

Функціональні матеріали для високоенергетичної електроніки

Лекція 5

- **Напівпровідникові матеріали. Власні та домішкові напівпровідники. Провідність напівпровідників. Термоелектричні явища та ефект Хола у напівпровідниках. Електропровідність напівпровідників в сильному електричному полі**
- До напівпровідників відносять матеріали, переважаючим механізмом провідності в яких є електронно-діркова провідність. Для напівпровідників характерна наявність не дуже широкої забороненої зони на енергетичній діаграмі.
- На відміну від металів, де наявність вільних електронів обумовлена самою природою металевого зв'язку, у напівпровідниках поява носіїв заряду визначається рядом факторів, найважливішими з яких є хімічна чистота матеріалу й температура. Залежно від ступеня чистоти напівпровідники підрозділяють на власні й домішкові.
- **1 Власні та домішкові напівпровідники**
- Відповідно до зонної теорії твердого тіла (дивись лекцію 2) у напівпровіднику при температурі абсолютного нуля валентна зона повністю заповнена електронами, а зона провідності абсолютно вільна. Через блокуючу дію забороненої зони чистий напівпровідник при 0 К не має електропровідності, тобто є ідеальним ізолятором. При температурах, відмінних від абсолютного нуля, деякі з електронів за рахунок теплових флуктуацій переходять в зону провідності, тобто стають електронами провідності. Завдяки звільненню енергетичних рівнів в валентній зоні її електрони також беруть участь у процесі електропровідності за рахунок естафетних переходів під дією електричного

- Сукупне квантово-механічне поведження електронів валентної зони можна представити як класичний рух окремих квазічастинок - дірок, що мають позитивний заряд і деяку ефективну масу, яка відрізняється від ефективної маси вільних електронів. Оскільки електрони і дірки утворюються парами шляхом іонізації власних атомів напівпровідника, такі носії заряду називають власними, а напівпровідник, де переважає такий механізм утворення носіїв заряду - власним напівпровідником.
- Чим вище температура й менше ширина забороненої зони, тим вище швидкість теплової генерації пар власних носіїв заряду. Одночасно з генерацією в напівпровіднику безупинно йде й зворотний процес - рекомбінація електронів і дірок, тобто повернення електронів у валентну зону на вільний енергетичний рівень, що означає зникнення пари носіїв заряду. У результаті протікання двох конкуруючих процесів у напівпровіднику при будь-якій температурі встановлюється деяка рівноважна концентрація електронів n і дірок p . Специфіка власного напівпровідника полягає в тому, що в ньому рівноважна концентрація електронів n дорівнює рівноважній концентрації дірок p :

$$n = p = n_i, \quad 1$$

- де n_i - концентрація власних носіїв заряду (індекс i походить від англійського Intrinsic - власний):

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad 2$$

$$N_V = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3}; \quad N_C = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3},$$

3

де N_V , N_C - ефективна густина станів дірок валентної зони і електронів зони провідності, **відповідно**, m^{-3} ; m_n - ефективна маса електрона, г; m_p - ефективна маса дірки, г; k – постійна Больцмана $eV \cdot s$; h – постійна Планка, $eV \cdot s$; T - температура, К. На відміну від металів електронний газ у більшості напівпровідників є неvirодженим. Імовірність заповнення енергетичних рівнів електронами й дірками у власному напівпровіднику показана на рис. 1.

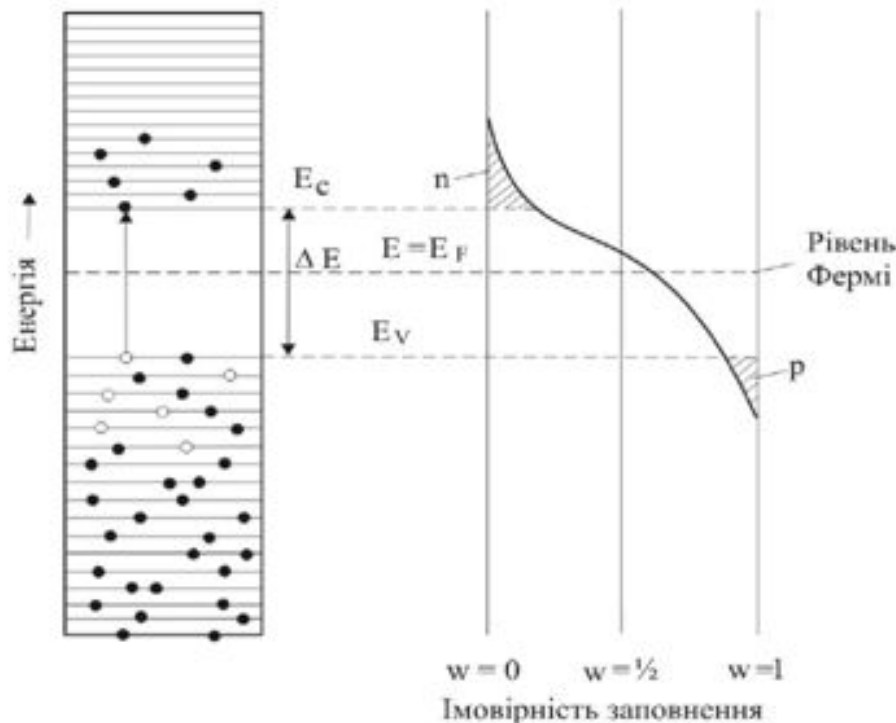


Рисунок 1 - Енергетична діаграма й функція ймовірності заповнення енергетичних рівнів для власного напівпровідника

- Положення рівня Фермі у власному напівпровіднику:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad 4$$

- З огляду на близькість значень N_v і N_c , дійдемо висновку, що у власному напівпровіднику рівень Фермі розташований приблизно посередині забороненої зони (дивись рисунок 1). Для графічного зображення температурної залежності n_i вираз (2) зручно представити у вигляді

$$\ln n_i = \ln \sqrt{N_c N_v} - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad 5$$

- Добуток $N_c N_v$ є слабкою функцією від температури; тому залежність логарифма концентрації носіїв заряду від зворотної температури близький до лінійного (рис. 2), причому нахил прямої характеризує ширину забороненої зони напівпровідника

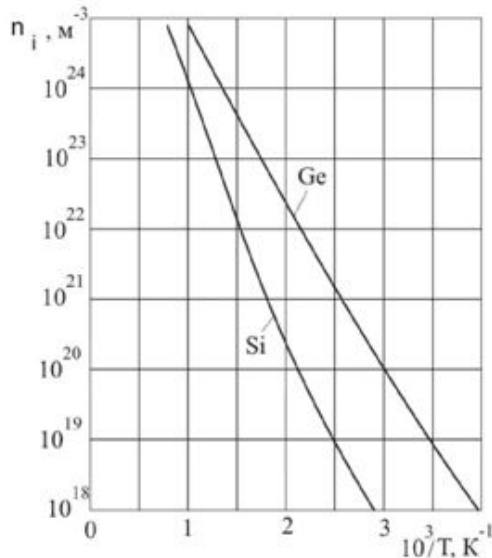


Рисунок 2 - Температурна залежність власної концентрації носіїв заряду в кремнії й германії

- Механізм власної електропровідності ковалентних напівпровідників пояснює рисунок 3, на якому у вигляді плоскої моделі зображені кристалічна решітка кремнію.

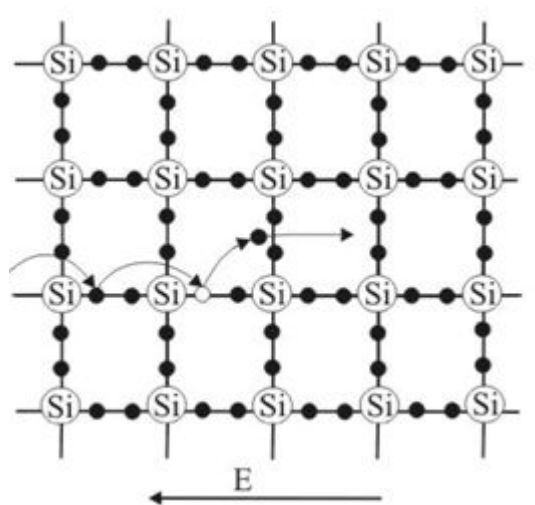


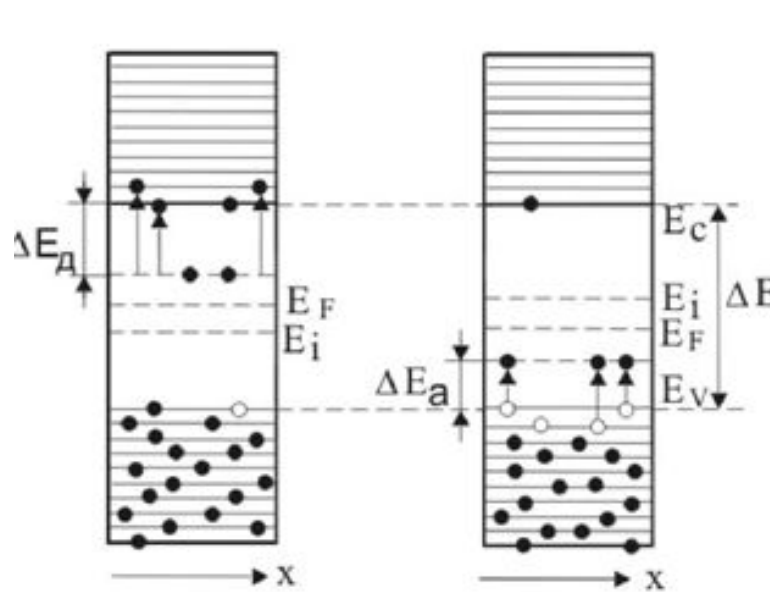
Рисунок 3 - Схематичне подання власної електропровідності напівпровідника

Кремній і германій, є елементами IV групи системи Менделєєва, кристалізуються в структурі алмаза (див. рис. 3). У цій структурі кожний атом взаємодіє силами ковалентних зв'язків з чотирма найближчими сусідами. Чотири валентних електрони будь-якого атома утворюють чотири ковалентних зв'язків і не можуть відірватися від своїх атомів без значних витрат енергії.

Енергетичні витрати на розрив зв'язку й звільнення електрона кількісно дорівнюють ширині забороненої зони. Атоми, що втратили електрони, перетворюються в позитивно заряджені іони, а незаповнений валентний зв'язок містить енергетичну вакансію для електронів, тобто проявляє себе як дірка.

- Позитивно заряджений іон може запозичити електрон від будь-якого сусіднього атома, що призведе до переміщення дірки по кристалу. Вільні електрони і дірки провідності хаотично блукають по решітці доти, доки не рекомбінують при зустрічі. Під дією зовнішнього електричного поля рух носіїв заряду здобуває спрямований характер. При цьому переміщення дірки до негативного полюса джерела можна представити як естафетний перехід валентних електронів від одного атома до іншого в напрямку проти поля.
- Домішки, які перебувають у міжвузлових положеннях кристалічної решітки (домішки впровадження) є електрично пасивними в напівпровіднику. Домішки, які перебувають у вузлах кристалічної решітки (домішки заміщення), створюють додаткові рівні в енергетичній діаграмі напівпровідника. Якщо додаткові рівні розташовані в забороненій зоні, то домішки є електрично активними, тобто впливають на електропровідність напівпровідника. При малій концентрації домішок відстань між домішковими атомами велика, їхні електронні оболонки не взаємодіють одна з одною. Внаслідок цього домішкові енергетичні рівні є дискретними, тобто не розщеплюються в зону. Енергетичні рівні можуть створювати й усілякі дефекти структури, у першу чергу, вакансії й міжвузлові атоми.
- Напівпровідник, електрофізичні властивості якого в основному визначаються домішками, називають домішковим.
- **Донори й акцептори.** Домішки можуть або поставляти електрони в зону провідності напівпровідника, або приймати їх з рівнів його валентної зони. На рисунку 4 показані ці два випадки, що мають найбільше практичне значення.

- Домішкові рівні, заповнені електронами при відсутності зовнішніх енергетичних впливів, розташовані в забороненій зоні поблизу нижнього краю зони провідності. При зовнішньому збудженні електрони із домішкових рівнів можуть легко переходити у найближчу вільну зону й брати участь у процесі електропровідності.



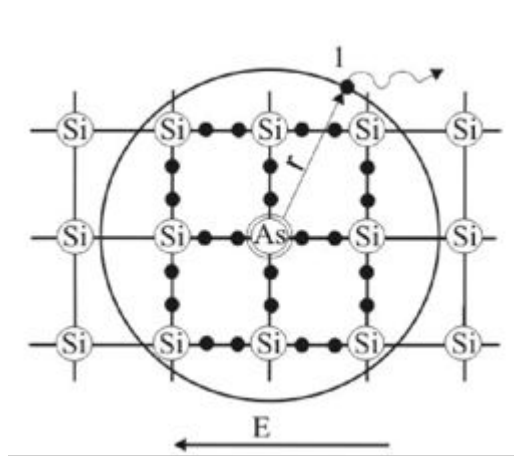
а) б)

ΔE_D - енергія іонізації донорів; ΔE_a - енергія іонізації акцепторів; x - просторова координата; а- електронний тип провідності (n); б - дірковий тип провідності (p)

Рисунок 4 - Енергетичні діаграми напівпровідників з домішками різного типу при $T > 0$

Енергія, необхідна для переходів, значно менше енергії іонізації власних атомів напівпровідника, тобто ширини забороненої зони.

- Домішки, що поставляють електрони в зону провідності напівпровідника, називають **донорами**. Завдяки постачанню донорами додаткових електронів провідності у таких матеріалах концентрація електронів перевищує концентрацію дірок, внаслідок чого вони одержали назву напівпровідників n-типу. Мінімальну енергію, яку необхідно одержати електрону для переводу його з донорного рівня в зону провідності, називають енергією іонізації донора ΔE_d (рис. 4,а). Наприклад, у кристалічній решітці кремнію частина основних атомів заміщена атомами миш'яку (елемента V групи). Вбудовуючись у вузол решітки, атом миш'яку віддає чотири електрони на утворення зв'язків з найближчими сусідами, а п'ятий електрон виявляється зайвим, тобто не бере участі у створенні ковалентних зв'язків. Через велику діелектричну проникність напівпровідника кулонівське притягання цього електрона ядром значною мірою послаблено. Тому досить невеликого теплового збудження, щоб відірвати надлишковий електрон від домішкового атома (рис. 5). Для цього необхідно витратити енергію, рівну ΔE_d . Атом домішки, що втратив електрон, перетворюється в позитивно заряджений іон, нерухомо закріплений в даному вузлі решітки.
- Тобто, домішки заміщення, валентність яких перевищує валентність основних атомів решітки, проявляють властивості донорів. Крім миш'яку типовими донорами в кремнії й германії є фосфор і сурма. Енергія іонізації донорів у германії становить менше 0,05 eВ, а в кремнії - менше за 0,1 eВ.

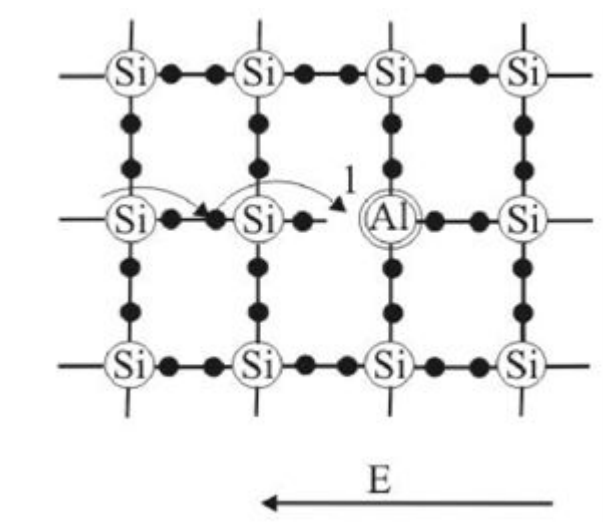


1 - надлишковий електрон домішкового атома

Рисунок 5 - Схематичне зображення донорної домішки в ковалентному напівпровіднику

Тобто, домішки заміщення, валентність яких перевищує валентність основних атомів решітки, проявляють властивості донорів. Крім миш'яку типовими донорами в кремнії й германії є фосфор і сурма. Енергія іонізації донорів у германії становить менше 0,05 еВ, а в кремнії - менше за 0,1 еВ. Домішка може внести незаповнені рівні, що розташовуються в забороненій зоні поблизу від верхнього краю валентної зони. Завдяки тепловому збудженню електрони з валентної зони напівпровідника закидаються на ці вільні домішкові рівні. Напівпровідник з такою домішкою має концентрацію дірок більшу, ніж концентрація електронів, що перейшли з валентної зони в зону провідності, і його називають напівпровідником р-типу, а домішки, що захоплюють електрони з валентної зони напівпровідника, - акцепторами. Мінімальну енергію, яку необхідно надати електрону валентної зони, щоб перевести його на акцепторний рівень, називають енергією іонізації акцептора (рис. 4,6).

- Якщо в кристалічну решітку кремнію введені домішки якого-небудь тривалентного елемента (наприклад, алюмінію), то для встановлення хімічних зв'язків із чотирма сусідніми атомами решітки в нього не вистачає одного електрона, тому ковалентний зв'язок одного з сусідніх атомів кремнію залишається ненасиченим. Через потребу встановлення чотирьох хімічних зв'язків атом алюмінію може захопити електрон в одного із сусідніх атомів кремнію. У результаті домішковий атом перетворюється в негативно заряджений іон, витрачаючи енергію, рівну енергії іонізації акцепторів. Захоплений електрон локалізується на домішковому атомі і не приймає участі в створенні електричного струму. Атом кремнію, що втратив електрон, стає позитивно зарядженим іоном, поблизу якого є вільний енергетичний стан, тобто утворює дірку. За рахунок естафетного переходу електронів від одного атома до іншого дірка може переміщатися по кристалі (рис. 6).



1 - незавершений зв'язок

Рисунок 6 - Схематичне зображення акцепторної домішки в ковалентному напівпровіднику

- Таким чином, домішки заміщення, що мають валентність менше валентності основних атомів решітки, в ковалентних напівпровідниках є **акцепторами**. Крім алюмінію акцепторні властивості в кремнії й германії проявляють бор, галій, індій. Енергія іонізації акцепторів чисельно близька до енергії іонізації донорів.
- **Основні й неосновні носії заряду.** Носії заряду, концентрація яких у даному напівпровіднику більше, називають основними, а носії, концентрація яких менше, - неосновними. Так, у напівпровіднику n-типу електрони є основними носіями, а дірки - неосновними; – напівпровіднику p-типу дірки - основними носіями, а електрони неосновними.
- При зміні концентрації домішок у напівпровіднику змінюється положення рівня Фермі й концентрація носіїв заряду обох знаків, тобто електронів і дірок. Однак добуток концентрацій електронів і дірок у невідродженному напівпровіднику при заданій температурі в умовах термодинамічної рівноваги є величина постійна, що не залежить від вмісту домішок (так зване співвідношення діючих мас):

$$n \cdot p = n_i^2$$

6

Якщо, наприклад, у напівпровіднику n-типу збільшити концентрацію донорів, то зросте число електронів, що переходять в одиницю часу із домішкових рівнів у зону провідності. Відповідно зросте швидкість рекомбінації носіїв заряду й зменшиться рівноважна концентрація дірок - «закон діючих мас» для носіїв заряду.

В робочому інтервалі температур напівпровідникових приладів і інтегральних схем атоми донорної або акцепторної домішки повністю іонізовані (виснаження легуючої домішки), тому концентрація основних носіїв заряду співпадає з концентрацією відповідної домішки, а концентрацію неосновних носіїв заряду знаходять із (3.6):

- для напівпровідника n - типу:

$$n_n = N_d, \quad p_n = n_i^2 / N_d,$$

$$p_p = N_a, \quad n_p = n_i^2 / N_a,$$

де n_n, n_p - концентрації електронів провідності в напівпровідниках n- і p-типу, відповідно, м^{-3} ; p_n, p_p - концентрації дірок провідності в напівпровідниках n- і p-типу, відповідно, м^{-3} ; N_d, N_a - концентрація донорної і акцепторної домішок, відповідно, м^{-3}

•2 Провідність напівпровідників

- Під дією зовнішнього електричного поля носії заряду, що знаходяться в безперервному тепловому русі, здобувають деяку швидкість спрямованого руху (швидкість дрейфу) і створюють електричний струм. Відношення середньої сталої швидкості спрямованого руху до напруженості електричного поля називають рухливістю носіїв заряду, де μ - рухливість носіїв заряду, $\text{м}^2\text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $\square v$ - швидкість дрейфу, м^{-1} , $\square E$ - напруженість електричного поля, В/м. З урахуванням двох типів носіїв заряду рівняння для густини струму:

- для напівпровідника p - типу:

$$J = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E},$$

- Де n – концентрація електронів провідності, p – концентрація дірок провідності, μ_n та μ_p – рухливості електронів і дірок, відповідно, $\text{м}^2\text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.
- За допомогою узагальненого закону Ома $J = \gamma \vec{E}$, 8
- де γ – питома провідність, $\text{Ом} \cdot \text{м}^{-1}$,
- знаходимо питому провідність напівпровідни $\gamma = e(n\mu_n + p\mu_p)$, 9
- У власному напівпровіднику з урахуванням (1) $\gamma = en_i(\mu_n + \mu_p)$.
- У домішкових напівпровідниках, як правило, одним з доданків у виразі (9) можна знехтувати. Наприклад, при досить великій концентрації донорів у напівпровіднику внесок дірок в електропровідність мізерно малий. У більшості напівпровідників рухливість дірок менше рухливості електронів. Причинами розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках, що по-різному впливають на величину рухливості та її температурну залежність, є: 1) теплові коливання атомів або іонів кристалічної решітки; 2) домішки в іонізованому або в нейтральному стані; 3) дефекти решітки (вакансії, атоми впровадження, дислокації, тріщини, границі кристалів і т. ін.).

- У напівпровідниках з атомною решіткою розсіювання носіїв заряду відбувається на теплових коливаннях решітки й на іонізованих домішках. Ці два механізми розсіювання призводять до появи двох ділянок температурної залежності рухливості. Рухливість, обмежена розсіюванням носіїв заряду тільки на теплових коливаннях вузлів решітки, μ_T зменшується з ростом температури:

$$\mu_T \sim T^{-3/2} . \quad 10$$

- Розсіювання на теплових коливаннях решітки відіграє домінуючу роль при підвищених температурах. В області низьких температур основне значення має розсіювання на іонізованих атомах домішок. Рухливість носіїв заряду, обмежена розсіюванням тільки на іонізованих домішках, μ_i зростає з ростом температури:

$$\mu_i \sim T^{3/2} / N_i \quad 11$$

- (N_i - концентрація іонізованих домішок).
- Якщо в розсіюванні носіїв заряду беруть участь обидва механізми, то результуюча рухливість може бути знайдена за допомогою співвідношення . Її температурна залежність зображується кривою із чітко вираженим максимумом (рис. 7). Зі збільшенням концентрації домішок максимум рухливості зменшується й зміщується у бік більш високих температур.

- При дуже низьких температурах, коли домішки слабо іонізовані, розсіювання носіїв заряду відбувається на нейтральних атомах домішки. При наявності тільки цього механізму розсіювання рухливість не залежить від температури, а визначається тільки концентрацією домішки.
- Різке зростання питомої провідності при підвищених температурах відповідає області власної електропровідності, що характеризується рівністю концентрацій електронів і дірок.
- За нахилом прямої на ділянці власної електропровідності (5) можна визначити ширину забороненої зони напівпровідника ΔE . У виродженого напівпровідника ($N_{дз}$) концентрація носіїв заряду не залежить від температури, а температурна залежність питомої провідності в області домішкової електропровідності якісно подібна до температурної зміни питомої провідності металів

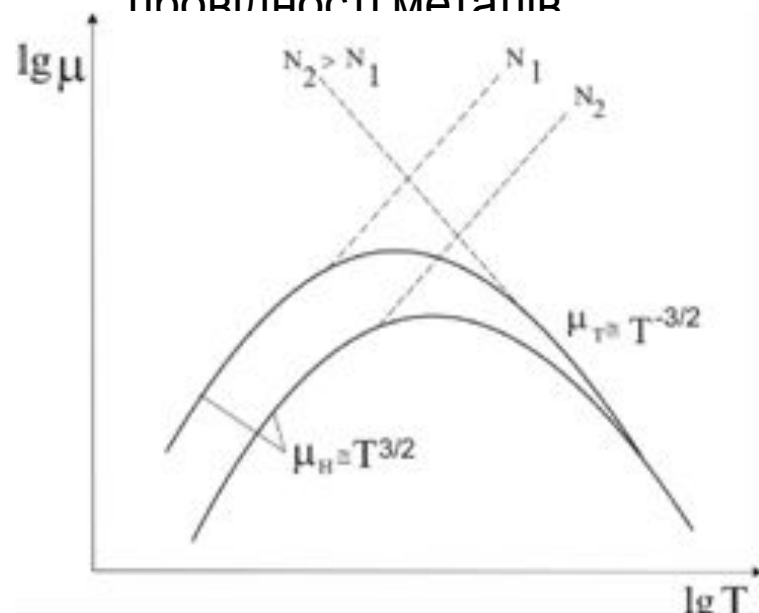


Рисунок 7 - Температурна залежність рухливості носіїв заряду для невикорданого напівпровідника при різних концентраціях домішки

- **Нерівноважні носії заряду в напівпровідниках.** В напівпровідниках крім теплової генерації вільних електронів і дірок за рахунок теплового збудження можливі й інші механізми появи носіїв заряду: при опроміненні світлом, при впливі сильного електричного поля, при інжекції через контакт і ін. Дія таких факторів призводить до появи додаткових, нерівноважних, носіїв заряду. їхня концентрація є надлишковою стосовно рівноважної: $\Delta n = n - n_0$; $\Delta p = p - p_0$, де n_0 і p_0 - рівноважні концентрації електронів і дірок, що виникають під дією теплоти, м^{-3} ; n і p - їхні повні концентрації.
- Після припинення нетеплового збудження напівпровідник повертається в рівноважний стан, при цьому надлишкова концентрація носіїв заряду за рахунок процесу рекомбінації спадає до нуля. Надлишкова енергія, що звільняється при рекомбінації електронів і дірок, або випромінюється у вигляді фотона, або передається кристалічній решітці у вигляді теплоти (фононів). У першому випадку рекомбінацію називають випромінювальною, у другому - безвипромінювальною (фононою). Матеріали, в яких велика частка актів рекомбінації є випромінювальними (наприклад, арсенід і фосфід галію) використовуються для виготовлення напівпровідникових джерел випромінювання (світлодіодів, лазерів).
- Основними характеристиками процесу рекомбінації є час життя й дифузійна довжина нерівноважних носіїв заряду.
- **Час життя носіїв заряду.** Часом життя нерівноважних носіїв заряду називають відношення надлишкової концентрації (Δn або Δp) нерівноважних носіїв заряду до швидкості зміни цієї концентрації внаслідок рекомбінації. Зміна надлишкової концентрації носіїв заряду після відключення джерела збудження:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-t/\tau),$$

де n_0 - надлишкова концентрація носіїв заряду в момент часу $t = 0$.

Час життя є чутливою характеристикою хімічної чистоти й структурної досконалості напівпровідникового матеріалу і є максимальним у власному напівпровіднику. У реальних напівпровідниках час життя нерівноважних носіїв заряду може становити 10...10 с.

Дифузійна довжина - це відстань, на якій в однорідному напівпровіднику при одновірній дифузії під час відсутності електричних і магнітних полів надлишкова концентрація носіїв заряду зменшується внаслідок рекомбінації в e разів, тобто - це середня відстань, на яку носій дифундує за час життя. Вирішуючи рівняння дифузії, можна одержати вираз, що пов'язує дифузійну довжину із часом життя: ; , де L – дифузійна довжина носіїв заряду відповідного типу, м; D - їхні коефіцієнти дифузії, м²/с.

Чим менше домішок і дефектів у напівпровіднику, тим більший час життя й, відповідно, дифузійна довжина нерівноважних носіїв заряду.

3 Оптичні й фотоелектричні явища в напівпровідниках

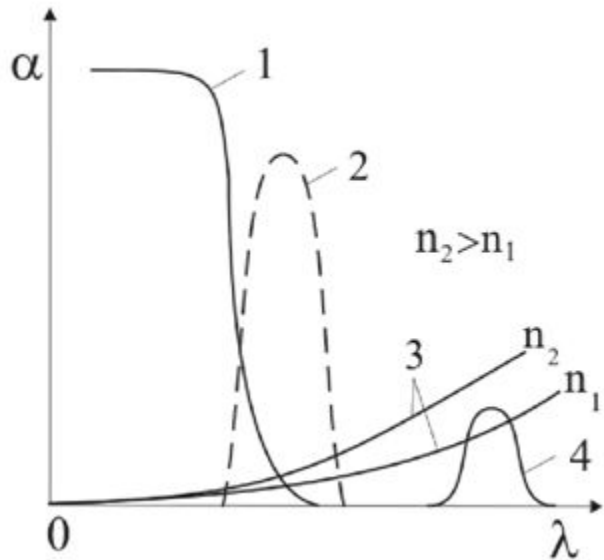
Поглинання світла. Світло, проникаючи в напівпровідник, вступає із кристалічною решіткою у взаємодію, пов'язану з обміном енергій. Позначимо через I_0 інтенсивність світла, тобто кількість світлової енергії, що проходить в одиницю часу через нормальний до світлового потоку одиничний перетин напівпровідника.

Частина світлового потоку I_R відбивається від границі розподілу. Частка відбитої енергії характеризується коефіцієнтом відбиття $R = I_R/I_0$. Інтенсивність світла, що проходить через напівпровідник, послаблюється внаслідок процесу поглинання за законом Бугера-Ламберта:

$$I(x) = I_1 \exp(-\alpha x),$$

13

- де x - глибина від поверхні напівпровідника, м; $I_1 = I_0(1 - R)$ - інтенсивність світла, що входить через поверхню зразка, Вт/м²; α - показник поглинання, м⁻¹.
- При нормальному падінні світлових променів для слабо поглинаючих середовищ коефіцієнт відбиття може бути розрахований за відомою формулою оптики $R = (n-1)^2 / (n+1)^2$, де n - показник переломлення світла в напівпровіднику. Для більшості напівпровідників $n = 3...4$. Цим значенням відповідає коефіцієнт відбиття $R = 25...36\%$.
- Залежність показника поглинання α від довжини хвилі або енергії фотонів називають спектром поглинання речовини. У напівпровідниках розрізняють кілька механізмів оптичного поглинання. Кожному з них відповідає певна область спектра (рис.8).
- **Власне поглинання** світла обумовлене переходами електронів з валентної зони в зону провідності, тобто енергія квантів світла йде на іонізацію атомів напівпровідника. Власне поглинання можливо в тому випадку, якщо енергія фотонів перевищує ширину забороненої зони. Залежно від ширини забороненої зони воно проявляється у видимій або ближній інфрачервоній області спектра. У більшості напівпровідників ширина забороненої зони при нагріванні зменшується. Наслідком температурної зміни ширини забороненої зони є зсув краю власного



1 - власне поглинання; 2 - екситонне поглинання; 3 – поглинання світла носіями заряду; 4 - домішкове поглинання Рисунок 8 - Залежність показника поглинання від довжини хвилі падаючого випромінювання

Власне поглинання світла обумовлене переходами електронів з валентної зони в зону провідності, тобто енергія квантів світла йде на іонізацію атомів напівпровідника. Власне поглинання можливо в тому випадку, якщо енергія фотонів перевищує ширину забороненої зони. Залежно від ширини забороненої зони воно проявляється у видимій або ближній інфрачервоній області спектра. У більшості напівпровідників ширина забороненої зони при нагріванні зменшується. Наслідком температурної зміни ширини забороненої зони є зсув краю власного поглинання.

Екситонне поглинання. У деяких напівпровідниках при поглинанні фотонів утворюються особливі збуджені стани електронів валентної зони, називані екситонами. Екситон - це система із взаємозалежних власних електростатичних полів електрона й залишеної їм дірки. Енергія утворення екситону менше ширини забороненої зони, оскільки остання є мінімальною енергією, необхідною для

- Екситон може блукати по кристалу, передаючись від одного атома (що приходить у нормальний стан) до іншого. Тому що екситон є в цілому нейтральним поєднанням електрона з діркою, то хаотичний рух екситонів по кристалу не створює електричного струму.
- **Поглинання світла носіями заряду.** Цей механізм поглинання обумовлений переходами електронів і дірок з одного рівня на іншій під впливом квантів світла усередині енергетичних зон (відповідно зони провідності й валентної зони). При фіксованій довжині хвилі світла χ показник поглинання тим більше, чим вище концентрація носіїв заряду в напівпровіднику, тобто чим менше питомий опір матеріалу.
- **Домішкове поглинання світла** обумовлене іонізацією або збудженням домішкових атомів у кристалічній решітці, коли енергія поглинених квантів світла витрачається або на перехід електронів з донорних рівнів у зону провідності, або на перехід електронів з валентної зони на акцепторні рівні. Домішкове поглинання зміщене від краю власного поглинання в далеку інфрачервону область спектра й експериментально спостерігається лише при низьких температурах, коли більша частина атомів домішки ще не іонізована.

- **Поглинання світла решіткою** відбувається в результаті взаємодії електромагнітного поля із коливаннями зарядів в вузлах кристалічної решітки і пов'язане зі зміною коливальної енергії атомів. Воно проявляється в далекій інфрачервоній області спектра й накладається на домішкове поглинання й поглинання носіями заряду.
- Із всіх розглянутих механізмів оптичного поглинання світла лише власне й домішкове поглинання супроводжуються генерацією додаткових носіїв заряду. Тому ці два механізми поглинання називають фотоактивними.
- **Фотопровідність.** Зміна електричної провідності (питомого опору) речовини під впливом електромагнітного випромінювання називають фотопровідністю (фоторезистивним ефектом).
- При фотопровідності первинним є процес поглинання фотонів. Фотоу тем $\Delta\gamma = \gamma_c - kT = e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p$ ностей напівпровідника на світлі й

- де Δn і Δp - концентрації нерівноважних носіїв заряду, що виникли внаслідок оптичної генерації, м^{-3} .
- Швидкість оптичної генерації носіїв заряду g_0 визначається інтенсивністю падаючого світла I й показником поглинання α : , де η_0 - квантовий вихід внутрішнього фотоефекта, тобто кількість пар носіїв заряду, що доводиться на один поглинений квант. У фотоелектрично активній області електромагнітного спектра квантовий вихід найчастіше дорівнює одиниці,

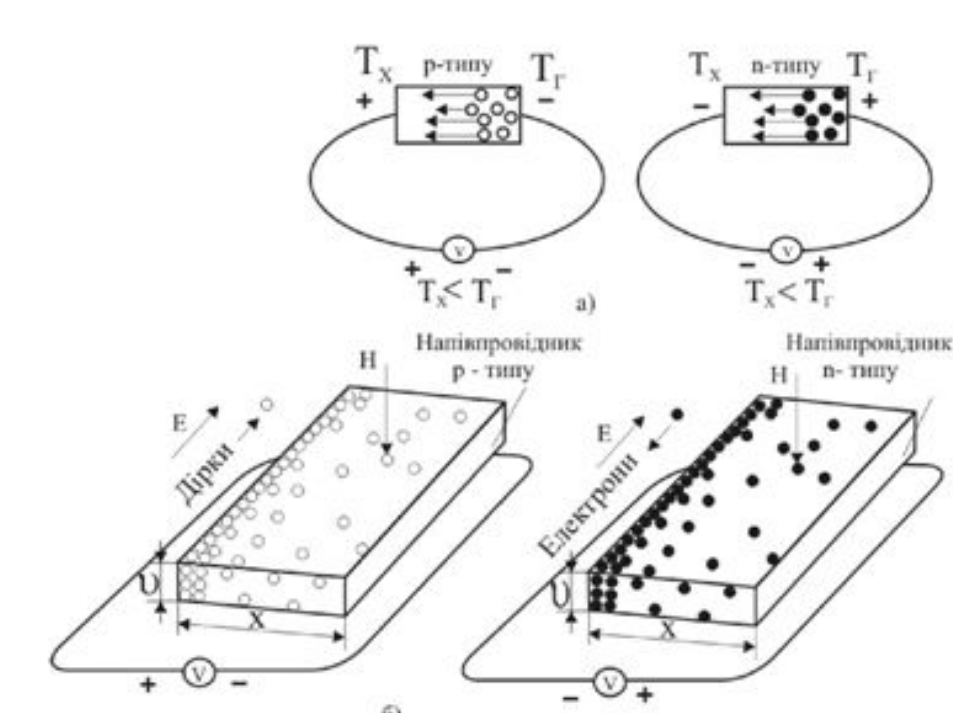
- Після припинення опромінення провідність більш-менш швидко (від мікросекунд до хвилин і навіть годин) повертається до того значення, що вона мала до опромінення. Інерційність фотопровідності різних напівпровідникових речовин необхідно враховувати при розробці швидкодіючих фоторезисторів.
- Положення спектрального максимуму власної фотопровідності визначається шириною забороненої зони напівпровідника. Для виготовлення власних фоторезисторів використовують халькогеніди елементів II і IV груп: сульфід (CdS) і селенід (CdSe) кадмію (чутливі до видимого випромінювання), сульфід свинцю (PbS) і тверді розчини $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (область спектральної чутливості 1... 15 мкм). Високу чутливість в ІЧ-області спектра мають також вузькозонні напівпровідники $A^{III}B^V$ - арсенід (InAs) і антимонід (InSb) індію.
- **Люмінесценція.** Люмінесценцією називають електромагнітне нетеплове випромінювання, тривалість якого значно перевищує період світлових коливань. При люмінесценції акти збудження й випромінювання світла розділені в часі (а іноді й у просторі) проміжними процесами, що обумовлює відносно тривалий час існування світіння речовини після припинення збудження. Речовини, що здатні люмінесціювати, називаються люмінофорами. Найбільш численну групу люмінофорів утворюють напівпровідники з досить широкою забороненою зоною.
- Залежно від виду люмінофора розрізняють фотолюмінесценцію (збудження світлом), катодолюмінесценцію (збудження електронним променем) і електролюмінесценцію (світіння під дією електричного поля).

- У напівпровідниках люмінесценція в більшості випадків обумовлена рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду. Генерація видимого випромінювання можлива лише в напівпровідниках із шириною забороненої зони більше 1,7 еВ. Випромінювальні квантові переходи можуть відбуватися спонтанно (самовільно) і вимушено. При спонтанних переходах випускнення фотонів не залежить від зовнішніх впливів на систему. Акти спонтанного випромінювання відбуваються незалежно один від одного в різні моменти часу, тому спонтанне випромінювання є некогерентним. Вимушені квантові переходи відбуваються під дією зовнішнього електромагнітного поля певної частоти, що відповідає частоті збудженого випромінювання. Особливість змушеного (стимульованого) випромінювання полягає в тому, що вимушуючі фотони мають ту ж частоту, поляризацію й фазу, що й фотони змушеного випромінювання, збігаються також й напрямки поширення фотонів. Таким чином, змушене випромінювання є когерентним.
- Різні види люмінесценції знаходять різноманітні практичні застосування. За допомогою люмінофорів можна перетворити невидиме випромінювання у видиме світло. Наприклад, у так званих лампах денного світла невидиме оком ультрафіолетове випромінювання електричного розряду в парах ртуті перетворюється у видиме світло, спектральний склад якого можна змінювати підбором люмінофора, що покриває стінки лампи (фотолюмінесценція). Світіння люмінофорів при бомбардуванні їх потоком швидких електронів використовується в електронно-променевих трубках і в електронних мікроскопах (като до люмінесценція). Однак найбільший практичний інтерес викликає явище електролюмінесценції, що обумовлено швидким розвитком оптоелектроніки.

- Різні види люмінесценції знаходять різноманітні практичні застосування. За допомогою люмінофорів можна перетворити невидиме випромінювання у видиме світло. Наприклад, у так званих лампах денного світла невидиме оком ультрафіолетове випромінювання електричного розряду в парах ртуті перетворюється у видиме світло, спектральний склад якого можна змінювати підбором люмінофора, що покриває стінки лампи (фотолюмінесценція). Світіння люмінофорів при бомбардуванні їх потоком швидких електронів використовується в електронно-променевих трубках і в електронних мікроскопах (като до люмінесценція). Однак найбільший практичний інтерес викликає явище електролюмінесценції, що обумовлено швидким розвитком оптоелектроніки.
- Інжекційна електролюмінесценція спостерігається при включенні р-n-переходу в прямому напрямку. Вона є основою принципу дії світлодіодів і напівпровідникових лазерів. Передпробійна електролюмінесценція виникає в сильних електричних полях, коли розвиваються процеси ударної іонізації, яка призводить до збільшення концентрації нерівноважних носіїв заряду.
- **4 Термоелектричні явища та ефект Хола у напівпровідниках**
- **Термо-е.р.с.** У напівпровідниках під дією різниці температур виникає різниця потенціалів, що називають термоелектрорушійною силою. Основні причини появи термо-е.р.с. були розглянуті в Лекції 3.

- У замкнутому ланцюзі, що складається із двох різних провідних матеріалів (наприклад, напівпровідника й металу), буде проходити електричний струм, якщо контакти мають неоднакову температуру. Нерівномірне нагрівання однорідного напівпровідника призводить до градієнта середньої енергії носіїв заряду в різних частинах кристала. Крім того, перепад температури може впливати на зміну концентрації носіїв заряду, чого не спостерігається в металах. Внаслідок зазначених причин виникає дифузійний потік носіїв заряду з нагрітої в більш холодну область кристала. В результаті утворюється внутрішнє електричне поле, яке перешкоджає подальшому розподілу зарядів і сприяє встановленню рівноваги.
- У напівпровідниках у загальному випадку в створенні термо-е.р.с. беруть участь носії заряду двох типів - електрони й дірки. Обумовлені ними складові термо-е.р.с. протилежні за знаком. У напівпровіднику n-типу основними носіями заряду є електрони. їхній потік від гарячого кінця до холодного більший, ніж у протилежному напрямку. В результаті дифузії на холодному кінці накопичується негативний заряд надлишкових електронів, а на гарячому кінці утворюється некомпенсований позитивний заряд іонізованих донорів. У напівпровіднику p-типу в процесі дифузії беруть участь дірки, тому полярність виникаючої термо-е.р.с. змінюється на протилежну (рис. 9,а).
- Неоднакова реакція домішкових напівпровідників на неоднорідності теплового поля дозволяє використати термоелектричний ефект для експресного визначення типу електропровідності матеріалу

- Найпростіший пристрій, призначений для цих цілей, називається термозондом. Чисельне значення диференційної термо-е.р.с. напівпровідників залежно від температури й концентрації домішкових атомів коливається в межах $10^2 \dots 10^4$ мкВ/К, тобто є на 2...4 порядку вищим, ніж у металів.



а - термозонд; б - ефект Хола

Рисунок 9. - Методи визначення типу електропровідності напівпровідника

- Велика термо-е.р.с. напівпровідників дозволяє використовувати їх як ефективні перетворювачі теплової енергії в електричну. Основою таких перетворювачів є термоелементи, складені з послідовно включених напівпровідників р- і п-типів.
- **Ефект Хола.** Фізичні явища, що виникають у напівпровіднику при одночасному впливі на нього електричного й магнітного полів, називають гальваномагнітними ефектами. Серед гальваномагнітних ефектів одним з найважливіших є ефект Хола. Сутність його така. Якщо пластину напівпровідника, по якій проходить електричний струм, помістити в магнітне поле, перпендикулярне струму, то на бічних гранях пластини в напрямку, перпендикулярному струму й магнітному полю, виникне різниця потенціалів - е.р.с. Хола. її поява обумовлена тим, що на носії заряду, що рухаються зі швидкістю v , у магнітному полі з індукцією \mathbf{B} діє сила Лоренца $F_L = e[v]$, що відхиляє їх до однієї з бічних граней пластини. Напрямок сили Лоренца не залежить від знака носіїв заряду, а визначається лише напрямками електричного і магнітного полів. При заданих напрямках \mathbf{E} і \mathbf{B} електрони й дірки в напівпровідниках відхиляються в однакову сторону. Оскільки електрони і дірки мають заряд протилежного знаку, то полярність е.р.с. Хола в напівпровіднику n-типу протилежна полярності, що виникає в матеріалі р-типу, що й використовується для визначення типу електропровідності напівпровідників (рис. 9,б).
- За результатами виміру е.р.с. Хола можна визначити не тільки знак носіїв

- Ефект Хола використовується також і як принцип дії ряду напівпровідникових приладів: вимірників магнітної індукції, безконтактних вимірників струму, фазочутливих детекторів, аналізаторів спектра, модуляторів.
- **5 Електропровідність напівпровідників в сильному електричному полі**
- Рухаючись в електричному полі, електрон змінює як свою координату, так і енергію, переходячи з одного рівня на іншій. При цьому кінетична енергія його збільшується на величину $e \cdot U$ (де U - пройдена електроном різниця потенціалів). Накопичену енергію електрон може втратити при розсіюванні, повернувшись на більш низький рівень. В сильних електричних полях порушується пропорційність між густиною струму в напівпровіднику й напруженістю зовнішнього електричного поля (див. формулу 8), тобто не виконується закон Ома. Критична напруженість поля, при якій можливі істотні відхилення від закону Ома $E_{кр} \sim 10^6$ В/м.
- В області сильних полів рухливість носіїв заряду також змінюється. Залежно від температури вона може, як зменшуватись, так і зростати зі збільшенням напруженості електричного поля E . При напруженості електричного поля більше 10^6 В/м у напівпровіднику починають з'являтися надлишкові носії заряду й питома провідність його зростає. Механізми збільшення концентрації носіїв: термоелектронна іонізація (при $E \sim 10^6$ В/м); ударна іонізація (при $E \sim 10^7$ В/м); тунельний ефект (або електростатична іонізація - при $E \sim 10^8$ В/м).