

Розділ 8. Контактні явища в напівпровідниках.

8.1. Контакт метал - метал, метал - напівпровідник.

Розглянемо контакт двох металів з різною роботою виходу. При утворенні контакту (утворення спільного рівня Фермі в системі метал-напівпровідник) на межі поділу повинна виникнути контактна різниця потенціалів. Величина цієї контактної різниці потенціалів дорівнює різниці робіт виходу електронів з кожного з металів.

$$eV_k = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (8.1)$$

При цьому повинно виникнути електричне поле, величина якого є $E_k = \frac{V_k}{d}$ (де d - є відстань між різними металами, що утворили спільну систему). У відповідності з теоремою Гауса існування поля призводить до існування заряду і величина цього заряду дорівнює: $\sigma_s = \varepsilon\varepsilon_0 E_k = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 V_k}{d}$. Якщо вважати, що відстань між металами, що утворили контакт по порядку величини дорівнює сталій ґратки, то величина поверхневого заряду, що повинен забезпечити існування контактної різниці потенціалів на поверхні є величина порядку 10^{13} см^{-2} . Ця величина на один-два порядки менше ніж поверхнева концентрація електронів, що виходять на поверхню з об'єму металів (порядку 10^{15} см^{-2}). Тобто електронне поле контактної різниці потенціалів металів не заглиблюється в метал на відстань глибше ніж стала ґратки, оскільки поверхневим зарядом σ_s , що зумовлений контактною різницею потенціалів можна знехтувати по відношенню до власного поверхневого заряду металу. Реальна ситуація значно складніша, перш за все за рахунок різної діелектричної проникності двох контактуючих середовищ та електронних властивостей металів (наприклад, законів дисперсії у металах, або форми Фермі поверхонь), але в нашому феноменологічному підході описана вище ситуація досить правдиво відображає реальність.

Інша ситуація має місце при контакті металу з напівпровідником. Будемо вважати, що робота виходу в напівпровіднику (φ_2) менша за роботу виходу в металі (φ_1). Нехай концентрація електронів в напівпровіднику дорівнює 10^{15} см^{-3} , контактна різниця потенціалів $V_k = 1 \text{ eV}$, відстань між напівпровідником і металом 10^{-4} см . Тоді різниця концентрацій електронів, що обумовлені контактною різницею потенціалів дорівнює величині порядку 10^9 см^{-2} , а з самого напівпровідника на поверхню виходить 10^{10} см^{-2} . Ясно, що зовнішнє поле несуттєво змінює поле в напівпровіднику. У випадку, коли відстань між металом і напівпровідником стане порядку 10^{-7} см , заряд утворений контактною різницею потенціалів буде порядку 10^{12} см^{-2} і вимагатиме певного перерозподілу заряду в напівпровіднику для збереження електронейтральності в області границі розділу металу і напівпровідника. Цей перерозподіл заряду можна трактувати, як вигин зон в напівпровіднику, бо саме цей вигин зон призведе до перерозподілу концентрації носіїв заряду в області межі поділу.. Хід потенціалу, чи зміну енергії в системі, за рахунок впливу

заряду, що знаходиться на межі поділу можна знайти розв'язуючи рівняння Пуасона. В одновимірному випадку це буде:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_2\varepsilon_0}, \quad \text{або} \quad \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{e\rho(x)}{\varepsilon_2\varepsilon_0} \quad (8.2)$$

В загальному випадку густина заряду в області вигину зон може бути записана наступним чином:

$$\rho(x) = e(N_D - N_{De} - n + p) \quad (8.3)$$

де: $N_D - N_{De}$ - концентрація іонізованих донорів (N_D - концентрація донорних рівнів; N_{De} - концентрація електронів на них). В об'ємі напівпровідника в рівноважному стані число вільних електронів (n_0) дорівнює сумі іонізованих донорів та числу вільних дірок у валентній зоні (p_0) (умова електронейтральності) тобто:

$$p_0 + (N_D - N_{De}) - n_0 = 0 \quad (8.4)$$

Знайдемо з (8.4) $N_D - N_{De}$ і підставляючи в (8.3) матимемо:

$$\rho(x) = e[(p - p_0) - (n - n_0)] \quad (8.5)$$

Концентрації n_0 і p_0 відповідно можуть бути записані в області вигину зон $\varphi(x)$, як:

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad \text{та} \quad p(x) = p_0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}$$

Тоді (8.5) можна переписати у вигляді:

$$\rho(x) = e[p_0(e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} - 1) - n_0(e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} - 1)] \quad (8.6)$$

В загальному вигляді рівняння (8.2) з правою частиною у вигляді (8.6) не може бути розв'язане аналітично. Випадок, коли рівняння (8.2) може бути розв'язане аналітично відповідає умові, що $\rho(x) = const$. При цій умові область просторового заряду називається шаром Шоткі і ясно, що з (8.6) можна сформулювати обмеження на $\varphi(x)$, коли буде виконуватись $\rho(x) = const$. Будемо вважати, що наш напівпровідник є n -типу і тоді ці умови будуть такими:

$$n_0 \gg n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad \text{та} \quad n_0 \gg p_0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad (8.7)$$

Перша умова означає, що висота бар'єру повинна бути не менше $(2-3)kT$, щоб можна було знехтувати експонентою у другому доданку рівняння (8.6). Можна показати, що друга умова (8.7) фізично означає нехтування дірками в області шару Шоткі і може бути записана у вигляді: $\varphi(0) < E_g - 2\mu + \frac{3}{2}kT \ln \frac{m_e}{m_h}$

Тоді повна умова шару Шоткі є:

$$(2-3)kT < \varphi(0) < E_g - 2\mu + \frac{3}{2}kT \ln \frac{m_e}{m_h} \quad (8.8)$$

При якій рівняння (8.2) може бути записано у вигляді:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{e^2 n_0}{\varepsilon_2\varepsilon_0} \quad (8.9)$$

З фізичних міркувань, ми можемо сформулювати граничні умови:

$$\begin{aligned} x=0, \varphi(0) &= \varphi_0, E(0) = E_0 \\ x=L, \varphi(L) &= 0, E(L) = 0 \end{aligned} \quad (8.10)$$

Інтегруючи рівняння (8.9) двічі отримаємо:

$$\varphi(x) = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \left(\frac{x^2}{2} + Ax + B \right) \quad (8.11)$$

Використовуючи граничні умови $E(L) = 0$ та $\varphi(L) = 0$ знаходимо значення $A = -L$ та $B = L^2 / 2$.

Таким чином залежність ходу потенціалу в області просторового заряду (шару Шоткі) та залежність поля в цій же області матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \frac{e^2 n_0}{2\varepsilon\varepsilon_2} (L-x)^2 \\ E(x) &= \frac{1}{e} \cdot \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{en_0}{\varepsilon\varepsilon_2} (L-x) \end{aligned} \quad (8.12)$$

На Рис.8.1 наведена енергетична зонна діаграма контакту метал - напівпровідник з врахуванням падіння напруги в області перехідного шару (дивися далі). Та залежність вигину зон та поля в області просторового заряду.

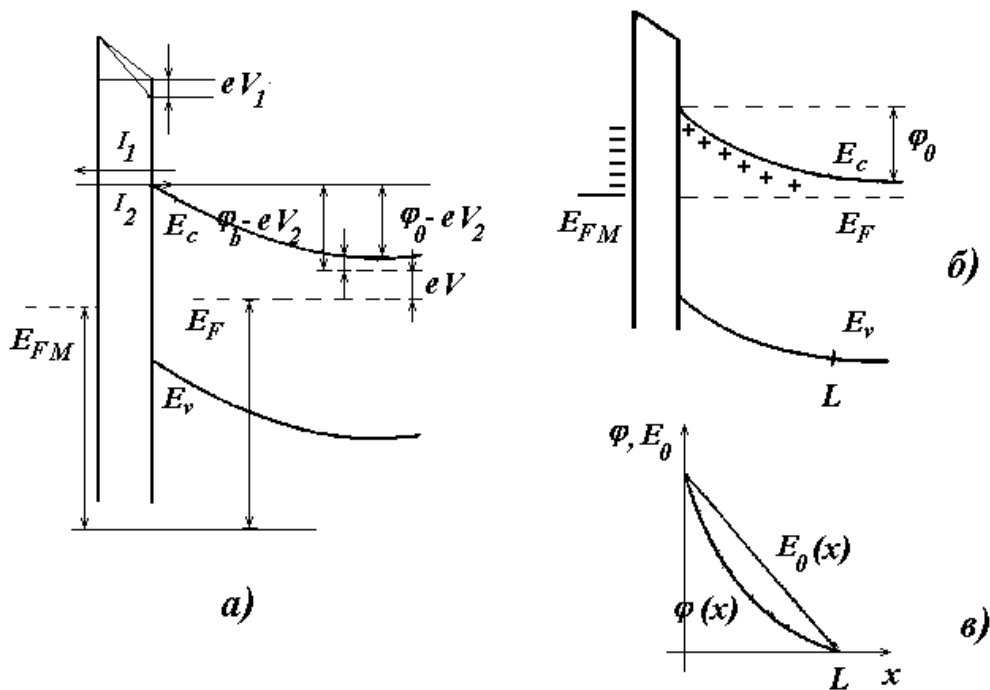


Рис.8.1. Енергетична зонна діаграма контакту метал - напівпровідник з врахуванням падіння напруги в області перехідного шару (а), залежність вигину зон (б) та поля в області просторового заряду (в) для випадку шару Шоткі.

Як видно з (8.12) потенціал в області шару Шоткі змінюється з координатою по параболі, а поле лінійно. Згідно з (8.12) величина поля на межі поділу та довжина шару Шоткі відповідно є :

$$L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_2\varphi_0}{e^2 n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.13)$$

$$E_0 = -\frac{2\varphi_0}{eL} = -\left(\frac{2\varphi_0 n_0}{\varepsilon\varepsilon_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Оцінки показують, що при $\varphi_0 = 1$ еВ., $\varepsilon_2 = 10$, $n_0 = 10^{15}$ см⁻³ величина $L \approx 10^{-4}$ см. Ясно, що коли величина вигину зони провідності змінюється, то змінюється відповідно і концентрація електронів в цьому шарі. Зміну концентрації вільних носіїв заряду в шарі Шоткі можна записати слідуочим чином:

$$n(x) = N_c e^{\frac{E_F - (E_C + \varphi(x))}{kT}} = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad (8.14)$$

Необхідно звернути увагу зараз на те, що висота бар'єру φ_0 введена таким чином є параметр задачі, який, взагалі кажучи, залежить від стану межі поділу між металом та напівпровідником. Фізичні ж властивості поверхні визначаються поверхневими електронними станами, які в свою чергу обумовлюють вигин зон на поверхні і, таким чином, суттєво впливають на висоту бар'єру в контактї поряд з впливом контактної різниці потенціалів, яку ми розглянули вище. Докладніше природу поверхневих станів та їх вплив на вигин зон ми розглянемо в Главі 7, яка була присвячена аналізу поверхневих явищ в напівпровідниках.

8.2. Вплив зовнішнього електричного поля на висоту потенційного бар'єру.

Прикладання зовнішньої різниці потенціалів (V) до контакту призводить до того, що воно векторно складається з полем контактної різниці потенціалів. Це відповідно призводить до зміни висоти бар'єру в структурі, а це в свою чергу змінює величину поля на межі поділу і довжину шару Шоткі слідуочим чином:

$$L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_2(\varphi_0 \pm eV)}{e^2 n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.15)$$

$$E_0 = -\frac{2\varphi_0}{eL} = -\left(\frac{2(\varphi_0 \pm eV)n_0}{\varepsilon\varepsilon_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Знак “-” відповідає напрузі прямого зміщення, при якій зовнішня різниця потенціалів призводить до зменшення висоти бар'єру, “+” навпаки - до зворотнього зміщення і відповідно до збільшення і поля на межі поділу, і ширини шару Шоткі в структурі.

В рівноважних умовах, коли зовнішня різниця потенціалів дорівнює нулю, струм в контактї також дорівнює нулеві, бо обидва струми (струм із метала в напівпровідник і струм із напівпровідника в метал) рівні один одному. Якщо ввімкнути зовнішню напругу прямого зміщення, то бар'єр зменшиться і струм з напівпровідника в метал зросте. Зменшення бар'єра в найпростішому випадку буде пропорційне бoльцманівському фактору $e\frac{V}{kT}$.

Утворення області просторового заряду призводить до утворення так званої бар'єрної ємності. Яка може бути записана у найпростішому вигляді, як ємність плоского конденсатора з відстанню між двома обкладками конденсатора, що дорівнюють області просторового заряду.

$$C = \frac{S\epsilon\epsilon_2}{L} = S \left[\frac{\epsilon\epsilon_2 e^2 n_0}{2(\varphi_0 \pm eV)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.16)$$

Як бачимо з (8.15), в контактi метал - напiвпровiдник величиною ємності структури можна керувати прикладаючи зовнiшню напругу. Це дозволяє використати таку структуру для створення параметричного пiдсилювача.

8.3. Випростування на контактi метал - напiвпровiдник.

Детальний аналіз вольт-амперних характеристик контакту метал-напiвпровiдник показує, що необхідно ввести ще один параметр, який характеризує проходження носіїв заряду через межу поділу. З загальних міркувань ясно, що можливі два варіанти поведінки носіїв заряду в області просторового заряду, а саме: і) довжина вільного пробігу носіїв більше ширини шару Шоткі ($l_{n,h} > L$) - цей випадок відповідає так званій діодній теорії випростування в контактi і фізично відображає ситуацію, коли в області просторового заряду немає зіткнень носіїв заряду; ii) зворотне співвідношення ($l_{n,h} < L$) відповідає дифузійній теорії випростування в контактi, що означає зміну енергії носія заряду при доланні потенційного бар'єру області просторового заряду за рахунок розсіювання електронів. В залежності від наведених вище критеріїв по різному будуть визначатись концентрації носіїв на границі поділу метал - напiвпровiдник і це суттєво впливатиме на параметри вольт - амперної характеристики.

Детальний розгляд надбар'єрного струму дає вираз для нього у випадку діодної теорії випростування:

$$J = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} (e^{\pm \frac{eV}{kT}} - 1) = J_S (e^{\pm \frac{eV}{kT}} - 1) \quad (8.17)$$

$$J_S = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

Вольт - амперна характеристика для надбар'єрного струму у випадку дифузійної теорії матиме вигляд:

$$J = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \frac{E_0 \mu_n}{\frac{v_n D_n}{4} + E_0 \mu_n} (e^{\pm \frac{eV}{kT}} - 1) = J_S (e^{\pm \frac{eV}{kT}} - 1) \quad (8.18)$$

$$J_S = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \frac{E_0 \mu_n}{\frac{v_n D_n}{4} + E_0 \mu_n}$$

В (8.17) та (8.18) S - площа контакту; e - заряд електрона; n_0 - рівноважна концентрація електронів у зоні провідності (або дірок у валентній зоні, якщо ми

розглядаємо контакт напівпровідника p - типу); v_n - теплова швидкість електронів у нашому випадку; D_n - коефіцієнт прозорості, який для нашого випадку близький до 1. У виразах (8.17) та (8.18) знак “+” - відповідає прямому зміщенню, а знак “-” - зворотньому.

Слід зазначити, що наведена вище ситуація є найпростішою і дуже рідко має місце в експериментальних дослідженнях. Реально у більшості випадків між напівпровідником і металом існує перехідний шар, який обумовлений перш за все, різницею в хімічному зв'язку між атомами металу і атомами, з яких складається матеріал напівпровідника. В різних експериментальних ситуаціях цей перехідний шар може вести себе по різному, однак, загальним є те, що у всіх випадках на цьому перехідному шарі падає додаткова напруга, яка призводить до того, що вирази для вольт-амперних характеристик набувають вигляду:

$$J = J_s \left(e^{\frac{eV_2}{kT}} - e^{-\frac{eV_1}{kT}} \right) \quad (8.19)$$

де J_s - такі ж, як і виразах (8.17) та (8.18), а V_1, V_2 - відповідно падіння напруги у перехідному шарі (товщиною d) і області просторового заряду, при цьому ясно, що $V_1 + V_2 = V$ де V - вся напруга прикладена до контакту.

На рис. 8.2 схематично зображена вольт-амперна характеристика контакту метал - напівпровідник для випадку діодної та дифузійної теорій з врахуванням перехідного шару та за умови, коли ним можна знехтувати.

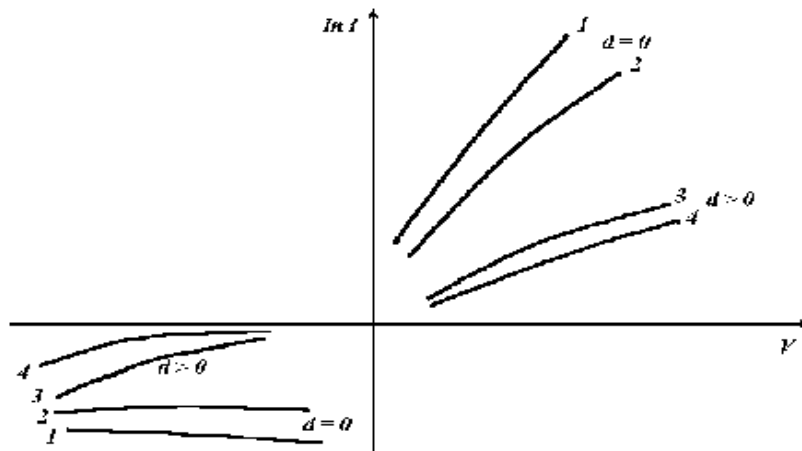


Рис.8.2. Схематичний вигляд вольт-амперних характеристик контакту метал - напівпровідник (1, 3 - діодна теорія; 2, 4 - дифузійна теорія).

Як видно з малюнку наявність перехідного шару в контакті призводить до зменшення нелінійності вольт-амперної характеристики, як для діодної, так і для дифузійної теорії.

В залежності від властивостей перехідного шару і електронних станів межі поділу в контактній структурі може реалізовуватися не тільки надбар'єрний механізм переносу струму, а і інші. Це перш за все перехід носіїв заряду через межу поділу з участю електронних станів межі поділу; тунельний перехід через області перехідного шару та просторового заряду; з участю

глибоких рівнів в області просторового заряду - тунельно-резонансний та генераційно-рекомбінаційний, стрибковий (типу Пула-Френкеля) через електронні стани в перехідному шарі та області просторового заряду та інші. Теоретичний аналіз цих механізмів показує, що загальні вирази для вольт-амперної характеристики (8.19) залишається справедливим, але для наведених вище механізмів струму J_s починає залежати від прикладеної до контакту напруги та параметрів (енергетичного положення в забороненій зоні, концентрації, перетину захвату носіїв у відповідних областях) активних центрів, що беруть участь в переносі носіїв заряду.

До наведеного вище ще залишається додати, що аналіз ситуації проведений для контакту метал - напівпровідник, може бути застосований, ясно в певному наближенні, для будь - якої гетерофазної системи, наприклад, гетеропереходу, утвореному двома напівпровідниками з різними ширинами забороненої зони, а значить і з різною контактною різницею потенціалів. Докладніше цю ситуацію ми розглянемо глибше, коли будемо розглядати *p-n* переходи та гетеропереходи.

8.4. Омічні контакти.

Омічні контакти необхідні для того, щоб до напівпровідника можна було під'єднати джерело живлення (струму або напруги). При цьому падіння напруги на такому контакті повинно бути мінімальним і вольт-амперна характеристика повинна бути лінійною. Взагалі кажучи така ситуація має місце у будь якому напівпровідниковому приладі, але для дискретних приладів створення контакту може бути проведене різними технологічними шляхами, наприклад, спеціальною обробкою поверхні напівпровідника при нанесенні металу, яка сприяє утворенню омічного контакту. Для сучасної мікроелектроніки де так звана проблема омічних контактів до мілкозалигаючих *p-n* переходів є надзвичайно актуальною проблемою розгляд, який буде проведений нижче є особливо важливим.

Існує три загальні фізичні моделі, які дають уявлення про явища, що відбуваються в омічному контакті: i) антизапірний вигин зон на межі поділу метал - напівпровідник; ii) тунелювання через область просторового заряду; iii) контакт з невеликою (порядка декількох kT висотою бар'єру) на межі поділу контакту метал - напівпровідник.

Для створення антизапірного шару області просторового заряду в першому наближенні (без врахування природи електронних властивостей поверхневих електронних станів) необхідно щоб величина роботи виходу металу була менша за величину роботи виходу з напівпровідника. Тоді вольт-амперна характеристика такої структури може бути записана слідуючим чином використовуючи (8.16).

$$J = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}) = J_s (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}) \quad (8.20)$$

або враховуючи, що $\frac{eV}{kT} \ll 1$ матимемо:

$$J = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} \frac{e}{kT} V \quad (8.21)$$

Опір такого оміного контакту буде дорівнювати

$$R = \frac{4kT}{e^2 n_0 v_n D_n} \quad (8.22)$$

При тунелюванні через область просторового заряду вольт-амперна характеристика має вигляд:

$$J = S \frac{en_0 v_n D_n}{4} \frac{e}{kT} V e^{-\frac{\varphi_0}{E_{00}}} \quad (8.23)$$

де E_{00} - параметр розмірності ефективної температури. При цьому величина контактного опору дорівнює:

$$R = \frac{4kT}{e^2 n_0 v_n D_n} e^{\frac{\varphi_0}{E_{00}}} \quad (8.24)$$

У випадку тунелювання через область просторового заряду опір більше, ніж у випадку антизапірного вигину зон бо величина ефективної прозорості бар'єру зменшилася, а величина $e^{\frac{\varphi_0}{E_{00}}} > 1$.

Можна показати, що у випадку слабого вигину зон, величина контактного опору буде дорівнювати

$$R = \frac{4kT}{e^2 n_0 v_n D_n} e^{\frac{\varphi_0}{kT}} \quad (8.25)$$

Як і в попередньому випадку і з тих же причин контактний опір буде більше, ніж у випадку антизапірного вигину зон.

Оцінки показують, що в найкращому випадку величина контактного опору може дорівнювати $R=5 \cdot 10^{-8}$ Ом.см⁻². Реально при контактному опорі $R=5 \cdot 10^{-6}$ Ом.см⁻² проблем у роботі напівпровідникових приладів, пов'язаних з величиною контактного опору, на сучасному рівні розвитку напівпровідникових електронних приладів не виникає.

8.5. Прилади на основі контактів метал - напівпровідник.

Використання приладів на основі контактів метал - напівпровідник в сучасній електроніці ґрунтується на їх унікальних фізичних властивостях, які є наслідком тих фізичних явищ, які описані вище.

Перерахуємо їх. і) утворення області просторового заряду в приповерхневій області напівпровідника, величина якої змінюється при прикладанні зовнішньої напруги. Це дозволяє створювати ємності, які змінюють свої властивості в залежності від прикладеної напруги; ii) відсутність інжекції неосновних носіїв заряду, що обумовлює велику швидкодію приладів на основі контактів метал - напівпровідник; iii) можливість створення контактів до напівпровідників, які характеризуються лінійною залежністю струму від напруги, так званих омічних контактів. Вони є невід'ємним складом будь-якого напівпровідникового приладу; iiiii) принципова простота технології та

можливість створення контактів метал - напівпровідник на будь яких напівпровідниках.

Тому основна область використання контактів метал - напівпровідник є омичні контакти, високо- та надвисоко- частотні випростувачі, підсилювачі та генератори, імпульсна техніка та інші. Розглянемо докладніше деякі застосування контактів метал - напівпровідник.

8.5.1. Діоди Шоткі в сучасній інтегральній електроніці.

Розглянемо один з найяскравіших прикладів використання діодів з бар'єром Шоткі в сучасній мікроелектроніці. Як ми вже зазначали раніше особливістю контактів метал - напівпровідник є те, що в процесі переносу струму через границю поділу двох середовищ беруть участь основні носії заряду (на відміну від $p-n$ переходів, про які ми будемо говорити пізніше). Це значить, що характерний час встановлення рівноваги в системі при зміні зовнішньої напруги є час максвелівської релаксації. Цей час можна знайти використовуючи матеріал наведений у параграфі 6.4 (вираз 6.17). Цей фізичний ефект визначає швидкодію приладів на основі контактів метал - напівпровідник і для приладів на снові бар'єра Шоткі критична частота може досягати 10^{-11} - 10^{-12} сек. Цей же ефект широко використовується в сучасній мікроелектроніці для підвищення швидкодії інтегральних схем, які виготовлені за так званою транзистор - транзисторною технологією. Схеми, виготовлені за цією технологією, отримали назву транзисто-транзисторна логіка (ТТЛ) і при використанні діода Шоткі між базою і колектором має назву транзисто-транзисторна логіка з бар'єрами Шоткі (ТТЛШ)- логіка. На рис.8.3 наведене схематичне зображення елемента ТТЛШ логіки.

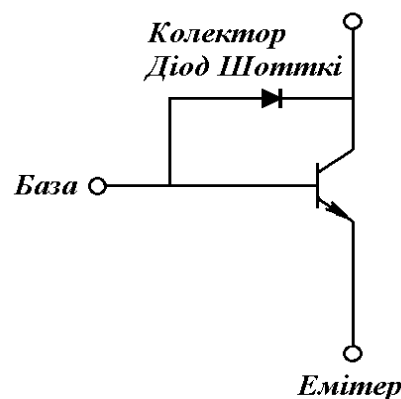


Рис.8.3. Схематичне зображення елемента ТТЛШ логіки.

Суть явища, яке тут використовується полягає в наступному. В області насичення колекторний перехід дещо зміщений в прямому напрямку, а не в зворотньому. Якщо падіння напруги на діоді Шоткі при прямому зміщенні менше ніж напруга між базою і колектором транзистора в режимі насичення, то більша частина базового струму потече через діод, в якому, як ми говорили раніше, неосновні носії не накопичуються. Тому час насичення транзистора з бар'єром Шоткі суттєво менший часу насичення транзистора без діода Шоткі і

буде визначатися часом максвелівської релаксації, на відміну від ситуації, коли він визначається часом дифузії і дрейфу неосовних носіїв у базі біполярного транзистора. В стандартній технології виготовлення транзисторів (за ТТЛ технологією) з прихованим колектором такий діод отримують шляхом нанесення більш широкого базового контакту, який перекриває (і таким чином з'єднує) області бази і колектора. Це технологічно дуже зручно. Поряд зі значним підвищенням швидкодії ТТЛШ елементу, переваги ТТЛШ технології призвели до широкого використання таких схем.

Другим, найбільш ефектним прикладом використання унікальних властивостей контакту метал - напівпровідник в мікроелектроніці, є використання бар'єру Шоткі у якості затвора для створення надвисокочастотних транзисторів на GaAs. Справа в тому, що при виготовленні польового транзистора на GaAs виникають технологічні проблеми що до створення діелектричного шару з необхідними властивостями. Ці проблеми обумовлені тим, що власні оксиди GaAs не можуть бути використані у якості підзатворних діелектриків польових транзисторів, бо мають занадто малі пробивні поля і є дуже нестабільними. Використання оксидів та нітридів кремнію (як це має місце у кремнієвій мікроелектроніці) також неможливе в наслідок утворення на межі поділу діелектрика з GaAs поверхневих станів дефектної природи з великою густиною. Тому у якості затвора найпростіше використовувати бар'єр Шоткі. На Рис.8.4 (а,б) наведені типові приклади виготовлення транзистора з бар'єром Шоткі на GaAs.

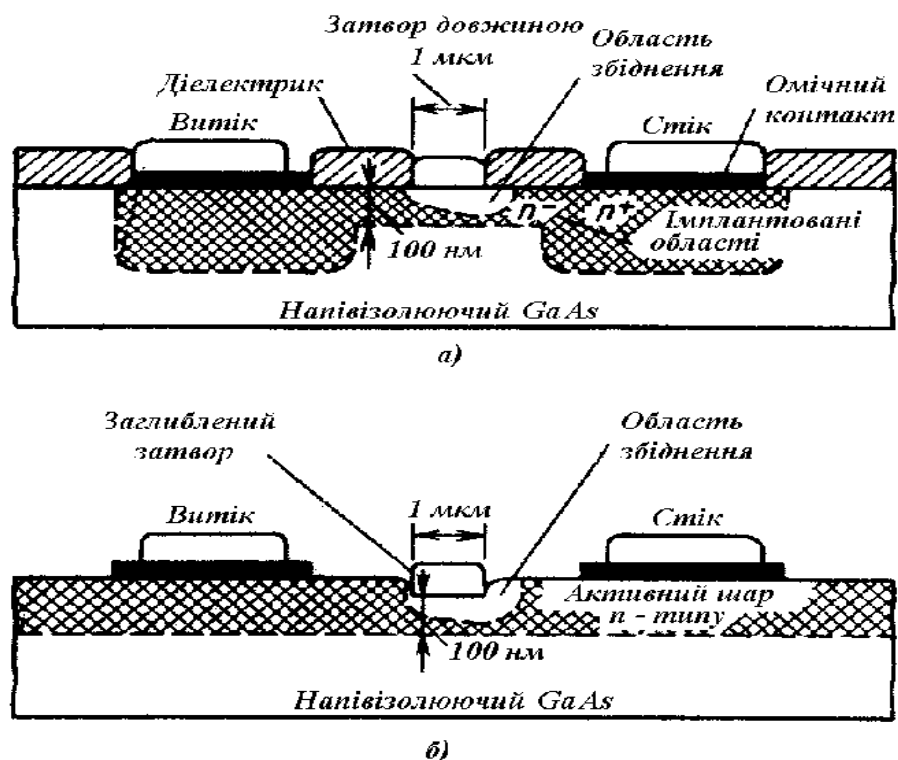


Рис.8.4. Типова схема виготовлення транзистора з затвором Шоткі на GaAs з використанням методу локальної іонної імплантації (а), з притопленим затвором, виготовленим на шарі рівномірної товщини (б).

Робота такого транзистора цілком аналогічна роботі польового транзистора з вбудованим каналом, яку ми описали в параграфі 7.4.1.

Підтвердженням цього є вольт-амперні характеристики планарного транзистора з бар'єром Шоткі на GaAs виконаного за планарною технологією, які наведені на Рис.8.5

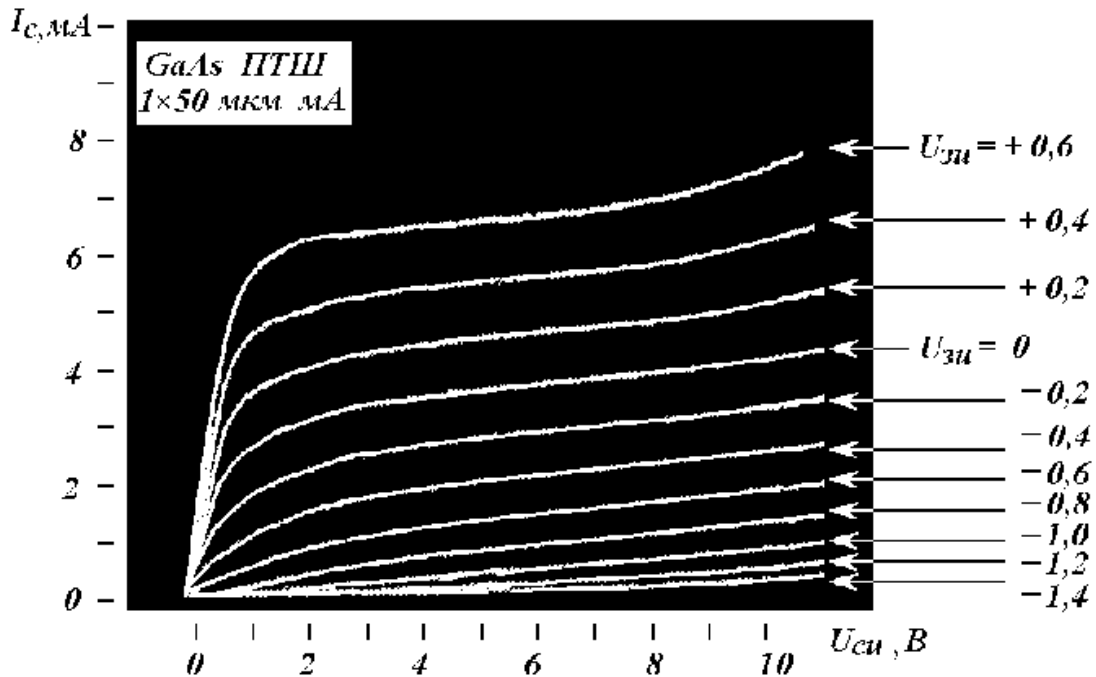


Рис.

8.5. Вольт-амперні характеристики транзистора з бар'єром Шоткі на GaAs виконаного за планарною технологією.

Як відомо основною перевагою GaAs по відношенню до кремнію є більша рухливість носіїв заряду у зовнішньому електричному полі, а отже і більша критична частота приладу при однакових геометричних параметрах структури. Тому такі прилади на GaAs можуть працювати на частотах до сотен ГГц у якості підсилювачів слабого сигналу, наприклад у системах супутникового телебачення, як потужні підсилювачі НВЧ сигналу у радіолокаційних пристроях, а в цифровій електроніці в пристроях з підвищеними вимогами до тактової частоти роботи схеми.

8.5.2. Інші застосування (надвисокочастотні, імпульсні, силові діоди з бар'єром Шоткі).

Детектор високочастотних коливань є головним елементом приймальних систем надвисокочастотного діапазону. Він працює при малих потужностях НВЧ сигналу і, як правило проводить квадратичне детектування прийнятого сигналу. "Квадратичне" означає, що величина сталого випрямлено струму (або напруги) пропорційна квадрату амплітуди змінної напруги. Для цього потрібно, щоб друга похідна струму від напруги (тобто вольт-амперної характеристики) не дорівнювала нулеві. З точки зору швидкодії та загального вигляду вольт-амперної характеристики бар'єру Шоткі цей прилад гарно вписується в загальні вимоги до детектуючого приладу. Розглянемо питання про квадратичність детектування.

Будемо вважати, що падіння напруги на бар'єрі Шоткі складається зі сталого зміщення, що визначає робочу точку на вольт-амперній характеристиці та малого змінного сигналу частотою ω та амплітудою v_1 , який детектується. Такий підхід, який ми зараз будемо проводити, отримав в літературі назву наближення малого сигналу і часто використовується для побудови частотних еквівалентних схем напівпровідникових приладів та знаходження зв'язку вихідних параметрів діодів, транзисторів тощо з фізичними параметрами напівпровідникових структур. В зв'язку з його (цього підходу) широким використанням та загальним концептуальним значенням, розглянемо його докладно. Таким чином сигнал на діоді Шоткі є:

$$V = V(t) + v_1 \sin \omega t \quad (8.26)$$

Підставляючи (8.26) у вираз для ідеальної вольт-амперної характеристики діоду з бар'єром Шоткі у діодному наближенні (8.16) і проводячи розклад в ряд до третього члена експоненти, у показник якої входить малим параметром $v_1 \sin \omega t$, отримуємо наступний вираз для струму:

$$I + \tilde{I} = I_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] + I_s \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \left[\frac{ev_1}{kT} \sin \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{ev_1}{kT}\right)^2 \sin^2 \omega t \right] \quad (8.27)$$

Усереднюючи змінну складову струму за часом, що дорівнює одному періоду НАЧ випромінювання маємо струм, який відповідає детектуванню.

$$I_{ДЕТ} = I_s \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \left[\frac{ev_1 \omega}{2\pi kT} \int_0^{2\pi/\omega} \sin \omega t dt + \frac{1}{2} \left(\frac{ev_1}{kT}\right)^2 \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \sin^2 \omega t dt \right] \quad (8.28)$$

Перший інтеграл дорівнює нулеві оскільки $\int_0^{2\pi/\omega} \sin \omega t dt = 0$, а другий інтеграл з урахуванням того, що $\sin^2 \omega t = \frac{(1 - \cos 2\omega t)}{2}$ дорівнює $\frac{\pi}{\omega}$. Тоді:

$$I_{ДЕТ} = \frac{ev_1^2}{4kTR_{БШ}} \quad (8.29)$$

де $R_{БШ} = \frac{kT}{eI_s \exp(eV/kT)}$ - диференційний опір бар'єру Шоткі.

З врахуванням послідовного опору (R_B) об'єму напівпровідника (область просторового заряду становить величину порядку 0,1 мкм., а товщина пластини, з якої виготовлений окремий контакт, - близько 300 мкм.) величина отриманого корисного сигналу у режимі короткого замикання (тобто опір зовнішнього кола дорівнює нулеві) є:

$$I_{ДЕТ} = \frac{ev_1^2}{4kT(R_{БШ} + R_B)} \quad (8.30)$$

Однією з характеристик детекторного приладу є чутливість по струму, що визначається як відношення сигналу струму детектування в режимі короткого замикання до поглинутої НВЧ потужності. Ясно, що цей конкретний параметр буде визначатись вже узгодженістю НВЧ тракту і конкретними конструктивними рішеннями, які використані в конкретній системі. З проведеного розгляду також ясно, що якщо вольт-амперна характеристика буде не ідеальною, а це в більшості практичних випадків так і є, то експлуатаційні

параметри детекторного діоду будуть залежать від механізмів переносу струму, електронних станів межі поділу в контакті метал - напівпровідник. Ці ж механізми на практиці визначаються технологією виготовлення конкретної напівпровідникової структури. Таким чином, досліджуючи фізичні властивості межі поділу контакту метал - напівпровідник можна пов'язати їх з конкретними параметрами конкретних приладів.

Імпульсні діоди використовуються в імпульсних електронних схемах (не тільки в цифрових мікроелектронних схемах). В таких схемах напівпровідниковий діод повинен мати властивості ідеального електронного ключа, тобто мати мінімальний (ідеально щоб від дорівнював 0) опір в прямому напрямку і високий опір (ідеально нескінченний) в зворотньому. При цьому перехід із одного стану в інший повинен відбуватися за дуже малий час. Однак реальна ситуація не така. Найбільшу швидкість мають імпульсні діоди на основі бар'єрів Шоткі на основі арсеніду галію та кремнію. Це пов'язано з тим, що вони працюють на основних носіях заряду і ефекти накопичення та розсмоктування неосновних носіїв заряду в них відсутні. Таким чином перехідні процеси в них визначаються лише параметрами еквівалентної схеми діода з бар'єром Шоткі, яка наведена на рис.8.6.

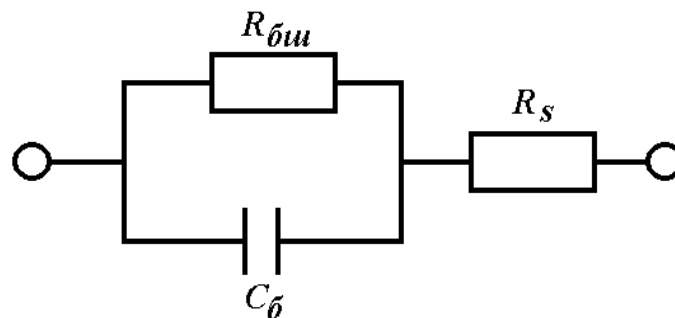


Рис.8.6. Еквівалентна схема діода з бар'єром Шоткі.

Опір і ємність діода залежать від прикладеної напруги. При звороньому зміщенні опір діоду дорівнює $R_{bш} = \frac{kT}{eI_s} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right)$ і різко збільшується при збільшенні зворотної напруги і змінний струм тече через ємність $C_{bш}$. В той же час в системі існує послідовний опір об'єму напівпровідника R_s .

Силкові діоди з бар'єром Шоткі, так же як і імпульсні використовуються для випростування змінного струму, але розраховуються на великі струми. Так же як і в імпульсних діодах ствля часу перемикування, або критична частота струму, який випростується визначається величиною $\tau = R_s C_{bш}$.

8.6. Контакт n та p - типів напівпровідників. (Електронно-дірковий перехід.)

Припустимо ми утворили контакт між двома напівпровідниками різного типу провідності n і p . Припустимо, що межа поділу між ними різка, тобто при

$x > 0$ ми маємо напівпровідник n - типу, а при $x < 0$ напівпровідник p - типу. При цьому в системі встановився спільний рівень Фермі. Знайдемо хід потенціалу в області межі поділу та його залежність від координати. Як і для випадку контакту метал - напівпровідник будемо шукати хід потенціалу в наближенні сталої концентрації носіїв заряду в області просторового заряду. Будемо розглядати дві області - в напівпровіднику p - типу області шару просторового заряду - d_p , в напівпровіднику n - типу область просторового заряду $-d_n$. В нашому наближенні рівняння Пуасона розпадеться на два і система рівнянь матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} &= \frac{e^2 n_{n0}}{\varepsilon \varepsilon_2} && \text{при } x > 0 \text{ в точці } x = d_d, \varphi = 0; \frac{d\varphi}{dx} = 0; \\ \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} &= \frac{e^2 p_{p0}}{\varepsilon \varepsilon_2} && \text{при } x < 0 \text{ в точці } x = -d_p, \varphi = \varphi_0; \frac{d\varphi}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (8.31)$$

Після інтегрування аналогічного за те, що проведене в попередньому параграфі матимемо:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{e^2 n_{n0}}{2\varepsilon \varepsilon_2} (d_n - x)^2 && \text{при } 0 < x < d_n \\ \varphi_2 &= \varphi_0 - \frac{e^2 p_{p0}}{2\varepsilon \varepsilon_2} (d_p + x)^2 && \text{при } -d_p < x < 0 \end{aligned} \quad (8.32)$$

В точці $x=0$ обидва розв'язки повинні давати однакові значення $\varphi(0)$ і $\frac{d\varphi(0)}{dx}$. Прирівнюючи $\varphi_1 = \varphi_2$ та $\frac{d\varphi(0)}{dx}$, використовуючи (8.32) матимемо для d_{n0}, d_{p0} та $d = d_{n0} + d_{p0}$:

$$\frac{d_n}{d_p} = \frac{p_{p0}}{n_{n0}}, \quad \frac{d_{n0}}{d} = \frac{n_{n0}}{n_{n0} + p_{p0}}, \quad \frac{d_{p0}}{d} = \frac{p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \quad (8.33)$$

використовуючи (20) отримаємо:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{e^2}{2\varepsilon \varepsilon_2} \cdot \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \cdot d^2 \\ d &= \left(\frac{2\varepsilon \varepsilon_2 \varphi_0}{e^2} \cdot \frac{n_{n0} + p_{p0}}{n_{n0} p_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (8.34)$$

Як видно з (8.34) довжина області просторового заряду більше в тій частині напівпровідника де концентрація носіїв заряду менша. Дійсно, якщо $p_{p0} \gg n_{n0}$, то $d \approx d_n$. При $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а $p_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то $d_n = 10^{-5} \text{ см}$, а $d_p = 10^{-7} \text{ см}$.

Розглянемо залежність d - від зовнішньої різниці потенціалів. Зовнішня різниця потенціалів, як і для випадку бар'єру Шоткі, або зменшує, або збільшує висоту бар'єру на межі поділу, тому, використовуючи (21), можна записати для випадку, коли $p_{p0} \gg n_{n0}$:

$$d = \left(\frac{2\varepsilon \varepsilon_2 (\varphi_0 \pm eV)}{e^2} \cdot \frac{n_{n0} + p_{p0}}{n_{n0} p_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\varepsilon \varepsilon_2 (\varphi_0 \pm eV)}{e^2 n_{n0}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.35)$$

Ясно, що змінюючи прикладену зовнішню напругу, ми змінюємо величину області просторового заряду, яка утворює плоский конденсатор.

Таким чином, зміна V призводить до зміни заряду цього конденсатора Q . Величина $C = \frac{dQ}{dV}$ і є ємність, яка обумовлена просторовим (фіксованим зарядом на іонізованих домішках) - бар'єрна ємність. Ця ємність, як і ємність плоского конденсатора може бути записана у слідуючому вигляді:

$$C_{\sigma} = \frac{\varepsilon\varepsilon_2 S}{d} = S \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_2 e^2 n_{n0}}{2(\varphi_0 + eV)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.36)$$

Прилад, у якого зміна ємності відбувається при зміні зовнішнього електричного поля є варікап, або варактор.

Розглянемо поведінку носіїв заряду в $p-n$ переході. Припустимо, що у нас є $p-n$ перехід, у якому $p_{p0} \gg n_{n0}$, тоді $d_n \approx d$. Концентрація дірок у n області при $x=0$, може бути записана слідуючим чином:

$$p_{n0}(0) = N_V e^{\frac{E_{Fp} - \varphi_0}{kT}} = N_V e^{\frac{E_{Fp}}{kT}} e^{\frac{-\varphi_0}{kT}} = p_{p0} e^{\frac{-\varphi_0}{kT}} \quad (8.37)$$

На Рис.8.7 зображена схематично зонна діаграма випадку, який ми розглядаємо.

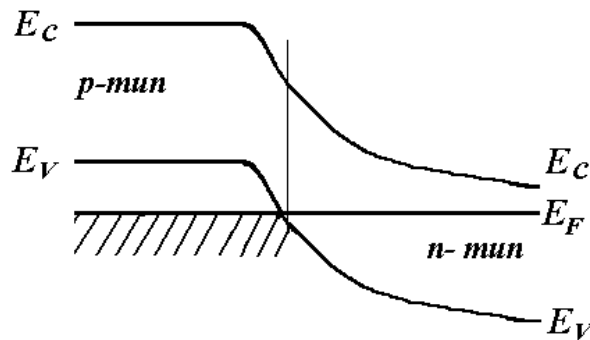


Рис. 8.7. Зонна діаграма $p-n$ переходу, у якому $p_{p0} \gg n_{n0}$, і $d_n \approx d$.

Прикладемо до $p-n$ переходу зовнішню напругу величиною V , яка відповідає напрямку прямого зміщення. Згідно з (8.37) концентрацію неосновних носіїв можна записати як:

$$p_{n0}(0) = p_{p0} e^{\frac{-(\varphi_0 - eV)}{kT}} = p_{n0}(0) e^{\frac{eV}{kT}} \quad (8.38)$$

Тобто на границі $p-n$ - переходу концентрація неосновних носіїв збільшилася в $e^{\frac{eV}{kT}}$ раз. Це явище має назву інжекції неосновних носіїв. Навпаки, при включенні напруги у зворотньому напрямку:

$$p_{n0}(0) = p_{p0} e^{\frac{-(\varphi_0 + eV)}{kT}} = p_{n0}(0) e^{\frac{-eV}{kT}} \quad (8.39)$$

Зменшення концентрації неосновних носіїв заряду в області границі розділу p і n областей при зворотній різниці потенціалів має назву екстрації.

Розглянемо тепер, як буде відбуватись випростування струму на $p-n$ переході. Для простоти будемо розглядати тонкий $p-n$ перехід, в якому товщина квазінейтральних n і p областей мала і вся прикладена зовнішня

напруга падає на $p-n$ - переході. Прикладемо до структури пряме зміщення. Тоді, у відповідності з (8.38), на границі розділу матимемо збільшення концентрації неосновних носіїв i , якщо падіння напруги на квазінейтральних областях немає, то струм буде обумовлений дифузиею неосновних носіїв. Електронів у p область і дірок у n . Це значить, що ми можемо записати струми слідуочим чином:

$$j_n = -eD_n \frac{dn_p}{dx} \text{ та } j_p = -eD_p \frac{dp_n}{dx} \quad (8.40)$$

Якщо відомі $p_n(x)$ та $n_p(x)$, то можна знайти і струм. Ми вже розглядали ситуацію, яка характеризує поведінку неосновних носіїв і тому відомо, що їх концентрація спадає по експоненті в залежності від відстані з характерним розміром $l_{n,p}$. Тому можна записати:

$$p_n(x) = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] \cdot e^{-\frac{x}{l_p}} \quad (8.41)$$

$$n_p(x) = n_{p0} + [n_p(0) - n_{p0}] \cdot e^{\frac{x}{l_p}}$$

Тоді відповідні струми можуть бути записані відповідним чином:

$$j_n = \frac{eD_n}{l_n} [n_p(0) - n_{p0}] = \frac{eD_n n_{p0}}{l_n} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1)$$

$$j_p = \frac{eD_p}{l_p} [p_n(0) - p_{n0}] = \frac{eD_p p_{n0}}{l_p} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) \quad (8.42)$$

І повний струм через $p-n$ -перехід буде:

$$j = j_n + j_p = e \cdot \left(\frac{D_n n_{p0}}{l_n} + \frac{D_p p_{n0}}{l_p} \right) \cdot (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) = j_s (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) \quad (8.43)$$

При зворотній напрузі відповідно матимемо:

$$j = j_s (e^{-\frac{eV}{kT}} - 1) \quad (8.44)$$

Необхідно особливо підкреслити, що струм через $p-n$ перехід переноситься неосновними носіями заряду. В цьому полягає принципова відмінність $p-n$ переходу від приладів на основі бар'єра Шоткі. Наслідком цього факту є те, що швидкодія $p-n$ переходу визначається часом життя неосновних носіїв заряду, а швидкодія приладів на основі бар'єру Шоткі визначається, як ми зазначали вже, часом максвелівської релаксації.

8.7. Прилади на основі $p-n$ переходів.

Розглянемо деякі прилади, які можуть бути створені на основі $p-n$ переходу. Ясно, що багато з них можуть створюватися і на бар'єрі Шоткі, про який ми вже говорили, однак $p-n$ перехід має певні технологічні переваги, до яких насамперед треба віднести більш відпрацьовану технологію виготовлення, а в де-яких випадках і принципові відмінності. Зупинимось на деяких приладах окремо.

8.7.1. Силкові діоди, імпульсні та надвисокочастотні діоди.

Силові діоди. В цих приладах використовується нелінійність вольт-амперної характеристики. Більша частина електроенергії, яка виробляється, споживається у вигляді постійного струму. Для перетворення змінного струму в постійний необхідні випростувачі. Силові випростувачі на основі $p-n$ -переходу є основою для створення цих випростувачів. Як правило це прилади низькочастотні. В окремих випадках їх критична частота досягає одиниць кГц. Розраховані ці прилади на великі струми та потужності. Виробництво силових діодів становить велику частку виробництва напівпровідникових приладів.

Імпульсні та надвисокочастотні діоди. Оскільки швидкодія приладів на основі $p-n$ -переходів обмежується в найкращих випадках одиницями МГц, бо, як ми вже зазначали, вона визначається часом життя неосновних носіїв заряду, то для створення імпульсних та надвисокочастотних діодів використовуються прилади на основі бар'єрів Шоткі, в яких швидкодія визначається максвелівським часом релаксації. Проблема використання бар'єрів Шоткі для створення імпульсних та надвисокочастотних діодів полягає в створенні стабільної технології. Ця проблема в сучасному напівпровідниковому виробництві розв'язана. Освоєно серійне виробництво імпульсних та надвисокочастотних, а також силових діодів з бар'єром Шоткі, які мають високі критичні частоти (порядку десятків МГц) і великі потужності (порядку десятків Вт.).

8.7.2. Елементи оптоелектронної техніки: джерела світла, фотодетектори.

На основі приладів з $p-n$ -переходом та бар'єрів Шоткі створюються фотоелектричні перетворювачі: і) фотоелементи і сонячні елементи; ii) фотоприймачі; iii) джерела світла. Основне фізичне явище, яке використовується в фотоелементах і сонячних елементах, полягає в тому, що зовнішнє електромагнітне випромінювання поглинається або в металі, який утворює бар'єр Шоткі, або в напівпровіднику, який утворює бар'єр Шоткі або $p-n$ перехід і в електричному полі просторового заряду відбувається розділення електронів і дірок, які мають різний знак, а значить і сили, що діють на них, направлені в різні боки. З загальних міркувань ясно, що різниця потенціалів, яку можна отримати на одному такому елементі дорівнює висоті бар'єру області просторового заряду. Послідовно з'єднані переходи можуть дати змогу отримати необхідну величину різниці потенціалів. Теоретично можливий коефіцієнт корисної дії таких елементів дорівнює 32 % на складних гетеросистемах на основі GaAs. Однак вартість таких систем не дозволяє їх широко використовувати. Такі прилади мають застосування в космічній галузі та як елементи живлення електронної апаратури в екстремальних умовах.

Практичне застосування набули зараз більш дешеві, але менш ефективні фотоелектричні прилади (сонячні елементи) на основі полікристалічного або аморфного кремнію, к.к.д. яких становить 8-12 %. Промислово розвинені

країни (США, Німеччина, Японія та інші) все ширше використовують сонячну енергетику як додаткові джерела енергії, яка використовується у побуті.

На відміну від фотоелементів та сонячних елементів, які розраховуються для використання як можна більш широкої частини спектра, фотоприймачі - це фотоелектричні прилади, які створюються для перетворення електромагнітного випромінювання певної частини спектру електромагнітного випромінювання в електричний сигнал і використовуються для детектування, наприклад, модульованого лазерного випромінювання. Для таких приладів найбільш важливою характеристикою є їх швидкодії, яка для фотоприймачів на основі приладів з бар'єром Шоткі досягає 10^{-10} - 10^{-11} сек.

Напівпровідникові джерела світла це, перш за все, напівпровідникові світлодіоди та напівпровідникові лазери. Їх принцип дії оснований на інжекції неосновних носіїв у відповідні області $p-n$ -переходів. В наслідок цього процесу створюється інверсна заселеність і виникає або спонтанне зона - зона рекомбінація, а значить і випромінювання (світлодіоди), або стимульоване, когерентне (напівпровідникові лазери). Ясно, що ефективність цих приладів буде більшою для прямозонних напівпровідників (перш за все це напівпровідники типу GaAs) і дуже малою для непрямозонних напівпровідників (типу Si).

8.7.3. Тунельний діод.

Вперше цей прилад був створений японським фізиком Л.Есакі у 1958 році і за дослідження цього явища він отримав Нобелівську премію з фізики. На основі тунельних діодів можуть бути створені малопотужні генератори НВЧ діапазону. Їх принцип дії полягає в тому, що вольт -амперна характеристика $p-n$ переходу, створеного між двома виродженими напівпровідникам, має ділянку від'ємного диференційного опору. Ця ділянка утворюється за рахунок тунелювання електронів з n^{++} (так позначається сильнолегована, при досягненні виродження) -області в p^{++} - область, при малих зовнішніх напруга прямого зміщення і відповідного росту струму. При збільшенні напруги кількість вільних місць, куди можуть тунелювати електрони, різко зменшується за рахунок співпадання рівня Фермі n^{++} - області з забороненою зоною p^{++} - області і, таким чином, струм через структуру різко обмежується, що призводить до появи ділянки від'ємного диференційного опору. На використанні цього ефекту і будуються генератори. На Рис.8.8 наведена енергетична діаграма тунельного $p-n$ переходу при прикладанні прямого зміщення до структури.

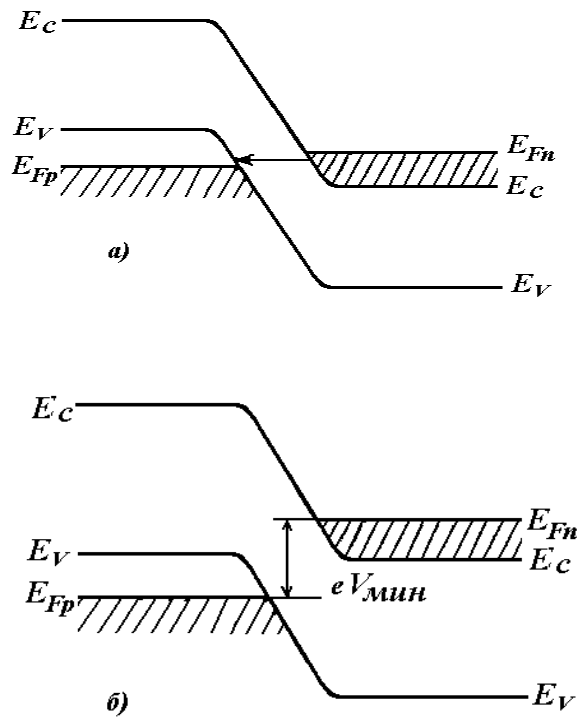


Рис.8.8(а,б). Енергетична діаграма тунельного p - n переходу при прикладанні прямого зміщення до структури різної величини.

Як видно з Рис.8.8 струм через таку структуру спочатку буде зростати, як це показано на Рис. 8.9, досягне деякого максимального значення при певній напрузі і почне зменшуватись, коли рівень Фермі у електронному напівпровіднику співпаде з краєм валентної зони діркового напівпровідника.

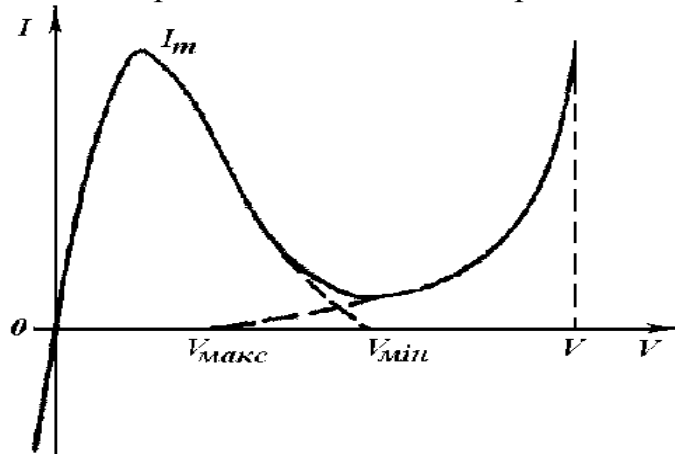


Рис.8.9. Вольт-амперна характеристика тунельного діода.

З вольт-амперної характеристики видно, що в області спадаючої частини гілки її диференційна провідність є від'ємною, тобто з ростом напруги струм спадає. Це дозволяє вибираючи робочу точку в цій області побудувати підсилювачі або генератори змінного струму. Оскільки час тунелювання через потенціальний бар'єр становить величину 10^{-13} - 10^{-14} с., то тунельні діоди мають велику швидкодню і можуть працювати у НВЧ діапазоні. Теоретично здавалося б, що струм почне падати до нуля, бо в забороненій зоні напівпровідника p -типу немає електронних станів здатних проводити струм. Однак в реальних

напівпровідникових структурах в області $p-n$ -переходу є електронні стани (як правило дефектної природи), що можуть забезпечити рекомбінацію носіїв заряду. На Рис. 8.10 ці процеси позначені стрілками 1, 2 і 3.

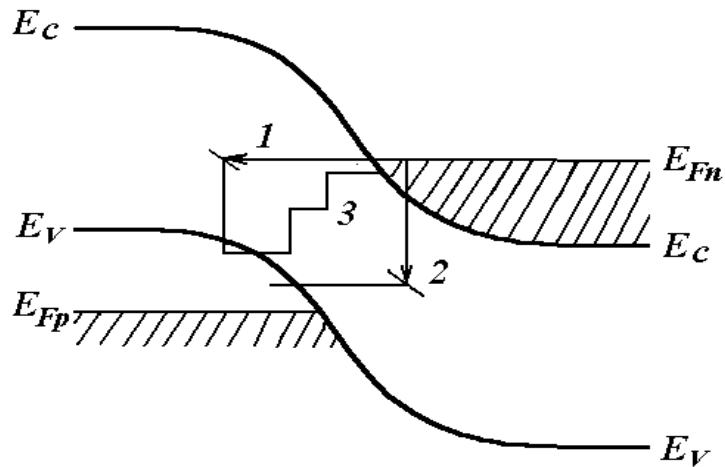


Рис.8.10. Різні процеси тунелювання через заборонену зону напівпровідника, які зумовлюють не нульовий струм в точці $V=V_{min}$ тунельного діода.

Ці процеси зумовлюють той факт, що у тунельному діоді струм падаючої гілки вольт-амперної характеристики не досягає 0, а має певне кінцеве значення. Далі при збільшенні прямої напруги носії заряду з n -типу напівпровідника інjektуються в зону провідності напівпровідника p -типу і, таким чином, струм знову починає зростати.

8.8. Транзистор, фізика роботи.

Говорячи про використання $p-n$ -переходів не можна не сказати про напівпровідниковий прилад, який побудований на використанні властивостей двох $p-n$ -переходів одночасно. Цей прилад був винайдений американськими вченими у 1948 році Дж.Бардінім та В.Браттейном, за який вони згодом отримали Нобелівську премію. Це - біполярний транзистор. Назва цього приладу походить від англійських "transfer resistor" - перетворювач опору. Біполярні транзистори можуть бути $n-p-n$ та $p-n-p$ типів. Вони відрізняються тим, що базою, тобто електродом, який керує струмом між двома n або p областями відповідно є p - у першому випадку і n - у другому випадку. При прикладанні напруги до структури через неї тече струм і підсилення по струму немає. При цьому один з $p-n$ переходів включений у пряму напругу, а інший у зворотньому. В той же час при прикладанні невеликої змінної напруги до p - у першому випадку і n - у другому випадку відбувається змінне управління струмом через всю структуру. При цьому, якщо $R_{Вхід} \gg R_{Вихід}$ і $J_{Емітера} = J_{Колектора}$, і ми отримаємо велику зміну напруги на виході. Коефіцієнт підсилення по напрузі при такій схемі включення буде дорівнювати.

$\alpha = \frac{J_{\text{Емітера}}}{J_{\text{Колектора}}} \cdot \frac{R_{\text{Вихід}}}{R_{\text{Вхід}}} \approx 10^{2-3}$. Таким чином ми маємо прилад, який можна

використовувати в любых електронних схемах для підсилення, генерації та управління електронними сигналами. Ця схема підключення називається схемою з спільною базою. Існують і інші схеми підключення: із спільним колектором та спільним емітером, але принцип роботи їх залишається таким же самим.

Розглянемо принцип роботи транзистора у якості підсилювача. На Рис. 8.11 наведена схема $p-n-p$ транзистора, який включений за схемою з загальною базою.

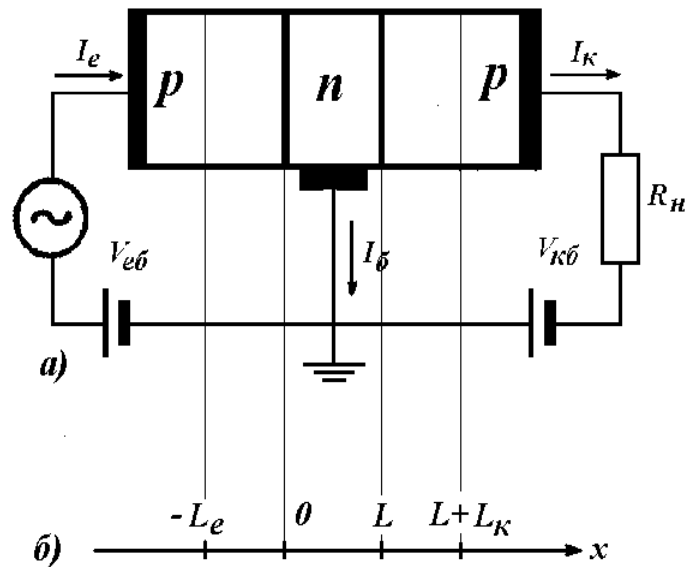


Рис.8.11. Енергетична діаграма $p-n-p$ транзистора, який включений за схемою з загальною базою (а); схематичне зображення одновимірної моделі (б).

Підсилюючі властивості транзистора характеризуються коефіцієнтом підсилення, що дорівнює відношенню зміни вихідного струму до зміни вхідного струму. У схемі підключення зі спільною базою це є :

$$\alpha = \left(\frac{dI_K}{dI_E} \right)_{V_{KB}=\text{const}} = h_{21} \quad (8.45)$$

Як правило в транзисторах геометричні розміри емітера і колектора значно більше електронів та дірок так, що виконується умова $L_{E,K} \gg L_{n,p}$. Тоді для густини електронного струму через емітер можна записати:

$$I_{nE} = I_{ns} [\exp(eV_{EB} / kT) - 1] \quad (8.46)$$

де $I_{ns} = \frac{eD_n n_p}{L_n}$, а V_{EB} - падіння напруги на переході емітер - база. Будемо вважати для простоти, що D_n, L_p та n_p однакові в обох p областях. Тоді для колекторного переходу матимемо:

$$I_{nK} = I_{ns} [\exp(eV_{KB} / kT) - 1] \quad (8.47)$$

де V_{KB} - падіння напруги на колекторному переході.

Для знаходження діркового струму необхідно розв'язати рівняння неперервності в базі транзистора, враховуючи, що граничні умови є такі:

$$\begin{aligned}\Delta p(0) &= p_n \left(e^{\frac{eV_{EB}}{kT}} - 1 \right) \\ \Delta p(L) &= p_n \left(e^{\frac{eV_{KB}}{kT}} - 1 \right)\end{aligned}\quad (8.48)$$

Тепер концентрації дірок в залежності від координати може бути записана як:

$$\Delta p(x) = \frac{p_n}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] sh\left(\frac{L-x}{L_p}\right) + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] sh\left(\frac{x}{L_p}\right) \right\} \quad (8.49)$$

Звідки густина дифузійного струму в базі транзистора є:

$$I_p(x) = \frac{I_{ps}}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{L-x}{L_p}\right) + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{x}{L_p}\right) \right\} \quad (8.50)$$

де $I_{ps} = \frac{eD_p p_n}{L_p}$ Тоді густина діркового струму через емітерний перехід є:

$$I_{pE}(x) = I_p(0) = \frac{I_{ps}}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{L}{L_p}\right) + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (8.51)$$

і через колекторний перехід є:

$$I_{pK}(x) = I_p(L) = \frac{I_{ps}}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{L}{L_p}\right) \right\} \quad (8.52)$$

Повний струм є, як і раніше, сумою електронного і діркового струмів відповідно для емітера:

$$I_E = \frac{I_{ps}}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{L}{L_p}\right) + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] \right\} + \quad (8.53)$$

$$I_{nS} \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right]$$

і для колектора:

$$I_K = \frac{I_{ps}}{sh\left(\frac{L}{L_p}\right)} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] + \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right] ch\left(\frac{L}{L_p}\right) \right\} - \quad (8.54)$$

$$I_{nS} \left[\exp\left(\frac{eV_{KB}}{kT}\right) - 1 \right]$$

Коли транзистор працює в режимі підсилення то $V_{EB} > 0$ а $V_{KB} < 0$

Таким чином параметр α для транзистора влюченого з загальною базою у випадку низької частоти сигналу, що підсилюється може бути записаний у вигляді:

$$\alpha = \left[1 + \frac{L_p}{L_n} \operatorname{th} \left(\frac{L}{L_p} \right) \right]^{-1} \operatorname{sch} \left(\frac{L}{L_p} \right) \quad (8.55)$$

В нашому розгляді не враховані можливості різного легування бази та емітера, рекомбінаційні процеси в базі та на границях p і n областей. Вони значно ускладнюють аналіз властивостей транзистора, однак, навідь при нашрму розгляді стає зрозумілим, що його робота цілком визначається фізичними параметрами напівпровідників, на базі яких він створений.

Аналогічно можна розглянути і інші схеми включення транзисора.

До проведеного розгляду залишається лише додати, що швидкодія такого приладу характеризується часом життя неосновних носіїв заряду у $p-n$ - переході і, таким чином, не перевищує десятків МГц.

Говорити про застосування біполярних транзисторів немає потреби, бо ця область занадто широка і для цього потрібна окрема розмова.

Тут лише зазначимо, що цей напівпровідниковий прилад був і лишається основою тієї науково-технічної революції, яка відбувалась протягом останніх 50 років в твердотільній електроніці.

8.9. Гетероперехід.

У 2000 році група вчених на чолі з Ж.І.Алфьоровим отримала Нобелівську премію з фізики за роботи виконані протягом останніх 30 років, які призвели до створення і широкого використання в сучасній напівпровідниковій електроніці гетеропереходів. Контакт між двома різними напівпровідниками називається гетеропереходом. Таким чином, якщо говорити загалом, то можна вважати, що контакт метал - напівпровідник і $p-n$ - перехід (гомоперехід) є двома протилежними частковими випадками гетеропереходу. В середині цього діапазону лежать всі гетеропереходи, які насамперед можна класифікувати за типом провідності окремих напівпровідників, які входять до складу гетеропереходу. Це ізотипні ($n-n$, $p-p$) та анізотипні ($n-p$, $p-n$) гетеропереходи. І в тому, і в іншому випадку можна вважати, що гетероперехід є контакт між двома матеріалами, які утворюють області просторового заряду на межі поділу двох матеріалів і, таким чином, застосувати аналогічний підхід до побудови енергетичної діаграми гетеропереходу, який ми застосовували при розгляді контакту метал - напівпровідник та $p-n$ -перехід. Для цього нам буде потрібно знати основні параметри напівпровідників, які утворюють гетероперехід. Вони наведені на Рис. 8.12 та Рис.8.13. Це насамперед зовнішня робота виходу ($\phi_{1,2}$), енергія електронної спорідненості ($\chi_{1,2}$) ширини заборонених зон ($\Delta E_{1,2}$), сталі кристалічної ґратки.

Властивості напівпровідників

Напів- провідники	Ширина забороне- ної зони, eV		Кристалічна структура	Постійна гратки при 300 К, Å	Відносна статична діелектрична проникивість	Енергія електронної спорідне- ності, eV	Температурний коефіцієнт лінійного розши- рення, K ⁻¹
	(0 К)	(300 К)					
Ge	0,74	0,67	Алмаза	5,65748	16	4,13	5,8 · 10 ⁻⁶
Si	1,16	1,12	→→	5,43086	11,8	4,01	2,6 · 10 ⁻⁶
SiC	3,1	3	Цинкової обманки	4,368	10	4,0	2,9 · 10 ⁻⁶
GaSb	0,81	0,69	→→	6,0955	15	4,06	6,7 · 10 ⁻⁶
GaAs	1,52	1,43	→→	5,6534	10,9	4,07	5,9 · 10 ⁻⁶
GaP	2,40	2,25	→→	5,4505	10	4,0	5,8 · 10 ⁻⁶
InSb	0,235	0,17	→→	6,4788	18	4,59	5,04 · 10 ⁻⁶
InAs	0,43	0,36	→→	6,0585	12,5	4,90	5,19 · 10 ⁻⁶
InP	1,42	1,28	→→	5,8688	12,1	4,40	4,5 · 10 ⁻⁶
CdS	2,58	2,42	Вюрцита	a=4,16 c=6,756	8,9	4,79	4 · 10 ⁻⁶ (⊥c) 2 · 10 ⁻⁶ (c)
CdSe	1,85	1,74	Цинкової обманки	6,05	10	4,95	
CdTe	1,60	1,50	→→	6,477	10,9	4,28	5 · 10 ⁻⁶
ZnS	3,7	3,6	→→	5,42	8,3	3,9	6,2 · 10 ⁻⁶
ZnSe	2,8	2,58	→→	5,667	8,1	4,09	7,2 · 10 ⁻⁶
ZnTe	2,39	2,28	→→	6,101	9,7	3,53	8,3 · 10 ⁻⁶

Рис.

8.12. Основні кристалографічні та електричні параметри найбільш поширених напівпровідників.

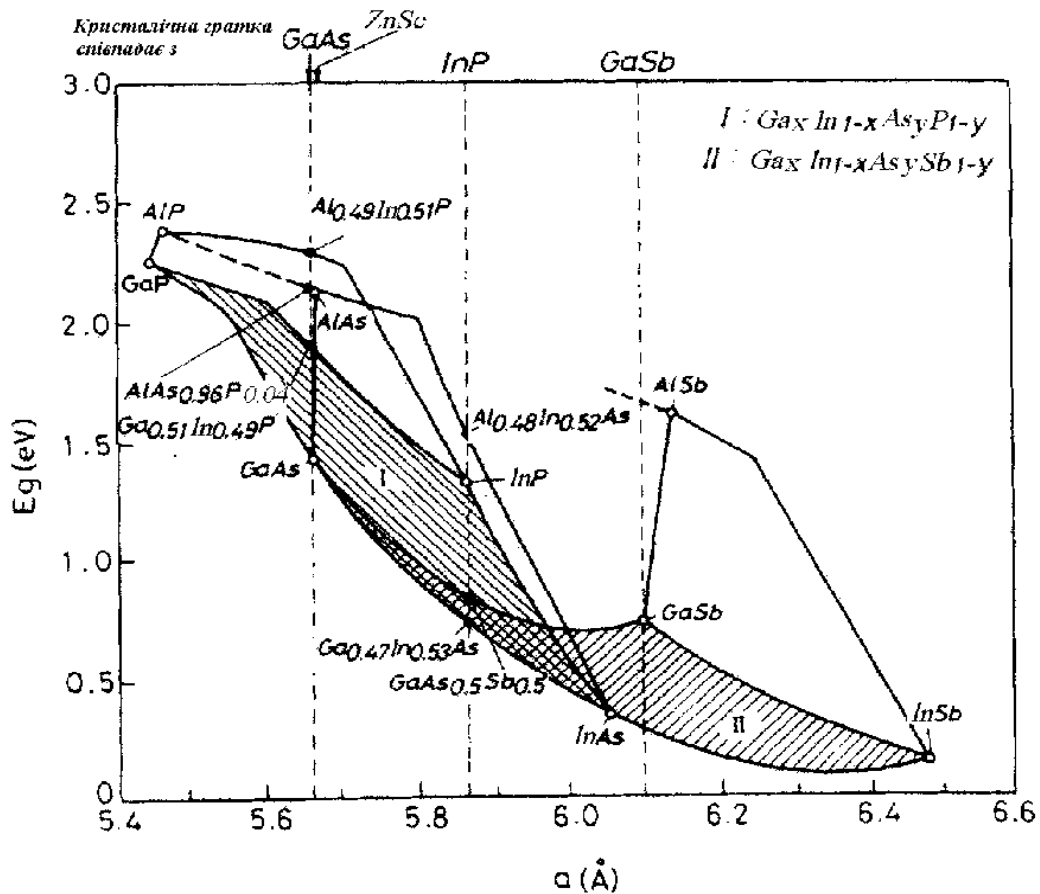
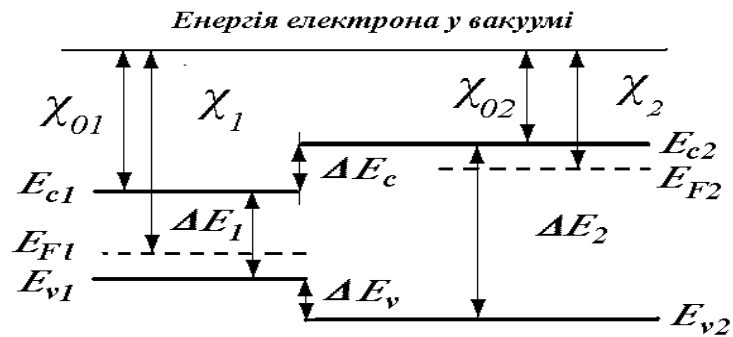
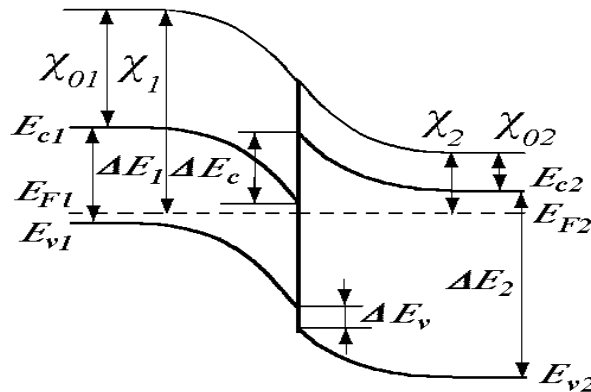


Рис.8.13. Залежність ширини забороненої зони від сталої кристалічної ґратки де-яких потрійних та четверних сполук типу A^3B^5 .

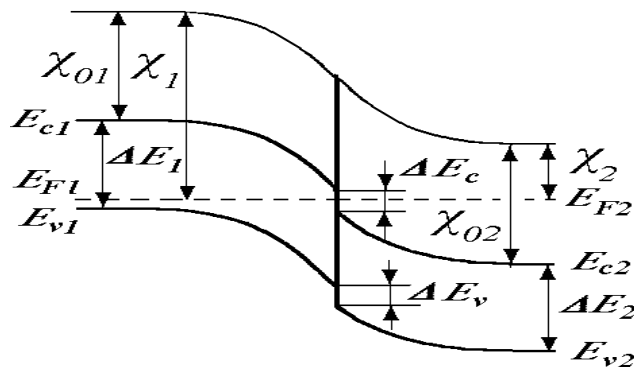
Тепер ми готові до побудови енергетичної діаграми ідеального $p-n$ - гетеропереходу. Будемо вважати, що ширина забороненої зони першого напівпровідника p -типу ΔE_1 менша за ширину другого напівпровідника n -типу ΔE_2 , також, що енергія електронної спорідненості у першого напівпровідника χ_1 більша за енергію електронної спорідненості другого напівпровідника χ_2 . Така ідеальна ситуація без врахування поверхневих станів, без взаємодії двох напівпровідників зображена на Рис.8.14 (а). Де F_1 і F_2 ; ϕ_1 і ϕ_2 відповідно положення рівня Фермі в напівпровідниках p і n - типів та зовнішні роботи виходу з двох матеріалів. Як видно з Рис.8.14 (а), в такій ситуації має місце єдиний рівень вакуума в такій системі.



а)



б)



в)

Рис.8.14.Енергетична ідеальна зонна діаграма ізолюваних напівпровідників (а) та ідеального p - n гетеропереходу при умовах $\chi_1 > \chi_2$ (б) та $\chi_1 < \chi_2$ (в) при всіх інших однакових параметрах, лише за умови вирождення напівпровідника n -типу.

Після утворення контакту між цими двома напівпровідниками, за рахунок обміну електронами встановлюється єдиний рівень Фермі для всієї системи. Така ситуація зображена на Рис.8.14 (б) і положення рівня Фермі системи позначене на Рис.8.14 (б), як F . Виходячи з цього енергетичну діаграму можна будувати слідувачим чином. Рівень енергії електрона у вакуумі повинен бути розташований на відстанях, що дорівнюють відповідно термодинамічним роботам виходу (відповідно ϕ_1 і ϕ_2). Різниця між ними, як і раніше у випадку контакту метал-напівпровідник (див.параграф 1 цієї глави) є контактна різниця потенціалів, так що $eV_k = \phi_1 - \phi_2$. Ясно, що взаємне проникнення поля контактної різниці потенціалів повинно відбуватись у відповідності з екрануючими властивостями першого і другого напівпровідників, в першу чергу з концентраціями носіїв, тобто у відповідності з (8.13). Таким чином ми матимемо області просторового заряду відповідно L_1 і L_2 . Зрозуміло також, що рівень "умовного вакууму" у всій системі повинен бути неперервним у всій системі. Дно зони провідності першого напівпровідника E_{c1} повинно знаходитись на рівні χ_1 до рівня вакууму у всій області просторового заряду аж до межі поділу з другим напівпровідником. Рівень валентної зони повинен розташовуватися так, щоб ширина забороненої зони ΔE_1 у всій області напівобмешеного напівпровідника (як на нескінченності, так і області границі розділу) залишалася сталою. Теж саме стосується і другого напівпровідника. Таким чином, для стрибка потенціалу зони провідності та валентної зони на межі поділу двох напівпровідників, ми можемо записати:

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \chi_1 - \chi_2 \\ \Delta E_V &= \Delta E_2 - \Delta E_1 - (\chi_1 - \chi_2) \end{aligned} \quad (8.56)$$

Тепер ясно, що якби співвідношення між спорідненостями електронів було зворотнє, тобто не $\chi_1 > \chi_2$, а навпаки $\chi_1 < \chi_2$, при всіх інших однакових умовах, то ми мали б ситуацію зображену на Рис.8.14 (в) і стрибок потенціалу у зоні провідності перетворився б на розрив зони провідності на межі поділу.

Принципова відмінність p - n гетеропереходу від p - n гомопереходу полягає в тому, що потенційні бар'єри для електронів і дірок в p - n гетеропереході, на відміну від p - n гомопереходу різні.

Як видно з Рис.8.14 для переходу електрона з n області в p область електрон повинен долати потенційний бар'єр, який дорівнює вигину зони провідності другого напівпровідника (напівпровідника n -типу), тобто eV_{kn2} , а для переходу дірок з p області в n області вони повинні долати бар'єр величиною $eV_{kp} = eV_{kp1} + \Delta E_V + eV_{kn2}$. Для нашого ідеально гетеропереходу $eV_k = eV_{kp1} + eV_{kn2}$. Таким чином можна створити ситуацію, коли потенційний бар'єр для дірок (або електронів) на багато більше ніж для електронів (або

дірок) відповідно. При цьому інжекційна складова струму повинна повністю забезпечуватись основними носіями напівпровідника іншого типу.

Розв'язуючи рівняння Пуасона типу (8.2) можна показати, що величина контактної різниці потенціалів у наближенні Шоткі може бути пов'язана з параметрами напівпровідників наступним чином:

$$eV_k = \frac{e^2 p_1 n_2 (\varepsilon_2 n_2 + \varepsilon_1 p_1)^2 (L_1 + L_2)^2}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (n_2 + p_1)^2} \quad (8.57)$$

Величина області просторового заряду дорівнює:

$$d(V) = [L_1(V_1) + L_2(V_2)] = \left[\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (n_2 + p_1)^2 (V_k \pm V)}{e p_1 n_2 (\varepsilon_2 n_2 + \varepsilon_1 p_1)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.58)$$

Де величини V_1 та V_2 є відповідно падіння прикладеної зовні напруги в першому та другому напівпровідниках відповідно. Ясно, що для ідеального гетеропереходу $V_1 + V_2 = V$. V_1 і V_2 для ідеального гетеропереходу можна знайти із співвідношень:

$$V_1 = \left[1 - \left(1 + \frac{\varepsilon_1 n_1}{\varepsilon_2 p_2} \right)^{-1} \right] V ; \quad V_2 = \left(1 + \frac{\varepsilon_1 n_1}{\varepsilon_2 p_2} \right)^{-1} V \quad (8.59)$$

Тоді струм інжекції електронів з напівпровідника 2 в напівпровідник 1 можна записати у вигляді:

$$I = I_s \exp\left(-\frac{eV_{kn2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV_1}{kT}\right) \right] \quad (8.60)$$

Де $I_s = eK_n n_2 D_n / L_n$. Тут K_n є коефіцієнт пропускання електронів через межу поділу гетеропереходу.

У нашому розгляді ми весь час підкреслювали, що маємо справу з ідеальним гетеропереходом. В реальній ситуації дуже важко підібрати пару різних напівпровідників, у яких існувало б ідеальне співвідношення кристалічних ґраток і коефіцієнтів термічного розширення (див. Рис.8.13).

Неспівпадіння кристалічних ґраток призводить до існування на границі розділу гетеропереходу електронних станів, які можуть захоплювати заряди, як додатні так і від'ємні і, таким чином, суттєво впливати на електрофізичні і фотоелектричні властивості гетеропереходів.

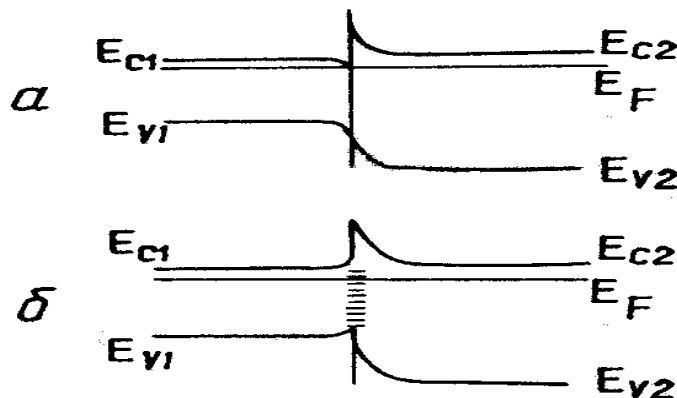


Рис.8.15. Енергетична діаграма ідеального *n-n* гетеропереходу (а) та при наявності акцепторних електронних станів межі поділу (б).

Як видно з Рис.8.15 (а,б) вони суттєво відрізняються і ясно, що той розгляд стосовно воль-амперної характеристики і перерозподілу напруг між областями 1 та 2 буде, який ми провели для ідеального гетеропереходу, в такій системі істотно іншим.

Фактично використання унікальних можливостей гетеропереходів тією чи іншою мірою ґрунтується на створенні умов, коли б електронні стани межі поділу не грали своєї визначальної ролі. З Рис.8.13, можна побачити, що в залежності від співвідношення компонентів у потрійних, або четверних сполук можна досягти і великої зміни в величині забороненої зони і малих (які не перевищують 0,2%) змін у величині сталої ґратки. При цій умові на відмінність у сталих ґраток можна досягти густини електронних станів межі поділу менших за величину 10^{11} см.еВ⁻¹ і, таким чином, усунути їх негативний вплив на формування профілю потенційного бар'єру в гетеропереході. Найбільш широко досліджений зараз і використовується гетероперехід *GaAs - Al_xGa_{1-x}As*.

8.9.1. Напівпровідникові лазери.

На основі структури *GaAs - Al_xGa_{1-x}As* при $x < 0,3$ (при такому x сполука *Al_xGa_{1-x}As* залишається ще прямозонною) вдалося створити напівпровідникові люмінісцентні світлодіоди майже зі 100% внутрішньою квантовою ефективністю. Це значить, що майже на кожний електрон, що інжектуються в вузькозонну область (у нашому випадку *GaAs*) утворюється фотон.

Однак найбільш вражаючим на шляху використання гетеропереходів є створення твердотільного напівпровідникового лазера. На Рис.8.16(а,б) наведена енергетична діаграма структури з двома гетеропереходами, яка дозволяє створити напівпровідниковий лазер.

Як видно з Рис.8.16 (б) неосновні носії (електрони, що потрапили за рахунок інжекції в область 2 не можуть з неї вийти за рахунок дифузійних процесів, бо з обох сторін обмежені потенційними бар'єрами. В той же час в цій же області є велика концентрація дірок, бо це область *p*-типу і додаткові дірки можуть вводиться з 3 області, яка є також область *p*-типу провідності і знаходиться під потенціалом прямого зміщення (на *n*-області "-"; на *p*-області "+"). За рахунок різкої границі *GaAs - Al_xGa_{1-x}As* стрибкоподібно зменшується показник заломлення при переході від *GaAs* до *Al_xGa_{1-x}As* виключаючи можливість виходу фононів з активної області. При створенні відповідних геометричних умов на торцевих поверхнях такої структури, а саме створення резонатора Фабрі - Перо, можливо отримати ситуацію, яка зображена на Рис.8.17.

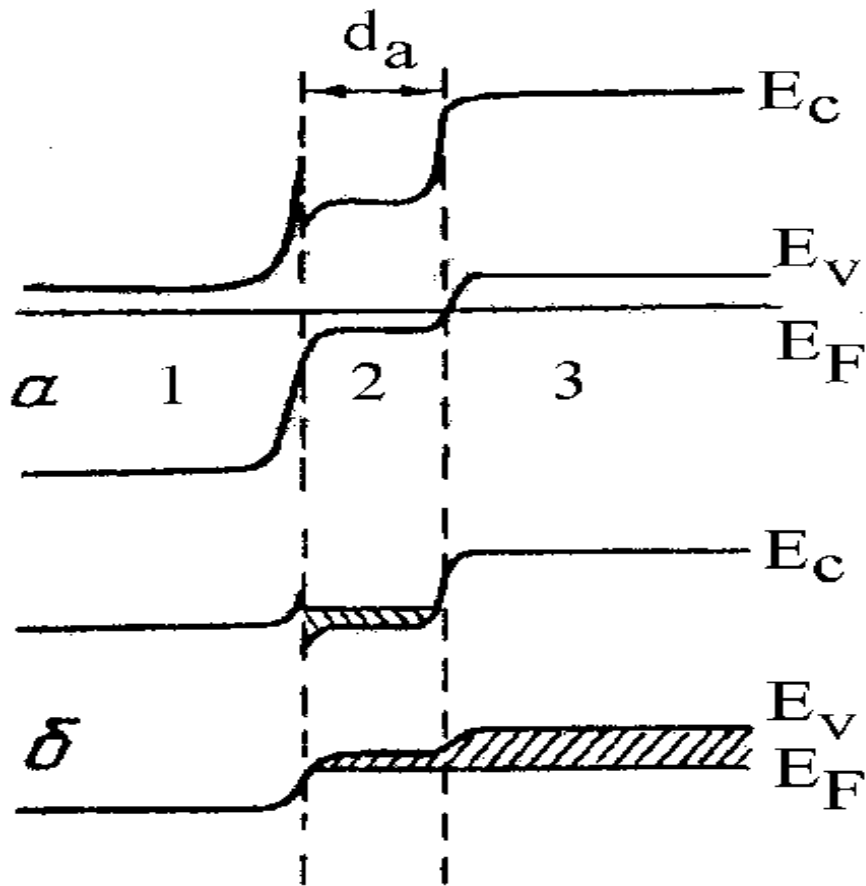


Рис.8.16.(а,б). Енергетична діаграма структури з двома гетеропереходами: область 1 - n - тип $Al_xGa_{1-x}As$; область 2 - p - тип $GaAs$; область 3 - p - тип $Al_xGa_{1-x}As$. (а) - при зовнішній напрузі, що дорівнює 0; (б) - при прямому зміщенні.

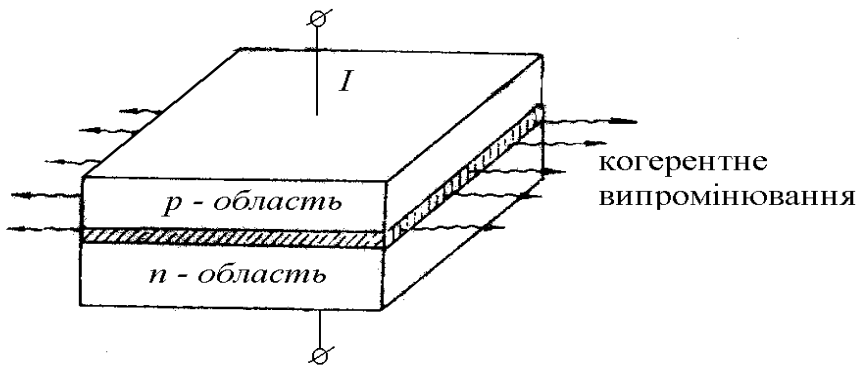


Рис.8.16(а,б). Схематичне зображення лазера на структурі $n-Al_xGa_{1-x}As$ - $p-GaAs$ - $p-Al_xGa_{1-x}As$ у вигляді резонатора Фабрі-Перо.

Дослідження показали, що інжекційні лазери, як їх називають зараз, мають надзвичайно гарні експлуатаційні параметри, що дозволяє значно розширити межі застосування таких лазерів від медицини до волоконнооптичних ліній зв'язку. Так ширина спектральної лінії випромінювання дорівнює $0,1-1 \text{ \AA}$. Коефіцієнт корисної дії досягає величин порядку 80% (і це перетворення електричної енергії в енергію випромінювання). Вихідна потужність в неперервному режимі генерації

становить 10 Вт при температурі 10 К; пікова потужність становить сотні Вт при температурі рідкого азоту. При кімнатній температурі цей параметр становить десятки Вт.

8.9.2. Польові транзистори з високою рухливістю носіїв заряду.

Польові транзистори з високою рухливістю є сучасні прилади, в яких використані наші знання про механізми розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках (див. Гл.5 параграф 6), властивості гетеропереходів, а також можливості створення в приповерхневому каналі польового транзистора двовимірного електронного газу (див. Гл.7 параграф 5). Структура транзистора з високою рухливістю значною мірою нагадує структуру транзистора з бар'єром Шоткі (див. Параграф 8.5.1 цієї глави). На Рис. 8.18 (а,б) наведені схематичне зображення транзистора з високою рухливістю (а) та енергетична діаграма такого приладу (б).

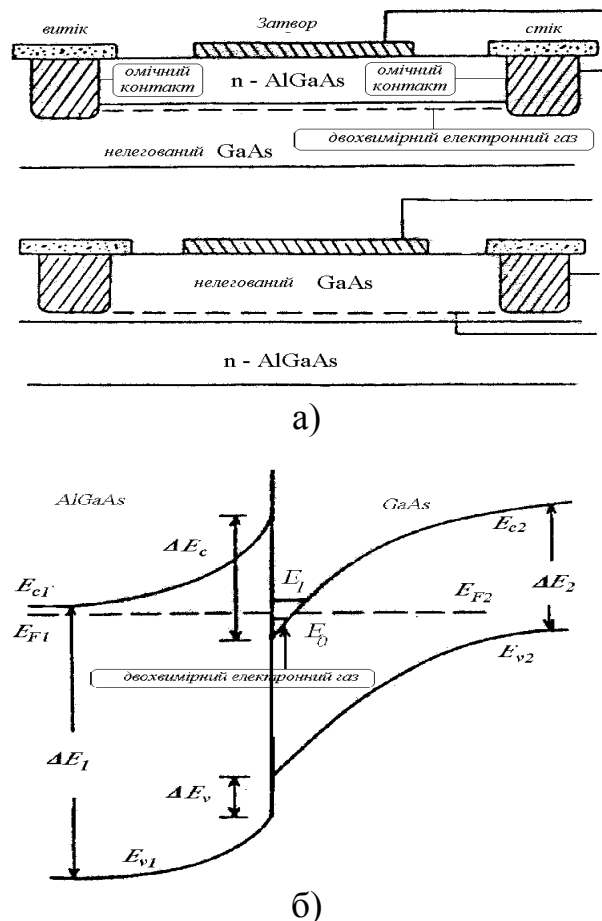


Рис.8.18(а,б). Схематичне зображення транзистора з високою рухливістю(а) та енергетична діаграма структури гетеропереходу (б).

Фізичний сенс використання такої структури полягає в наступному. Активний вбудований канал такого транзистора сформований в нелегованому $GaAs$, таким чином розсіювання носіїв заряду на іонізованих домішках в каналі $GaAs$ зведено до мінімуму. Велика концентрація електронів в каналі досягається за рахунок вигину зон на межі поділу $n-Al_xGa_{1-x}As - GaAs$,

створення на межі поділу так званої квантової ями. При виродженні електронного газу в каналі і виконанні умов розмірного квантування електронного спектру (див. Гл.7 параграф 5) в каналі створюються умови існування двовимірного електронного газу, в якому електрони мають рухливість, що набагато перевищує її значення в об'ємному *GaAs*. Товщина каналу має розміри від 20 до 60 Å і оскільки він повинен бути структурно особливо досконалим, то він отримав специфічну назву "спейсер". Ясно, що умови щодо досконалості межі поділу $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ повинні бути принаймні такі, як і в польовому транзисторі щодо межі поділу $\text{SiO}_2\text{-Si}$. Тобто густина електронних станів межі поділу повинна не перевищувати величину $10^{11}\text{см}^{-2}\text{eV}^{-1}$. Такий транзистор при довжині каналу порядку 0,2 мкм має критичні частоти в області сотен ГГц.

8.9.3. Поняття про квантові ями, квантові точки та структури наноелектроніки.

Слід зазначити, що технологічно отримання гетеропереходів з параметрами необхідними для створення лазерів на гетеропереходах та транзисторів з високою рухливістю неможливе без використання так званих методів молекулярно - променевої епітаксії. Маючи на увазі, що в потенційних ямах, які мають розміри довжин хвилі Дебройля носії заряду проявляють хвильові і корпускулярні властивості одночасно, потенційні профілі, насамперед профілі гетеропереходів, отримали назву квантових ям. Фактично мова йде про реалізацію моделі Кроніга-Пені, про яку ми говорили в параграфі 1.3, з довільними параметрами "сталого ґратки" при будь-якому періодичному і неперіодичному потенціалі. В такому потенціалі можуть бути створені умови для отримання певного закону дисперсії носіїв заряду, що необхідний для конкретних застосувань. Розвиток методів молекулярно - променевої епітаксії дозволив поставити питання про створення не тільки однорідних в площині за товщиною та складом шарів товщиною від 10 Å до 1000 Å, з практично нульовою густиною електронних станів межі поділу між контактуючими матеріалами, а і площинно контрольовано неоднорідних структур. Такі структури отримали назву квантових дротів (маючи на увазі одновимірні структури; в них спектр носіїв квантується у двох вимірах) і квантові точки (нольвимірні структури), які складаються з кластеру першого легованого чи ні напівпровідникового матеріалу, у якому електронний спектр носіїв квантується у трьох вимірах. Так переривання епітаксійного росту *InAs-GaAs (001)* на рівні до 4 моношарів *InAs* призводить до спонтанного виникнення самоорганізованих періодично розташованих острівців розмірами порядку 100 Å. Нанесення зверху епітаксійної плівки *GaAs* дозволяє зберегти цей порядок і отримати в матриці широкозонного напівпровідника *GaAs* періодичну структуру вузькозонного *InAs*. Таким чином були створені лазери з площинами квантових точок і вперше лазерна генерація спостерігалась у 1993 році. Переваги лазера на квантових точках перед лазерами на квантових ямах, про які ми говорили вище, полягають у надзвичайно великій стабільності порогової густини струму, високим питомим підсиленням випромінювання, яке може бути на два-три

порядки більше ніж у лазерів на квантових яма, високою швидкістю. Наведений приклад показує, що в наш час формується новий напрямок напівпровідникової електроніки, що отримав уже назву наноелектроніка.

8.10. Запитання для самоконтролю та задачі.

1. Як змінюється хід потенціалу та поля в області просторового заряду напівпровідника, якщо донорні домішки в напівпровіднику повністю іонізовані (шар Шоткі)?
2. Яким є критерій існування в області просторового заряду шару Шоткі ?
3. Які фізичні процеси обумовлюють омичні характеристики контактів ?
4. Чим визначається швидкодія контактів з бар'єром Шоткі та $p-n$ переходів ?
5. Чим обумовлено використання контактів з бар'єром Шоткі в сучасній електроніці ?
6. Який принцип роботи тунельного діоду ?
7. Чим визначається швидкодія біполярного транзистора ?
8. Що таке гомо- та гетеропереходи ?
9. В чому полягають особливості руху носіїв заряду через гетерограницю ?
10. Поясніть принцип роботи напівпровідникового лазера на основі $p-n$ переходу та гетеропереходу ? Чим обумовлена більша ефективність напівпровідникового лазера на гетеропереході ?
11. Задача. Знайти довжину екранування Дебая при 300 К: у власному германії ($\epsilon=16$) та у власному кремнії ($\epsilon=12$). Оцінити, як вона зміниться при легуванні напівпровідників донорами до концентрації $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ та металі ($\epsilon=1$, $n_0 = 10^{22} \text{ см}^{-3}$).
12. Задача. На поверхні напівпровідника p -типу існує збіднений шар. Концентрацією електронів в якому можна знехтувати. Знайти товщину області просторового заряду при 300 К, якщо поверхневий вигин зон становить 0,30 еВ., а концентрація акцепторів у об'ємі $p_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$.
13. Задача. На поверхні зразка кремнію n -типу існує вигин зон, який відповідає утворенню збідненого шару. При якому значенні потенціалу в при поверхневій області напівпровідника концентрація дірок і електронів будуть дорівнювати одна одній ? Оцініть товщину при поверхневого шару в якій $p(x) > n(x)$, якщо $e\phi_s = 0,5$ еВ, концентрація електронів в об'ємі $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T=300$ К, $b = \mu_n / \mu_p = 2,9$.
14. Задача. Знайти поверхневий потенціал для власного кремнію при кімнатній температурі, якщо концентрація адсорбованої на його поверхні донорної домішки становить $N_d = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Хід потенціалу $\phi(x)$ апроксимувати двома лінійними ділянками: $\phi(x) = \phi_s - Ex$ при $0 < x < \phi_s / E_s$ та $\phi(x) = 0$ коли $x > \phi_s / E_s$. Де напруженість електричного поля стала. Вважати, що на поверхні виконується умова: $\phi_s / kT \gg 1$, $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 12$. Як зміниться вигин зон за умови задачі при адсорбції на поверхню диполя з дипольним моментом $3 \cdot 10^{-28}$ Кл.м. ? Поясніть чому.

15. Задача. Кремній n -типу має концентрацію донорів $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. p - n -перехід сформовано дифузією бору до концентрації $N_a = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Визначити положення рівнів Фермі в n -та p -областях при температурі 300 К. Побудувати зонну діаграму p - n -переходу. Визначити висоту потенціального бар'єру.

Література

1. Третяк О.В. Лозовський В.З. Основи фізики напівпровідників. Підручник у 2-х томах. ВПЦ"Київський університет" 2009-2010. 1 том. 339 с. (До 175 річчя Київського університету).
2. Находкін М.Г., Шека Д.І. Фізичні основи мікро та наноелектроніки. Київський університет, 2005. 432 с.
3. Modern semiconductor device physics. Edited S.M.Sze John Wiley & Sons, Inc.1997, -557 p.
4. Пека Г.П., Стриха В.І. Поверхневі та контактні явища в напівпровідниках. - К. : Либідь, 1992, - 237 с.
5. Стриха В.И. Контактные явления в полупроводниках. - Киев : Выща шк., 1982. - 223 с.
6. Р.Маллер, Т.Кейминс Элементы интегральных схем. М. Мир. 1989, - 631 с.
7. S.M. Sze. Semiconductor device. John Wiley & Sons, Inc. 1985., - 524 p.
8. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. - М. : Мир, 1984. - Т.1. - 453 с., Т.2. - 455 с.
9. К.В.Шалимова Физика полупроводников. Из."Энергия" 1976, -416 с.
- 10.Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. - М.: Наука, 1977, - 366 с.
- 11.Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. - Киев: Выща шк., 1988. - 231 с.
- 12.Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. - М. : Мир, 1975. - 432 с.
- 13.Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. - М. : Наука, 1965. - 448 с.
14. Физика твердого тела/Энциклопедический словарь под ред. В.Г.Барьяхтара. - Киев: Наукова думка, 1966. - 452 с.
15. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральные схем. - М. : Мир, 1989. - 630 с.
- 16.Г.П.Пека, О.В.Третяк, В.В.Кислюк Збірник задач з фізики напівпровідників та напівпровідникових приладів. ВПЦ"Київський університет" 2003, -90 с.
- 17.В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, И.В.Карпенко, А.Г.Миронов Сборник задач по физике полупроводников. М. Наука 1987. -143 с.
18. П.Линч, А. Николайдес Задачи по физической электронике. М. Мир. 1975, - 264 с.