

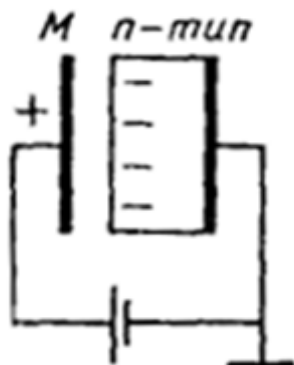
1 КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

2.1 Напівпровідники в зовнішньому електричному полі

В основі контактних явищ лежать фізичні процеси, що відбуваються в напівпровіднику під дією зовнішнього електричного поля, яке виникає на контакті. Для розуміння цих явищ необхідне знання властивостей напівпровідника, що знаходиться в зовнішньому електричному полі. З цією метою розглянемо властивості електронного напівпровідника, який занесли до однорідного електричного поля конденсатора (рис. 2.1).

В напівпровіднику у відсутності зовнішнього електричного поля об'ємний заряд дорівнює нулю. При наявності зовнішнього електричного поля в напівпровіднику відбудеться перерозподіл носіїв заряду, в результаті чого в ньому з'явиться об'ємний заряд, густина якого $\rho(r)$, та електричне поле напруженістю $\varepsilon(r)$. Зміна розподілу концентрації носіїв заряду, яка зумовлює появу об'ємного заряду, проходитиме в області, прилеглій до поверхні напівпровідника. Об'ємний заряд буде екранувати зовнішнє електричне поле, внаслідок чого вона проникає тільки у приповерхній шар напівпровідника.

При подібному прикладенні зовнішнього електричного поля, як це зображено на рис. 2.1, в приповерхній області напівпровідника буде підвищена концентрація електронів (рис. 2.2, а) і, як наслідок, виникає негативний об'ємний заряд (рис. 2.2 б), який буде зменшуватись при зростанні відстані від поверхні вглиб зразку. Негативний об'ємний заряд створить електричне поле, напруженість якого ε_s буде максимальною на поверхні напівпровідника (рис.



2.2, в). Це електричне поле змінить потенційну енергію електрона на величину, яка дорівнює $U(r) = -e\phi(r)$, де $\phi(r)$ – електростатичний потенціал контактного поля (рис. 2.2, г). Як наслідок дії електричного поля, зони напівпровідника викривляться наступним чином:

Рисунок 2.1 – Розподіл заряду в контакті

$$\begin{cases} E_c(r) = E_c - U(r); \\ E_v(r) = E_v - U(r). \end{cases} \quad (2.1)$$

При цьому зміниться положення усіх енергетичних рівнів, в провідник тому числі і рівня домішки у забороненій зоні (рис. 2.2, е).

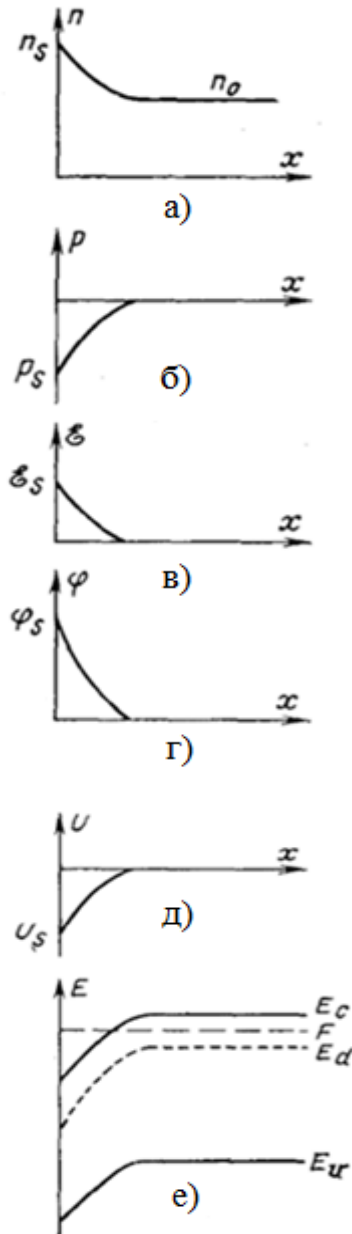


Рисунок 2.1 – Зміна концентрації електронів (а), об'ємного заряду(б), напруженості поля (в), потенціалу поля(г), потенціалу поля (г) та викривлення зон (е) донорного напівпровідника в зовнішньому полі

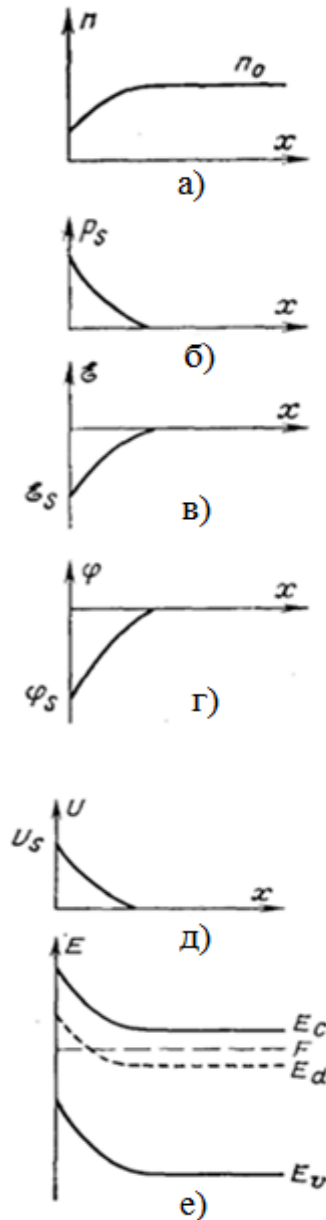


Рисунок 2.2 – Зміна концентрації електронів (а), об'ємного заряду(б), напруженості поля (в), потенціалу напівпровідника в зовнішньому полі при зміні напрямку зовнішнього поля

Оскільки напівпровідник знаходиться у стані термодинамічної рівноваги, то положення рівня Фермі постійно, тому відстань між рівнем Фермі та дозволеними зонами енергії зміниться. Якщо ця відстань без поля була

$$E_c - F \text{ та } F - E_v, \quad (2.2)$$

то при наявності поля воно буде:

$$[E_c - U(r)] - F \text{ та } F - [E_v - U(r)]. \quad (2.3)$$

Із порівняння (2.3) та (2.2) випливає, що якщо відстань між E_v та F зменшується на величину $U(r)$, то відстань між F та E_v збільшується на ту ж величину. Зміна відстані між F та краями зон енергії повинна привести до зміни розподілення електронів по рівням. В розглянутому випадку, як це зображено на рис. 2.2, е, вдалі від поверхні напівпровідник має властивості електронної електропровідності, невироджений та на рівнях донорної домішки є електрони (оскільки рівень Фермі знаходиться вище рівня домішки), а в приповерхній області напівпровідник залишаючись електронним, стає виродженим, оскільки рівень Фермі розташований тепер в зоні провідності.

При зміні напрямку прикладеного поля в приповерхній області електронного напівпровідника концентрація електронів буде знижена у порівнянні із концентрацією в об'ємі напівпровідника (рис. 2.3, а), а об'ємний заряд (рис. 2.3, б) та зміна потенційної енергії (рис. 2.3, д) по знаку буде позитивним. В даному випадку, як це зображено на рис. 2.3, е, в приповерхній області відбулась зміна типу основних носіїв заряду – напівпровідник із електронного перетворився на дірковий, тобто виник інверсний шар. У такого напівпровідника на деякій відстані від поверхні буде область із власною провідністю або і-шар із рівнем Фермі, що лежить всередині забороненої зони. Ця область напівпровідника, що розташована біля і-го шару, я в якій змінюється тип електропровідності, має назву «область фізичного р-п переходу». Він зникає при видаленні зовнішнього електричного поля.

2.2 Робота виходу

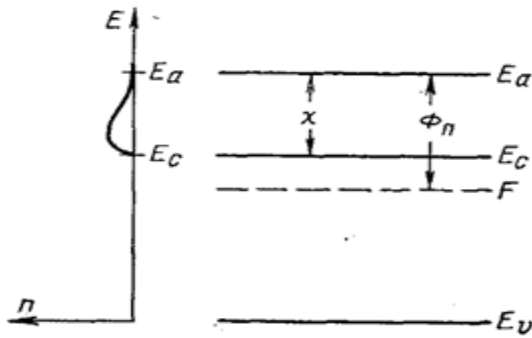
Як відомо, аби перевести електрон із твердого тіла у вакуум, необхідно витратити деяку енергію. Як наслідок, на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, що заважає виходу електронів із кристалу. Саме тому залишити тверде тіло здатні лише ті електрони, які мають достатню енергію для подолання цього бар'єру. Логічно, що кількість електронів, здатних подолати енергетичний бар'єр прямо пропорційно залежить від температури. Явище виходу із речовини електронів внаслідок теплового збудження називається термоелектронною емісією.

Визначимо густину струму термоелектронної емісії електронів із невідродженого напівпровідника. Для цього необхідно підрахувати кількість електронів, здатних подолати потенцій бар'єр та вийти із напівпровідника. Позначимо через $E_a = E_{\text{вак}}$ енергію електрона, що вийшов із провідника у вакуум та який знаходиться у стані спокою відносно зразку. Тоді для переходу електрону із дна зони провідності напівпровідника у вакуум без повідомлення йому швидкості потребуватиметься енергія χ (рис. 2.3), яка дорівнює:

$$\chi = E_a - E_c \quad (2.4)$$

Енергія χ це енергія електронної спорідненості. Чисельно вона дорівнює роботі, яка необхідна для переведення електрона із дна зони провідності у вакуум без повідомлення йому кінетичної енергії.

Для подолання прямокутного потенціального бар'єру висотою χ



кінетичною енергією електрону, що має швидкість v_x , має бути не менше глибини потенційного бар'єру, тобто:

$$m * v_x^2 / 2 \gg \chi \quad (2.5)$$

Кількість квантових станів для

кристалу одиничного об'єму в

Рисунок 2.3 – Енергетична діаграма

інтервалі швидкостей від v до dv визначається виразом.

$$dZ = 2(m/h)^3 dv_x dv_y dv_z \quad (2.6)$$

Оскільки для електронів, здатних залишити напівпровідник, $E-F \gg kT$,

то їх число буде: $dn = f_0 dZ = 2 \left(\frac{m}{h}\right) \times$

$$e^{-\frac{E-F}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (2.7)$$

$$\Phi = \chi + E_c - F = E_a - F$$

(2.9)

Енергія Φ , яка отримала назву термоелектронної роботи виходу, згідно з (2.9) дорівнює різниці між енергією електрона, що покоїться в вакуумі біля поверхні зразку напівпровідника та рівнем Фермі в даному напівпровіднику. Як у металів, так і у напівпровідників Φ складає, як правило, декілька електрон-вольт.

Оскільки в напівпровіднику розташування рівня Фермі залежить від температури, природи та концентрації домішки, то і термоелектронна робота виходу також буде визначатися цими параметрами. Виразимо роботу виходу для різноманітних напівпровідників, використовуючи (2.9) та відповідні співвідношення для рівнів Фермі.

Для власного напівпровідника робота виходу Φ_i дорівнює

$$\Phi_i = \chi + \frac{1}{2}E_g + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} \quad (2.10)$$

Из наведеного виразу випливає, що робота виходу електрону із власного напівпровідника залежить від ширини забороненої зони, температури та співвідношення ефективних мас електронів і дірок.

Для донорного напівпровідника при слабкій іонізації домішки:

$$\Phi_n = \chi + \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d} \quad (2.11)$$

а при сильній іонізації домішки:

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{gN_c}{N_d} \quad (2.12)$$

Якщо при сильній іонізації донорної домішки термоелектронна робота виходу визначається концентрацією домішки та температурою напівпровідника, то при сильній іонізації вона, окрім того, залежить ще й від глибини залягання рівнів донорної домішки в забороненій зоні та ступені його виродження.

Для акцепторного напівпровідника при слабкій та сильній іонізації домішки

$$\Phi_n = \chi + E_g + \frac{E_v - E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} \quad (2.13)$$

$$\Phi_n = \chi + E_g - kT \ln \frac{gN_c}{N_d} \quad (2.14)$$

із порівняння двох формул (2.13)-(2.14) випливає, що робота виходу електронів із діркового напівпровідника більше, ніж електронного напівпровідника такої ж природи.