тим, що внаслідок дискретності енергетичних рівнів атоми можуть приймати енергію тільки порціями: $\Delta W_1 = W_2 - W_1$ або $\Delta W_2 = W_3 - W_1$ і т.д. Доки енергія електрона менше ΔW_1 , співударяння електронів та атомів ртуті носять пружний характер. Частина електронів потрапляє на сітку, інші, проскочивши сітку, досягають анода, створюючи струм. Чим вища швидкість, з якою електрони досягають сітки (чим більша U), тим більша частина електронів, які проскочили сітку та взяли участь в утворенні струму. Коли енергія досягає ΔW_1 , співударяння перестають бути пружними та електрони передають свою енергію атомам, а самі потім рухаються з меншою швидкістю, тому кількість електронів, що досягають анода, зменшується, а отже, зменшується і струм. При енергії ΔW_2 електрон має змогу двічі зазнати непружного зіткнення з атомом ртуті, та струм знов почне зменшуватися. Таким чином, у дослідах Франка та Герца безпосередньо підтверджується існування в атомів дискретного енергетичного спектра.

Теорія Бора була визначним кроком на шляху розвитку теорії атома. Вона чітко показала неспроможність застосування понять класичної фізики до внутрішньоатомних явищ та провідну роль квантових законів у мікросвіті. Але після перших успіхів теорії все чіткіше давали про себе знати її недоліки, перш за все неспроможність побудувати теорію навіть одного з найпростіших атомів - гелію, який безпосередньо йде за воднем у періодичній системі. Найбільш слабкою стороною теорії Бора, що зумовила її

наступні невдачі, була її внутрішня суперечність: вона не була ані послідовно класичною, ані послідовно квантовою теорією. Після відкриття хвильових властивостей речовини стало зрозумілим, що теорія Бора, яка спиралася на класичну механіку, могла бути тільки перехідним етапом на шляху створення теорії атомних явищ.

1.4 Воднеподібна система у квантовій механіці

Як уже зазначалося, поруч з певними успіхами, в теорії Бора існували значні внутрішні протиріччя. Механічне поєднання класичної фізики та квантових постулатів призвело до суттєвих ускладнень: перш за все виявилось неможливим побудувати теорію атома гелію, який містить, крім ядра, два електрони. Таким чином, стало зрозумілим, що теорія Бора, яка правильно пояснювала деякі факти, виявилася неспроможною тлумачити цілий ряд інших і є перехідним етапом на шляху створення послідовної теорії атомних та ядерних явищ. Такою послідовною теорією виявилася квантова механіка, та її застосування дозволило не тільки пояснити всю різноманітність атомних та ядерних явищ, але й розкрити фізичний зміст постулатів Бора.

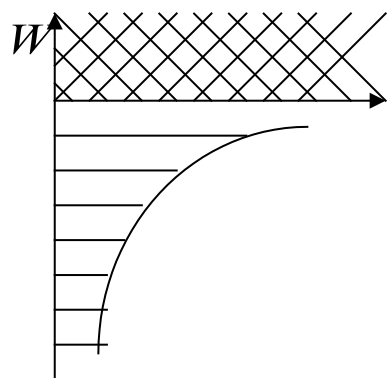
Застосуємо закони квантової механіки до розв'язання задачі про рівні енергії електрона у воднеподібній системі. Така система складається з ядра, заряд якого дорівнює Ze (Z - порядковий номер елемента в таблиці Менделєєва, e - елементарний заряд), та одного електрона, що обертається навколо ядра. Розглянемо рух електрона в кулонівському полі ядра. Він має потенціальну енергію $U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, де r - відстань між електроном та ядром. Хвильова функція Шредінгера Ψ , яка описує стан електрона, задовольняє рівняння Шредінгера

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0. \quad (1.9)$$

Дане рівняння має розв'язок, який задовольняє всі вимоги, що висуваються до розв'язків даного типу рівнянь (скінченність, неперервність, однозначність), у двох випадках:

1) при будь-яких позитивних енергіях – такому випадку відповідає суцільний енергетичний спектр;

2) у випадку дискретних значень від’ємних енергій, які дорівнюють



$$W_n = -\frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon^2 n^2} \quad (1.10)$$

Графічно це можна показати так, як на рисунку 1.4.

У першому випадку мова йде про електрон, який пролітає поблизу ядра та знов віддаляється на нескінченність.

Рисунок 1.4

Випадок від’ємних енергій відповідає електрону пов’язаному з ядром. Видно, що квантова механіка приводить до такого ж виразу для значень енергії електрона в атомі, що і теорія Бора. Але рівняння Шредінгера призводить і до інших важливих результатів. Зокрема *момент імпульсу електрона в атомі квантується*:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar, \quad (1.11)$$

де $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ - **орбітальне квантове число**.

l визначає значення моменту імпульсу частинки. При заданому головному квантовому числі n орбітальне квантове число набуває n різних значень. Стани електрона з різними значеннями орбітального квантового числа в атомній фізиці прийнято позначати так:

$$l = 0 \rightarrow s - \text{стан},$$

$$l = 1 \rightarrow p - \text{стан},$$

$$l = 2 \rightarrow d - \text{стан},$$

$$l = 3 \rightarrow f - \text{стан}.$$

І так далі в порядку букв латинського алфавіту.

У квантовій механіці доводиться, що для орбітального квантового числа існує *правило відбору*:

$$\Delta l = \pm 1. \quad (1.12)$$

Це означає, що можливі тільки такі переходи, під час яких орбітальне квантове число змінюється на одиницю. Користуючись умовними позначеннями станів електрона, переходи, що призводять до виникнення серії Лаймана, можна записати у вигляді

$$np \rightarrow 1s, \quad (1.13)$$

де $n = 2, 3 \dots$

Серії Бальмера відповідають переходи

$$np \rightarrow 2s, \quad ns \rightarrow 2p, \quad nd \rightarrow 2p, \quad (1.14)$$

де $n = 3, 4 \dots$

	s	p	d	f
4	-----	-----	-----	-----
3	-----	-----	-----	
2	-----	-----		
1	-----			

Стан $1s$ є основним станом атома водню. У цьому стані атом має мінімальну енергію. Щоб перевести атом з основного стану у збуджений, слід надати йому енергію. Це можна здійснити за рахунок теплового співударяння атомів або за рахунок зіткнень атомів зі швидкими електронами, або за рахунок поглинання атомом фотона.

1.5 Просторове квантування. Спін електрона

Під час вивчення магнітних властивостей атомів було з'ясовано, що орбітальний магнітний момент електрона \vec{L} та його магнітний момент \vec{P}_m пов'язані співвідношенням

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m} \vec{L}. \quad (1.15)$$

Обидва вектори перпендикулярні площині орбіти електрона, але мають протилежні напрямки. У квантовій механіці вказати напрямок відносно площини електронної орбіти немає можливості, оскільки саме це поняття втрачає притаманний йому в класичній фізиці зміст. Як правило, вказується орієнтація векторів відносно будь-якого напрямку в просторі, наприклад, відносно магнітного поля. У теорії Бора площина електронної орбіти може бути орієнтована відносно магнітного поля довільно. Таке припущення було помилковим. Виявилося, що існує **просторове квантування**: вектор моменту імпульсу електрона може мати лише такі орієнтації в просторі, при яких проекція вектора L_z вектора \vec{L} на напрямок зовнішнього магнітного поля приймає значення, кратні \hbar :

$$L_z = m\hbar. \quad (1.16)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm l$ - **магнітне квантове число**.

m визначає орієнтацію моменту імпульсу електрона в просторі. При заданому l вектор моменту імпульсу може мати $2l + 1$ орієнтацію в просторі.

Просторове квантування призводить до розщеплення енергетичних рівнів електрона на ряд підрівнів.

Крім орбітального моменту імпульсу \vec{L} , електрон має власний механічний момент імпульсу \vec{L}_s , який називається **спіном**. Спін також має бути квантованим. Для електрона він є рівним $\frac{\hbar}{2}$. Зі спіновим моментом імпульсу пов'язаний відповідний магнітний момент \vec{p}_{ms} . Проекція спіне на напрямок магнітного поля також квантується:

$$L_{sz} = s\hbar. \quad (1.17)$$

Спінове квантове число $s = \pm \frac{1}{2}$, тобто спін електрона може бути орієнтованим або вздовж, або проти напрямку зовнішнього магнітного поля.

1.6 Принцип Паулі

Отже, стан електрона в атомі характеризують чотири квантових числа: головне квантове число n , орбітальне l , магнітне m та спінове s .

У 1925 році В. Паулі встановив квантовомеханічний закон, який має назву **принципу Паулі**: у будь-якому атомі не може бути двох електронів, що знаходяться в одному і тому ж квантовомеханічному стані, що визначається набором з чотирьох квантових чисел - n, l, m, s .

$$Z_1(n, l, m, s) = \begin{cases} 0; \\ 1, \end{cases} \quad (1.18)$$

де $Z_1(n, l, m, s)$ - кількість електронів, які знаходяться в стані, що описується набором з чотирьох квантових чисел n, l, m, s .

Максимальна кількість електронів, що знаходяться в стані, який визначається набором n, l, m , тобто відрізняються лише орієнтацією спіну

$$Z_2(n, l, m) = 2, \quad (1.19)$$

оскільки спінове квантове число може приймати тільки значення $\frac{1}{2}$ та $-\frac{1}{2}$.

Максимальна кількість електронів, які знаходяться в станах, що визначаються двома квантовими числами n, l :

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1), \quad (1.20)$$

оскільки момент імпульсу електрона може мати $2l + 1$ орієнтацію в просторі.

Як було показано раніше, енергія електрона залежить тільки від головного квантового числа n . Це означає, що електрон може мати одне й те ж значення енергії, знаходячись у різних станах. Стани з однаковою енергією називаються виродженими. Кількість різних станів, що відповідають даному значенню енергії, називається кратністю виродження відповідного енергетичного рівня. Кратність виродження енергетичних рівнів:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (1.21)$$

Оскільки в атомі водню є тільки один електрон, кратність виродження енергетичних рівнів водню дорівнює n^2 .

Принцип Паулі відіграв важливу роль у розвитку атомної та ядерної фізики. Так, наприклад, вдалося теоретично обґрунтувати періодичну систему елементів Д.І. Менделєєва, створити сучасну теорію твердих тіл.

2 ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДИХ ТІЛ

2.1 Енергетичні зони в кристалах. Metали, напівпровідники, діелектрики

Ми з'ясували, що енергія електронів в атомі може приймати не неперервний, а дискретний ряд значень, тобто квантується. Дозволені значення енергії відображаються у вигляді енергетичних рівнів на енергетичній діаграмі. На кожному енергетичному рівні може знаходитися не більше двох електронів з протилежними спінами. А що відбувається в кристалах, які складаються з великої кількості атомів?

Виявляється, що принцип Паулі, що забороняє вміщувати на один енергетичний рівень більш ніж два електрони з протилежними спінами, залишається справедливим і для ансамблю з великої кількості частинок, що взаємодіють між

собою. Розглянемо уявний процес об'єднання атомів у кристал. Нехай на початку маємо N ізольованих атомів будь-якої речовини. Доки атоми ізольовані один від одного, вони мають системи енергетичних рівнів, які повністю співпадають. Заповнення рівнів електронами в кожному атомі здійснюється незалежно від того, як заповнюються аналогічні рівні в інших атомах. Під час наближення атомів, між ними виникає все більш істотна взаємодія, наслідком якої є зміна положень енергетичних рівнів. Замість одного однакового для всіх атомів рівня виникає N дуже близьких рівнів, які не співпадають. Таким чином, кожен енергетичний рівень для одного атома розщеплюється на підрівні, кількість яких дорівнює кількості атомів у кристалі. Сукупність розщеплених підрівнів утворює квазінеперервну дозволена енергетичну зону (зону дозволених для електрона значень енергії). Між дозволеними зонами можуть виникати зони заборонених значень енергії – *заборонена зона*. Дозволені зони можуть накладатися одна на одну.

Схематично зонна діаграма кристалів подана на рисунку 2.1.

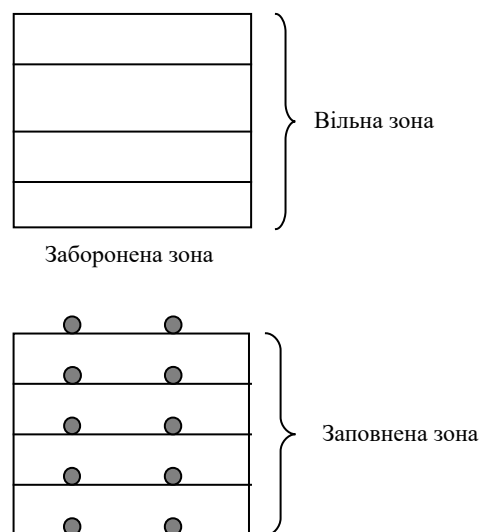


Рисунок 2.1

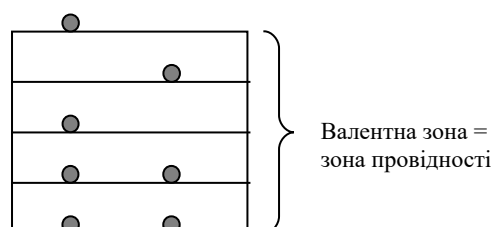
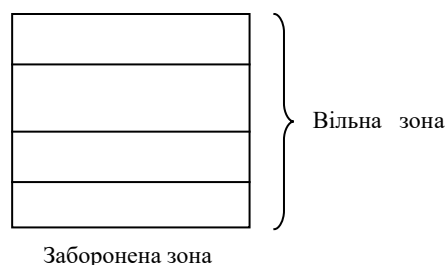
Як правило, під час побудови енергетичної діаграми нехтують спіновим розщепленням енергетичних рівнів, отже, на кожен енергетичний рівень можна помістити не більше двох електронів, які мають протилежні напрямки спіну. Максимальна кількість електронів, які знаходяться в енергетичній зоні,

внаслідок принципу Паулі, дорівнює кількості станів у зоні. Отже, якщо в атомі всі стани, які відносяться до даного рівня, повністю заповнені, буде відповідно заповнена вся енергетична зона. Якщо кількість електронів на атомному рівні дорівнює половині можливої кількості, то відповідна зона буде заповнена наполовину. Внаслідок того, що всі стани в повністю заповненій зоні зайняті, жоден електрон не може змінити напрямок свого руху, оскільки це відповідало б переходу в повністю заповнений стан. Принцип Паулі забороняє такий перехід. Отже, можна зробити висновок: *електрони повністю заповненої зони не можуть створювати електричний струм як за відсутності електричного поля, так і за його наявності.*

З наведеної властивості повністю заповненої зони випливає можливість існування двох типів кристалічних речовин, які різко відрізняються за своїми властивостями.

Набір усіх дозволених рівнів валентних електронів, пов'язаних з атомами кристалічної решітки, утворює *валентну зону*. Нижній рівень валентної зони має назву дна валентної зони, верхній – стелі валентної зони. При абсолютному нулі температур валентні електрони заповнюють нижні рівні валентної зони. Більш високі дозволені зони будуть вільні від електронів. Відстані між рівнями в межах однієї зони становлять $10^{-20} \div 10^{-24} \text{ eV}$. Енергія теплового руху частинок у кристалі становить 10^{-23} eV . Тому за наявності вільних місць електрони при температурі, яка відрізняється від абсолютного нуля, можуть здійснювати переходи на більш високі енергетичні рівні. Додаткова енергія, що викликана дією на електрон з боку електричного поля, також виявляється достатньою для переходу електронів на більш високі енергетичні рівні. Тому електрони можуть прискорюватися електричним полем та набувати додаткової швидкості в напрямку, протилежному напрямку поля.

Але подібні переміщення можливі лише тоді, коли в даній зоні є в наявності вільні місця - стани, які не зайняті електронами. Таким чином, саме характер заповнення валентної зони визначає електропровідність

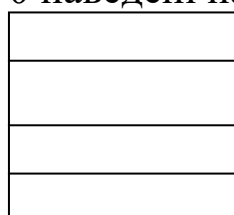


кристалів. Якщо валентна зона заповнена не повністю, достатньо невеликого зовнішнього впливу, щоб електрони перейшли на більш високі енергетичні рівні, тобто змінили свою швидкість та положення в кристалі. Такі електрони не пов'язані з конкретними атомами, мають високу рухливість, а отже, здатні брати участь в утворенні електричного струму. Таким чином, кристал, валентна зона якого заповнена не повністю, є провідником. Енергетична зона, у якій знаходяться електрони, що беруть участь в утворенні електричного струму, має назву *зони провідності*. У металів валентна зона та зона провідності співпадають. Енергетична діаграма провідників при $T=0$ має вигляд, наведений на рисунку 2.2.

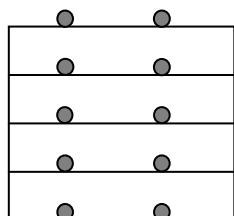
Рисунок 2.2

Якщо ж валентна зона заповнена повністю, то електронам для того, щоб брати участь в утворенні електричного струму, слід подолати досить значний енергетичний бар'єр – заборонену зону. Це означає, що речовини з повністю заповненою валентною зоною є поганими провідниками електричного струму, тобто діелектриками або напівпровідниками. Принципова різниця між напівпровідниками та діелектриками відсутня: вони відрізняються лише шириною забороненої зони. У напівпровідників вона становить 0,1-0,2 еВ, тому вже при кімнатній температурі у значній кількості електронів з'являється можливість перейти в зону провідності. В ізоляторах ширина забороненої зони велика (більше 2 еВ), тому при кімнатній температурі лише незначна кількість електронів здатна подолати широку заборонену зону. Електрони пов'язані з атомами кристалічної решітки, та струм в кристалі практично відсутній. Але при абсолютному нулі температур і провідник, і діелектрик мають провідність, яка дорівнює нулю. Обернення в нуль провідності при абсолютному нулі температур є характерною властивістю напівпровідників та діелектриків, тоді як метал можна визначити як речовину, провідність якої не обертається в

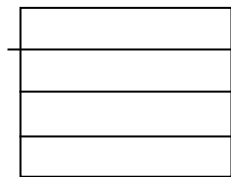
нуль. Енергетичні діаграми напівпровідників та діелектриків при $T=0$ наведені на рисунку 2.3



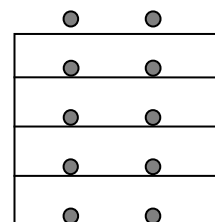
Заборонена зона



Напівпровідник



Заборонена зона



Діелектрик

Рисунок 2.3

2.2 Рівень Фермі

Знов повернемося до питання про заповнення зон електронами. Як вже відзначалося, для електронів у кристалі, як і у випадку ізольованого атома, залишається справедливим принцип Паулі. Це означає, що на кожному енергетичному рівні можуть знаходитися не більше ніж два електрони з протилежно напрямленими спінами. Урахування спіну приводить до розщеплення енергетичного рівня на два підрівні, але в подальшому ми будемо цим нехтувати. Розподіл електронів за рівнями описується функцією Фермі.

При $T=0$ графік має вигляд як на рисунку 2.4:

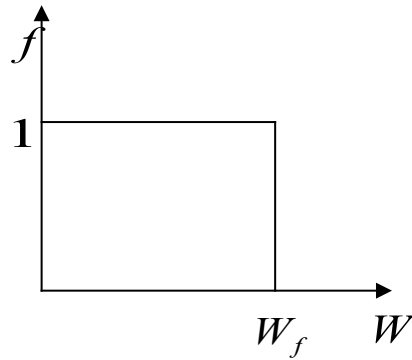


Рисунок 2.4

де f - ймовірність заповнення даного енергетичного рівня;
 W - енергія.

При $T=0$ усі нижні енергетичні рівні заповнені електронами, усі верхні – вільні. Максимальний енергетичний рівень, заповнений електронами при $T=0$, називається рівнем Фермі. Енергія електрона на рівні Фермі називається енергією Фермі.

При підвищенні температури електрони отримують можливість за рахунок енергії теплового руху переходити на більш високі енергетичні рівні, що призводить до розмивання сходинки Фермі. Це електрони, енергія яких відрізняється від W_f не більше ніж на kT . Саме ці електрони беруть участь у провідності. Дану ситуацію ілюструє рисунок 2.5.

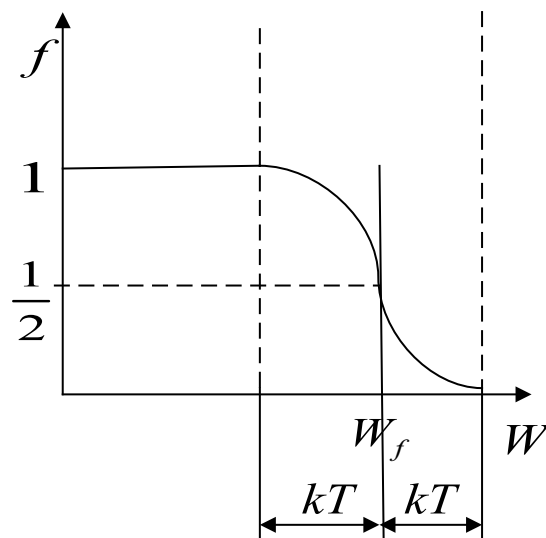


Рисунок 2.5

Таким чином, енергія Фермі – середнє значення енергії електронів, які беруть участь у провідності при даній температурі. Імовірність заселення рівня Фермі дорівнює $\frac{1}{2}$. Для чистих напівпровідників рівень Фермі знаходиться посередині забороненої зони (рисунок 2.6).

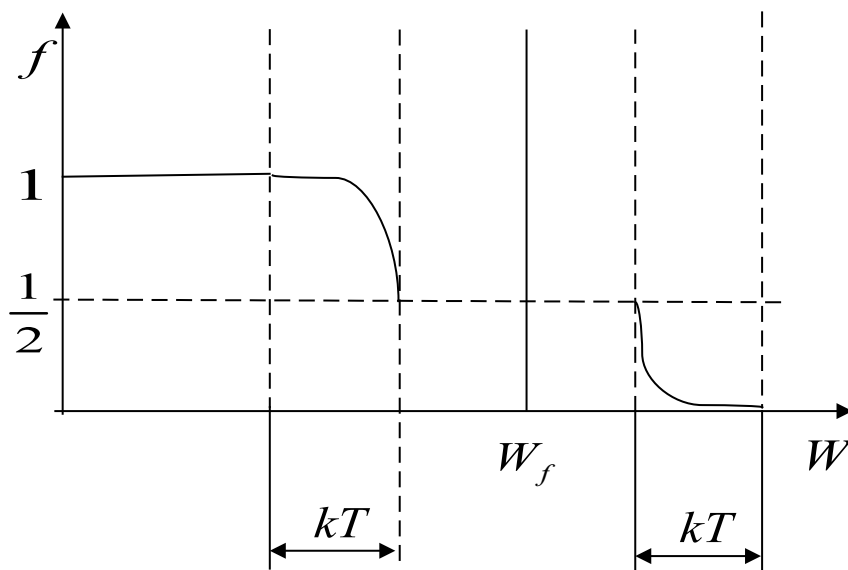


Рисунок 2.6

2.3 Робота виходу

У ряді явищ, які ми розглянули раніше, важливу роль відіграє так звана електронна емісія: вихід електронів за межі металу під дією таких факторів, як нагрівання металу, опромінювання світлом, вміщення в достатньо сильне електричне поле. Самовільно електрони не можуть залишити метал у помітній кількості. Це можна пояснити тим, що метал для електронів є потенціальною ямою. Якщо метал не заряджений, то на електрон, який знаходиться зовні металу (на достатньо великій кількості від нього), ніякі сили не діють. Отже, енергія електрона зовні металу дорівнює нулю. Всередині металу потенціальна енергія електрона вже не може дорівнювати нулю, вона повинна бути від'ємною та достатньо великою за величиною, інакше електрони вільно виходили б з металу. Від'ємна потенціальна

енергія електрона в металі зумовлена притяганням електронів до позитивних іонів решітки, саме так, як в атомі, де електрон притягується до ядра. Визначимо величину потенціальної енергії електрона в кристалі U_0 . Графік залежності $U(x)$ називають потенціальною ямою (рисунок 2.7).

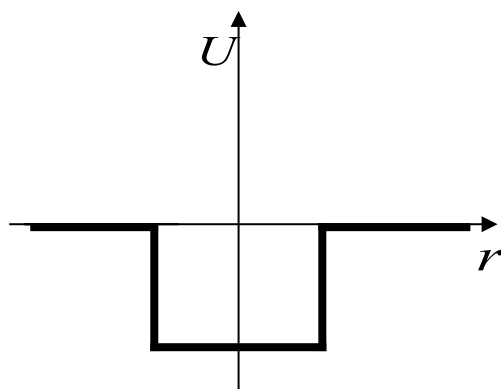


Рисунок 2.7

Глибина потенціальної ями в металах зазвичай має значення $U_0 \approx 10 \div 15 eV$. На межі кристала потенціальна енергія змінюється від $-U_0$ до 0. Це означає, що, переміщуючи електрон на поверхню металу, слід виконати роботу, яка дорівнює U_0 . Отже, на електрон біля поверхні діють сили, що повертають його в кристал (рисунок 2.8).

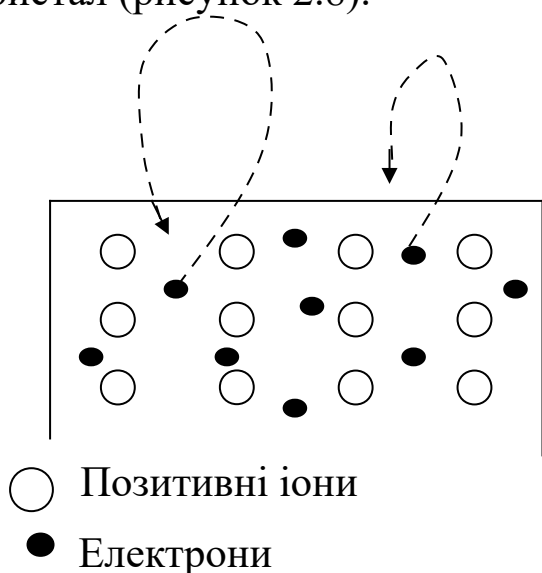


Рисунок 2.8

Походження цих сил таке: випадкове видалення електрона з поверхневого шару позитивних іонів решітки призводить до виникнення в тому місці, яке звільнив електрон, надлишкового позитивного заряду. Кулонівська взаємодія з цим зарядом змушує електрон, швидкість якого не занадто висока, повернутися назад. Таким чином, окремі електрони весь час залишають поверхню металу та

віддаляються від неї на відстань близько кількох міжатомних відстаней, а потім повертаються назад. У результаті метал стає оточеним тонкою хмарою електронів. Ця хмара утворює сумісно з поверхневим шаром іонів подвійний електричний шар. Сили, які діють на електрон у такому шарі, спрямовані всередину металу. Робота, яка здійснюється проти цих сил при переведенні електрона з металу назовні, витрачається на збільшення потенціальної енергії електрона. Потенціальна енергія електрона $W_p = -e\varphi$ та потенціал тієї точки, де знаходиться електрон, мають протилежні знаки, отже потенціал всередині металу більший, ніж біля його поверхні, на величину $\frac{U_0}{e}$.

Повна енергія електрона в металі складається з потенціальної та кінетичної енергії. При $T=0$ значення кінетичної енергії електронів провідності знаходяться в інтервалі від нуля до W_f . На рисунку 2.9 енергетичні рівні зони провідності вписані в потенціальну яму.

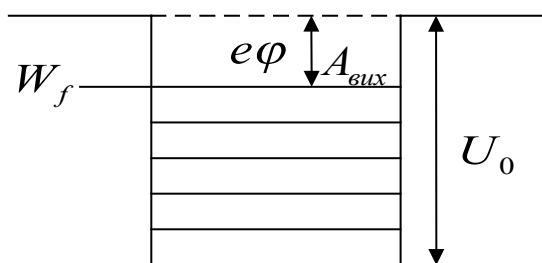


Рисунок 2.9

Для видалення електронів за межі металу різним електронам слід надати різні значення енергії. Так, електрону, який знаходиться на найнижчому рівні зони провідності, необхідно надати енергію U_0 . Для електрона на рівні Фермі достатня енергія $U_0 - W_f$. Найменшу енергію, яку слід надати електрону, щоб видалити його з твердого або рідкого тіла у вакуум, називають **роботою виходу**:

$$A_{\text{вих}} = U_0 - W_f = e\varphi. \quad (2.1)$$

Рівень Фермі залежить від температури. Крім того, внаслідок зумовленої тепловим розширенням зміни середніх відстаней між атомами, дещо змінюється ширина потенціальної



ями U_0 . Це призводить до того, що робота виходу злегка залежить від температури. Робота виходу дуже чутлива до стану поверхні, до її чистоти. Підібравши належним чином покриття поверхні, можна значно знизити роботу виходу.

2.4 Контактна різниця потенціалів

Відомо, що під час контакту двох металів один з них заряджається позитивно, а другий - негативно, та між ними виникає різниця потенціалів. *Контактною різницею потенціалів* називається різниця потенціалів, яка виникає під час стикання двох різнорідних металів.

Механізм утворення контактної різниці потенціалів такий. Оскільки метали різні, вони мають різні глибини потенціальних ям та рівень Фермі (рисунок 2.10).

Зовнішні границі потенціальної ями мають однаковий рівень, оскільки обидва метали не заряджені.

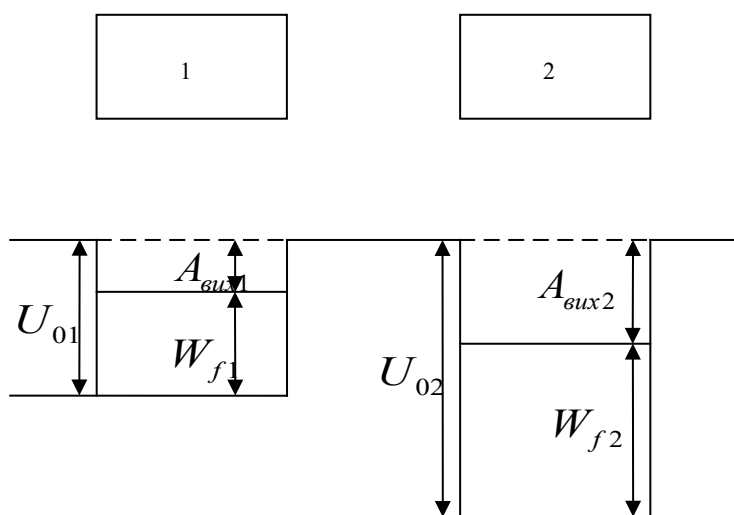


Рисунок 2.10

Рівні Фермі металів відрізняються, тому що вони мають неоднакові роботи виходу. нашому прикладі $W_{f1} > W_{f2}$, отже, електронам енергетично вигідно переходити з металу 1 в метал 2 на незайняті енергетичні

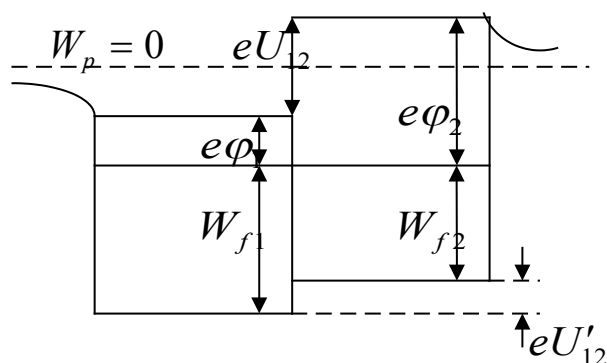


Рисунок 2.11

рівні, які лежать вище рівня Фермі W_{f2} . У результаті метал 1 заряджається позитивно, а метал 2 – негативно. Потенціал металу 1 зростає, а металу 2 - зменшується. Отже, потенціальна енергія електрона в металі 1 зменшується, а в металі 2 зростає. Тому потенціальна яма металу 1 опускається, а металу 2 – піднімається. Зміщення триває доти, доки не зрівняються рівні Фермі обох металів (рисунок 2.11).

Рівність рівнів Фермі завжди повинна мати місце, якщо два тіла знаходяться в стані термодинамічної рівноваги.

Рівність рівнів Фермі означає, що кількість електронів, які переходять за 1 с з металу 1 у метал 2, дорівнює кількості електронів, які переходять в зворотному напрямку. Видно, що потенціальна енергія електрона в безпосередній близькості від поверхні металу 1 менше, ніж поблизу металу 2 на величину

$$e\varphi_1 - e\varphi_2 = A_{\text{вих}2} - A_{\text{вих}1} . \quad (2.2)$$

Між металами встановлюється різниця потенціалів

$$U_{12} = \frac{e\varphi_1 - e\varphi_2}{e} = \frac{A_{\text{вих}2} - A_{\text{вих}1}}{e} . \quad (2.3)$$

Різниця потенціалів встановлюється між точками зовні металів у безпосередній близькості до їх поверхонь. Тому її називають *зовнішньою контактною різницею потенціалів*.

Між внутрішніми точками металів також встановлюється різниця потенціалів, яка має назву *внутрішньої*. Потенціальна енергія в металі 1 менша, ніж у металі 2 на величину $W_{f1} - W_{f2}$, отже, потенціал всередині металу 1 вищий, ніж всередині металу 2 на величину

$$U'_{12} = \frac{W_{f1} - W_{f2}}{e} . \quad (2.4)$$

Різниця потенціалів між двома металами 1 і 2 не зміниться, якщо замість безпосереднього контакту їх з'єднати провідником з металу 3. На границі між 1 та 3 зміна потенціалу буде $\frac{W_{f3} - W_{f1}}{e}$.

На границі між 2 і 3: $\frac{W_{f2} - W_{f3}}{e}$, отже, між 1 і 2: $\frac{W_{f3} - W_{f1}}{e} + \frac{W_{f2} - W_{f3}}{e} = \frac{W_{f2} - W_{f1}}{e}$. Таке ж співвідношення ми отримаємо при довільній кількості ланок. Різниця потенціалів між кінцями ланцюга визначається різницею робіт виходу для металів, що утворюють кінцеві ланки ланцюга.

Контактна різниця потенціалів відіграє суттєву роль у роботі електронних приладів, наприклад електронної лампи. Між анодом та катодом з різних металів навіть за відсутності батареї існує різниця потенціалів, яка прискорює або затримує електрони.

Контактна різниця потенціалів виникає не тільки між металами, але і між металом та напівпровідником або між двома напівпровідниками, двома діелектриками, причому тіла, що стикаються, можуть бути не тільки твердими, але й рідкими.

2.5 Термоелектричні явища

Термоелектричними називаються явища, зумовлені взаємозв'язком між електричними та тепловими процесами в металах.

2.5.1 Ефект Зеебека

У 1821 році Зеебек з'ясував, що якщо спаї 1 та 2 двох різнорідних металів, що утворюють замкнуте коло, мають неоднакову температуру, у колі тече електричний струм. Зміна знака різниці температур спаїв супроводжується зміною напрямку струму.

Замкнуте коло, утворене зі спаяних між собою різнорідних металів, має назву *термопар* (рисунок 2.12).

У кожному зі спаїв встановлюється різниця потенціалів. Якщо температура в усіх точках кола однакова, контактні різниці потенціалів також будуть однаковими та протилежними за знаком. Струм у колі відсутній,

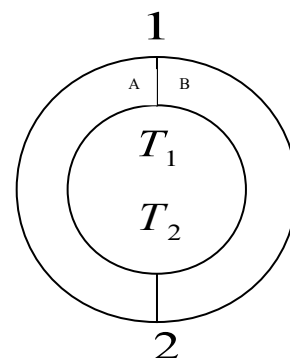


Рисунок 2.12
2.12

уся система буде знаходитися в стані теплової рівноваги. Ця рівновага порушується, якщо один із спаїв охолодити або нагріти. Виникнення термоелектричної ЕРС називається *ефектом Зеебека*.

Термо-ЕРС зумовлена трьома причинами:

- 1) залежністю рівня Фермі від температури;
- 2) дифузією електронів;
- 3) взаємодією електронів з коливаннями кристалічної решітки.

Розглянемо кожен з цих чинників по черзі.

Рівень Фермі залежить від температури, тому для спаїв, що знаходяться при різних температурах, внутрішня контактна різниця потенціалів неоднакова. За наявності градієнта температури виникає дифузія більш швидких електронів до холодного краю, а більш повільних – до теплого. Оскільки дифузія більш швидких електронів протікає швидше, то поблизу холодного краю утворюється надлишок електронів, поблизу теплого – нестача.

Коливання кристалічної решітки надають електронам переважний напрямок руху до холодного краю, що призводить до утворення там надлишку електронів, а на теплом краю – нестачі.

Термо-ЕРС контуру визначається формулою

$$\varepsilon_m = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_1 - \alpha_2) dT, \quad (2.5)$$

де α_1, α_2 - питомі термо-ЕРС металів. У випадку, коли вони слабо залежать від температури

$$\varepsilon_m = \alpha(T_2 - T_1). \quad (2.6)$$

За допомогою термопари можна виміряти різницю температур між спаями. Це можна зробити з точністю до сотих часток градуса як при низьких, так і при високих температурах.

2.5.2 Ефект Пельтьє

Ефект Пельтьє полягає в тому, що під час протікання струму крізь коло, яке складене з різнорідних металів, у деяких спаях виділяється, а в інших поглинається тепло. Явище Пельтьє, фактично, є зворотним до ефекту Зеебека.

Кількість теплоти, яка виділяється в спаї, пропорційна заряду, який проходить крізь нього:

$$Q_{12} = \Pi_{12} I t. \quad (2.7)$$

Струм тече від ланки 1 до ланки 2. Π_{12} – коефіцієнт Пельтьє, який залежить від природи контактуючих речовин та температури.

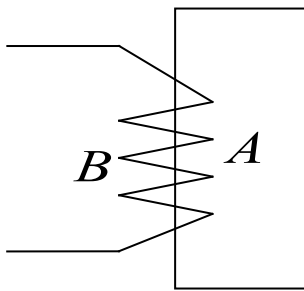


Рисунок 2.13

Під час зміни напрямку струму Q змінює знак, тобто $\Pi_{12} = -\Pi_{21}$. Явище Пельтьє можна використати для побудови холодильного пристрою, будова якого схематично показана на рисунку 2.13. Якщо вибрати такий напрямок струму, при якому спаї А охолоджуються, а спаї В нагріваються, то температура всередині холодильника буде зменшуватися, а простір зовні – нагріватися. Практично холодильні пристрої виготовляють лише на напівпровідникових термопарах, оскільки у металевих ККД занадто низький.

2.5.3 Ефект Томсона

Ефект Томсона – в однорідному провіднику, вздовж якого існує градієнт температури, під час протікання струму виділяється тепло.

Знак тепла Томсона залежить від напрямку струму та градієнта температури. В елементі провідника dl виділяється тепло

$$dQ = \tau I \frac{dT}{dl} dl, \quad (2.8)$$

де I - сила струму;

$\frac{dT}{dl}$ - градієнт температури;

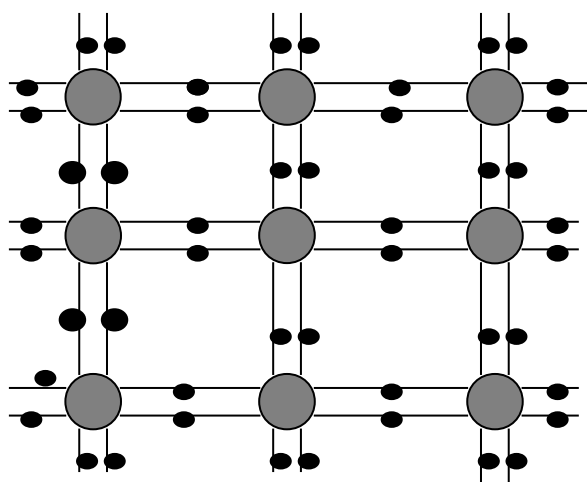
τ - коефіцієнт Томсона.

Механізм явища такий: електрони, які переходять з місць з більш високою температурою в місця з більш низькою температурою, надлишок своєї енергії передають решітці, що призводить до виділення тепла.

2.6 Власна провідність напівпровідників

Провідність хімічно чистих провідників називається *власною провідністю*.

Те, як здійснюється власна провідність, розглянемо на прикладі напівпровідника, який використовується найбільш широко – кремнію. При утворенні кристала кожен атом кремнію утворює ковалентний зв'язок з чотирма сусідами, оскільки кремній є чотиривалентним. При $T=0$ кристалічну решітку кремнію можна зобразити так, як на рисунку 2.14:



- Іони кристалічної решітки кремнію
- Валентні електрони

Рисунок 2.14

Якщо до такого кристала прикласти електричне поле, чи виникне в ньому струм? Ні, не виникне. Навіть дуже сильне електричне поле ($\approx 10^6 \frac{B}{м}$) лише дещо деформує електронні орбіти, але розірвати ковалентні зв'язки воно не в змозі. Вільних носіїв заряду в кристалі не буде, а отже, кристал є ідеальним діелектриком. Пригадаємо, що такій ситуації відповідає енергетична діаграма з повністю заповненою валентною зоною та вільною зоною провідності. Для того, щоб спостерігався струм, у зоні провідності повинні спостерігатися електрони. Це означає, що частина електронів повинна звільнитися від ковалентних зв'язків, стати вільною і здатною рухатися під впливом електричного поля. Для цього слід витратити енергію, рівну або більшу ширини забороненої зони ΔW . Цю енергію можна надати різними способами: наприклад, нагріти кристал або опромінити його світлом належної довжини хвилі. Припустимо, один з електронів отримав відповідну енергію та звільнився від ковалентного зв'язку (рисунок 2.15).

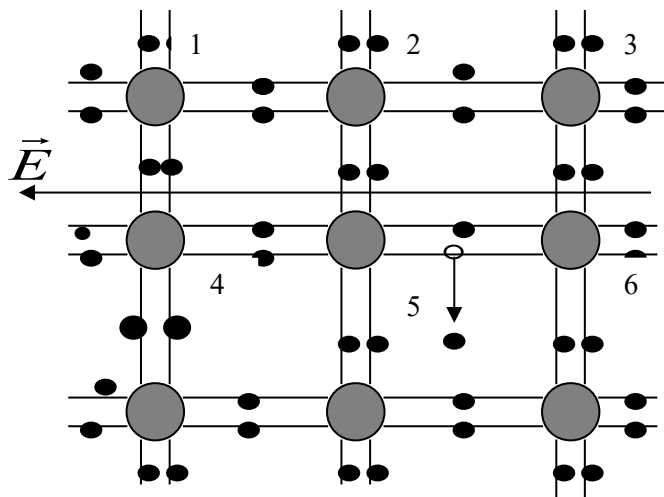


Рисунок 2.15

Якщо до кристала не прикладене зовнішнє електричне поле, то цей електрон буде хаотично переміщуватися в кристалі. А що в цей час відбувається з розірваним ковалентним зв'язком?

Будь-який з електронів, що з'єднує атоми 5 та 6 із сусідніми атомами, може потрапити на траєкторію, з якої вибито електрон, та відновити ковалентний зв'язок. Але тоді розірваний зв'язок переміститься в інше місце. Отже, він подібно до вільного електрона здатен хаотично блукати по кристалу. Якщо прикласти зовнішнє електричне поле, то на хаотичний рух електрона накладається його напрямлений рух проти поля. Відновити ж розірваний зв'язок найбільшу ймовірність мають електрони, що пов'язують атоми 4 та 5, а на наступному етапі – ті, що пов'язують атоми 4 та попередній атом. Отже, розірваний зв'язок також здійснює напрямлений рух у кристалі. Такий розірваний зв'язок прийнято ототожнювати з фіктивною частинкою – *діркою*. Насправді ніякої реальної дірки не існує, у кристалі переміщуються електрони. Дірку не можна видалити з кристала та вивчати її поведінку у вакуумі. Дірка є відсутність електрона на траєкторії, що пов'язує один з одним атом кристала. Але набагато зручніше не слідкувати за багатьма електронами, що переміщуються з одного зв'язку на інший, а за переміщенням самого порожнього зв'язку – дірки. Отже, у кристала є дві можливості проводити струм: рух вільного електрона під дією електричного поля та переміщення електронів із сусідніх орбіт на місце порожнього зв'язку, тобто рух дірки в напрямку, протилежному напрямку руху електрона в електричному полі.

Як зобразити теперішній стан напівпровідника на зонній діаграмі? Йому відповідає діаграма, показана на рисунку 2.16.

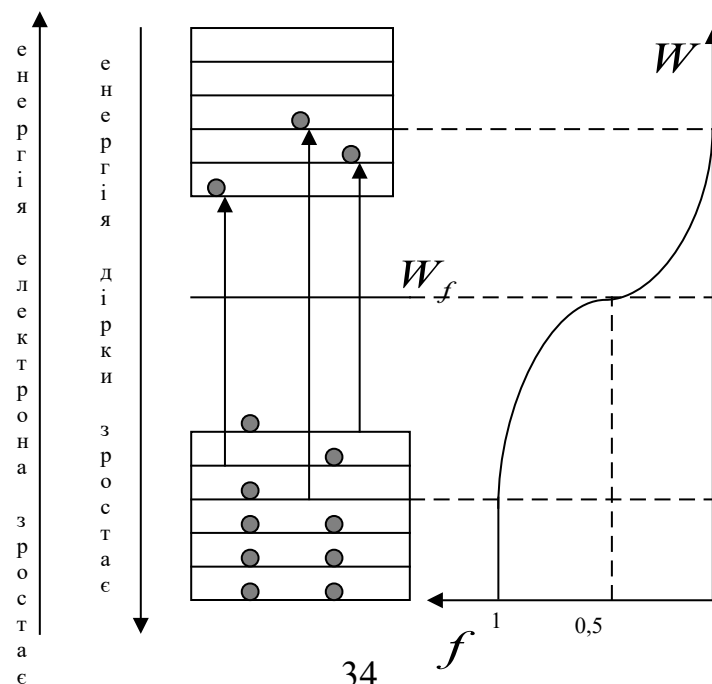


Рисунок 2.16

На відміну від попередньої діаграми, ми бачимо, що певна кількість електронів здолала заборонену зону та знаходиться в зоні провідності. Ці електрони «забули» свої атоми і стали вільними. Вони здатні пересуватися по кристалу та створювати електричний струм. Але в напівпровіднику, на відміну від металу, значна частина електронів залишилася у валентній зоні. Але у валентній зоні з'явилася певна кількість незаповнених рівнів, які раніше були заповнені електронами, що перейшли до зони провідності. Ці незаповнені рівні у валентній зоні відповідають діркам. Наявність дірок – вільних рівнів у валентній зоні – дозволяє електронам переходити на ці рівні. Електрон при цьому залишає один зв'язок між атомами та переходить на інший. А це означає, що у валентній зоні здатні переміщуватися дірки, які мають додатний заряд. Дійсно, якщо не вистачає електрона на оболонці атома, то заряд усіх електронів атома вже не може повністю компенсувати додатний заряд ядра. Таким чином, ми повинні приписати діркам додатний заряд, рівний за величиною заряду електрона. У повній відповідності до цього твердження, дірки в електричному полі переміщуються в напрямку, протилежному напрямку руху електронів.

Рівень Фермі в напівпровіднику визначається виразом

$$W_{F2} = \frac{1}{2} \Delta W + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_h^*}{m_e^*}, \quad (2.9)$$

де m_h^* , m_e^* - ефективні маси дірки та електрона в напівпровідниковому кристалі. Як правило, другий доданок в даному виразі набагато менше першого, тому рівень Фермі розміщується в середині забороненої зони. Імовірність заповнення рівня Фермі дорівнює 0,5.

Хаотичний тепловий рух безперервно розриває електронні зв'язки між атомами та утворює (генерує) вільні електрони та

дірки. У бездомішковому чистому напівпровіднику вільні електрони та дірки з'являються лише парами, а їх кількості завжди в точності рівні. У кожен момент часу генерується певна кількість *електронно-діркових пар*. Чи не призведе цей процес до того, що всі електронні зв'язки опиняться в решті-решт розірваними, та напівпровідник перетвориться на метал? Ні, не призведе. Хаотично блукаючи по кристалу, вільний електрон та дірка можуть опинитися поруч у кристалі. Вільний електрон займає місце на порожній траєкторії міжатомного зв'язку, та вільний електрон і дірка одночасно зникнуть. Такий процес має назву **рекомбінації**, що в перекладі з латині означає «возз'єднання». В усталеному, стаціонарному режимі існує динамічна рівновага: скільки електронів та дірок створюється кожену секунду в об'ємі напівпровідника за рахунок теплової генерації, стільки ж їх буде «гинути» за рахунок рекомбінації. У напівпровіднику встановлюється певна рівноважна концентрація вільних електронів та дірок. Як залежить вона від температури та ширини забороненої зони напівпровідника?

Головна особливість електронно-діркових пар полягає в тому, що для їх утворення потрібна енергія, яка перевищує середню енергію теплового руху kT . Частинки кристала мають різні за величиною значення енергії, та в кожен момент часу завжди знайдуться частинки, енергія яких набагато більша kT , та зокрема, такі, енергія яких набагато більша ширини забороненої зони ΔW . Відповідно до законів статистичної фізики ймовірність такої події $w \approx e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \approx n_i^2$. Отже, концентрація власних носіїв струму

$$n_i = p_i = A e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (2.10)$$

Коефіцієнт A залежить від роду речовини та його можна вважати постійним. Температурна залежність концентрації носіїв зумовлена експоненціальним множником. Щоб з'ясувати, наскільки сильна ця залежність, розглянемо приклад. Так, для кремнію при температурі рідкого азоту $T=77\text{ К}$ концентрація $n_i = 1,7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-3}$, тобто потрібен куб кремнію з довжиною ребра 4 км, щоб у ньому знайшлася лише одна – єдина електронно-діркова пара. При температурі $T=300\text{ К}$ концентрація вже

дорівнює $1,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, тобто збільшення температури всього в 4 рази приводить до зміни власної концентрації електронів та дірок на 27 порядків!

Оскільки провідність пропорційна кількості носіїв, то

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (2.11)$$

Рисунок 2.17 ілюструє дану температурну залежність. Для ілюстрації цієї залежності обрані дещо незвичні координати: вздовж осі абсцис відкладено обернену температуру $\frac{1}{T}$, а вздовж осі ординат – натуральний логарифм провідності електронів $\ln \sigma$. Прологарифмуємо формулу (2.11) та отримаємо залежність між $\ln \sigma$ та $\frac{1}{T}$, яку зручно відобразити на графіку (рисунок 2.17).

Читаючи цей графік, будемо пам'ятати, що руху вправо вздовж осі абсцис відповідає не збільшення, а зменшення температури (значення $\frac{1}{T}$ зростає – значення T падає).

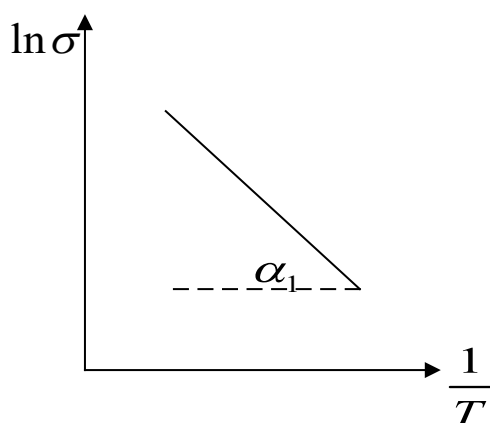


Рисунок 2.17

Якщо відкласти залежність $\ln \sigma$ від $\frac{1}{T}$, то для власних напівпровідників отримаємо пряму. За кутом нахилу цієї прямої можна зробити висновок про ширину забороненої зони

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\Delta W}{2k}. \quad (2.12)$$

2.7 Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідникового кристала, зумовлена наявністю домішок інших атомів, називається **домішковою провідністю**.

При наявності домішкової провідності кількість вільних електронів не дорівнює кількості дірок. Внесенням у напівпровідниковий кристал домішок можна змінити провідність

зразка в мільйони разів. Як саме зміниться провідність, залежить у першу чергу від виду домішки.

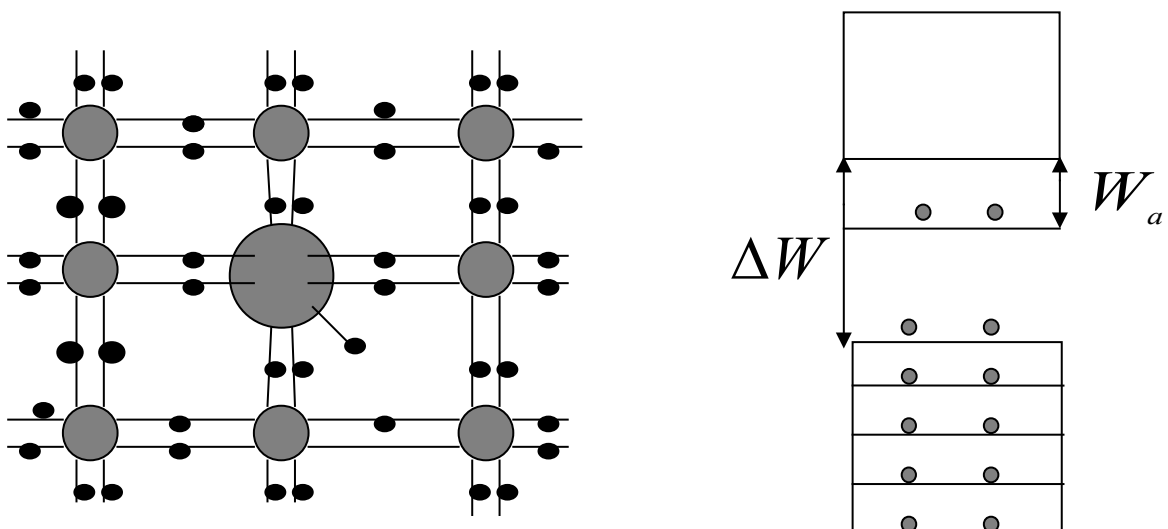
2.7.1 Донорна домішка. Напівпровідник n -типу

Припустимо, що в кристал кремнію деяким чином потрапив атом миш'яку та зайняв у одному з вузлів кристалічної решітки місце його законного «хазяїна» – атома кремнію. Атом Si має чотири валентних електрони, а атом As - п'ять. Чотири валентних електрони атома миш'яку будуть брати участь у зв'язках із сусідніми атомами кремнію. П'ятий електрон буде утримуватися атомом миш'яку, але набагато слабше, ніж інші чотири, що міцно «зв'язані» в електронних орбітах, які визначаються всією структурою кристала кремнію (рисунок 2.18).

Енергія W_a , яка потрібна, щоб розірвати зв'язок цього п'ятого електрона з атомом миш'яку та перетворити на вільний електрон, набагато нижча енергії, яка витрачається на розрив ковалентного зв'язку між атомами кремнію та утворення електронно-діркової пари.

Домішка з більшою валентністю, атоми якої легко віддають електрони, називається донорною.

Нехай в одиниці об'єму кристала міститься N_a атомів донорної домішки. Розглянемо ситуацію, коли температура кристала дорівнює нулю. Його зонна діаграма подана на рисунку 2.19.



Порівнюючи її із зонною діаграмою чистого напівпровідника, помічаємо наявність додаткових рівнів у верхній половині забороненої зони. На цих рівнях розташовуються ті самі «зайві» електрони атомів миш'яку, які не задіяні в утворенні ковалентних зв'язків (на рисунку 2.19 показано один такий рівень, насправді вони утворюють цілу підзону). Такі рівні мають назву *донорних*, вони розташовуються поблизу дна зони провідності та відділені від неї енергетичним інтервалом W_a . Рівень Фермі на зонній діаграмі такого типу розташовується у верхній половині забороненої зони. При абсолютному нулі температур жоден «зайвий» електрон домішкових атомів не здатен залишити донорний рівень та перейти в зону провідності: якою б малою не була енергія, необхідна для відриву п'ятого електрона атома домішки W_a , при $T=0$ їй взятися ніде. Таким чином, як і у випадку чистого напівпровідника, кристал, що містить донорну домішку, при абсолютному нулі температур є ідеальним діелектриком.

Якщо $T \neq 0$, з'являється можливість відриву п'ятого валентного електрона атома домішки. При цьому атом домішки перетворюється на позитивний іон, а в кристалі виникає вільний електрон. Для цього потрібно витратити енергію, яка дорівнює W_a . Енергія, необхідна для іонізації атома домішки, має назву ***енергії активації домішки***.

Ця енергія набагато менша енергетичного інтервалу, що відділяє валентну зону від зони провідності.

$$W_a \ll \Delta W \quad (2.13)$$

Наприклад, для домішки миш'яку в кремнії $W_a = 0,05eV$, а ширина забороненої зони $\Delta W = 1eV$, тобто $\frac{\Delta W}{W_a} = 20$. Отже, для появи вільних електронів, зумовлених наявністю атомів донорної домішки, достатньо більш низьких температур, ніж для генерації власних електронно-діркових пар. Важливою особливістю генерації домішкових вільних електронів є те, що в результаті

такого процесу дірка не утворюється. Домішковий атом миш'яку, який віддав п'ятий електрон, залишається пов'язаним з атомами кремнію чотирма повноцінними ковалентними зв'язками. Ніякого вільного зв'язку, на який могли б переміститися електрони із сусідніх орбіт, немає, а отже, дірка не утворюється. На зонній діаграмі ми побачимо, що електрони переходять з донорних рівнів у зону провідності, тобто у кристала з'являється можливість проводити струм. Ще раз акцентуємо увагу на тому, що під час таких переходів дірки у валентній зоні не утворюються. Якщо створити в такому кристалі електричне поле, то в ньому виникне струм, зумовлений, головним чином, рухом вільних електронів у напрямку, протилежному напрямку вектора \vec{E} .

Концентрація домішкових вільних електронів визначається виразом

$$n_d = N_d e^{-\frac{W_a}{kT}} . \quad (2.14)$$

Коли атом донора віддає «зайвий» електрон, він стає позитивно зарядженим іоном. Звісно, він може захопити електрон у сусіднього атома (з валентної зони). При цьому в кристалі виникла б дірка. Але для того, щоб перевести електрон з валентної зони на донорний рівень і таким чином утворити в кристалі дірку, слід витратити енергію $\Delta W - W_a$, а вона ненабагато менша ширини забороненої зони ΔW .

Але не слід вважати, що якщо в кристал введено донорну домішку, генерація власних носіїв повністю припиняється. При $T \neq 0$ процес утворення електронно-діркових пар відбувається так само, як було описано в попередньому параграфі для чистих напівпровідників. Але якщо температури невеликі, концентрація власних носіїв значно менша концентрації домішкових. І все ж таки в кристалі, який містить донорну домішку, ми виявимо поряд з вільними електронами певну кількість дірок. Їх наявність зумовлена саме процесом генерації власних носіїв. На перший погляд може здаватися, що дірок у такому напівпровіднику стільки ж, скільки їх міститься в чистому напівпровіднику. Але цей перший погляд неправильний. Дійсно, при даній температурі утворюється рівно стільки ж електронно-діркових пар, скільки в

чистому напівпровіднику. Але «гинуть» дірки набагато частіше. Оскільки в напівпровіднику з донорною домішкою вільних електронів набагато більше, ніж у чистому, то зустрічі дірок з вільними електронами, які закінчуються рекомбінацією, а отже, знищенням дірки, відбуваються набагато частіше. У результаті дірок у такому напівпровіднику буде набагато менше, ніж у власному. Таким чином, вільних електронів у напівпровіднику з донорною домішкою буде набагато більше, ніж дірок. Кажуть, що в такому випадку *електрони є основними носіями струму, а дірки – неосновними.*

*Напівпровідник, основними носіями струму в якому є електрони, називається **електронним напівпровідником, або напівпровідником n-типу.***

Подивимось, як залежить концентрація носіїв струму від температури. Енергія активації домішки набагато менша ширини забороненої зони. Тому при низьких температурах генерація вільних електронів за рахунок іонізації атомів домішки (домішкова генерація) буде значно перевищувати генерацію власних носіїв. З ростом температури концентрація домішкових електронів буде зростати у відповідності до формули (2.14). Вона справедлива, якщо $kT \ll W_a$. Якщо ж температура настільки велика, що $kT \approx W_a$, а тим більше якщо $kT > W_a$, усі домішкові атоми іонізовані та концентрація домішкових електронів дорівнює N_a . Це явище має назву *домішкового вичерпання*. При достатньо високій температурі всі домішкові атоми віддали «зайві» електрони та джерело домішкових електронів «вичерпалося». Подальше нагрівання не призводить до збільшення концентрації домішкових електронів. Наприклад, у Si кімнатній температурі 300 К відповідає домішкове вичерпання. Концентрація домішкових електронів у цьому випадку 10^{21} м^{-3} . Концентрація власних електронів у 100000 разів менша. Зовсім іншу картину ми побачимо, коли температура сягає 1000 К. Концентрація домішкових носіїв, як і раніше, дорівнює 10^{21} м^{-3} , а концентрація власних носіїв перевищує її в 10-20 разів. Справа в тому, що при високих температурах стає інтенсивною генерація власних носіїв. Коли $kT \approx \Delta W$, концентрація носіїв зростає внаслідок активного переходу електронів з валентної зони в зону провідності завдяки тепловому

руху. Провідність кристала знов визначається не концентрацією домішок, а власними властивостями напівпровідника.

На рисунку 2.20 показано залежність концентрації вільних електронів в напівпровіднику від температури. При низьких температурах концентрація електронів у напівпровіднику визначається концентрацією домішок. З ростом температури домішкова концентрація зростає та визначається формулою (2.13).

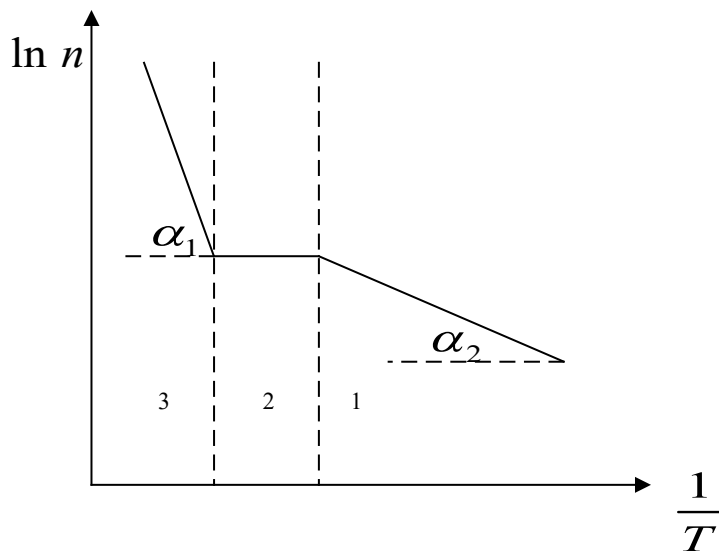


Рисунок 2.20

Ця ділянка на графіку позначена цифрою 1. Вона називається ділянкою домішкової провідності. Тангенс кута нахилу цієї ділянки графіка

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{W_a}{RT} \quad (2.15)$$

При деякій температурі концентрація електронів перестає залежати від температури. Це ділянка домішкового вичерпання, відмічена цифрою 2. Усі атоми домішки вже іонізовані, а концентрація власних носіїв ще набагато менша, ніж домішкова. Нарешті, в області більш високих температур починається різке зростання концентрації з подальшим зростанням температури. Це ділянка власної провідності (на графіку відмічена цифрою 3), де концентрація електронів визначається формулою

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (2.16)$$

Тангенс кута нахилу цієї ділянки графіка

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\Delta W}{kT} \quad (2.17)$$

2.7.2 Акцепторна домішка. Нівпровідник P-типу

Нехай тепер у решітці кремнію деякі атоми «хазяїна» заміщені атомами домішки, але домішкою є не миш'як, а бор. Бор є тривалентним, на зовнішній оболонці у нього три валентних електрони. Щоб утворити повноцінний зв'язок із сусідніми атомами кремнію одного електрона йому не вистачає (рисунок 2.21).

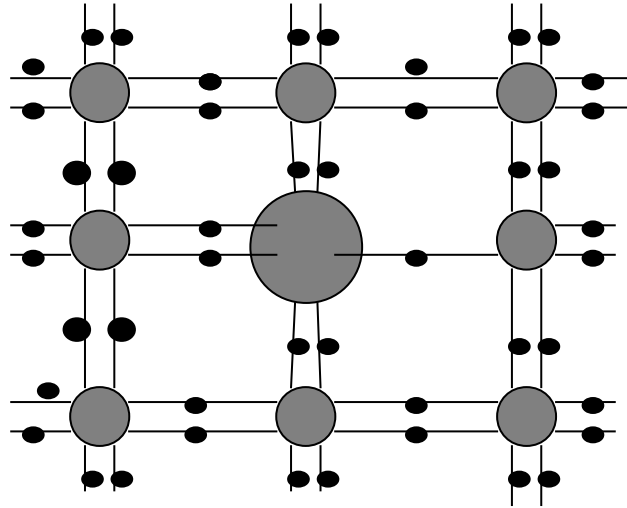


Рисунок 2.21

Атом бору – «чужинець» у решітці кремнію. Для того, щоб електрон від сусіднього атома перейшов до атома бору, йому необхідно витратити енергію W_a . Ця енергія – енергія активації, невелика (для атома бору в кремнії вона становить лише 0,045 eВ), але все ж таки не дорівнює нулю. Доки цей енергетичний бар'єр не подолано, дірка в кристалі відсутня. Але в цьому випадку витрати енергії значно менші необхідних для утворення електронно-діркової пари. *Домішка з меншою валентністю, атоми якої легко приймають електрони, називається акцепторною.*

На енергетичній діаграмі (рисунок 2.22) ми побачимо появу додаткових рівнів поблизу стелі валентної зони (на рисунку показаний один такий рівень). Ці рівні віддалені від валентної зони інтервалом W_a , величина якого

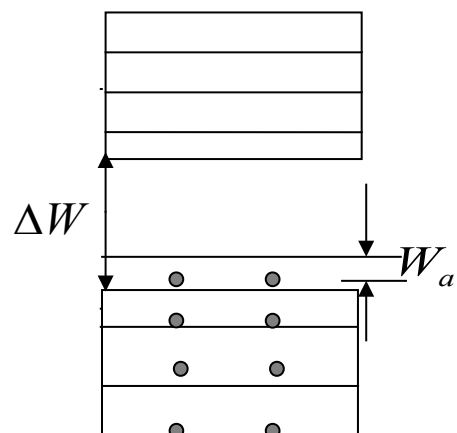


Рисунок 2.22

набагато менша ширини забороненої зони. Дані рівні мають назву *акцепторних*.

При $T=0$ акцепторні рівні вільні, електронів на них немає. Якою б малою не була енергія активації домішки, за нульової температури їй взятися ніде. Напівпровідник є ідеальним діелектриком. Рівень Фермі в такому напівпровіднику лежить в нижній половині забороненої зони.

Якщо температура відрізняється від нуля, в атома бору з'являється можливість захопити електрон у сусіднього атома. При цьому домішковий атом перетворюється на негативний іон, а біля сусіднього атома, який втратив валентний електрон, з'являється дірка. У подальшому ця дірка здатна переміщуватися в кристалі. Якщо електричне поле в кристалі відсутнє, дірка буде переміщуватися хаотично. При накладанні електричного поля дірка буде брати участь в утворенні струму. Концентрація дірок залежить від температури таким чином:

$$n_a = N_a e^{-\frac{W_a}{2kT}}, \quad (2.18)$$

де N_a - концентрація атомів акцептора, введених в кристал.

Важливим моментом є те, що поява дірки, зумовлена появою атомів акцептора, не супроводжується появою вільного електрона. Дійсно, захопивши електрон у одного з своїх сусідів, атом акцептора не перетворює його на вільний, а «використовує» для утворення ковалентного зв'язку.

На зонній діаграмі (рисунк 2.23) ми бачимо, що електрони переміщуються з валентної зони на акцепторні рівні. Вони

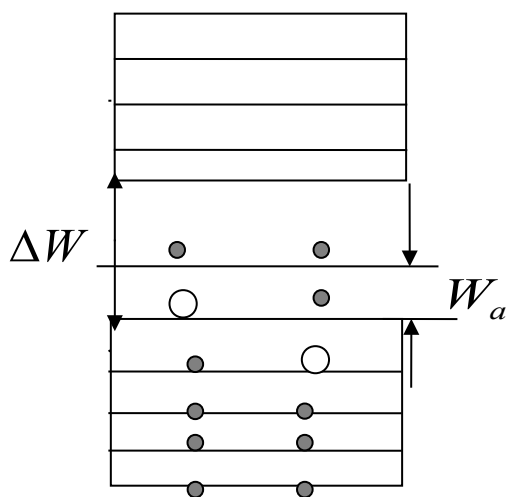


Рисунок 2.23

можуть знаходитися там достатньо довгий час, оскільки стають пов'язаними з атомами акцептора. Для того, щоб вивільнити ці електрони, слід витратити енергію $\Delta W - W_a$, а вона майже така ж велика, як ширина забороненої зони. У валентній зоні утворюються дірки. Саме дірки в

напівпровіднику, що містить акцепторну домішку, є основними носіями струму.

Напівпровідник, основними носіями струму в якому є дірки, називається дірковим, або напівпровідником P-типу.

При деякій температурі, при якій $kT \approx W_a$, усі домішкові атоми іонізовані та настає домішкове вичерпання. У такому випадку концентрація дірок дорівнює N_a . При подальшому збільшенні температури концентрація власних носіїв струму буде багаторазово перевищувати концентрацію домішкових – ділянка власної провідності.

У напівпровіднику P-типу основними носіями струму є дірки. Але це зовсім не означає, що вільні електрони в такому напівпровіднику відсутні. Процес генерації власних носіїв відбувається навіть при достатньо низьких температурах, у результаті такого процесу і з'являються вільні електрони. Їх концентрація усе ж таки буде більш низькою, ніж у чистому напівпровіднику при тій самій температурі внаслідок більш інтенсивної рекомбінації. Електрони в напівпровіднику P-типу є неосновними носіями струму.

2.8 Внутрішній фотоефект

Дотепер зростання провідності напівпровідникового зразка ми пов'язували лише з підвищенням його температури. Але генерація носіїв струму в напівпровідниках може відбуватися і за рахунок інших факторів, зокрема під дією світла.

*Збільшення провідності напівпровідників та діелектриків під дією світла називається **внутрішнім фотоефектом**.*

Під дією світла відбувається перерозподіл електронів за енергетичними рівнями. Поглинання кванта світла може викликати перехід електрона з валентної зони в зону провідності. Це можливо тоді, коли енергія фотона перевищує ширину забороненої зони:

$$h\nu \geq \Delta W. \quad (2.19)$$

Поглинання кванта світла супроводжується появою вільних носіїв. Їх концентрація пропорційна кількості фотонів, які поглинаються, а отже, пропорційна інтенсивності світла.

Внутрішній фотоефект у чистих напівпровідниках має назву власного внутрішнього фотоефекту.

Червона границя власного внутрішнього фотоефекту визначається шириною забороненої зони.

$$\nu_{\text{чер}} = \frac{\Delta W}{h}. \quad (2.20)$$

Під час власного внутрішнього фотоефекту вільні електрони та дірки з'являються парами, тому їх кількості в точності рівні.

Але навіть якщо енергія кванта менша ширини забороненої зони, енергії кванта може вистачити, щоб розірвати слабкий зв'язок між атомом донорної домішки та електроном й утворити вільний фотоелектрон або сприяти переходу електрона від атома «хазяїна» до атома акцепторної домішки з утворенням дірки. У такому випадку кажуть про **домішковий внутрішній фотоефект**. Схематично цей процес показано на рисунку 2.24.

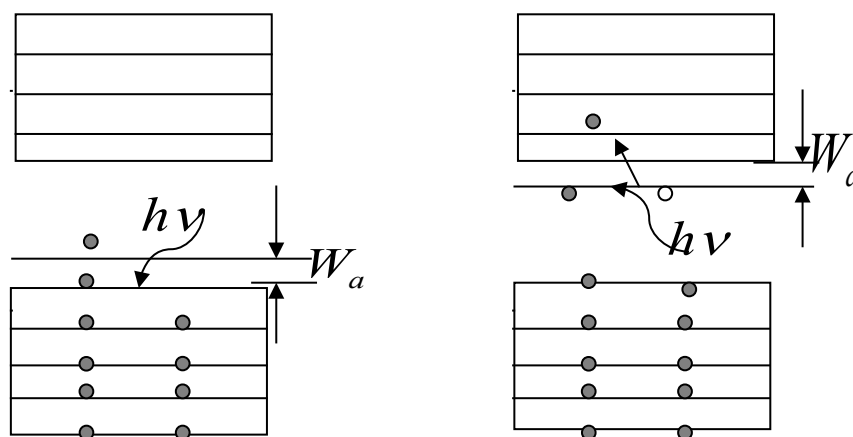


Рисунок 2.24

Мінімальна енергія, яку повинен мати електрон для того, щоб викликати внутрішній фотоефект у такому випадку, повинна бути рівною енергії активації домішки. Тоді *червона границя домішкового внутрішнього фотоефекту*

$$v_{\text{чер}} = \frac{W_a}{h}. \quad (2.21)$$

Явище внутрішнього фотоефекту покладено в основу роботи приладів, що мають назву фоторезисторів. Фоторезистор – напівпровідниковий резистор, опір якого змінюється під дією світла за рахунок внутрішнього фотоефекту.

2.8 Контакт двох напівпровідників з різним типом провідності. Р-п-перехід

У радіотехніці широко використовуються прилади, які добре пропускають струм в одному напрямку та погано – в іншому. Іншими словами, вони мають несиметричну вольт-амперну характеристику. Саме таку вольт-амперну характеристику має система з двох напівпровідників, в одному з яких основними носіями є електрони, а в іншому – дірки.

Р-п-переходом називають контакт двох напівпровідників з різним типом провідності.

Припустимо, що деяким чином ми з'єднали разом *Р* – та *п* – напівпровідники. В *п*-області концентрація вільних електронів велика; в *Р*-області вони теж є, але вони там є неосновними носіями, тому концентрація їх незначна. Аналогічна ситуація з дірками: в *Р*-області вона сягає великих значень, а в *п*-області – невелика. Графічно це подано на рисунку 2.25.

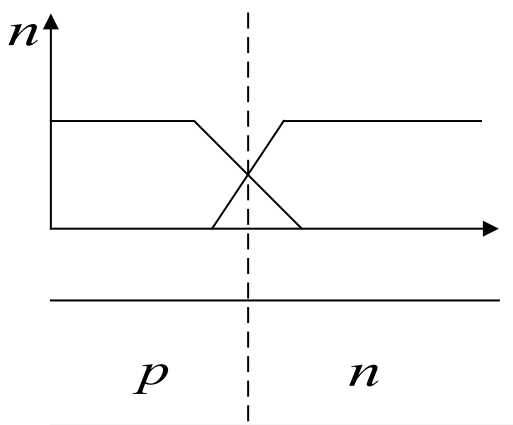


Рисунок 2.25

Така відмінність у концентраціях носіїв обох типів по обидва боки від межі областей неминуче призводить до дифузії основних носіїв: електрони будуть дифундувати з напівпровідника *п*-типу, де їх багато, в дірковий напівпровідник; дифузія дірок відбувається з *Р*-області в *п*-область. Виникає струм основних носіїв $\vec{J}_{\text{диф}}$, спрямований з

Р- в *п*-область – незважаючи на те, що електрони та дірки

переміщуються в протилежних напрямках, напрямки струмів збігаються.

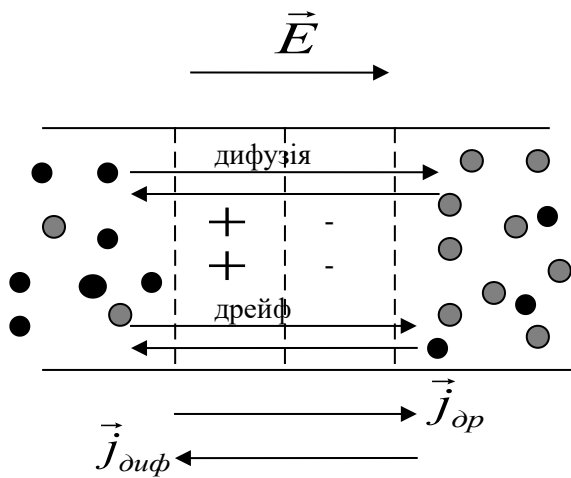


Рисунок 2.26

Після переходу межі двох областей, основні носії стають неосновними та рекомбінують. Поблизу границі областей утворюється шар з низькою концентрацією вільних носіїв заряду – збіднений шар (рисунок 2.26). Він двошаровий: в n -області він має позитивний заряд внаслідок відходу частини вільних електронів та появи дірок з P -області; в P -області

утворюється некомпенсований від’ємний заряд внаслідок відходу дірок та появи вільних електронів з n -області. Подвійний заряджений шар створює електричне поле, спрямоване від n - до P -області. Це поле перешкоджає дифузії основних носіїв. На будь-який електрон, що потрапляє в подвійний шар, буде діяти сила, що намагається виштовхнути електрон в n -область. А дірку, яка потрапляє в подвійний шар, електричне поле шару, навпаки, буде намагатися виштовхнути в P -область.

Але в обох областях є неосновні носії заряду. Хаотично переміщуючись у відповідній області, вони можуть випадково опинитися поруч із збідненим шаром. Тоді вони підхоплюються полем подвійного шару та дрейфують у сусідню область. Крізь межу $P-n$ -переходу створюється дрейфовий струм $\vec{J}_{др}$. Він спрямований протилежно дифузійному струму. Сила струму дрейфу мало залежить від напруги та визначається концентрацією неосновних носіїв.

Рівновага в системі настає коли повний струм через границю областей $\vec{J}_{повн} = \vec{J}_{диф} + \vec{J}_{др}$ стає рівним нулю. Напруженість електричного поля подвійного шару зростає до тих пір, поки сила струму дрейфу не стає рівною силі дифузійного струму. З точки зору енергетичних діаграм рівновага означає, що у двох напівпровідників встановлюється спільний рівень Фермі. Але у n -напівпровіднику рівень Фермі ближчий до дна зони провідності, а у P -напівпровіднику – до стелі валентної зони. Отже, діаграма

P - області зміщується вгору, а діаграма вниз. Внаслідок цього між краями однойменних зон утворюються перепади енергії – енергетичні бар'єри (рисунок 2.27).

Наявність бар'єра ставить основні та неосновні носії в неоднакові умови. Електрони з P -області легко переходять до n -області, «зістрибуючи зі сходинки» та понижуючи свою енергію. Цим зумовлене існування дрейфового струму. Але для основної частини електронів в n -області бар'єр неподоланий, та тільки небагато з них переходять в P -область та створюють дифузійний струм. Аналогічні міркування ми можемо провести для дірок у валентній зоні.

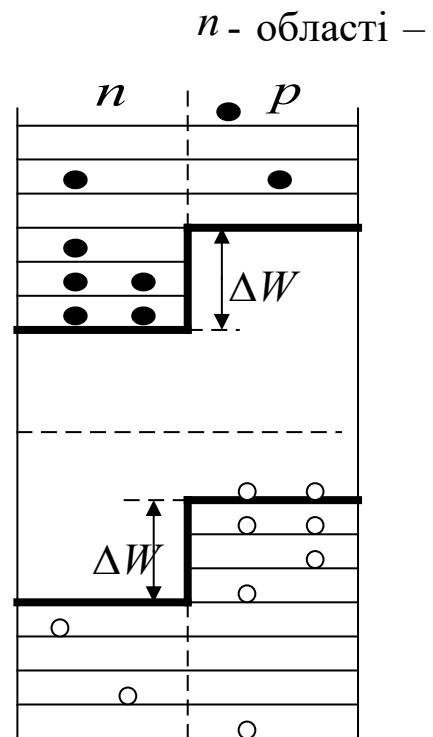


Рисунок 2.27

Що відбуватиметься, якщо рівновага порушиться? Підключимо до $p-n$ -переходу електричну батарею так, щоб її додатна клемма була під'єднана до n -області, а від'ємна – до P -області. У цьому випадку збіднений шар збільшується у розмірах. Напруженість зовнішнього електричного поля буде збігатися за напрямком з напруженістю поля подвійного шару. Отже, напруженість електричного поля, яке протидіє дифузійному струму, зростає. Висота енергетичного бар'єра для основних носіїв зростає, а отже, з n -області можуть переходити в P -область тільки електрони з високих малозаселених рівнів. Заселеність високих рівнів мала, тому дифузійний струм стає нехтовно малим. У такому випадку струм через $p-n$ -перехід визначається неосновними носіями. Сила струму через $p-n$ -перехід невелика. Таке увімкнення $p-n$ -переходу називається *зворотним*.

Якщо до P -області під'єднати позитивний полюс джерела, а до n -області – від'ємний, то величина енергетичного бар'єра понижується, та через границю областей можуть переходити електрони з більш низьких енергетичних рівнів, а ці рівні набагато більше заселені. Отже, струм через $p-n$ -перехід

зростає. Зовнішнє електричне поле протидіє полю збідненого шару, збіднений шар зменшується, його опір падає. Струм через $p-n$ -перехід визначається основними носіями. Таке включення

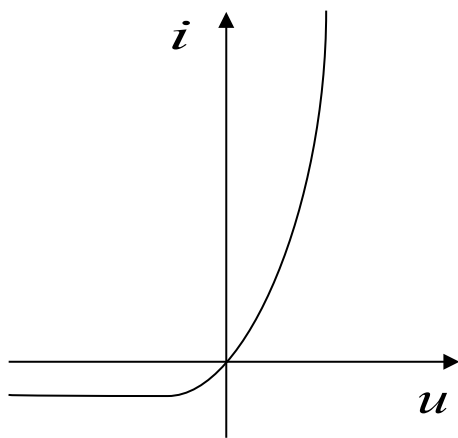


Рисунок 2.28

$p-n$ -переходу називається *прямим*.

Оскільки основних носіїв у напівпровіднику набагато більше, ніж неосновних, порушення рівноваги буде в обох випадках несиметричним: якщо напруженість електричного поля збільшувати чи зменшувати на одну й ту ж величину, сила струму в другому випадку буде значно більша, ніж у першому. Отже, вольт-амперна

характеристика буде несиметричною (рисунок 2.28).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 2000.
- 2 Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1979. – Т. 3.
- 3 Яворский Б.М., Детлаф Б.М. Физика для поступающих в вузы. – М.: Дрофа, 2007.
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.
- 5 Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики: Справочник. – К.: Наук. думка, 1989.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики: Учеб. Пособие: В 5 т. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1975 – 1989.

