

Державний вищий навчальний заклад
“Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника”
Фізико-технічний факультет
Кафедра теоретичної і експериментальної фізики

**Методичний посібник
з курсу «Електронна теорія речовини»**

«Електронні явища у напівпровідниках»

Розробник: Кланічка Ю.В, кандидат фізико-математичних наук

Методичний посібник з курсу «Електронна теорія речовини» *«Електронні явища у напівпровідниках»* затверджений на засіданні кафедри теоретичної та експериментальної фізики, протокол від “__” _____ 20__ р. № ____

Завідувач кафедри _____ (доц. Ліщинський І.М.)

“__” _____ 20__ р.

Івано-Франківськ – 2017 р.

Зміст

Напівпровідник

Статистика електронів і дірок

Енергія Фермі

Вироджений і невироджений напівпровідник

Електропровідність

Механізми розсіювання носіїв заряду

Ефект Холла

P-n-переходи

Термодинамічний p-n-перехід

Фотопровідність

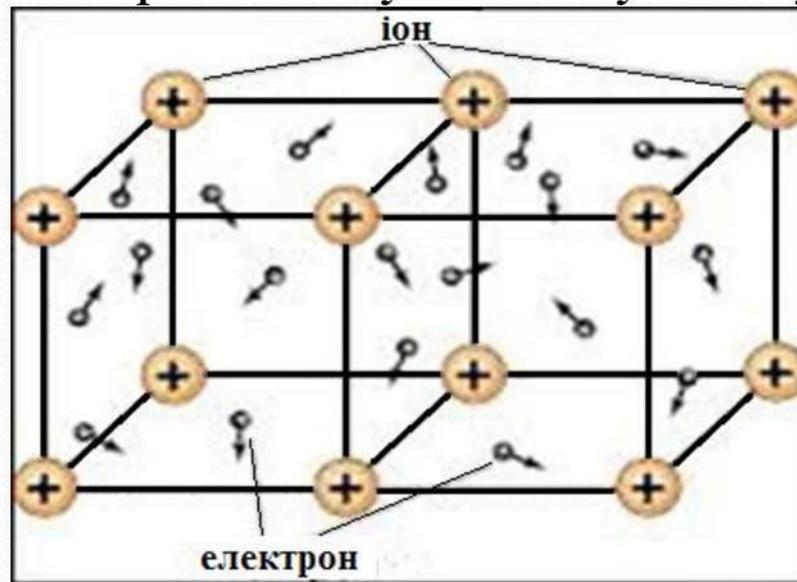
Термоелектричні явища у напівпровідниках

Термоелектричні генератори

Література

Напівпровідник

Свою назву напівпровідники отримали через те, що за величиною граничної електропровідності вони займають проміжне положення між металами, що добре проводять електричний струм і діелектриками, що майже не проводять струм. Назва далеко не вичерпує всього різноманіття властивостей напівпровідників, що знайшли широке використання у всіх галузях науки і техніки.



Напівпровідникові властивості притаманні більшості неорганічних речовин, а також ряду органічних з'єднань. Всі речовини, що володіють напівпровідниковими властивостями, можна розділити на дві групи: елементарні напівпровідники, в склад яких входять атоми тільки одного виду, і напівпровідникові з'єднання, що складаються з атомів двох і більше видів.



Елементарні напівпровідники

Чисті хімічні елементи з напівпровідниковими властивостями (В, С, Si, Ge, As, Se, Te) називають елементарними напівпровідниками.

У групу елементарних напівпровідників входять 12 хімічних елементів, що утворюють компакту групу всередині таблиці Менделєєва. *Ширина забороненої зони* закономірно змінюється в цій групі: вона зростає у кожному періоді при переході від елемента до елемента зліва направо і зменшується у кожній групі при переході від елемента до елемента зверху вниз.

Напівпровідникові властивості визначаються структурою зовнішніх електронних оболонок їх атомів.

Складні напівпровідники

До напівпровідникових з'єднань належать:

- **майже всі окиси металів** (Cu_2O , ZnO , UO_2 , V_2O_5 , Mn_2O_3 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , MnFe_2O_4 , CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 та ін.),
- **сульфіди** (PbS , Cs_2S , Cu_2S , Ag_2S , ZnS , CdS , Hg_2S , Bi_2S_3 та ін.),
- **селеніди** (HgSe , Bi_2Se_3 , CdSe , SnSe , Cs_2Se , Cu_2Se та ін.),
- **телуриди** (Cu_2Te , CdTe , BiTe_3 та ін.),
- **карбіди** (наприклад SiC),
- а також різноманітні сполуки металів з металами – так звані **інтерметалічні сполуки** (Mg_3Sb_2 , ZnSb , Mg_2Sn , CdSb , AlSb , InSb та ін.).

Густина квантових станів

Для визначення **числа часток**, енергія яких лежить в певному інтервалі, необхідно знати число квантових станів і імовірність знаходження частинок у цих станах.

Нехай у кристалі одиничного об'єму у інтервалі енергій від E до $E+dE$ є dZ квантових станів. $N(E)$ – густина станів (число станів у одиничному інтервалі енергій для одиничного об'єму кристала). Тоді згідно визначення $N(E) = dZ/dE$. Якщо імовірність заповнення станів з енергією E рівна $f(E, T)$, то число електронів dn у станах dZ , складає величину

$$dn = f(E, T)dZ = f(E, T)N(E)dE.$$

Відповідно **повне число електронів**, для яких можливий інтервал енергій лежить у межах від E_1 до E_2 , буде рівне:

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E, T)N(E)dE.$$

Розподіл Фермі-Дірака при $T=0$

В умовах теплової рівноваги для частинок з напівцілим спіном справедливий розподіл Фермі-Дірака:

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)kT} + 1},$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура, F – енергія Фермі або хімічний потенціал, тобто робота, яку необхідно затратити для зміни числа часток у системі на одиницю.

При $T=0$ у інтервалі енергій $0 \leq E < F$ маємо $f_0=1$ і $f_0=0$ для $E > F$. Це означає, що всі квантові стани з енергією, меншою енергії Фермі, зайняті електронами, а рівні вище рівня Фермі, повністю вільні, не зайняті електронами. Отже, **енергія Фермі** – це максимально можлива енергія електронів у металі при температурі абсолютного нуля.

Із зростанням відстані рівня над рівнем Фермі імовірність його заповнення експоненційно спадає.

Розподіл Фермі-Дірака при $T \neq 0$

В умовах теплової рівноваги для частинок з напівцілим спіном справедливий розподіл Фермі-Дірака:

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)kT} + 1},$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура, F – енергія Фермі або хімічний потенціал, тобто робота, яку необхідно затратити для зміни числа часток у системі на одиницю.

При $T > 0$ для енергії, рівної значенню енергії Фермі ($E = F$) маємо $f_0 = 1/2$. Таким чином **рівень Фермі** – це енергетичний рівень, імовірність заповнення якого при температурі, відмінній від абсолютного нуля, рівна 0,5.

Внаслідок теплового руху частина електронів перейде у стан з енергією більшою рівня Фермі, відповідно, частина станів, що знаходяться нижче рівня Фермі, будуть вільними. Кількість частинок на більш високих енергетичних рівнях буде рівна кількості утворених вільних станів нижче рівня Фермі.

Розподіл Фермі-Дірака для дірок

Функція розподілу Фермі-Дірака характеризує імовірність заповнення даного квантового стану електроном. Імовірність того, що при тепловій рівновазі у стані з енергією E електрон відсутній, тобто воно зайняте діркою, буде рівна:

$$f_{0p}(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)kT} + 1},$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура, F – енергія Фермі або хімічний потенціал, тобто робота, яку необхідно затратити для зміни числа часток у системі на одиницю.

Отже функція розподілу для дірок аналогічна функції розподілу для електронів, якщо відраховувати енергію дірок від рівня Фермі у протилежну сторону у порівнянні з напрямком відліку для електронів.

Рівень Фермі

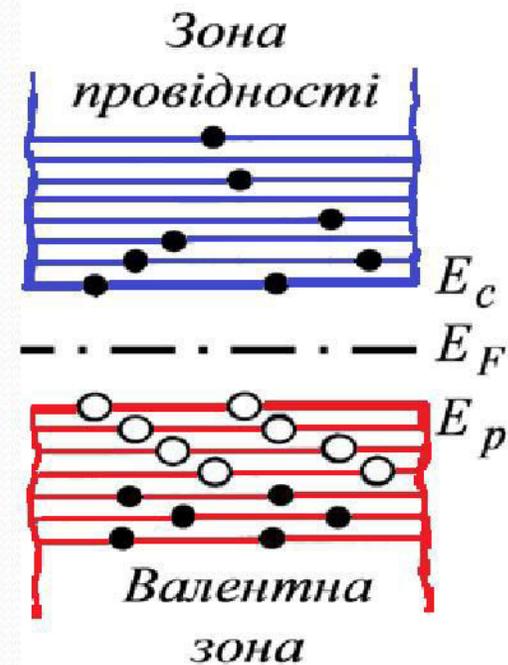
У власних напівпровідниках концентрація електронів провідності n_e в зоні провідності дорівнює концентрації дірок n_p у валентній зоні: $n_e = n_p$.

Тобто
$$e^{\frac{2E_F}{kT}} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}.$$

Провівши математичні розрахунки отримаємо **положення рівня Фермі у власних напівпровідниках при абсолютному нулі:**

$$E_F = -\frac{\Delta E}{2}$$

Тобто рівень Фермі розміщується посередині забороненої зони.



Невироджений напівпровідник

Характерні для напівпровідників властивості зумовлені існуванням забороненої зони. У власному напівпровіднику валентна зона майже повністю заповнена електронами, а зона провідності майже порожня навіть при досить високих температурах. Рівень хімічного потенціалу розташований посередині забороненої зони, на значній енергетичній віддалі від обох суміжних зон. Незначну кількість носіїв заряду можна описувати статистикою Максвела-Больцмана.

Вироджений напівпровідник

При введенні домішок, рівень хімічного потенціалу починає зміщуватися до однієї із зон. При дуже високій концентрації домішок, він може опинитися дуже близько й навіть всередині однієї із зон. У такому випадку проявляється ферміонний характер електронів провідності чи дірок. Для опису розподілу носіїв заряду в зонах потрібно застосовувати статистику Фермі-Дірака. Напівпровідник починає поводити себе аналогічно металу.

Електролітична провідність

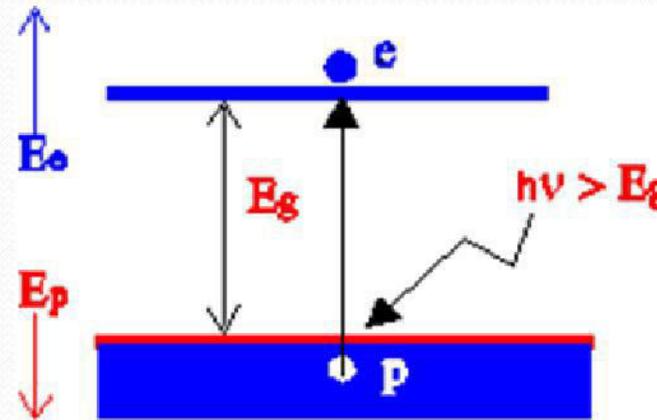
Електролітична провідність зумовлена рухом позитивних і негативних іонів. Електролітична провідність у твердих тілах супроводиться переносом речовини через тверде тіло до електродів. При низьких температурах кожний іон міститься у вузлі кристалічної решітки і коливається навколо свого положення рівноваги. Щоб іон вийшов з цього стану і почав рухатись під дією електричного поля, йому треба надати деякої енергії, яку називають *енергією дисоціації*. Цю енергію іон може отримати при нагріванні кристала внаслідок зростання теплових коливань іонів решітки.

Електронна провідність

Проходження електричного струму в твердих тілах з електронною провідністю не супроводжується ні переносом речовини, ні зміною їх хімічного складу. Носіями струму в них є «вільні» електрони.

Згідно з т. з. Принципом Паулі, який застосовують до електронів як складових частин атомів, **в кожному енергетичному стані може перебувати не більше двох електронів, магнітні моменти яких напрямлені протилежно.**

Перехід електрона з одного енергетичного рівня на інший відбувається стрибкоподібно із зміною енергії на величину E_g



Енергетична діаграма твердого тіла

У зонах дозволених значень енергії на енергетичній діаграмі твердого тіла в ізолюваному атомі заповнені або всі рівні або тільки їх частина.

Ті зони, в яких усі рівні зайняті електронами, називаються **заповненими** або **валентними**. Зони дозволених значень енергії, що лежать над валентною зоною і складається з незаповнених рівнів, називаються **вільними**, або **зонами провідності**.

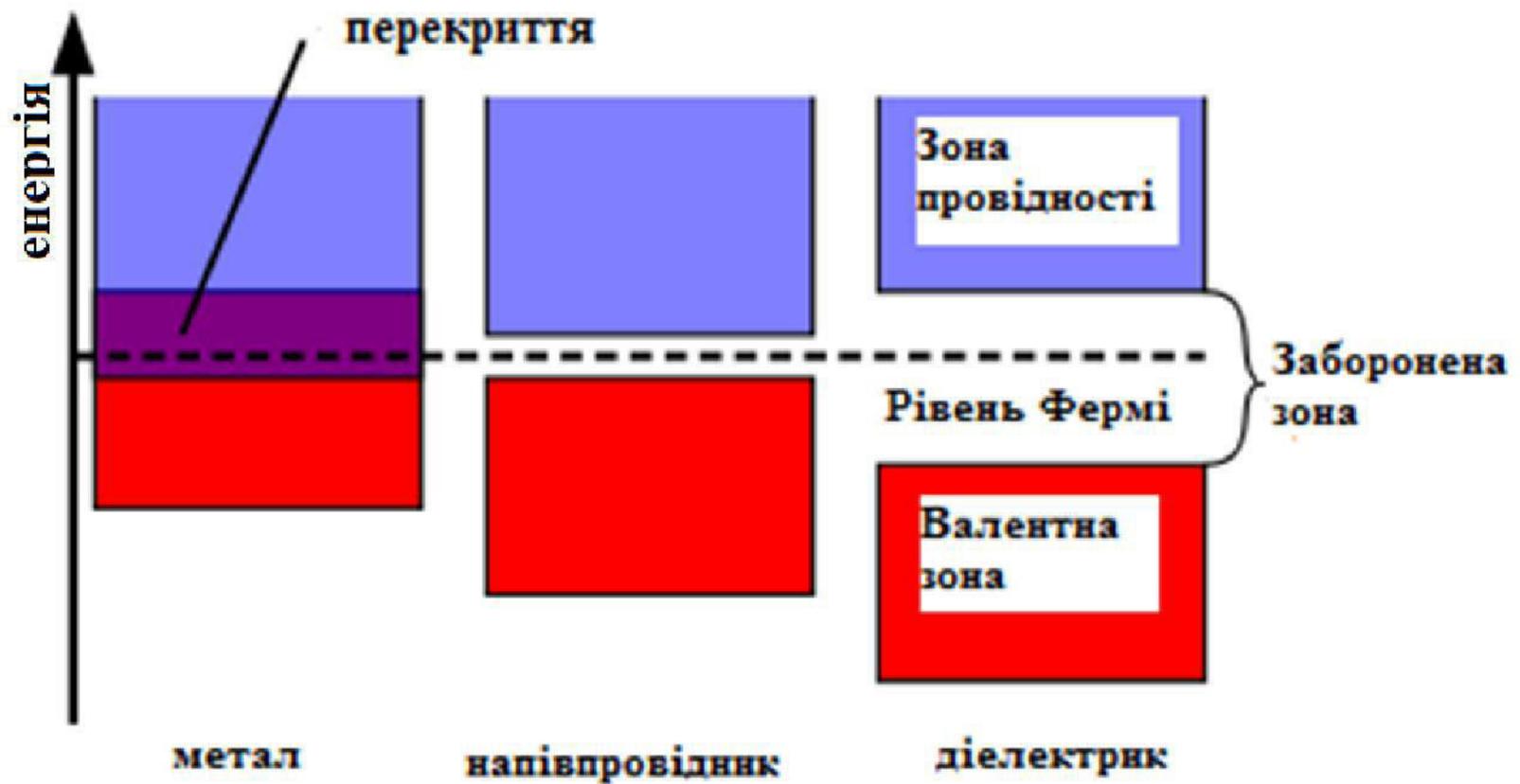
Зони дозволених значень енергії розділені проміжками, де енергетичних рівнів немає, вони отримали назву **заборонених зон**.

Електропровідність і ширина забороненої зони

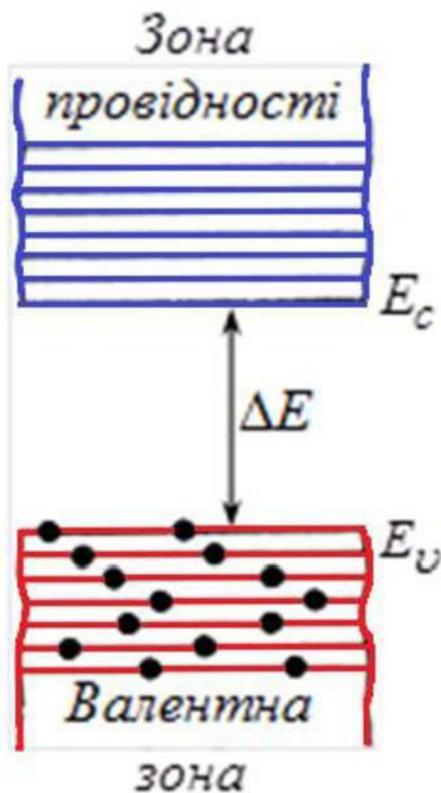
У **металах** зони дозволених значень енергії або перетинаються, або щільно прилягають одна до одної, тобто заборонених значень енергії для електрона в металі немає.

У **напівпровідників** ширина забороненої зони невелика і при незначному нагріванні тіла або при освітленні його деякі електрони у своєму хаотичному тепловому русі можуть набути енергії, достатньої для переходу із заповненої зони через заборонену в зону провідності і ці речовини проводитимуть струм.

У **діелектриків** ширина забороненої зони така велика, що енергії теплового руху при звичайних температурах не досить для переведення електронів із заповненої зони у зону провідності.



Власна провідність напівпровідників



Вільне місце у валентній зоні, яке залишається після електрона, що перейшов у зону провідності, називають **діркою**.

Таким чином при кожному акті переходу електрона з заповненої зони у вільну зону одночасно утворюються два носії електричного струму – електрон і дірка.

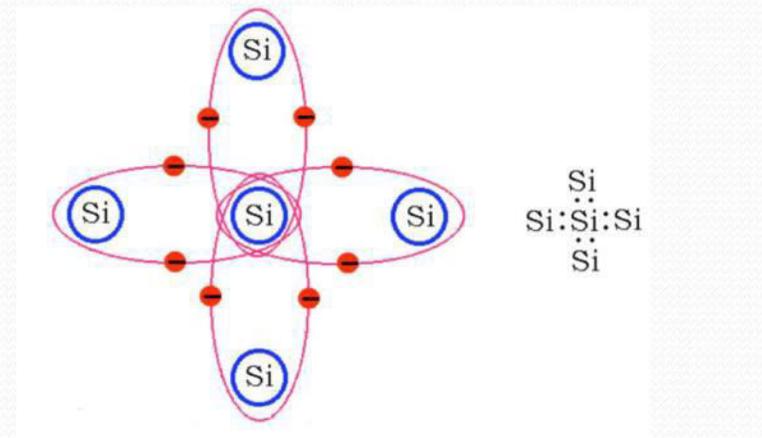
Напівпровідники, в яких одночасно виникають і беруть участь у проходженні струму електрони і дірки в однакових кількостях, називають **напівпровідниками з власною провідністю**.

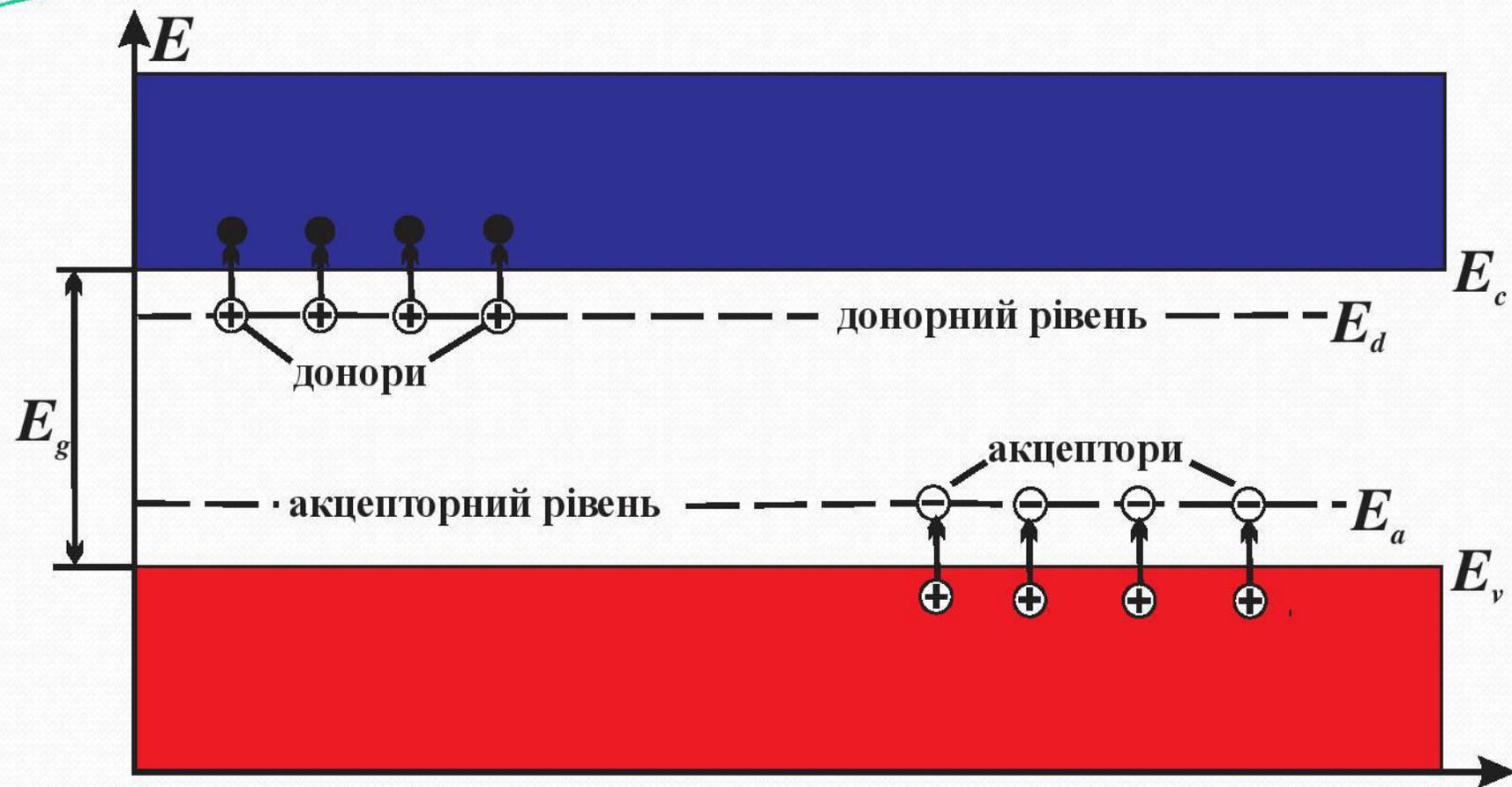
Домішкова провідність

Наявність домішок у структурі напівпровідника істотно змінюють його провідність. Залежно від того, атоми якої хімічної речовини будуть введені в кристал, можна отримати перевагу надлишкових електронів або дірок, а також отримати напівпровідник з електронною або дірковою провідністю.

Провідність, яка спричинена присутністю в кристалі напівпровідника домішок із атомів з іншою валентністю, називають **ДОМІШКОВОЮ**.

Домішки, які зумовлюють у напівпровіднику збільшення вільних електронів, називають **донорними**, а ті, які спричинюють збільшення дірок, – **акцепторними**.

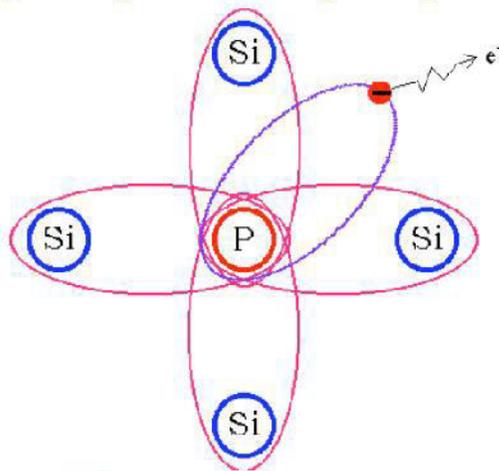




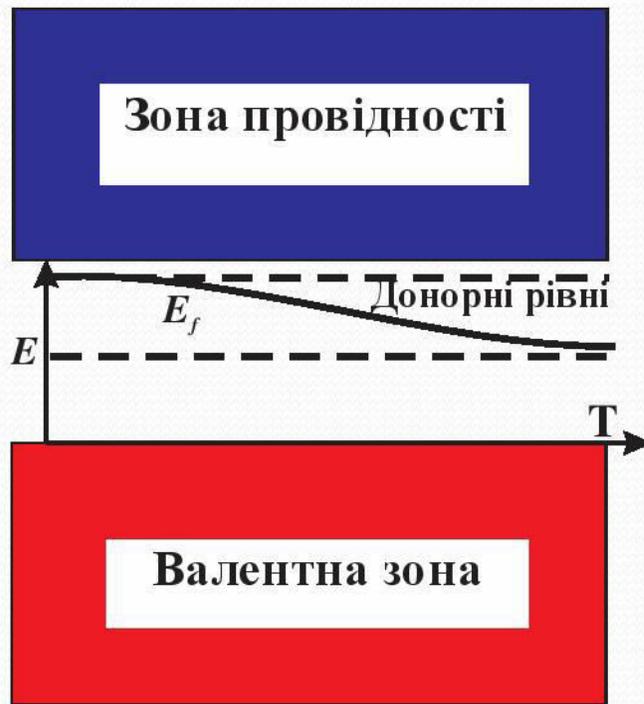
Донорні домішки

Якщо носіями струму в зразку є електрони, то кажуть, що такий зразок має провідність **n-типу**. При збільшенні температури ($T > 0$) деякі валентні електрони отримують енергію, якої вистачає, щоб розірвати ковалентний зв'язок. Унаслідок цього у міжатомному зв'язку виникає одиничний заряд – дірка.

На місце утвореного розриву ковалентного зв'язку (вільний рівень у валентній зоні) може перейти електрон із сусідньої ковалентної пари, і тоді відбудеться “заповнення” місця попереднього розриву й утворення дірки у новому місці.



Рівень Фермі у донорному напівпровіднику зміщується у верхню половину забороненої зони. Його положення залежить від концентрації донорів N_D (рівень Фермі зі збільшенням N_D наближається до зони провідності).



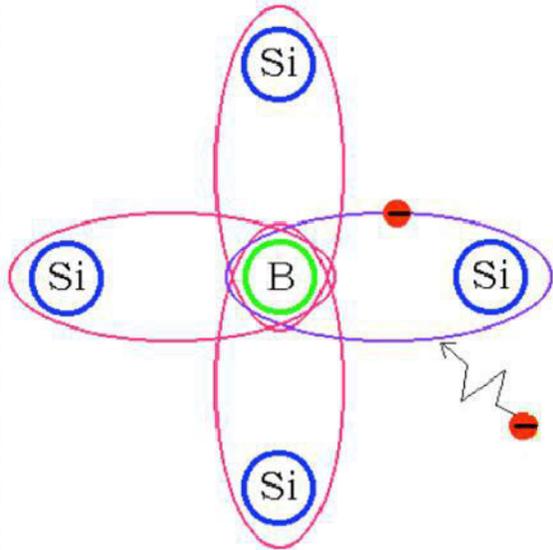
Положення рівня Фермі визначається з рівності:

$$F = E_c - kT \ln \left[\frac{N_c}{2N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_c}{2N_d} \right)^2 + g e^{E_d} N_c N_d^{-1}} \right]$$

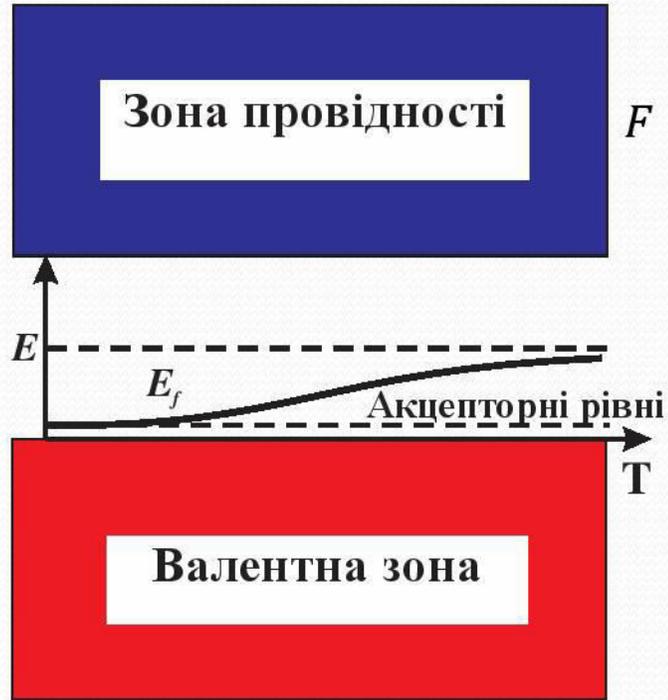
Отже, у донорному напівпровіднику при температурі абсолютного нуля рівень Фермі розміщений посередині між дном зони провідності і рівнем донорної домішки. У області достатньо низьких температур, коли $gN_c < N_d$, рівень Фермі спочатку піднімається до деякого максимального значення, а тоді починає знижуватись і при $gN_c = N_d$ маємо $F = 1/2 (E_c + E_d)$.

Акцепторні домішки

Провідність напівпровідника, у якому носіями є дірки, називають провідністю **p-типу**. У домішкових атомів не вистачає одного електрона для створення ковалентного зв'язку, і нестача може бути компенсована за допомогою електрона, звільненого внаслідок розриву ковалентного зв'язку у атомі кристалічної решітки. При цьому у валентній зоні створюється вільний рівень – дірка.



Рівень Фермі в акцепторному напівпровіднику зміщується у нижню половину забороненої зони, причому його енергетична відстань від валентної зони зменшується зі збільшенням концентрації акцепторів.



Положення рівня Фермі визначається з рівності:

$$F = E_c - E_g + kT \ln \left[\frac{N_v}{2N_a} + \sqrt{\left(\frac{N_v}{2N_a}\right)^2 + gN_v N_a^{-1} e^{(E_a - E_v)kT}} \right]$$

Отже, у дірковому напівпровіднику при температурі абсолютного нуля рівень Фермі розміщений посередині між стелею валентної зони і рівнем акцепторної домішки, тобто маємо $F = 1/2 (E_v + E_a)$. Із збільшенням температури рівень Фермі спочатку опускається до деякого мінімального значення $gN_v < N_a$, а тоді починає підніматись до рівня E_a .

Розсіювання носіїв заряду

Будь-яка неоднорідність кристалу, що спотворює періодичність поля ґратки, є **центром розсіяння**. Для кількісної оцінки процесу розсіяння вводиться величина, що називається ефективним перерізом і позначається σ .

Маємо n вільних електронів, з середньою тепловою швидкістю v_0 рухаються у даному напрямку. Тоді -- **густина потоку електронів**, тобто число електронів, що проходять за одиницю часу через одиничний переріз. На шляху цього потоку на одиничний переріз є N однакових центрів розсіяння. Кожен центр характеризується ефективним перерізом σ . Це, власне, той простір біля центру, в області якого розсіюються електрони. Тому число розсіяних електронів n_1 за одиницю часу визначається ефективним перерізом розсіяння σ , кількістю центрів розсіяння N і густиною падаючого потоку електронів nv_0 , тобто

$$n_1 = \sigma N nv_0$$

З іншого боку, якщо W – імовірність розсіяння однієї частинки за одиницю часу, то **кількість розсіяних електронів за 1 с**: $n_1 = Wn$.

Враховуючи попередні рівняння запишемо: $\sigma = \frac{\frac{n_1}{N}}{nv_0} = \frac{W}{Nv_0}$.

Таким чином, **ефективний переріз розсіяння** – це відношення числа електронів, видалених з пучка в результаті розсіяння на одному центрі за одиницю часу, до густини падаючого пучка частинок. Ефективний переріз розсіяння має розмірність площі.

Імовірність розсіяння $W = \sigma Nv_0$

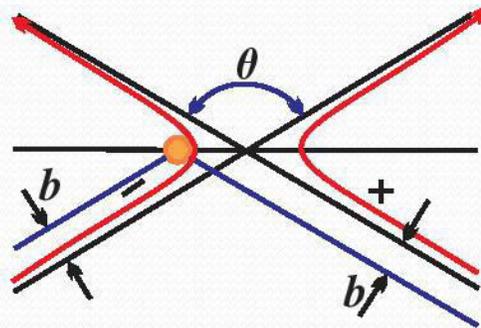
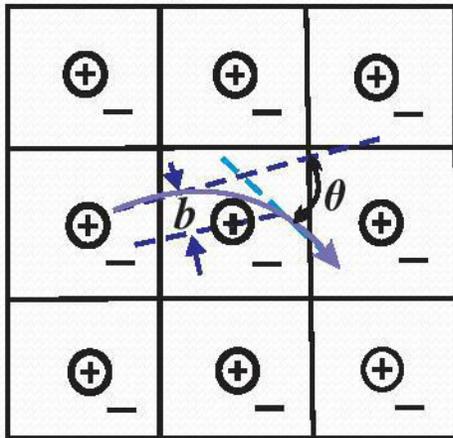
Отже, імовірність розсіяння і імовірність зіткнення визначаються ефективним перерізом, кількістю центрів розсіяння і швидкістю руху носія заряду.

Одночасно **імовірність зіткнення** обернено пропорційна до часу вільного пробігу: $W = \frac{1}{\tau} = \sigma Nv_0 = \frac{v_0}{l}; \quad l = 1/\sigma N$.

Розсіювання на йонах домішки

У домішковому напівпровіднику кожен йон домішки навколо себе створює електричне поле. Під дією цього поля носій заряду, що рухається, відхиляється від свого початкового напрямку. Він відхиляється тим сильніше, чим повільніше і ближче до йона домішки він рухається.

У кулонівському полі йона носій заряду рухається по гіперболі. Обидва носії заряду відхиляються однаково, хоча в одному випадку діє сила притягання, а в іншому – відштовхування.



b – прицільна відстань – мінімальна відстань між йоном і траєкторією носія заряду; θ – кут розсіяння, тобто кут між початковим напрямком руху носія заряду і його рухом після розсіяння.

Кут розсіювання залежить від прицільної відстані наступним чином:

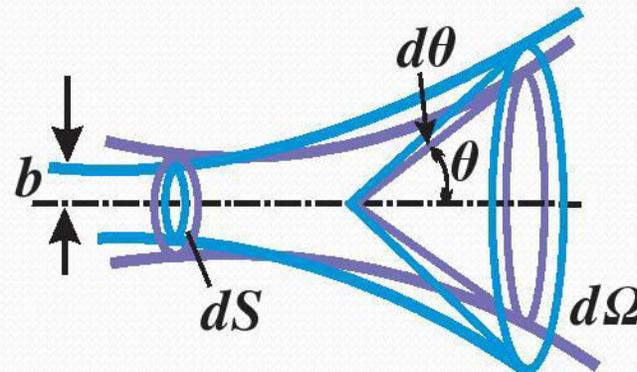
$$b = \frac{ze^2}{\epsilon m^* v^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2},$$

m^* -- ефективна маса, v – швидкість руху носія заряду.

Процес розсіяння – випадковий процес, тому різні носії заряду будуть відхилятися на різні кути від напрямку свого руху.

Кут розсіювання змінюється від θ до $d\theta$. Через Ω позначають **тілесний кут**:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$



Повне число часток, відхилених за 1 с на кут θ в межах тілесного кута $d\Omega$, рівний числу частинок, що падають на кільце площею $dS = 2\pi b|db|$.

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{ze^2}{2\epsilon m^* v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Розсіювання на атомах домішки

Розсіювання носіїв заряду на нейтральних атомах домішки проявляється набагато слабше, ніж розсіювання на йонах домішки. Однак, при низьких температурах, коли концентрація йонізованих атомів домішки менша за концентрацію нейтральних атомів домішки, цей механізм розсіювання відіграє вагомую роль. При цьому час релаксації визначається співвідношенням:

$$\tau_A = \frac{e^2 m^{*2}}{20 \epsilon h^3} \frac{1}{N_A},$$

тут N_A -- концентрація нейтральних атомів домішки при даній температурі.

Згідно цього співвідношення, час релаксації при розсіюванні носіїв заряду на нейтральній домішці не залежить ні від температури, ні від енергії розсіюваного носія заряду, але визначається концентрацією атомів домішки. Тому цей механізм розсіювання особливо важливий при дуже низьких температурах, коли домішка не йонізована.

Розсіювання на дислокаціях

Навколо дислокації існує область, в якій кристал деформовано. Це призводить до розсіювання вільних носіїв заряду. **Дислокація** має вигляд додатнього циліндра радіуса R з від'ємно зарядженою лінією в середині. Електрони, що рухаються перпендикулярно до дислокацій, не можуть вільно переміщуватись у напрямку поля, оскільки повинні обійти дислокації, і розсіюються на них, відштовхуючись. Згідно розрахунку, при розсіюванні носіїв заряду на дислокаціях час релаксації не залежить від температури кристалу, а визначається густиною дислокацій на одиницю поверхні N_D і швидкістю розсіюваного електрона згідно виразу:

$$\tau_D = \frac{3}{8Rv} \frac{1}{N_D}.$$

Якщо прийняти $v = 10^7$ см/с; $R = 3 \cdot 10^{-5}$ см; $N_D = 10^6$ см⁻², то час релаксації $\tau_D = 1,25 \cdot 10^{-9}$ с. Ця величина на 4-5 порядків більша, ніж час релаксації для розсіювання на теплових коливаннях ґратки при кімнатній температурі. Тому це розсіювання незначне при кімнатних температурах, але може бути вагомим при низьких температурах.

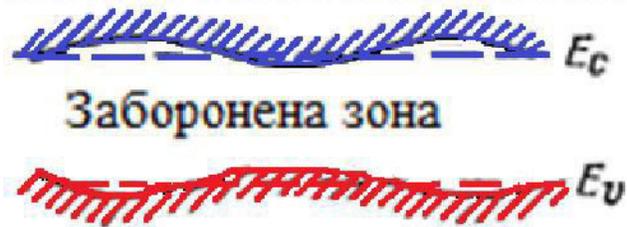
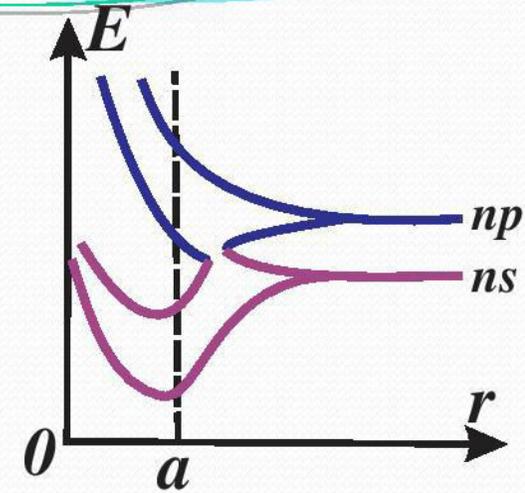
Розсіювання на теплових коливаннях гратки

Взаємодія електрона (чи дірки) із коливаннями гратки здійснюється двома шляхами: 1) електрон передає частину своєї енергії гратці, отож визначене нормальне коливання з частотою ω_q збільшує своє квантове число на одиницю; 2) електрон при взаємодії отримує частину енергії від гратки, тому квантове число визначеного вільного коливання з частотою ω_q зменшується на одиницю.

Таким чином, у будь-якому з випадків електрон, стикаючись із фононом, обмінюється з ним енергією і квазіімпульсом. Такий механізм розсіювання називається **однофононним**. Оскільки число фононів визначається температурою, то і розсіювання електронів на теплових коливаннях гратки має залежати від температури.

У кристалі можливий і **багатофотонний** механізм розсіювання, при якому має місце поглинання чи випромінювання більш ніж одного фотона. Але імовірність такого процесу мала в порівнянні із імовірністю однофононного розсіювання.

У твердому тілі поперечні хвилі являють собою хвилі деформації зсуву. Поздовжні хвилі є деформаціями стиску і розтягу, викликають зміну об'єму кристалу. Стиск кристалу супроводжується зменшенням сталої ґратки, нижній край зони провідності зміщується вгору, а верхній край валентної зони – донизу, в результаті цього ширина забороненої зони збільшиться.



При розтягу, що призводить до збільшення сталої ґратки, ширина забороненої зони зменшиться. Отже, в такому кристалі локальна деформація, спричинена поздовжньою акустичною хвилею, призводить до хвилеподібного зміщення дна зони провідності біля стелі валентної зони.

~~Час релаксації при розсіюванні електронів на довгохвильових акустичних коливаннях ґратки в атомних напівпровідниках обернено пропорційний температурі і кореню квадратному від енергії, а довжина вільного пробігу не залежить від енергії носіїв заряду:~~

$$\tau_l = \frac{\tau_{0l}}{m^{*3/2}} T^{-1} E^{-1/2},$$

де $\tau_{0l} = \frac{9\pi\hbar^4 v_{зв}^2 M}{4\sqrt{2} a^3 k C^2}$, a – стала ґратки, M – маса атома, C – стала з розмірністю енергії, \hbar – стала Планка, $k = 10^9 \text{ м}^{-1}$, $v_{зв} = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $m^* = 10^{-24} \text{ кг}$.

При збільшенні енергії носіїв заряду час релаксації при розсіюванні на іонізованій домішці збільшується, а при розсіюванні на акустичних коливаннях зменшується. Отже, у випадку домішкового розсіювання переважний вплив здійснюють повільні електрони і дірки, тому цей механізм розсіювання повинен сильніше проявлятися при низьких температурах. При розсіюванні на акустичних фононах основний вклад вносять порівняно швидкі електрони, і цей механізм розсіювання повинен бути значним при високих температурах.

Оскільки при оптичних коливаннях зміщення йонів у комірці відбувається у протилежних напрямках, отже різнойменні заряди створюють електричні поля, що переміщуються по кристалу у вигляді плоских хвиль. Довгохвильові оптичні коливання отримали назву **поляризаційних хвиль**. Взаємодія носіїв заряду із поляризаційними хвилями і призводить до їх розсіювання. При цьому поздовжні коливання значно сильніше розсіюють, ніж поперечні коливання. Кожне зіткнення електрона із оптичним фононом призводить до виникнення чи зникнення фонона з енергією $\hbar\omega_{on}$. Частота оптичного фонона слабо залежить від квазіімпульсу, тому при співударі енергія електрона або збільшується, або зменшується на однакову величину, рівну:

$$\pm\hbar\omega_{on} = \pm\hbar\omega_0$$

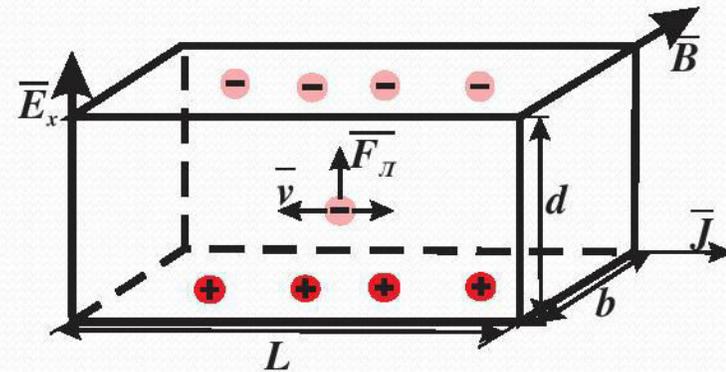
де ω_0 – максимальна частота поздовжньої оптичної хвилі.

Ефект Холла

Явище виникнення електричного поля, внаслідок перерозподілу носіїв струму в об'ємі напівпровідника, перпендикулярного до напрямку струму і магнітного поля називають **ефектом Холла**.

Якщо напівпровідник, уздовж якого тече електричний струм, помістити в магнітне поле, перпендикулярне до напрямку струму, то в напівпровіднику виникне поперечне електричне поле, перпендикулярне до струму й магнітного поля.

Величину $R_H = \frac{1}{qn}$ називають сталою Холла, вона залежить від концентрації носіїв струму n , величини і знака заряду носія струму q . Для електронного напівпровідника стала Холла від'ємна, а для діркового – додатня.



Поява е.р.с. Холла обумовлена тим, що на носії заряду, які рухаються зі швидкістю v , у магнітному полі з індукцією B , діє сила Лоренца, що відхиляє їх до однієї з бічних граней пластини. Для напівпровідника n-типу умову рівноваги діючої на електрон сили в скалярній формі запишемо у вигляді

$$q \cdot v_n \cdot B = q \cdot E_x$$

де v_n - середня швидкість спрямованого руху електрона;

B - магнітна індукція в зразку;

E_x – напруженість поперечного електричного поля, яке виникло.

Вважаючи поперечне електричне поле однорідним, одержимо

$$E_x \cdot a = U_x$$

де a – ширина пластини;

U_x – е.р.с. Хола.

Густина струму, що протікає в зразку під дією зовнішнього електричного поля, дорівнює

$$j = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E = q \cdot v_n \cdot n.$$

Одержимо

$$E_x = j \cdot B / (q \cdot n) = R_x \cdot j \cdot B,$$

де $R_x = 1 / (q \cdot n)$ – називається коефіцієнтом Холла.

У напівпровіднику n-типу е.р.с. Холла визначається за формулою

$$U_x = -R_x \frac{IB}{b},$$

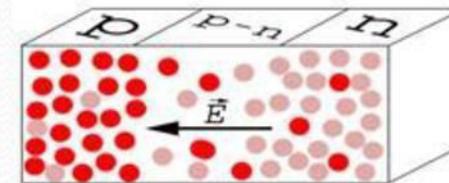
де b - товщина пластини.

Знак мінус вказує на те, що носіями заряду в даному напівпровіднику є електрони. Для напівпровідників p - типу вираз має аналогічний вигляд, тільки е.р.с. Холла буде позитивною. Ця обставина використовується для визначення типу електропровідності в напівпровіднику.

Електронно-дірковий перехід

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких має електропровідність р - типу, а інша -- n-типу, називають **електронно-дірковим переходом або р-n - переходом**. Такі переходи одержують шляхом введення в напівпровідник донорної і акцепторної домішок таким чином, щоб одна частина напівпровідника володіла електронною, а інша – дірковою електропровідністю. Створити електронно-дірковий перехід механічним з'єднанням двох напівпровідників з різними типами електропровідності неможливо.

Накопичення об'ємних нерухомих зарядів у р-n –переході приводить до виникнення в ньому дифузійного електричного поля, яке має напрям, протилежний до напрямку дифузійного пересування дірок з р-області до n-області. За межами області об'ємного заряду напівпровідникові області р- та n- типів залишаються електрично нейтральними.



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

З появою дифузійного поля переходу між п - та р-областями виникає різниця потенціалів, яку називають **контактною**. Враховуючи, що

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

де U_k -контактна різниця потенціалів,

а також використовуючи формулу (1.10), визначимо загальну **густину дрейфового струму через межу поділу р - та п-областей**

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

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

Дифузійний та дрейфовий струми в означеному режимі завжди компенсують один одного, тобто

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

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

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

Термодинамічний p-n-перехід

Якщо концентрація основних носіїв у суміжних шарах приблизно однакова ($p_{p0} \approx n_{n0}$), то перехід називається **симетричним**. Якщо ж $p_{p0} \gg n_{n0}$ або $n_{n0} \gg p_{p0}$, то перехід називається **несиметричним**. **Якщо концентрації основних носіїв відрізняються на кілька порядків, говорять про односторонній перехід**. Такі переходи позначають символами p^+-n (або n^+-p).

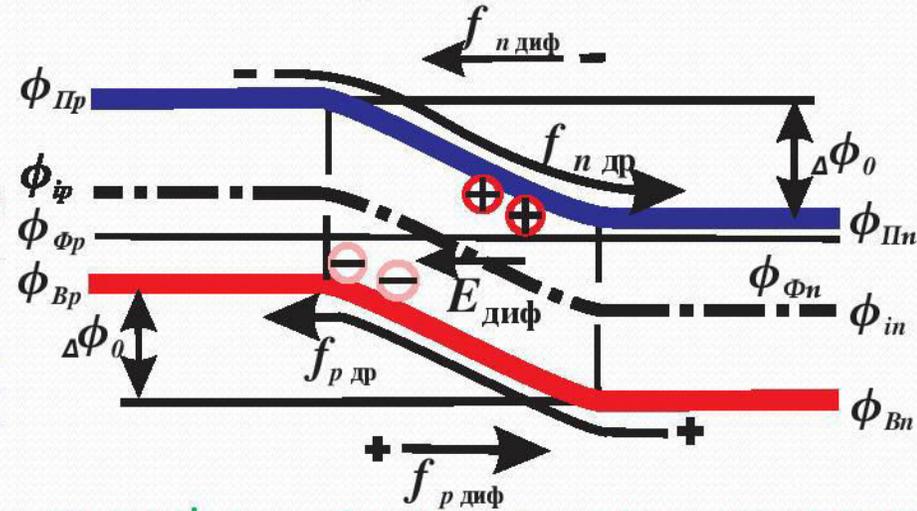
У результаті дифузії носіїв у деяких областях по обидва боки межі розділу утворюються просторові некомпенсовані заряди іонів домішки. Ця область з шириною l_0 є p-n-переходом. Оскільки область переходу збіднена основними носіями заряду, її опір буде набагато більшим від опору електронейтральних p- і n-шарів. Тому часто p-n-перехід називають збідненим, або виснаженим шаром. Якщо припустити, що в p-n-переході немає рухомих носіїв заряду, то опір його виявиться нескінченно великим. Такі переходи називають **ідеальними**. Перехід загалом електронейтральний, бо позитивний та негативний заряди в суміжних шарах однакові.

При наявності контакту рівні Фермі в суміжних шарах повинні бути єдиними, тому відбувається викривлення зон, що призводить до різниці електростатичних потенціалів та утворення потенційного бар'єра. Висота бар'єра:

$$\Delta\varphi = \varphi_{ip} - \varphi_{in}$$

Потенціальний бар'єр створює різні умови для переходу носіїв у суміжні шари. Наприклад, електрон з шару n

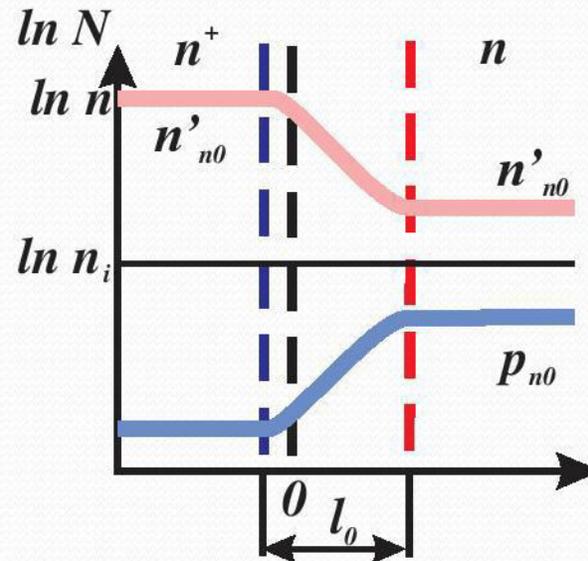
може перейти в шар p лише в тому випадку, коли він має енергію, достатню для подолання "сходинок" висотою $\Delta\varphi_0$, тобто, коли він може подолати сили електричного поля, що виштовхують його з переходу назад у n-шар. В той же час перехід електронів з p-шару в n-шар здійснюється безперешкодно, більше того, електричне поле переходу допомагає їм (електрони неначе "скочуються" з p-шару). У рівноважному стані ці потоки носіїв взаємно зрівноважуються.



Неінжектуючі контакти

Розглянемо контакт типу n^+-n , тобто перехід на основі електронного напівпровідника, одна частина якого легована донорною домішкою дещо сильніше.

Легко помітити, що градієнт концентрації однойменних носіїв по обидва боки переходу значно менший, ніж у класичному переході. Отже, висота бар'єра в розглянутому випадку може бути дуже незначною.



Зниження градієнта концентрації призводить також до того, що електрони з n+-шару проникають на меншу глибину в n-шар. В результаті в n+-шарі виникає невеликий позитивний заряд іонів донорів, а в n-шарі – невеликий негативний заряд рухомих носіїв. Отже, ширина такого переходу порівняно з класичним зменшується.

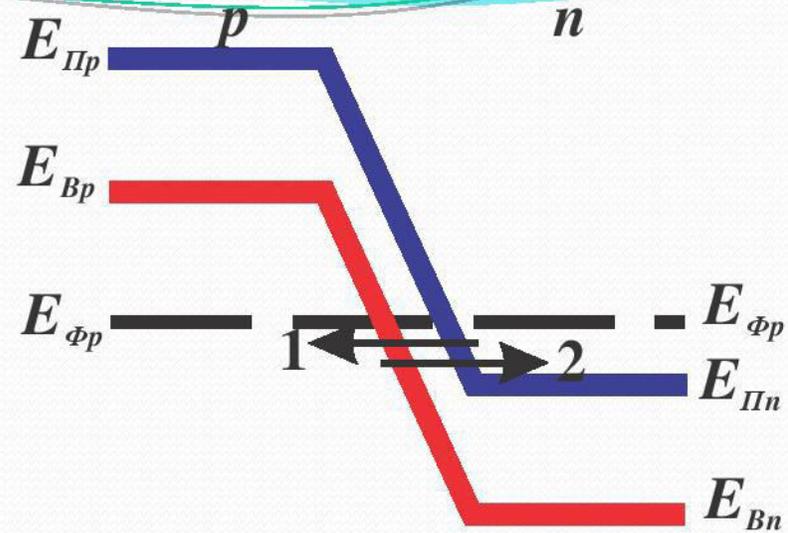
З наведених міркувань ясно, що **нелінійність вольт-амперної характеристики подібного переходу набагато менша, ніж нелінійність вольт-амперної характеристики класичного переходу.** Очевидно також, що при $N'_d > N_A$ перехід зникає і виникає однорідний, досить сильно легований напівпровідник. Усе сказане справедливе і для переходів типу p+-p.

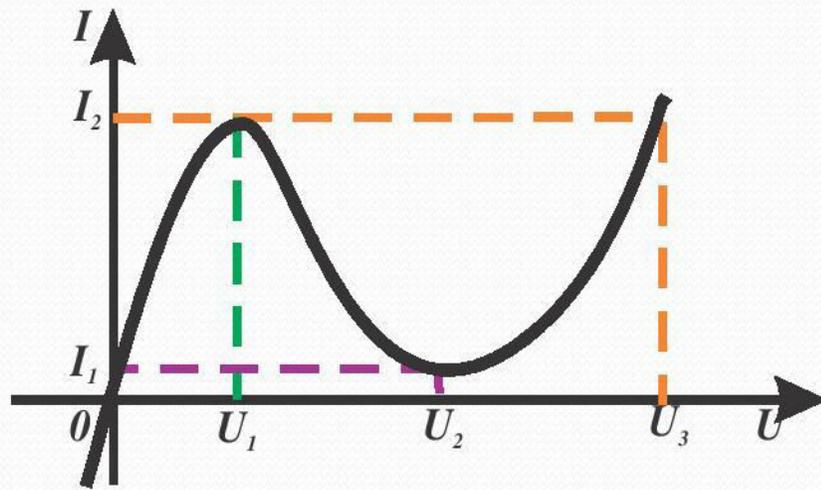
Принциповою особливістю описаних переходів є те, що основні носії по обидва боки межі розділу однакові. Тому в таких переходах не відбуваються інжекція та екстракція неосновних носіїв заряду при прямому та зворотному вмиканні. Такі переходи називаються неінжектуючими.

Тунельні переходи

Робота тунельних діодів побудована на тунелюванні електронів через дуже тонкий р-п-перехід, виготовлений з вироджених напівпровідників. Зонна діаграма тунельного переходу в стані рівноваги.

Необхідно підкреслити, що утворене внаслідок виродження перекриття зон є необхідною умовою для тунелювання електронів крізь потенціальний бар'єр вузького переходу. Перекриття зон та надзвичайно мала ширина переходу призводять до виникнення деякої ймовірності переходу електронів крізь потенціальний бар'єр із зони провідності n-шару у валентну зону р-шару, і навпаки. Це явище має квантово-механічний характер і полягає в тому, що електрон з енергією, меншою від висоти потенціального бар'єра, може все ж проникнути крізь бар'єр.





При напругах, менших U_2 , через перехід протікає **тунельний** струм, при напругах, більших від U_2 – звичайний **дифузійний** струм, зумовлений процесами, що відбуваються в класичному р-п-переході.

Якісно вольт-амперну характеристику тунельного переходу можна пояснити так. У рівноважному стані рівні Фермі в р-і п-шарах єдині. З'являється можливість тунельного переходу електронів з валентної зони р-шару в зону провідності п-шару і навпаки. Потік електронів з зони провідності п-шару створює прямий струм, потік електронів з валентної зони р-шару – зворотний. У рівноважному стані ці потоки зрівноважують один одного, оскільки всі стани нижче рівня Фермі заповнені і **перехід деякої кількості електронів зліва направо** **можливий лише в тому випадку,** **коли справа наліво перейде така ж кількість електронів**

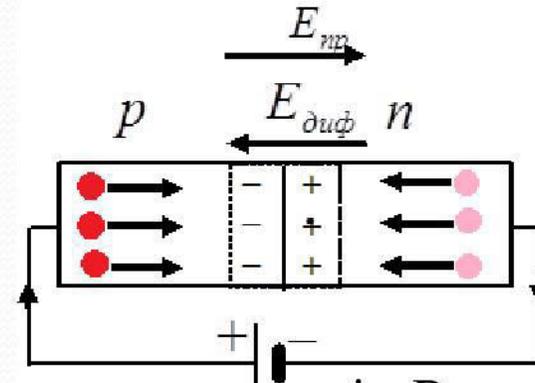
Пряме вмикання р-п-переходу

При прямому вмикненні основні носії заряду змушені рухатися в напрямку від невикористовуваних контактів до з'єднаного шару переходу, збагачуючи його. Опір переходу зменшується, сам перехід звужується.

До невикористовуваних контактів прикладено пряму напругу U_{np} . Оскільки опір р-п-переходу значно перевищує опори нейтральних областей, то зовнішня напруга повністю падає на цьому переході. Результуюча напруженість у р-п-переході зменшується, оскільки зовнішнє електричне поле E_{diff} має напрям, протилежний напрямку E_{np} :

$$E_{p-n} = E_{diff} - E_{np}$$

При прямому вмикненні основні носії заряду змушені рухатися в напрямку від невикористовуваних контактів до з'єднаного шару переходу, збагачуючи його. Опір переходу зменшується, сам перехід звужується.

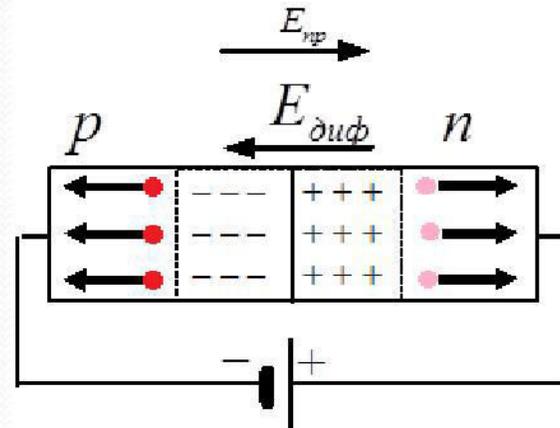


Зворотне вмикання р-п-переходу

Збільшення зворотної напруги на переході приводить до збільшення його товщини. В цьому випадку основні носії заряду зміщуються в різні сторони від р-п-переходу, і збіднений шар ще більше збіднюється на рухомі носії, його опір збільшується, а перехід розширюється.

Під час прикладення до р-п-переходу зворотної напруги $U_{зв}$ створюється електричне поле $E_{зв}$, яке збільшує результуюче поле переходу:

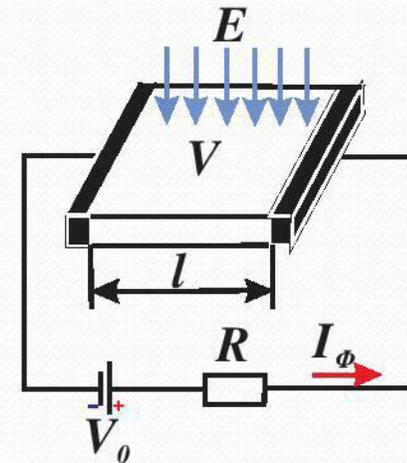
$$E_{p-n} = E_{диф} + E_{зв}.$$



Потенціальний бар'єр переходу змінюється до величини $U_{диф} + U_{зв}$. Це приводить до зменшення дифузійного струму через перехід при незмінному дрейфовому. Основні носії заряду зміщуються в різні сторони від р-п-переходу, і збіднений шар ще більше збіднюється на рухомі носії, його опір збільшується, а перехід розширюється.

Фотопровідність

При власному і домішковому поглинанні виникають надмірні вільні носії заряду, що приводять до збільшення провідності напівпровідника. Процес внутрішнього звільнення електронів під дією світла називається внутрішнім фотоефектом. Додаткова провідність, що набувається напівпровідником при опромінюванні світлом, називається фотопровідністю. Основна ж провідність, обумовлена тепловим збудженням вільних носіїв заряду, називається темною провідністю. Прилади, призначені для реєстрації світлового випромінювання за величиною фотопровідності, називаються фоторезисторами.



Під впливом падаючого на напівпровідник світла електрони одержують додаткову енергію. При цьому величина енергії, яка передається кожному електрону, залежить від частоти світлових коливань і не залежить від сили світла джерела випромінювання. Зі збільшенням сили світла джерела випромінювання збільшується число електронів, які поглинають енергію, але не енергія, тодержувана кожним з них. Енергія фотона визначається виразом

$$E_{\phi} = h\nu = 1,23/\lambda,$$

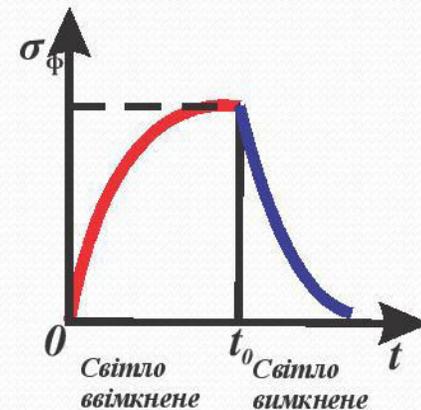
де h – постійна Планка;

ν – частота світлових коливань;

λ – довжина хвилі падаючого світла.

Фотопровідність напівпровідника визначається як різниця питомої електропровідності при освітленні й у темряві:

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{CB} - \sigma_T$$



Темнова електропровідність визначається за формулою

$$\sigma_T = q n \mu_n$$

Електропровідність, що виникає в напівпровіднику при впливі на нього світлового випромінювання, запишемо у вигляді

$$\sigma_{CB} = q(n + \Delta n) \mu_n$$

де Δn - додаткове число електронів, які утворилися в напівпровіднику внаслідок його опромінення.

Таким чином, **фотопровідність** буде дорівнювати

$$\sigma_\Phi = q \Delta n \mu_n$$

Електрони, які з'явилися під впливом випромінювання, перебувають у зоні провідності короткий час ($10^{-3} - 10^{-7}$ с). При відсутності зовнішнього електричного поля вони хаотично переміщуються в міжатомних проміжках. Під впливом поля ці електрони беруть участь в електропровідності.



При завершенні освітлення напівпровідника електрони переходять на більше низькі енергетичні рівні – домішкові або у валентну зону. Безперервне освітлення супроводжується встановленням динамічної рівноваги між процесами утворення додаткових носіїв заряду і їхньої рекомбінації.

Зі зменшенням температури фотопровідність збільшується у зв'язку зі зменшенням концентрації теплових носіїв заряду й зменшенням імовірності рекомбінації носіїв заряду напівпровідника, що утворюються в результаті освітлення.

Ефект Зеебека

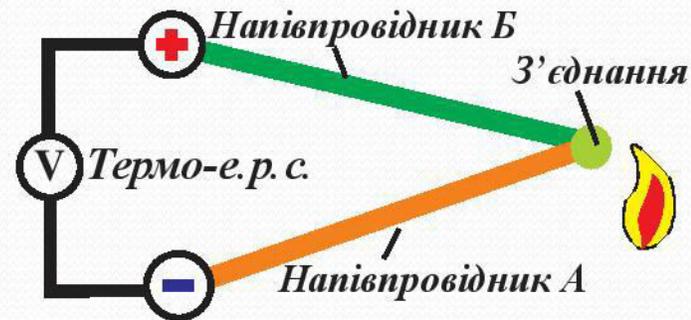
Ефект Зеебека полягає в тому, що в електричному колі, яке складається з послідовно з'єднаних різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу, виникає е.р.с., якщо між кінцями цих матеріалів існує різниця температур. Величину цієї е.р.с. можна визначити за формулою

$$U = \alpha(T_1 - T_2)$$

де α - коефіцієнт термо-е.р.с., що визначається матеріалами ділянок ланцюга;

T_1 і T_2 – відповідно температури першого й другого спаїв.

У напівпровіднику, де основними носіями є електрони, потік їх від гарячого кінця до холодного буде більше, ніж від холодного до гарячого. У результаті цього на холодному кінці буде накопичуватися негативний заряд,

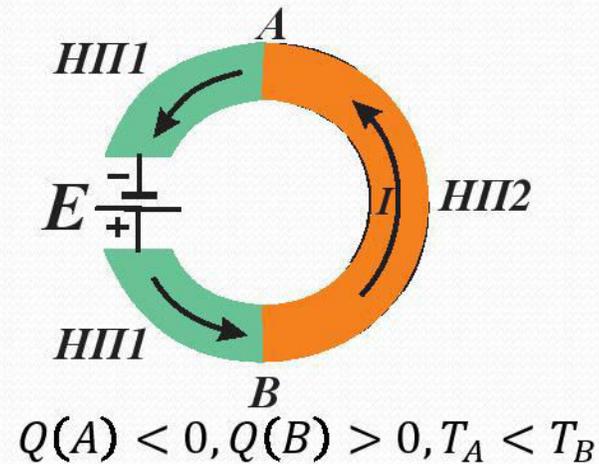
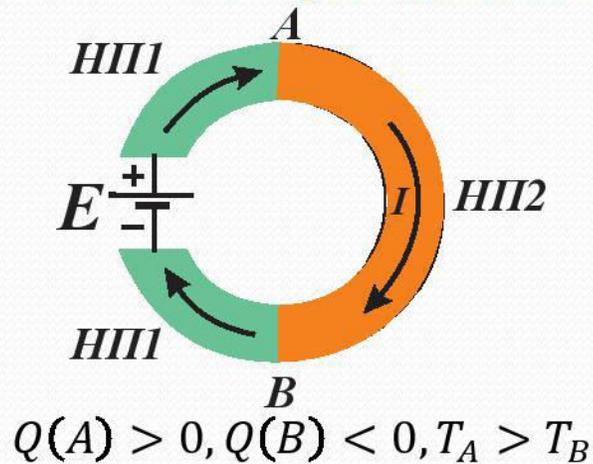


Ефект Пельт'є

Ефект Пельт'є полягає в тому, що при проходженні струму через контакт двох різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу відбувається поглинання або виділення теплоти залежно від напрямку струму. Кількість поглиненої теплоти, або тієї, яка виділяється в контакті, пропорційна значенню струму I , що протікає:

$$Q_{\Pi} = \Pi j t,$$

де Π – коефіцієнт Пельт'є, що залежить від природи матеріалів які контактують, температури й напрямку струму; Q_n – теплота Пельт'є; t – час проходження струму.



Ефект Томпсона

Ефект Томпсона полягає у виділенні або поглинанні теплоти при проходженні струму в однорідному матеріалі, в якому існує градієнт температур. Наявність градієнта температур у напівпровіднику приводить до утворення термо-е.р.с. Якщо напрямок зовнішнього електричного поля буде збігатися з електричним полем, що викликане термо-е.р.с., то не вся енергія підтримуюча струм, забезпечується зовнішнім джерелом, частина роботи виконується за рахунок теплової енергії самого напівпровідника. У результаті цього він охолоджується.

При зміні напрямку зовнішнього електричного поля воно виконуватиме додаткову роботу, що приведе до виділення теплоти додатково до теплоти Джоуля.

Теплота Томпсона Q_T дорівнює

$$Q_T = \tau(T_2 - T_1) I t$$

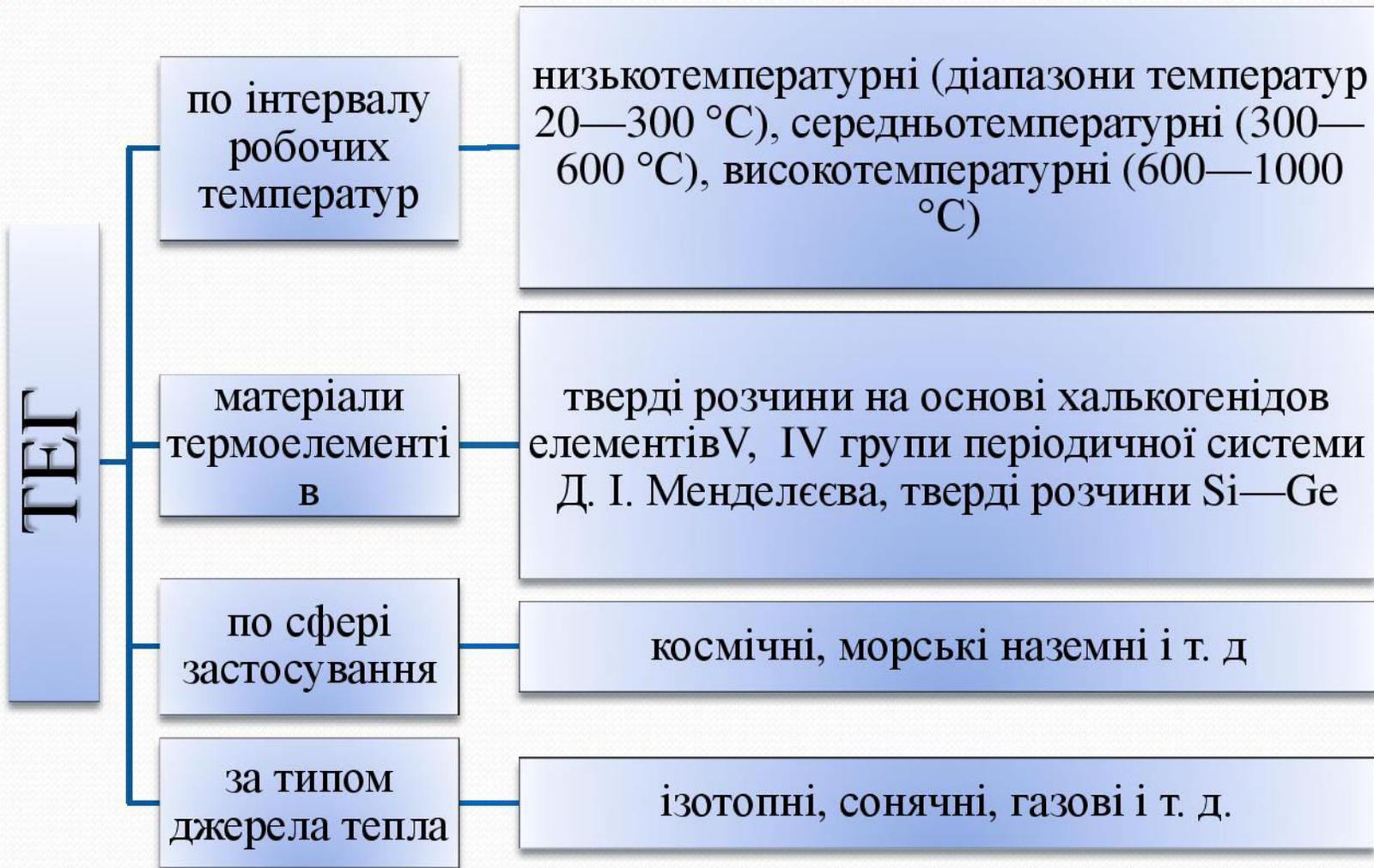
де τ - коефіцієнт Томпсона.



Термоелектричний генератор

Термоелектричний генератор (ТЕГ), термоелектрогенератор, пристрій для прямого перетворення теплової енергії в електричну, принцип дії якого заснований на ефекті Зєєбека. В склад ТЕГ входять: термобатареї, набрані з напівпровідникових термоелементів сполучених послідовно або паралельно; теплообмінники гарячих і холодних спаїв термобатарей.

ККД кращих ТЕГ складає $\sim 15\%$, потужність досягає декількох сотень кВт.



Література

1. М. С. Свирский. Электронная теория вещества. М. Просвещение, 1978.
2. Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., Мир, 1971.
3. Фізика процесів у напівпровідниках та елементах електроніки: курс лекцій: [Д. М. Фреїк, В. М. Чобанюк, З. Ю. Готра, Б. С. Дзундза та ін.; за заг. ред. Заслуженого діяча науки і техніки України, доктора хімічних наук, проф. Д. М. Фреїка]. – Івано-Франківськ: Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2010. – 263 с.
4. Ч. Уерт, Р. Томсон. Физика твердого тела. М. Мир, 1969.
5. К. В. Шелимова. Физика полупроводников. М., Энергия, 1971.
6. Д. М. Мазуренко. Електронна теорія речовини. К., Вища школа, 1976.
7. В. В. Горбачов, Л. Г. Коткин. Физика полупроводников и металлов. М., Металлургия, 1976.
8. У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. М.: Мир, 1983.