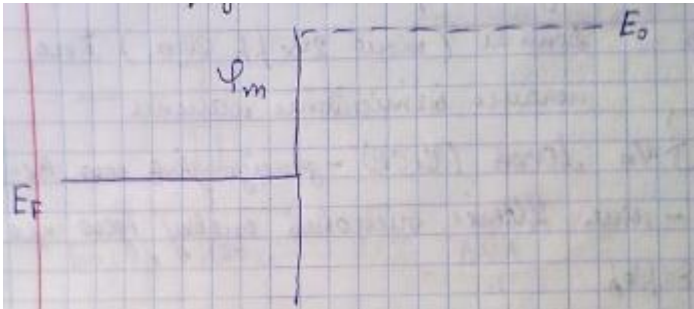


1. Робота виходу електронів з металів та напівпровідників. Контактна різниця потенціалів. Контакт метал-напівпровідник. Запірний і антизапірний шар.....	3
2. Фізична модель реального контакту метал-напівпровідник.....	5
3. Шар Шоттки. Розподіл поля та потенціальної енергії електрона в шарі Шоттки за рівномірного розподілу домішок. Ємність шару Шоттки.....	6
4. Розподіл потенціальної енергії електрона в ОПЗ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки за наявності тонкого приповерхневого шару з легуванням, відмінним від об'ємного.....	9
5. Механізми протікання струму в контакті метал-напівпровідник.....	11
6. Вольт-амперна характеристика тісного контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки (діодна теорія).....	11
7. Вольт-амперна характеристика тісного контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки (дифузійна теорія).....	12
8. Можливі причини неідеальності вольт-амперної характеристики діода з бар'єром Шоттки (для випадку тісного контакту). Вплив сил зображення.....	13
9. Можливі причини неідеальності вольт-амперної характеристики діода з бар'єром Шоттки (для випадку тісного контакту). Вплив генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ.....	15
10. Можливі причини неідеальності вольт-амперної характеристики <u>діода</u> з бар'єром Шоттки (для випадку тісного контакту). Вплив неоднорідності розподілу висоти потенціального бар'єру по площі контакту.....	16
11. Струми крайового витоку та способи боротьби з ними.....	18
12. Розподіл напруги в контакті метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки за наявності проміжного шару та поверхневих електронних станів на границі проміжний шар-напівпровідник.....	19
13. Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на вольт-амперну характеристику діода з бар'єром Шоттки.....	20
14. Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на високочастотну вольт-фарадну характеристику діода з бар'єром Шоттки.....	21
15. Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на низькочастотну вольт-фарадну характеристики діода з бар'єром Шоттки.....	21
16. Омічні контакти. Типи та характеристики омічних контактів.....	24
17. Основні експериментальні методи визначення параметрів фізичної моделі контактів метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки.....	25
18. Утворення електронно-діркового переходу, поняття про різкий та плавний <i>p-n</i> -перехід. Зв'язок характеру розподілу домішок в <i>p-n</i> -перехід з технологією його виготовлення.....	28
19. Розподіл поля та потенціальної енергії у різкому <i>p-n</i> -переході. Ширина області просторового заряду.....	34
20. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному <i>p-n</i> -переході. Ширина області просторового заряду.....	34
21. Бар'єрна ємність <i>p-n</i> -переходу.....	36
22. Ідеальна вольт-амперна характеристика <i>p-n</i> -переходу. Формула Шоклі.....	38
23. Вплив температури на вольт-амперну характеристику <i>p-n</i> -переходу.....	40
24. Основні причини відмінності вольт-амперної характеристики реальних діодів з <i>p-n</i> -переходом від ідеальної (якісно)	42
25. Рекомбінаційний струм в <i>p-n</i> -переході.....	44
26. Генераційний струм в <i>p-n</i> -переході.....	45
27. Порівняння ВАХ діодів Шоттки та діодів з <i>p-n</i> -переходом.....	47
28. Вольт-амперна характеристика тунельного діода. Обернений діод.....	51
29. Дифузійна ємність <i>p-n</i> -переходу. Еквівалентна схема діода з <i>p-n</i> -переходом.....	54
30. Перехідні процеси в діоді з <i>p-n</i> -переходом. Малий рівень інжекції.....	56
31. Перехідні процеси в діоді з <i>p-n</i> -переходом. Великий рівень інжекції.....	57

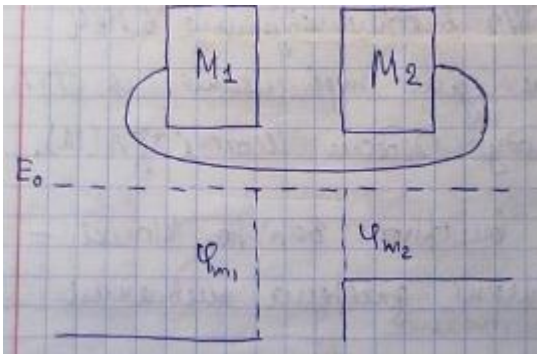
32. Залежність випрямної властивості напівпровідникового діода за малого рівня інжекції від частоти. Критерій граничної частоти.....	59
33. Пробій p - n -переходу. Види пробою. Залежність напруги пробою від температури. (якісно).....	60
34. Лавинний пробій p - n -переходу. Умова розвитку лавинного пробою.....	61
35. Лавинний пробій p - n -переходу. Вольт-амперна характеристика p - n -переходу в області пробою.....	62
36. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно).....	65
37. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.....	65
38. Тепловий пробій p - n -переходу.....	67
39. Основні експериментальні методи визначення параметрів фізичної моделі p - n -переходу.....	70
40. Гетероперехід. Класифікація гетеро переходів. Побудова енергетичної діаграми гетеропереходу.....	71
41. Розподіл потенціальної енергії в анізотипному гетеропереході. Товщина області просторового заряду.....	73
42. Ємність анізотипного гетеропереходу.....	74
43. Ємність ізотипного гетеропереходу.....	76
44. Вольт-амперні характеристики анізотипних гетеропереходів.....	77
45. Вольт-амперні характеристики ізотипних гетеропереходів.....	78
46. Поняття про ідеальну МДН – структуру. Зонні діаграми ідеальної МДН структури в залежності від прикладеної напруги.....	82
47. Залежність заряду ОПЗ напівпровідника МДН-структури від поверхневого потенціалу	84
48. Залежність диференціальної ємності напівпровідника в МДН структурі від поверхневого потенціалу.....	86
49. Високочастотна вольт-фарадна характеристика ідеальної МДН-структури.....	87
50. Низькочастотна вольт-фарадна характеристика ідеальної МДН-структури.....	87
51. Нерівноважна (імпульсна) вольт-фарадна характеристика МДН-структури.....	93
52. Вплив різниці робіт виходу електронів з металу та напівпровідника та поверхневих електронних станів на границі діелектрик-напівпровідник на високочастотну вольт-фарадну характеристику МДН-структури.....	89
53. Вплив різниці робіт виходу електронів з металу та напівпровідника та поверхневих електронних станів на границі діелектрик-напівпровідник на низькочастотну вольт-фарадну характеристику МДН-структури.....	89

1. Робота виходу електронів з металів та напівпровідників. Контактна-різниця потенціалів. Контакт метал-напівпровідник. Запінний і антизапінний шар.



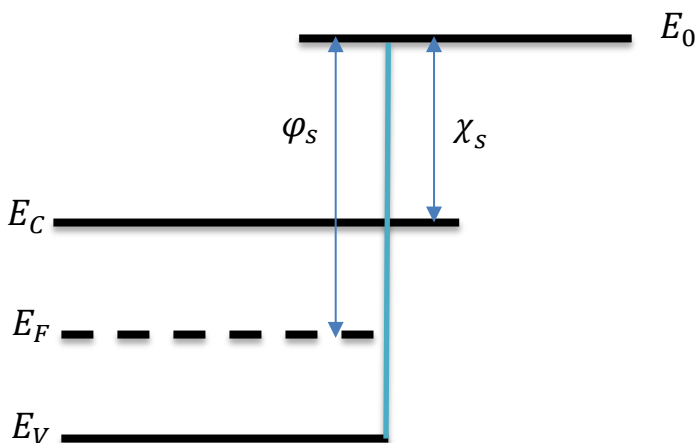
Робота виходу – це робота, яку потрібно виконати, віддалити електрон з металу на нескінченність.

$$\varphi_m = E_0 - E_F$$



Контактна різниця потенціалів – це різниця потенціалів між 2ма точками, що знаходяться в безпосередній близькості від поверхні, але не в них.

$$V_k = \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{q}$$



χ_s – електронна спорідненість (зовнішня робота виходу)

$\chi_s = \text{const}$ – для кристалографічної площини н/п.

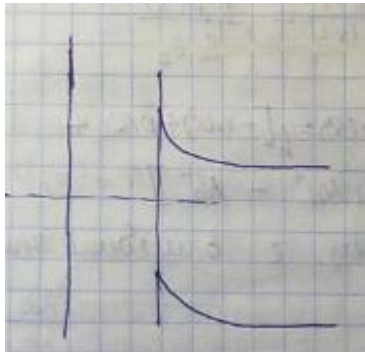
$$V_k = \frac{\varphi_{s1} - \varphi_{s2}}{q}$$

$$V_k = \frac{\varphi_m - \varphi_s}{q} - \text{контакт МЕ} - \text{н/п}$$

$$\text{Поле } E_d = \frac{V_k}{d}$$

$$E_s^0 = E_d \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_s} - \text{власне поле в н/п біля поверхні}$$

При контакті утворюється вигин зон.



$\varphi_m > \varphi_s$ — зони вигинаються вгору. $\varphi_m < \varphi_s$ — зони вигинаються вниз.

Для **п**-типу: запірний вигин зон $\varphi_m > \varphi_s$, антизапірний — $\varphi_m < \varphi_s$.

Для **р**-типу навпаки.

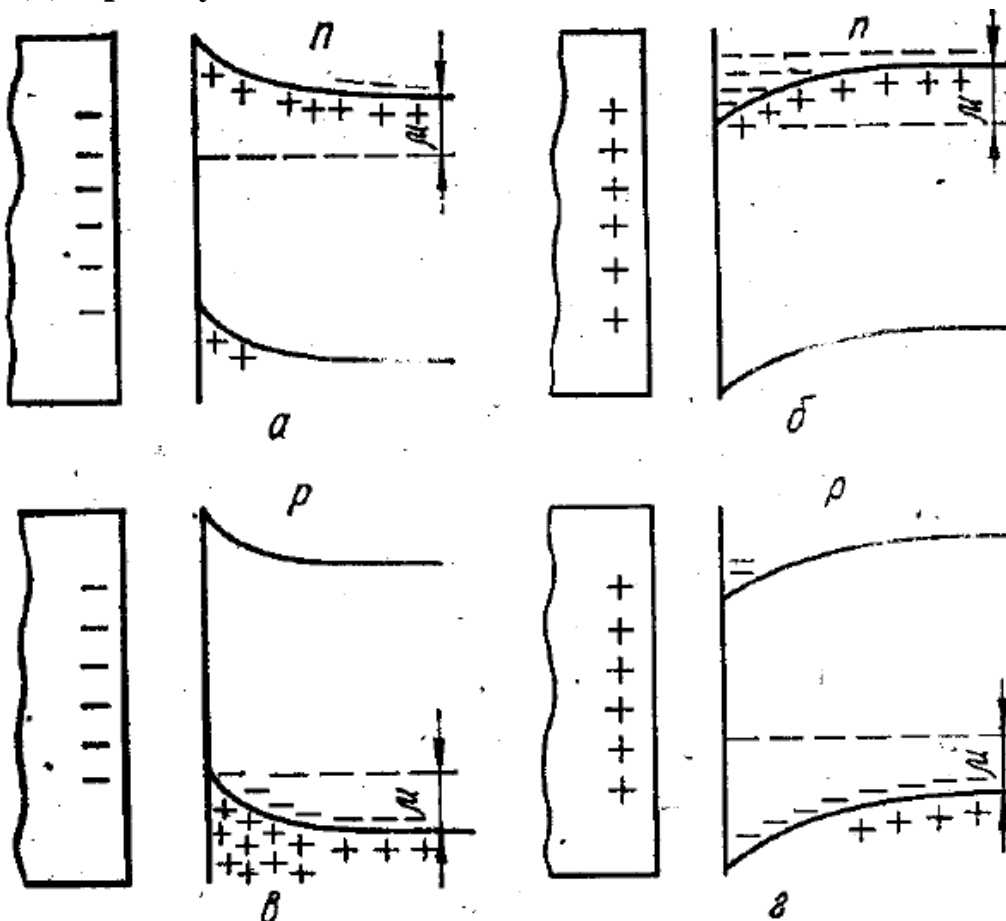


Рис. 1.3. Изгибы зон у поверхності **п**-и **р**-типа полупроводника при разном соотношении между работами выхода контактирующих тел:
а, в — $\varphi_1 > \varphi_2$; б, г — $\varphi_1 < \varphi_2$.

2. Фізична модель реального контакту метал-напівпровідник.

Фізична модель контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі

Загальноновизнану модель контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі для n -типу напівпровідника зображено на рис.3.1.

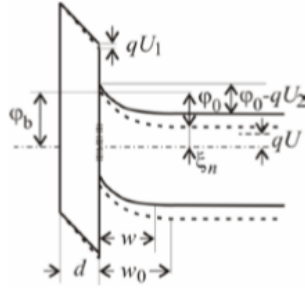


Рис. 3.1. Фізична модель контакту метал-напівпровідник із бар'єром Шотткі

Основними параметрами цієї моделі є висота потенціального бар'єру ϕ_0 , товщина області просторового заряду (ОПЗ) w , товщина проміжного шару між металом і напівпровідником d , його діелектрична проникність ϵ_1 , а також параметри поверхневих електронних станів (ПЕС) на межі проміжний шар - напівпровідник. Проміжним шаром може бути шар природного оксиду, який завжди існує на поверхні напівпровідника, чи перехідний шар, який виник унаслідок технологічних операцій при виготовленні контакту. Наявність

перехідного шару призводить до того, що прикладена до контакту напруга U ділиться між цим шаром та ОПЗ напівпровідника на U_1 та U_2 , відповідно, тобто

$$U = U_1 + U_2 \quad (3.1)$$

Досить часто величину ϕ_0/q називають дифузійним потенціалом, а висотою бар'єра Шотткі називають величину

$$\phi_b = \phi_0 + \xi_n, \quad (3.2)$$

де q - заряд електрона, ξ_n - положення рівня Фермі в об'ємі напівпровідника відносно дна зони провідності. Якщо ОПЗ являє собою шар Шотткі, тобто шар, у якому заряд визначається тільки зарядом іонізованих домішок, вираз для його товщини у випадку рівномірного розподілу домішок, визначений з рівняння Пуассона, має вид

$$w = \left[\frac{2\epsilon_2\epsilon_0(\phi_0 - qU_2)}{q^2n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.3)$$

де ϵ_2 - діелектрична проникність напівпровідника, n_0 - концентрація донорів в ОПЗ напівпровідника, $\phi_0 - qU_2$ - висота потенціального бар'єру ОПЗ напівпровідника при прикладанні до контакту напруги. Враховуючи, що частина прикладеної до контакту напруги, яка падає на перехідному шарі визначається як добуток зміни напруженості електричного поля в цьому шарі на його товщину, з умови неперервності вектора електричної індукції на границі перехідний шар - напівпровідник можна дістати співвідношення між U_1 та U_2 :

$$U_1 = \frac{2\phi_0\epsilon_2d}{qw_0\epsilon_1} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qU_2}{\phi_0}} \right) - q \frac{d}{\epsilon_0\epsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.4)$$

де m_i та m_i^0 концентрації електронів на ПЕС (на одиницю площі контакту) при прикладанні зміщення U та при $U = 0$, відповідно. Враховуючи (3.1), з (3.4) можна дістати вирази для U_1 та U_2

$$U_1 = -U_1^i + \sqrt{\phi_0 a_n} + \frac{qa_n^2}{2} - \sqrt{\left(\sqrt{\phi_0 a_n} + \frac{qa_n^2}{2} \right)^2 - qa_n^2(U + U_1^i)}, \quad (3.5)$$

$$U_2 = U + U_1^i - \sqrt{\phi_0 a_n} - \frac{qa_n^2}{2} + \sqrt{\left(\sqrt{\phi_0 a_n} + \frac{qa_n^2}{2} \right)^2 - qa_n^2(U + U_1^i)}, \quad (3.6)$$

$$U_1^i = q \frac{d}{\epsilon_0\epsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.7)$$

де $a_n = \frac{d}{\epsilon_0\epsilon_1} (2n_0\epsilon_0\epsilon_2)^{1/2}$, а U_1^i - потенціал, пов'язаний з перезарядженням

поверхневих станів (зміна заряду на поверхневих станах $q(m_i - m_i^0)$) при прикладанні напруги змінює розподіл цієї напруги між проміжним шаром та ОПЗ напівпровідника).

У випадку щільного контакту ($d \rightarrow 0$) фізична модель значно спрощується: $U_1 \rightarrow 0$, $U_1^i \rightarrow 0$ і $U_2 \rightarrow U$. Відповідно у виразі (3.3) для товщини ОПЗ замість U_2 треба підставити U . Однак концентрація легуючих домішок у приконтатному шарі напівпровідника в реальному контакті може відрізнятися від об'ємної. Приконтатний шар з відмінним від об'ємного легуванням може виникати в результаті фізичних процесів, що мають місце на границі метал-напівпровідник при формуванні контакту, або може бути сформований спеціально до нанесення металу на напівпровідник. У найпростішому випадку концентрацію домішок в приконтатному шарі товщиною l також можна вважати сталою і позначити як $n_1 = Kn_0$. Тоді густина заряду в приконтатному шарі $0 < x < l$ дорівнює $\rho_1 = qKn_0$. Тобто, якщо приконтатний шар легований акцепторами з концентрацією Kn_0 , у виразі для густини заряду треба вважати $K < 0$. З рівняння Пуассона товщину ОПЗ у випадку такого ступінчастого розподілу домішок у напівпровіднику можна записати у виді, подібному до (3.3)

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_0(\varphi_0^* - qU)}{q^2 n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.8)$$

де

$$\varphi_0^* = \varphi_0 + \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} (1-K)l. \quad (3.9)$$

Вираз (3.8) справедливий лише в області напруг, при яких $w > l$. φ_0^* - ефективна висота бар'єру ОПЗ напівпровідника, що відповідає значенню, отриманому екстраполяцією залежності $\varphi(x)$ в області $l < x < w$ до $x=0$ при $U=0$. Очевидно, що фізичного змісту ця величина не має. З виразу (3.9) видно, що $\varphi_0^* < \varphi_0$ при $K > 1$ (крива 2 на рис. 3.2), $\varphi_0^* = \varphi_0$ при $K=1$ (крива 1 на рис.3.2), і $\varphi_0^* > \varphi_0$ при $K < 1$ (крива 3 на рис.3.2) в тому числі і при $K < 0$ (крива 4 на рис.3.2).

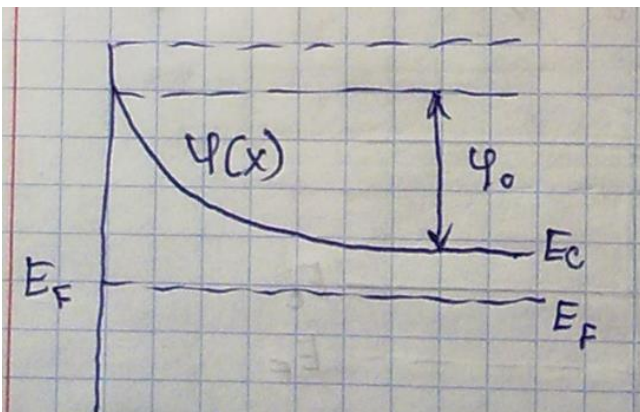
Відповідно, і товщина ОПЗ w менше, дорівнює або більше порівняно з випадком рівномірного розподілу домішок (на рис.3.2 позначено w_p). Слід підкреслити, що при $K < 0$ можливі такі значення параметрів K і l , при яких залежність $\varphi(x)$ в області $0 < x < l$ має максимум (рис. 3.2).

Значення $\varphi(x)$ в точці екстремуму

$$\varphi_m = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} (1-K)(w-l)^2. \quad (3.10)$$

З виразу видно, що φ_m в загальному випадку залежить від параметрів K , l та прикладеної до контакту напруги U .

Основними параметрами діода з бар'єром Шотткі вважається висота бар'єру φ_b та коефіцієнт ідеальності n . Крім того, важливими параметрами описаної вище загальної моделі контакту є: n_0 - концентрація домішок у напівпровіднику або її розподіл - $n(x)$ (який у випадку ступінчастого розподілу характеризується параметрами n_0 , K , l), ε_2 - діелектрична проникність напівпровідника, $\xi_n = E_c - E_F$ - енергетична відстань рівня Фермі від дна зони провідності, $\varphi_0 = \varphi_b - \xi_n$ - потенціальний бар'єр ОПЗ напівпровідника, d/ε_1 - відношення товщини проміжного шару до його діелектричної проникливості, параметри ПЕС.



3. Шар Шотткі. Розподіл поля та потенціальної енергії електрона в шарі Шотткі за рівномірного розподілу домішок.

Роглядатимемо контакт Me- n н/п.

Рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = q \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

$N_d^+ = N_d = n_0$ – концентрація електронів в глибині н/п

$$\rho(x) = q[-n(x) + p(x) + N_d^+ - N_a^-]$$

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

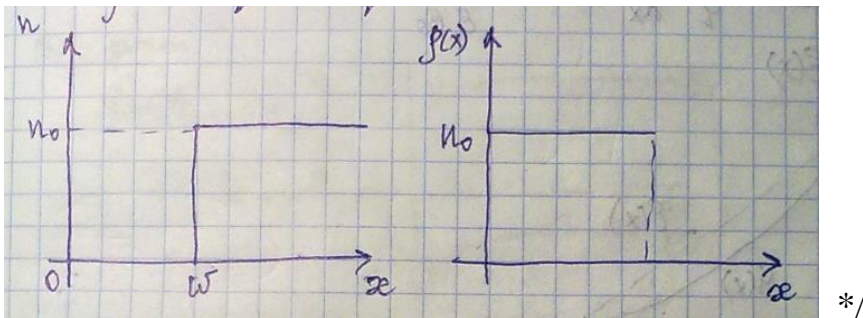
/* $N_d = n_0 \gg n(0)$ (на межі)

$$\varphi_0 \geq 2,3kT$$

$$n(0) = 0,1 n_0 \quad */$$

$p(x) < n_0, \varphi(x) < \Delta E_g - 2(E_c - E_F) - kT \ln \frac{N_c}{N_v}$. Якщо ці умови виконуються, то:

$$\rho(x) = q N_d^+ = q n_0 \quad */$$



*/

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q^2 n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

Граничні умови:

$$\varphi(w) = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = 0, \text{ при } x = w$$

$$\varphi(0) = \varphi_0$$

Шукаємо розв'язок у вигляді: $\varphi(x) = A(w - x)^2 + B(w - x) + C$

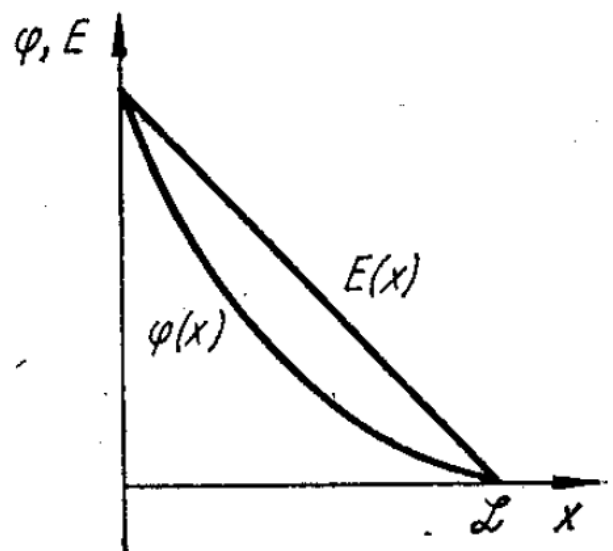
$$x = w: 0 = 0 + 0 + C \rightarrow C = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -2A(w - x) - B$$

$$x = w \rightarrow B = 0$$

$$\varphi(x) = A(w - x)^2, \quad \varphi(0) = A w^2 = \varphi_0 \rightarrow A = \frac{\varphi_0}{w^2}$$

$$\varphi(x) = \varphi_0 \left(1 - \frac{x}{w}\right)^2$$



$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 2A = \frac{q^2 n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \rightarrow A = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

$$\varphi(x) = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)^2$$

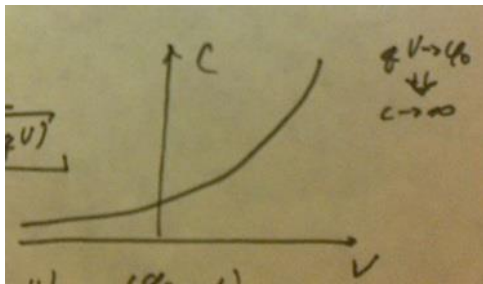
$$E(x) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = - \frac{qn_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)$$

При запірному контакті металу-напівпровідника, приконтактний шар збіднений основними носіями заряду. Цей контакт має властивості конденсатора, оскільки має збільш. опір.

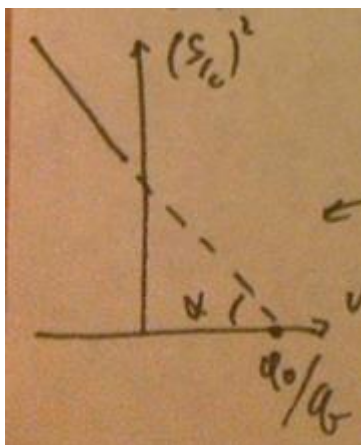
Ємність в області просторового заряду:

$$C = \frac{dQ}{dV}; Q = qn_0 w S; \Rightarrow C = qn_0 S \frac{dw}{dV}; \frac{dw}{dV} = \left[w = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qV)}{q^2 n_0}} \right] = \frac{1}{2W} \frac{-2\varepsilon_0 \varepsilon_s q}{q^2 n_0}; C = \frac{-2\varepsilon_0 \varepsilon_s q^2 n_0 S}{2W q^2 n_0} = \frac{-\varepsilon_0 \varepsilon_s S}{W};$$

$$\text{Підставляємо } w: C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s S \sqrt{q^2 n_0}}{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qV)}}$$



$$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qV)}{q^2 n_0 \varepsilon_0^2 \varepsilon_s^2} = \frac{w^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_s^2}$$

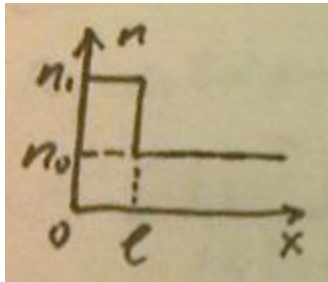


Цей ефект можна використовувати як метод для визначення висоти потенціального бар'єру, тга визначається концентрацією.

4. Розподіл потенціальної енергії в ОПЗ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі за наявності тонкого приповерхневого шару з легуванням, відмінним від об'ємного.

Приконтактний шар з відмінним від об'ємного легуванням може виникати в результаті фізичних процесів, що мають місце на границі металнапівпровідник при формуванні контакту, або може бути сформований спеціально до нанесення металу на напівпровідник. У найпростішому випадку концентрацію домішок в приконтактному шарі товщиною l також можна вважати сталою і позначити як $n_1 = Kn_0$.

Тоді густина заряду в ньому $\rho_1 = Kqn_0$.



n_0 – концентрація в об'ємі напівпровідника

$$x > l: N_d = n_0 \neq f(x)$$

$$0 < x < l: N_d = n_1 = Kn_0$$

$K > 0$ – шар легований донорами

$K < 0$ – шар легований акцепторами

Маємо задачу:

$$\begin{cases} \frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{q^2 n(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \\ \frac{d\varphi}{dx} \text{ при } x \rightarrow w = 0 \\ x = 0: \varphi = \varphi_0; x = w: \varphi = 0 \end{cases}$$

Розв'язавши рівняння Пуассона, отримаємо наступний вираз:

$$x > l: \varphi(x) = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)^2$$

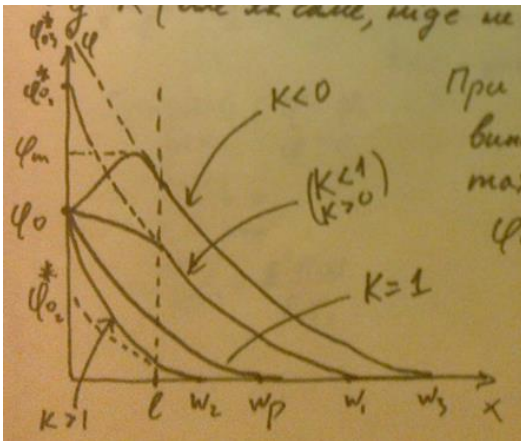
$$\begin{cases} w = \sqrt{w_p^2 - l^2(k-1)} \\ w_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(\varphi_0 - qV)}{q^2n_0}} \end{cases} \text{ або } \begin{cases} w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(\varphi_0^* - qV)}{q^2n_0}} \\ \varphi_0^* = \varphi_0 + \frac{q^2n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} l^2(1-k) \end{cases} \varphi_0^* -$$

ефективна висота бар'єра, справедливо за умови $w > l$

В області від 0 до L потенціальна енергія також залежить від k (але як саме ніде не знайшов)

При $k < 0$ можливий випадок виникнення максимуму:

$$\varphi_m = \frac{q^2n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} (w - l)^2(1 - k)$$



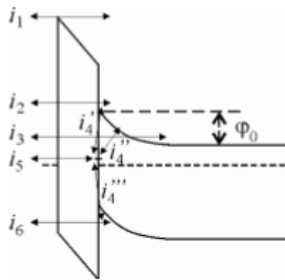
5. Механізми протікання струму в контакті

Вольт-амперна характеристика контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі.

В залежності від умов проходження носіїв заряду через проміжний шар і ОПЗ напівпровідника в КМН можуть реалізуватись різні механізми протікання струму (рис.3.3). Струми i_1 та i_2 відповідають переходам над бар'єром проміжного шару і переходам над бар'єром в (ОПЗ) напівпровідника з подальшим тунелюванням крізь проміжний шар. Струм i_3 виникає в результаті тунелювання носіїв заряду

крізь ОПЗ напівпровідника. Струми i_4 , i_4'' , i_4''' , i_5 обумовлені проходженням носіїв заряду в метал за участю ПЕС. Струм i_6 відповідає тунельним переходам крізь проміжний шар між валентною зоною напівпровідника та металом.

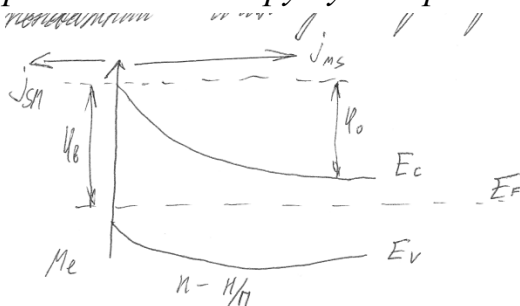
У залежності від характеру проходження носіями заряду ОПЗ напівпровідника розрізняють діодну та дифузійну теорії випрямлення. У діодній теорії не враховується розсіювання носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника, і струм знаходять як помножену на заряд електрона різницю потоків носіїв заряду із квазінейтральної області напівпровідника у метал та із металу у квазінейтральну область напівпровідника над бар'єром ОПЗ. На рис.3.4 це позначено лінією 1. Дифузійна теорія випрямлення навпаки, враховує багаторазове розсіювання носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника, і для знаходження ВАХ треба аналізувати умови проходження носіїв заряду в цій області. Проходження електронів в ОПЗ у цьому випадку показано схематично на рис.3.4 ламаною лінією 2. Умови, при яких виконується діодна чи дифузійна теорія, можуть бути визначені зі співвідношення між довжиною вільного пробігу електрона l_e та шириною шару Шотткі w : $l_e \gg w$ чи $l_e \ll w$, відповідно.



6. ВАХ тісного контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі (діодна теорія)

Наближення діодної теорії:

- Носії заряду не розсіюються в ОПЗ ($w \ll l$)
- Високий потенціальний бар'єр ($\phi_0 \gg kT$)
- Області, між якими відбувається обмін носіїв, знаходяться в термодинамічній рівновазі й не порушують розподілу



$$J = J_{SM} - J_{MS}; \phi(0) = \phi_0 - qV;$$

$$J_{SM} = \frac{qn\bar{v}}{4} = \frac{qe^{-\frac{\phi(0)}{kT}} n_0 \bar{v}}{4} = \frac{qn_0 \bar{v}}{4} e^{-\frac{\phi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}};$$

$$J_{MS} = J_{SM}(V = 0) = \frac{qn_0 \bar{v}}{4} e^{-\frac{\phi_0}{kT}} (J_{MS} \text{ не залежить від напруги})$$

$$J = \frac{qn_0 1\bar{V}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qn_0 1\bar{V}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = J_S \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right]; J_S = J_{SM}(V=0) = \frac{qn_e \bar{V}}{4} =$$

$$\frac{q}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e^*}} N_c e^{\frac{F-E_c}{kT}} =$$

$$= \frac{q}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e^*}} 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = A^* T^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}; A^* = \frac{4\pi m_e^* k^2}{h^3} - \text{ефективна стала Річардсона}$$

7. ВАХ тісного контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шоттки (дифузійна теорія)

Припущення дифузійної теорії:

1. $\varphi_0 \gg kT$ – висота бар'єру набагато більша за теплову енергію руху;
2. $w \gg \lambda$ – розсіювання носіїв в ОПЗ грає суттєву роль;
3. $n(0), n(w) \notin f(I)$ – концентрації носіїв на границях ОПЗ не залежать від струму;
4. напівпровідник не перелегований – немає виродження;

В такому випадку (з-за ролі розсіювання) потрібно врахувати як дифузійний так і дрейфовий струми

$$j = qn\mu_n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx}$$

Розділимо ліву та праву частину виразу на qD_n , використаємо співвідношення Ейнштейна $\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{q}{kT}$ та одне з означень напруженості $\mathcal{E} = -\nabla V = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$, оскільки напруга V зв'язана з потенціалом φ через заряд $V = -\frac{1}{q}\phi$, негативний знак обрано тому, що розглядується струм електронів. Таким чином попередній вираз зводиться до

$$\frac{j}{qD_n} = \frac{n}{kT} \frac{d\varphi}{dx} + \frac{dn}{dx}$$

Розв'яжемо однорідне рівняння прирівнявши $j = 0$ та розділивши змінні за допомогою множення попереднього виразу на $\frac{dx}{n}$.

$$\frac{dn}{n} = -\frac{d\varphi}{kT}$$

Проінтегруючи вираз отримаємо $\ln n = \ln C - \frac{\varphi}{kT}$, експонуючи отримаємо розв'язок однорідного рівняння

$$n = C e^{-\frac{\varphi}{kT}}$$

Розв'язок неоднорідного рівняння будемо шукати варіацією константи C , тобто у вигляді $n(x) = C(x) e^{-\frac{\varphi}{kT}}$. Підстановкою в неоднорідне рівняння такого рішення, отримаємо диференціальне рівняння відносно варіюваної константи

$$\frac{dC}{dx} = \frac{j}{qD_n} e^{\frac{\varphi}{kT}}$$

Розділивши яке за допомогою множення на dx та проінтегрувавши від x до w , знайдемо

$$C(x) = C(w) - \frac{j}{qD_n} \int_x^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx$$

Значення $C(w)$ задається тим, що $n(w) = n_0$, тому і $C(w) = n_0$. Залежність $n(x)$ має остаточно вигляд

$$n(x) = e^{-\frac{\varphi}{kT}} \left(n_0 - \frac{j}{qD_n} \int_x^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx \right)$$

З другої сторони при рівновазі $n(0) = n_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$ а $\varphi(0) = \varphi_0 - qV$. Прирівнюючи обидва вирази отримаємо $n_0 e^{-qV/kT} = n_0 - \frac{j}{qD_n} \int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx$, звідки можна знайти пустину струму

$$j = qn_0 D_n \frac{1 - e^{-\frac{qV}{kT}}}{\int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx} \quad (1)$$

Розглянемо детальніше інтеграл в знаменнику, спершу зробимо заміну $x = x(\varphi)$, такою заміною інтеграл приводиться до $\int_{\varphi_0 - qV}^0 \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{-1} e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi$, далі можна поділити і помножити на $\int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi$. Множник $\frac{\int_{\varphi_0 - qV}^0 \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{-1} e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi}{\int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi} = q^{-1} \overline{\mathcal{E}^{-1}}$ за формою є полем усередненим по вазі $e^{\frac{\varphi}{kT}} = e^{\Lambda \frac{\varphi^2}{kT}}$. Оскільки експонента швидко спадає то можна приблизно оцінити $\overline{\mathcal{E}^{-1}} = \mathcal{E}^{-1}(0) = \mathcal{E}_0^{-1}$. Тому інтеграл в знаменнику (1) можна оцінити як

$$\int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx = \frac{1}{q\mathcal{E}_0} \int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi = \frac{kT}{q\mathcal{E}_0} \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}} \right) \approx -\frac{kT}{q\mathcal{E}_0} e^{-\frac{qV}{kT}}$$

Підстановкою виразу та спрощуючи, використовуючи співвідношення Ейнштейна, отримаємо вираз для ВАХ

$$j = qn_0 \mu_n \mathcal{E}_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

ВАХ діода в наближенні дифузійної теорії за формою співпадає з ВАХ діодної теорії, єдина різниця у вигляді виразу для струма насичення

$$j_{s.diode} = \frac{qn_0 v_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

$$j_{s.diff} = qn_0 \mu_n \mathcal{E}_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

Але в реальних випадках швидкість хаотичного руху v_0 , навіть поділена на чотири, буде набагато більшою за швидкість дрейфового руху під дією поля в ОПЗ $\mu_n \mathcal{E}_0$, тому $j_{s.diode} \gg j_{s.diff}$.

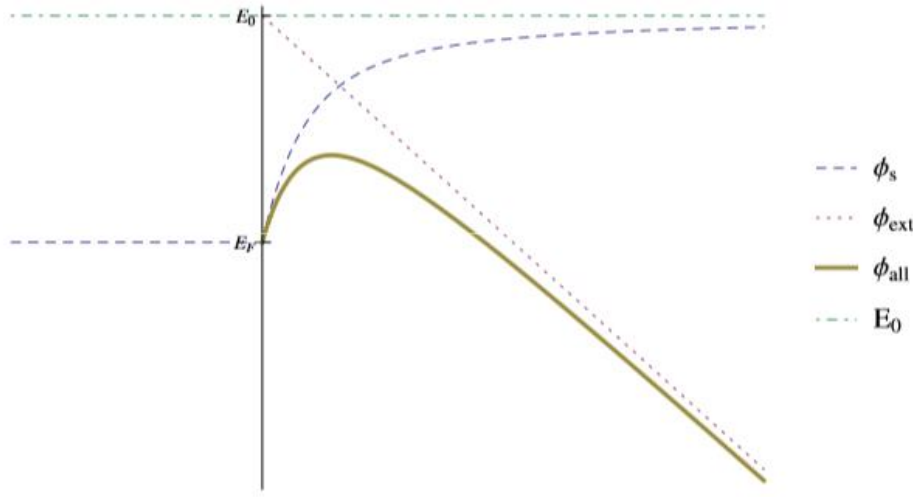
8. Можливі причини неідеальності ВАХ діоду з бар'єром Шоткі. Вплив сил зображення

Можливі причини неідеальності:

1. Вплив сил зображення;
2. Наявність додаткових механізмів протікання струму (генераційно-рекомбінаційний, термопільовий);
3. Неоднорідний розподіл домішок по глибині напівпровідника;
4. Падіння напруги на послідовному опорі напівпровідника;
5. Планарна неоднорідність;

Вплив сил зображення проявляється в тому, що хід потенціалу біля поверхні напівпровідника має вигляд ϕ_s замість вигляду ступінки від E_F до E_0 . І накладаючись з зовнішнім полем ϕ_{ext} потенціал ϕ_s дає сумарне поле ϕ_{all} яке має теж форму але з меншою висотою.

Сила дзеркального відображення вводиться, у випадку півпростору заповненого металом, як сила яка б діяла якщо б в тілі був би заряд протилежного знаку та відображений до даного. Сила



взаємодії буде $F(x) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}$. А потенціал будемо рахувати як роботу необхідну для віддалення заряду на нескінченність взятую з протилежним знаком.

$$\phi_s = -\int_x^\infty F(\xi)d\xi = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

Зовнішній потенціал однорідного електричного поля задається як $\phi_{ext} = -eEx$. Тому загальний потенціал за принципом суперпозиції:

$$\phi_{all} = \phi_s + \phi_{ext} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx$$

Прирівнявши до нуля першу похідну зможемо знайти положення максимуму потенціалу

$$x_m = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0 E}}$$

А підставляючи координату в потенціал знайдемо і максимуму

$$\Delta\phi = \phi_{all}(x_m) = -\sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}}E$$

У випадку напівпровідника потрібно замінити $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon_0\epsilon_s$ та електричне поле матиме вигляд $\phi_{ext} = -\frac{qn_0}{2\epsilon_0\epsilon_s}(w-x)^2$. Але тому, що $x_m \ll w$, можна взяти і записати що поле не змінюється на границі області ОПЗ і має величину $E = E(0) = \frac{qn_0}{\epsilon_0\epsilon_s}w$. Далі підставляючи вираз для $w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s(\varphi_0 - qV)}{q^2n_0}}$ отримаємо

$$E = \sqrt{\frac{2n_0(\varphi_0 - qV)}{\epsilon_0\epsilon_s}}$$

А підставляючи це до зміни висоти потенціального бар'єру отримаємо

$$\Delta\varphi = \sqrt[4]{\frac{n_0q^6}{8\pi^2(\epsilon_0\epsilon_s)^3}}\sqrt[4]{\varphi_0 - qV}$$

А ВАХ, з урахуванням сил дзеркального відображення, prime вигляд

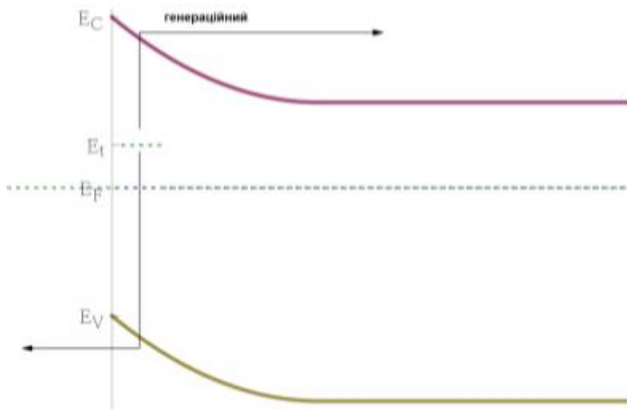
$$j = A^*T^2e^{-\frac{\varphi_b - \Delta\varphi}{kT}}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \quad (2)$$

9. Можливі причини неідеальності ВАХ діоду з бар'єром Шоткі. Вплив генераційно-рекомбінаційних

Можливі причини див. питання 8.

Генераційний струм виникає при генерації додаткових носіїв заряду через глибокий центр E_t , глибоким він повинен бути для того, щоб взаємодіяти однаково добро з обома зонами. При виведенні вважається що генерація та рекомбінація відбувається рівномірно по всій області ОПЗ. Для детального виведення див. питання 24-25.

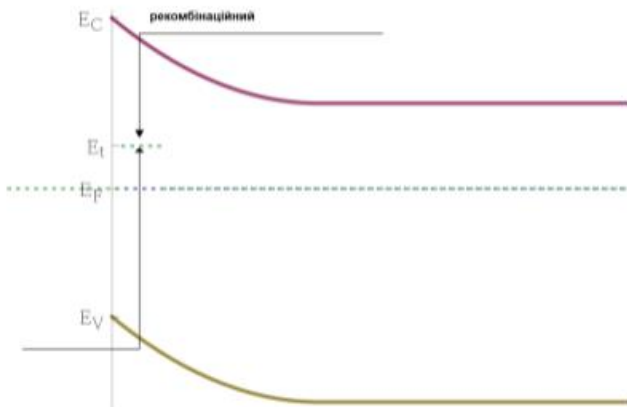
Генераційний струм



Генераційний струм переважає в області відємних напруг, має ВАХ

$$j_{ген.} = \frac{qn_i w}{2\tau_i} \sim (\varphi_0 - qV)^{\frac{1}{2}}$$

Рекомбінаційний струм

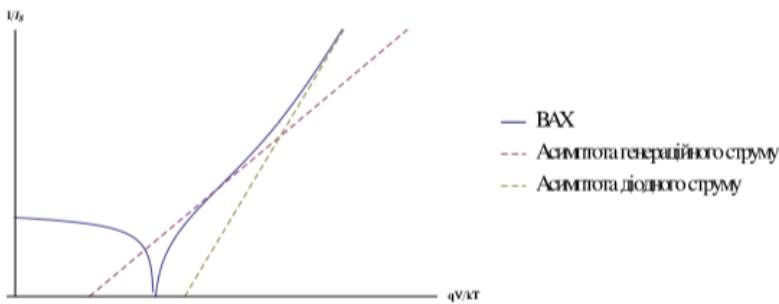


Рекомбінаційний струм переважає в додатній напругах та має вираз

$$j_{rec.} = j_{s.rec.} \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)$$

$$j_{s.rec.} = \frac{qn_i w}{2\tau_{rec.}}$$

Сумарна ВАХ з урахуванням генераційно-рекомбінаційного та діодного струму виглядає так



Як видно в ділянці від'ємних напруг пропадає насичення з-за генераційного струму, а в ділянці додатніх напруг з'являється область там де $\alpha = \frac{q}{2kT}$ котра буде добре помітною коли $j_{s.rec.} > j_s$ - струм насичення рекомбінаційного механізму більше за струм насичення діодного. Пізніше нахил міняється на характерний для діодного тому, що діодний струм росте швидше і наздоганяє та переганяє рекомбінаційний.

10. Можливі причини неідеальності ВАХ діоду з бар'єром Шоткі. Вплив неоднорідності розподілу потенціального бар'єру

23.10.12.

$$\alpha = \frac{d \ln I}{dV} = f(V), \quad \alpha < \frac{q}{kT}$$

$$I = \sum_k I_k = \sum_k A T^2 S_k e^{-\frac{\phi_{Bk}}{kT}} \left(e^{\frac{q(V - I_k R_{sk})}{kT}} - 1 \right)$$

$$I = A T^2 S e^{-\frac{\bar{\phi}_B}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (\text{при малих напругах})$$

$$\Leftrightarrow \sum_k A T^2 S_k e^{-\frac{\phi_{Bk}}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}}$$

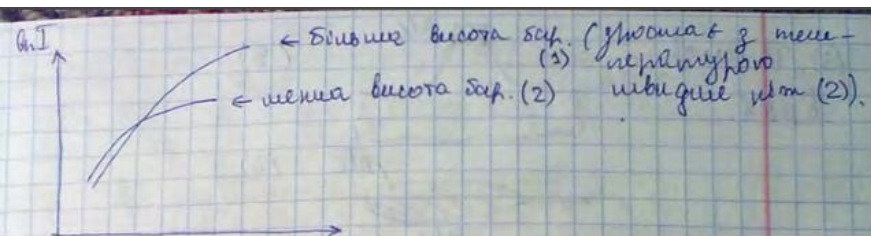
$$S e^{-\frac{\bar{\phi}_B}{kT}} = \sum_k S_k e^{-\frac{\phi_{Bk}}{kT}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \bar{\phi}_B = kT \ln \frac{1}{S} \sum_k S_k e^{-\frac{\phi_{Bk}}{kT}}$$

$$C = \sum_k C_k, \quad C_k = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s S_k}{w_k}, \quad w_k = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (\phi_{Bk} - \phi^0)}{q n_0}}$$

Внаслідок неоднорідності по поверхні напруги.

Внаслідок різних діаметрів з різних бар'єрів.



для контакту $\psi_0 \uparrow \Rightarrow n \downarrow \psi_0 \times n$ стане

$$I = AT^2 S e^{-\psi_0 / kT} (e^{qV / n kT} - 1), \quad \psi_{0n} = \psi_0 / n.$$

і з'являються за рахунок терміональної емісії.

Визначимо функціональну залежність між впадиною країв електронів.

Якщо один контакт об'ємної напівпровідника, то по периметру може бути більша кількість частинки контакту.

⇒ на периферії може бути терміональна емісія, а по напівпроводнику проходить струм.

Співпадає збіг при зворотних і малих прямих напругах. Особливо суттєве зростання для зворотних напруг. Якщо впадиною струм, тоді впадиною струм.

11. Струм крайового витоку та способи боротьби з ним

Співвідношення між складовими сумарного струму залежить від температури. Оскільки, як правило, надбар'єрний струм зростає зі збільшенням температури швидше, ніж інші складові, це приводить до зменшення коефіцієнта ідеальності ($n \rightarrow 1$) та послаблення залежності зворотного струму від напруги.

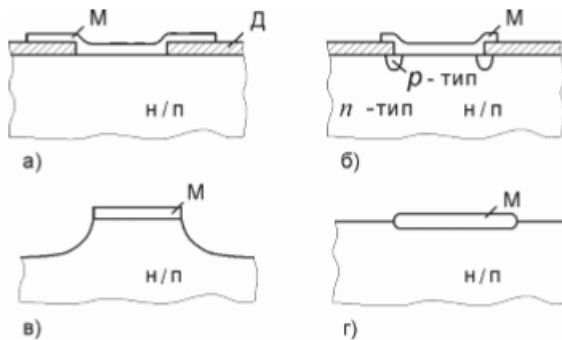


Рис. 3.5. Методи зменшення крайового струму: а – розширена металізація, б – охоронне кільце, в – меза-структура, г – 'лунка'

Суттєвою причиною відміни ВАХ реального контакту від ідеальної (3.11) є крайовий ефект. В загальному випадку напруженість електричного поля в напівпровіднику на периферії контакту більше, ніж в середній частині. Це може призводити зокрема до появи термопольового струму по периметру контакту. Очевидно, що цей струм може бути домінуючим при зворотних напругах і давати суттєвий внесок при малих прямих напругах. Оскільки периметр контакту пропорційний його радіусу, а площа пропорційна квадрату радіусу, відносний внесок периферійного струму зі збільшенням площі контакту зменшується і його ВАХ наближається до ідеальної. Аналогічне покращення ВАХ контакту має місце і при збільшенні температури, оскільки зі збільшенням температури відносний внесок термопольового струму зменшується. При однакових значеннях площі ВАХ контакту круглої форми ближче до ідеальної, ніж ВАХ контакту прямокутної форми. Це обумовлено тим, що в кутах напруженість електричного поля, а отже і густина термопольового струму максимальні.

Якщо не вжити спеціальних заходів при зворотних зміщеннях, струм крайового витоку буде домінуючим, що не дозволить експериментально спостерігати вплив сил зображення або навіть генераційний струм.

Основні методи зменшення крайового струму показані на рис. 3.5. Найбільш ефективними з них є "охоронне кільце" та "меза-структура". Недоліком "охоронного кільця" є збільшення загальної площі структури (не бажане для мікроелектроніки) та додаткова ємність $p-n$ - переходу (не бажана в НВЧ електроніці). У мікроелектроніці найчастіше використовуються структури з розширеною металізацією, в яких інколи для підвищення ефективності "польового електроду" товщина маскуючого оксиду біля контакту зменшується сходиною або плавно. У НВЧ електроніці використовують меза-структури або "лунки".

12. Розподіл напруги в контакті метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки за наявності проміжного шару та поверхневих електронних станів на границі проміжний шар-напівпровідник.

перехідного шару призводить до того, що прикладена до контакту напруга U ділиться між цим шаром та ОПЗ напівпровідника на U_1 та U_2 , відповідно, тобто

$$U = U_1 + U_2 \quad (3.1)$$

Досить часто величину ϕ_0/q називають дифузійним потенціалом, а висотою бар'єра Шотткі називають величину

$$\phi_b = \phi_0 + \xi_n, \quad (3.2)$$

де q - заряд електрона, ξ_n - положення рівня Фермі в об'ємі напівпровідника відносно дна зони провідності. Якщо ОПЗ являє собою шар Шотткі, тобто шар, у якому заряд визначається тільки зарядом іонізованих домішок, вираз для його товщини у випадку рівномірного розподілу домішок, визначений з рівняння Пуассона, має вид

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_0(\phi_0 - qU_2)}{q^2n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.3)$$

де ε_2 - діелектрична проникність напівпровідника, n_0 - концентрація донорів в ОПЗ напівпровідника, $\phi_0 - qU_2$ - висота потенціального бар'єру ОПЗ напівпровідника при прикладанні до контакту напруги. Враховуючи, що частина прикладеної до контакту напруги, яка падає на перехідному шарі визначається як добуток зміни напруженості електричного поля в цьому шарі на його товщину, з умови неперервності вектора електричної індукції на границі перехідний шар - напівпровідник можна дістати співвідношення між U_1 та U_2 :

$$U_1 = \frac{2\phi_0\varepsilon_2d}{q\varepsilon_0\varepsilon_1} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qU_2}{\phi_0}} \right) - q \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.4)$$

де m_i та m_i^0 концентрації електронів на ПЕС (на одиницю площі контакту) при прикладанні зміщення U та при $U = 0$, відповідно. Враховуючи (3.1), з (3.4) можна дістати вирази для U_1 та U_2

$$U_1 = -U_1^i + \sqrt{\phi_0 a_n + \frac{qa_n^2}{2}} - \sqrt{\left(\sqrt{\phi_0 a_n + \frac{qa_n^2}{2}} \right)^2 - qa_n^2 (U + U_1^i)}, \quad (3.5)$$

$$U_2 = U + U_1^i - \sqrt{\phi_0 a_n - \frac{qa_n^2}{2}} + \sqrt{\left(\sqrt{\phi_0 a_n + \frac{qa_n^2}{2}} \right)^2 - qa_n^2 (U + U_1^i)}, \quad (3.6)$$

$$U_1^i = q \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.7)$$

де $a_n = \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (2n_0\varepsilon_0\varepsilon_2)^{1/2}$, а U_1^i - потенціал, пов'язаний з перезарядженням

поверхневих станів (зміна заряду на поверхневих станах $q(m_i - m_i^0)$ при прикладанні напруги змінює розподіл цієї напруги між проміжним шаром та ОПЗ напівпровідника).

У випадку щільного контакту ($d \rightarrow 0$) фізична модель значно спрощується: $U_1 \rightarrow 0$, $U_1^i \rightarrow 0$ і $U_2 \rightarrow U$. Відповідно у виразі (3.3) для товщини ОПЗ замість U_2 треба підставити U . Однак концентрація легуючих домішок у приконтактному шарі напівпровідника в реальному контакті може відрізнятися від об'ємної. Приконтактний шар з відмінним від об'ємного легуванням може виникати в результаті фізичних процесів, що мають місце на границі метал-напівпровідник при формуванні контакту, або може бути сформований спеціально до нанесення металу на напівпровідник. У найпростішому випадку концентрацію домішок в приконтактному шарі товщиною l також можна вважати сталою і позначити як $n_1 = Kn_0$. Тоді густина заряду в приконтактному шарі $0 < x < l$ дорівнює $\rho_1 = qKn_0$. Тобто, якщо приконтактний шар легований акцепторами з концентрацією Kn_0 , у виразі для густини заряду треба вважати $K < 0$. З рівняння Пуассона товщину ОПЗ у випадку такого ступінчастого розподілу домішок у напівпровіднику можна записати у виді, подібному до (3.3)

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_0(\phi_0^* - qU)}{q^2n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.8)$$

де

$$\phi_0^* = \phi_0 + \frac{q^2n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} (1 - K)l. \quad (3.9)$$

13. Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на вольт-амперну характеристику діода з бар'єром Шоттки.

ВАХ контакту з бар'єром Шоттки, яка описується формулою (3.11) з сталим I_s , називають ідеальною. Для реальних діодів з бар'єром Шоттки при зворотних зміщеннях немає насичення струму, а при прямих $\alpha = d \ln I / dU < q/kT$ і може залежати від напруги. Досить часто ВАХ реальних діодів записують у виді

$$I = I_s [\exp(qU/nkT) - 1], \quad (3.14)$$

де

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{dU}{d \ln I}. \quad (3.15)$$

Параметр n називають коефіцієнтом ідеальності (інколи коефіцієнтом неідеальності). Очевидно, що (3.14) коректно описує лише пряму гілку ВАХ і то за умови, що визначений за формулою (3.15) коефіцієнт ідеальності $n \neq f(U)$. Для діодів, виготовлених за сучасною технологією, як для інтегральних, так і для дискретних n , дійсно, практично не залежить від напруги і не перевищує $1.02 \div 1.06$.

Існує ряд причин відсутності насичення зворотного струму та відміни n від 1 для реальних діодів: вплив сил зображення; наявність генерації та рекомбінації в ОПЗ; наявність термопольової складової струму; вплив проміжного шару на границі метал-напівпровідник та поверхневих електронних станів на границі проміжний шар-напівпровідник; вплив неоднорідностей параметрів контакту; вплив опору бази, тощо.

Так для контактів з проміжним шаром при прикладанні напруги зміщення U висота потенціального бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал змінюється на qU_2 , а для електронів, які переходять з металу в напівпровідник - на qU_1 . Тому прямий струм змінюється з напругою пропорційно $\exp(qU_2/kT)$, а зворотній - пропорційно $\exp(-qU_1/kT)$, отже ВАХ контакту у випадку надбар'єрного струму (струму, що обумовлений переходом носіїв над бар'єром ОПЗ напівпровідника) може бути записана у виді

$$I = I_s [\exp(qU_2/kT) - \exp(-qU_1/kT)], \quad (3.16)$$

Очевидно, що в цьому випадку для достатньо великих прямих зміщень та зворотних зміщень

$$\alpha = \left. \frac{d \ln I}{dU} \right|_{U>0} = \frac{q}{kT} \frac{dU_2}{dU}, \quad \alpha^* = \left. \frac{d \ln I}{dU} \right|_{U<0} = \frac{q}{kT} \frac{dU_1}{dU}, \quad (3.17)$$

тобто $\alpha < \frac{q}{kT}$ і залежить від напруги, а $\alpha^* \neq 0$, і насичення струму при зворотних напругах немає.

Розглянемо випадок, коли в контакт, крім надбар'єрного, існує ще $N-1$ додаткових механізмів струму. Тоді повний струм дорівнює

$$I = \sum_{k=1}^N I_k. \quad (3.18)$$

Можна показати, що в цьому випадку для прямих зміщень

$$\alpha = \frac{d \ln I}{dU} = \frac{1}{I} \sum_{k=1}^N \alpha_k I_k, \quad (3.19)$$

де

$$\alpha_k = \frac{d \ln I_k}{dU}. \quad (3.20)$$

Якщо один з механізмів струму (для визначеності при $k=1$) – надбар'єрний, з ВАХ (3.11) і для нього

$$\alpha_1 = \frac{d \ln I_1}{dU} = \frac{q}{kT}, \quad (3.21)$$

вираз (3.19) можна записати у виді

$$\alpha = \frac{q}{kT} \left(I_1 + \sum_{k=2}^N \frac{kT}{q} \alpha_k I_k \right) / \left(I_1 + \sum_{j=2}^N I_j \right). \quad (3.22)$$

Оскільки для всіх механізмів, крім надбар'єрного $\alpha_k < q/kT$, з (3.22) випливає, що при наявності додаткових механізмів струму і $\alpha < q/kT$.

Для реальних контактів досить часто реалізується випадок наявності двох механізмів протікання струму – надбар'єрного і, наприклад, генераційно-рекомбінаційного. Тоді для відносно великих прямих зміщень ($U > 3kT/q$) струм можна записати у виді суми надбар'єрного та рекомбінаційного

$$I = A^* T^2 S e^{-\frac{\Phi_b}{kT}} \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + I_{sr} \cdot \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \quad (3.23)$$

а для зворотних – у виді суми надбар'єрного та генераційного

$$I = A^* T^2 S e^{-\frac{\Phi_b}{kT}} + I_{sg} w, \quad (3.24)$$

де I_{sr} – струм насичення для рекомбінаційного струму, I_{sg} – коефіцієнт, що визначається темпом генерації в ОПЗ напівпровідника, w – товщина ОПЗ. З (3.23) видно, що зі збільшенням прямої напруги перший доданок зростає швидше, ніж другий. Тому, якщо вже при малих напругах (але при $U > 3kT/q$) другий член у (3.23) значно менше, ніж перший, то можна вважати, що ВАХ описується виразом (3.11) і $\alpha = q/kT$. Якщо при малих напругах у виразі (3.23) домінуючим є другий член, а при великих – перший, то α змінюється від $\alpha = q/2kT$ до $\alpha = q/kT$. Якщо у (3.23) другий доданок не домінуючий, але не настільки малий, щоб ним можна було нехтувати, ВАХ контакту можна екстраполювати виразом (3.14) зі сталим $n > 1$ (тобто $\alpha < q/kT$).

14-15. Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на високочастотну вольт-фарадну характеристику діода з бар'єром Шотткі

За наявності проміжного шару $\phi_0 \neq \phi_m - \phi_s$. При прикладанні напруги, вона ділиться між шаром і ОПЗ:

$$V = V_1 + V_2$$

$(\phi_0 - qV_2)$ – висота бар'єра для носіїв н/п – метал

$(\phi_b + qV_1)$ – висота бар'єра для носіїв метал – н/п

$$j = j_s \left(e^{\frac{qV_2}{kT}} - e^{\frac{qV_1}{kT}} \right) - \text{ВАХ, де } j_s = A^{**} T^2 e^{-\frac{\phi_b}{kT}} = \frac{q n_0 V_n}{4} D e^{-\frac{\phi_0}{kT}}$$

$$j_{np} = j_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \cong i_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

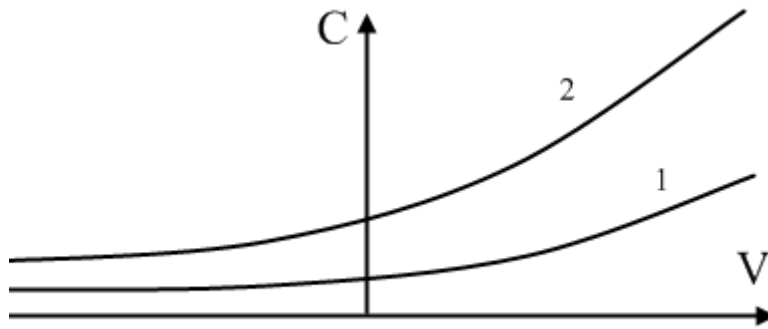
$$j = j_s(e^{\alpha V} - e^{-\alpha^* V}), \text{ де } \alpha = \frac{d \ln j}{dV} = \frac{q}{kT} \frac{dV_2}{dV}$$

Будемо говорити про ФВХ на ВЧ. Оскільки на високих частотах, коли заряд на поверхневих станах не встигає змінюватись зі зміною прикладеної напруги, $\frac{dV_1^i}{dV} = 0$, де $V_1^i = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$ – потенціал, що пов'язаний перезарядкою станів, а на низьких частотах $\frac{dV_1^i}{dV}$ може не дорівнювати нулю, диференціальний опір на низьких та високих частотах можуть відрізнятися. Для високих частот для контакту з проміжним шаром сумарна ємність являє собою послідовно з'єднані ємності проміжного шару C_i і ОПЗ напівпровідника - C_2 : $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$, де $C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{d}$, $C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{w}$ (на одиницю площі контакту).

У випадку рівномірного розподілу домішок маємо: $C_2 = \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q^2 n_0}{2(\varphi_0 - qV_2)} \right]^{\frac{1}{2}}$.

Загальний вираз для ємності

$$C = \frac{S \sqrt{q \varepsilon_0 \varepsilon_2 n_0 / 2}}{\sqrt{\left(\frac{\sqrt{q} a_n}{2} + \sqrt{\frac{\varphi_0}{q}} \right)^2 - (V - V_1^i)}}$$



При наявності поверхневих станів ВФХ піде нижче від відповідної кривої для випадку відсутності станів і буде «розтягнутою» по осі напруг (збільшується ширина ОПЗ за рахунок того, що стани створюють поле).

За низьких частот на ВФХ також можуть впливати перезарядження ПЕС. Перезарядження ПЕС безпосередньо залежить від заряду

Виведення

Нехай прикладена напруга V до контакту метал-напівпровідник: $V = V_1 + V_2$

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dV_1} \frac{dV_1}{dV} = C_1 \frac{dV_1}{dV}, \quad C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 S}{d} - \text{ємність проміжного шару. З іншого боку можна записати: } C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dV_2} \frac{dV_2}{dV} = C_2 \frac{dV_2}{dV}, \text{ де } C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{w} = \left| w = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0}} \right|$$

$$\frac{C}{C_1} = \frac{dV_1}{dV}, \quad \frac{C}{C_2} = \frac{dV_2}{dV}, \quad \frac{C}{C_1} + \frac{C}{C_2} = \frac{dV_1}{dV} + \frac{dV_2}{dV} = 1$$

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} - \text{послідовно з'єднана ємність проміжного шару та ОПЗ}$$

$V \neq 0$: $\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_2^0 = \sigma_S = -qm_i$, q - заряд на поверхні. $E_2^0 = E_2$, при $x = 0$, $V \neq 0$, $E_2^{00} = E_2$, при $x = 0$, $V_2 = 0$

$$V = 0: \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1^0 - \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2^{00} = \sigma_S^0 = -qm_i^0$$

Віднімаємо ці рівняння:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 (E_1 - E_1^0) - \varepsilon_0 \varepsilon_2 (E_2^0 - E_2^{00}) = -q(m_i - m_i^0)$$

$$E_2^0 = \frac{qn_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} w, \quad w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0}}; E_2^0 = -\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 q^2 n_0 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0 (\varepsilon_0 \varepsilon_2)^2}} = -\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} (\varphi_0 - qV_2)$$

$$E_2^{00} = -\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \varphi_0 \quad \frac{V_1}{d} = E_1 - E_1^0$$

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 V_1}{d} - \varepsilon_0 \varepsilon_2 \left(\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_0}} - \sqrt{\frac{2n_0 (\varphi_0 - qV_2)}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \right) = -q(m_i - m_i^0)$$

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{d} V_1 - \varepsilon_0 \varepsilon_2 \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) = -q(m_i - m_i^0) \rightarrow$$

$$V_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0^2 2q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_0 q^2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{2\varepsilon_2 d \varphi_0}{\varepsilon_1 q w} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \sqrt{2n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - V_1^i, \quad V_1^i = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = a_n \sqrt{\varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - V_1^i, \quad a_n = \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \sqrt{2n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2}$$

$$V_1 + V_i = a_n \sqrt{\varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} \right)$$

$$1 - \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} = \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}}, \quad \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} = 1 - \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \text{ (до квадрату)}$$

$$1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0} = 1 - 2 \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} + \left(\frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \right)^2, \quad \left(\frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \right)^2 - 2 \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} = -\frac{q(V - V_1)}{\varphi_0} \rightarrow$$

$$V_1 = -V_1^i + \frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0} - \sqrt{\left(\frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0}\right)^2 - a_n^2 q(V + V_1^i)}$$

$$V_2 = V - V_1 = V + V_1^i - \frac{a_n^2 q}{2} - a_n \sqrt{\varphi_0} + \sqrt{\left(\frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0}\right)^2 - a_n^2 q(V + V_1^i)}$$

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{w}, \quad w = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - q V_2)}{q^2 n_0}}$$

$$C = \frac{S \sqrt{q \varepsilon_0 \varepsilon_2 n_0 / 2}}{\sqrt{\left(\frac{\sqrt{q} a_n}{2} + \sqrt{\frac{\varphi_0}{q}}\right)^2 - (V - V_1^i)}}$$

$V_1^i = 0$ (поверхневі стани не перезаряджаються)

$$\frac{dV_1^i}{dV_1} = \frac{dq}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \frac{dm_i}{dV_1} \quad \frac{dm_i}{dV_1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{dq} \frac{dV_1^i}{dV_1}$$

$$V_2 = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_2^0}\right)^{-2} \left[\left(\frac{1}{C_2^0}\right)^{-2} - \left(\frac{1}{C_2}\right)^{-2} \right] = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1}\right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C}\right) \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} - \frac{2}{C_1}\right)$$

Тобто якщо відомо $C = f(V)$ і $C_1, C_0 \rightarrow V_2 = \dots$

16. Омічні контакти. Типи та характеристики омічних контактів.

Для виміру параметрів напівпровідникових матеріалів і приладів на їх основі необхідні омічні контакти для приєднання зовнішніх виводів. *Омічні контакти – це контакти, що мають лінійну та симетричну ВАХ.* Щоб контакти не впливали на вимірювані ВАХ, падіння напруги на них повинно бути нехтовно малим у порівнянні із загальною напругою на зразку.

Можливі наступні варіанти реалізації омічних контактів:

1. Контакти із малою висотою бар'єра.

В контактах метал-напівпровідник із малим рівнем легування переважає термоелектронна компонента струму, що визначається формулою $J = J_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$, де

$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$, A^* - ефективна стала Річадсона. У цьому випадку

$R_c = \frac{k}{qA^* T} \exp\left(\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$, $R_c \equiv \left(\frac{\partial J}{\partial V}\right)_{V=0}^{-1}$ - питомий опір при нульовому зміщенні. Для

отримання малих значень R_c треба виготовляти контакти з малою висотою бар'єра.

2. В контактах метал-напівпровідник з більш високим рівнем легування переважає тунельна компонента струму, що визначається співвідношенням $J_t \propto \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right)$,

$$E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_s m^*}} \cdot R_c \propto \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) = \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{\hbar} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}\right)\right).$$

Звідси видно, що в тунельній області питомий опір контакту експоненційно залежить від $\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}$. На широкозонних напівпровідниках дуже складно виготовити контакт з

малою висотою бар'єра. Крім того, метали, що застосовуються, не завжди мають достатньо малу роботу виходу. В таких випадках для виготовлення омичних контактів використовують додатковий високолегованих шар на поверхні напівпровідника.

3. Контакти, в яких використовується антизапірний вигин зон. У цьому випадку

$$I = \frac{qV_n n_0}{4} \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}}\right), R = \frac{4kT}{qn_0 V_n} \sim \frac{1}{n_0}$$

17. Основні експериментальні методи визначення параметрів фізичної моделі контактів метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки.

Методи визначення фізичних параметрів контактів метал – напівпровідник з бар'єром Шоттки.

Основними параметрами діода з бар'єром Шоттки вважається висота бар'єру ϕ_b та коефіцієнт ідеальності n . Крім того, важливими параметрами описаної вище загальної моделі контакту є: n_0 – концентрація домішок у напівпровіднику або її розподіл - $n(x)$ (який у випадку ступінчастого розподілу характеризується параметрами n_0 , K , l), ϵ_2 – діелектрична проникність напівпровідника, $\xi_n = E_c - E_F$ – енергетична відстань рівня Фермі від дна зони провідності, $\phi_0 = \phi_b - \xi_n$ – потенціальний бар'єр ОПЗ напівпровідника, d/ϵ_1 – відношення товщини проміжного шару до його діелектричної проникливості, параметри ПЕС.

Найчастіше для визначення фізичних параметрів контакту використовують експериментальні вольт-амперні або вольт-фарадні характеристики діодів. Для коректного визначення параметрів необхідно обґрунтувати застосування вибраного методу. Зробити це по одній характеристиці не завжди можливо. Тому для обґрунтування моделі та найбільш коректного визначення її параметрів використовують обидві експериментальні залежності, інколи ще й для декількох значень температури.

Визначення висоти бар'єру з ВАХ контакту метал - напівпровідник

Цей метод застосовують, коли експериментальна ВАХ близька до ідеальної, тобто описується виразом (3.14), де $n < 1.06$, і практично не залежить від напруги. Тоді вважають, що відсічка прямої $\ln i = f(U)$, екстрапольованої до $U = 0$, дає $\ln I_s$, і, використовуючи вираз (3.12), визначають висоту бар'єру за формулою

$$\phi_b = kT \ln(A^* T^2 / j_s). \quad (3.34)$$

Якщо є сімейство експериментальних ВАХ контакту, які виміряні при різних температурах, для визначення ϕ_b можна використати залежність I_s від температури. З (3.9) випливає, що

$$\ln(I_s/T^2) = \ln(A^*S) - \frac{\phi_b}{kT}. \quad (3.35)$$

З тангенса кута нахилу прямої (3.35) визначається ϕ_b , а з відсічки на осі $\ln(I_s/T^2)$ - ефективна стала Річардсона A^* . Використання цієї методики є коректним, якщо ВАХ контакту близька до ідеальної, тобто коли коефіцієнт ідеальності n практично не залежить від температури і приблизно дорівнює одиниці. Якщо n залежить від температури, це може свідчити про те, що експериментальна залежність $\ln I_s$ від температури пов'язана, наприклад, зміною співвідношення струмів, обумовлених різними механізмами. В цьому випадку відносний внесок надбар'єрного струму зростає з температурою і тому для визначення ϕ_b можна використати вираз (3.34), підставляючи в нього $\ln I_s$, визначений з ВАХ, виміряної при вищих температурах, при яких $n \rightarrow 1$.

Визначення висоти бар'єру з вольт-фарадних характеристик контакту метал - напівпровідник

Якщо домішки в напівпровіднику розподілені рівномірно, і залежність ємності контакту від прикладеної напруги вимірюється на достатньо високих частотах, таких що заряд поверхневих станів не встигає слідувати за змінною напругою, тобто $dm_i/dU = 0$, ця залежність описується виразом (3.27) або (3.30), а при $d = 0$ - виразом (3.31). Залежність C^{-2} від напруги в цьому випадку

$$\left(\frac{1}{C}\right)^2 = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_2 q n_0} \left(\frac{\phi_0}{q} - U\right), \quad (3.36)$$

з тангенса кута нахилу якої можна знайти

$$n_0 = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_2 q} \left(\frac{\Delta C^{-2}}{\Delta U}\right)^{-1}, \quad (3.37)$$

а з відсічки на осі напруг при $C^{-2} = 0$ - висоту бар'єру ϕ_0 , оскільки при цьому $U = \phi_0/q$.

Для контактів з проміжним шаром ($d \neq 0$), але без поверхневих станів, тобто при $U_1^i = 0$ залежність C^{-2} від напруги також є прямою, з тангенса кута нахилу якої можна знайти n_0 , а з відсічки на осі напруг при $C^{-2} = 0$ - величину $\left[a_n/2 + \sqrt{\phi_0/q}\right]^2$.

Якщо U_1^i міняється при прикладанні напруги, то залежність C^{-2} від напруги не є прямою. Можна показати, що в цьому випадку

$$\frac{d(C^{-2})}{dU} = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q n_0} \left(1 - \frac{dU_1^i}{dU} \right)_{\omega=0}. \quad (3.38)$$

Вираз (3.38) дозволяє визначити залежність $\frac{dU_1^i}{dU} \Big|_{\omega=0}$ від U , інтегруючи яку

можна знайти $U_1^i = f(U)$. У цих виразах $\omega = 0$ означає, що диференціюється стаціонарна високочастотна вольт-фарадна характеристика.

Якщо відомі C_1 і Φ_0 , високочастотна залежність C від U дозволяє розрахувати залежності $U_2 = f(U)$, $U_1 = f(U)$, та $U_1^i = f(U)$ за формулами:

$$U_2 = \frac{\Phi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C} \right) \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} - \frac{2}{C_1} \right), \quad (3.39)$$

$$U_1 = U - U_2, \quad (3.40)$$

$$U_1^i = \frac{\Phi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0^2} - \frac{1}{C^2} \right) - U, \quad (3.41)$$

де C_0 - ємність контакту при $U = 0$.

За експериментальними залежностями $U_1^i = f(U)$ з врахуванням (3.7) можна визначити ряд параметрів ПЕСК. Зокрема, по знаку U_1^i можна визначити переважний механізм обміну поверхневих станів електронами з металом чи з напівпровідником. Знак U_1^i додатний, якщо відбувається звільнення рівнів ($m_i^0 > m_i$), і від'ємний, якщо відбувається заповнення рівнів ($m_i^0 < m_i$). Якщо перший випадок відповідає прямим напругам на діоді, то це означає, що має місце переважний обмін ПЕСК з металом (рівні піднімаються відносно рівня Фермі металу на qU_1 , і концентрація електронів на них зменшується). Якщо той же випадок відповідає зворотній напрузі на діоді, це означає переважний обмін ПЕСК з напівпровідником (рівні ПЕС піднімаються відносно рівня Фермі напівпровідника на $|qU_2|$).

Залежність $U_1^i = f(U)$ на ділянках, для яких визначено переважний механізм обміну ПЕС з металом або з напівпровідником, використовують для визначення енергетичного розподілу ПЕСК в забороненій зоні напівпровідника, тобто залежності $dm_i/dE = f(E)$. Дійсно, у випадку переважного обміну ПЕСК з металом з виразів (3.5-3.7) дістанемо

$$\frac{dm_i}{dE} = \frac{dm_i}{dE_{Fm}} = \frac{dU_1^i}{dU_1} \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{qd} \right). \quad (3.42)$$

Розраховане за цією формулою значення dm_i/dE відповідає енергії $E = E_c - \phi_0 - \xi_n - qU_1$. У випадку переважного обміну ПЕСК з напівпровідником

$$\frac{dm_i}{dE} = \frac{dm_i}{dE_{F5}} = \frac{dU_1^i}{dU_2} \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{qd} \right), \quad (3.43)$$

і відповідає значенню енергії $E = E_c - \phi_0 - \xi_n + qU_2$.

Слід відзначити, що можлива неточність використаних в описаній методиці значень C_1 і ϕ_0 призводить до деякого "масштабування" залежності $dm_i/dE = f(E)$, не змінюючи принципово її характер.

Для контакту зі ступінчастим розподілом домішок всі записані в цьому підрозділі формули справедливі, якщо ϕ_0 замінити на ϕ_0^* .

Якщо для досліджуваних контактів у ОПЗ напівпровідника домішки розподілені нерівномірно, то з залежності $C_2 = f(U)$ можна визначити розподіл домішок $n(x)$ по глибині.

При довільному розподілі домішок в напівпровіднику для контакту з проміжним шаром

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \epsilon_0 \epsilon_2 q} \frac{dU_2}{d(1/C_2^2)}. \quad (3.44)$$

Для контакту без проміжного шару ($d = 0$), а також для контакту з проміжним шаром ($d \neq 0$), але за умови, що при вимірюванні залежності $C = f(U)$ не відбувається зміна заповнення ПЕСК, тобто $U_1^i = 0$,

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \epsilon_0 \epsilon_2 q} \frac{dU}{d(1/C^2)}. \quad (3.45)$$

З виразів (3.43) та (3.44) видно, що в загальному випадку відміна залежності $C^{-2} = f(U)$ від прямої може бути обумовлена як перезарядом поверхневих станів на границі проміжний шар - напівпровідник, так і неоднорідністю розподілу домішок в ОПЗ напівпровідника.

Очевидно, що вибір та коректність застосування методики визначення параметрів контакту метал-напівпровідник вимагає її обґрунтування. Таким обґрунтуванням може бути, зокрема, узгодженість результатів, отриманих при застосуванні декількох методик.

Методи вимірювання електрофізичних характеристик контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі.

Методи дослідження вольт-амперної характеристики діода

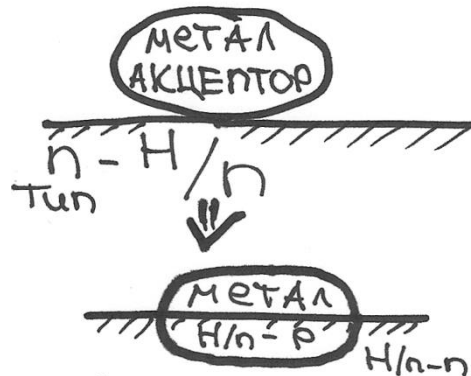
Для вимірювання ВАХ діода використовують метод вольтметра-амперметра,

18. Утворення електронно-діркового переходу, поняття про різкий та плавний $p-n$ - перехід.

$P-n$ - перехід – це структура в якій є перехід (зміна) типу провідності напівпровідника. Це контакт n/p з різним типом провідності

За методами утворення бувають:

- 1) Утворені *сплавним* методом – нагрівається температури евтектики (рідкої фази металу). легується n/p або n/p легується металом. Охолоджується.

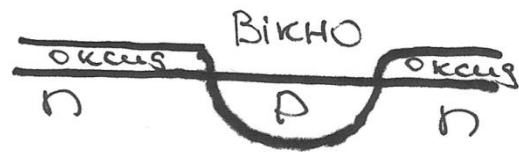


до
Метал

2) Утворені дифузійним методом – створюємо «вікна» в оксиді. Наносимо дифузією домішку р-типу. Система відпалюється

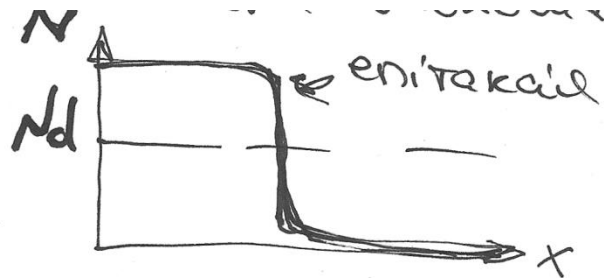
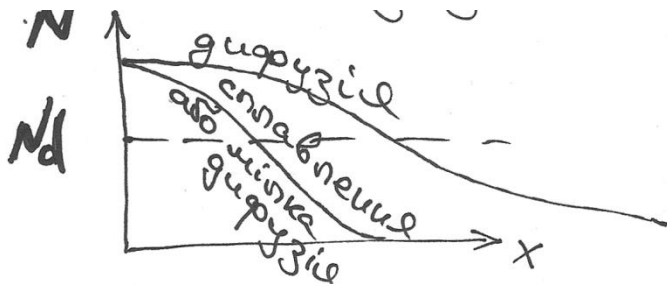


3) Утворені методом іонної імплантації – іонізуємо акцептор, розганяємо полем та бомбардуємо н/п. Бомбардування призводить появи дефектів, тому після робимо відпал.



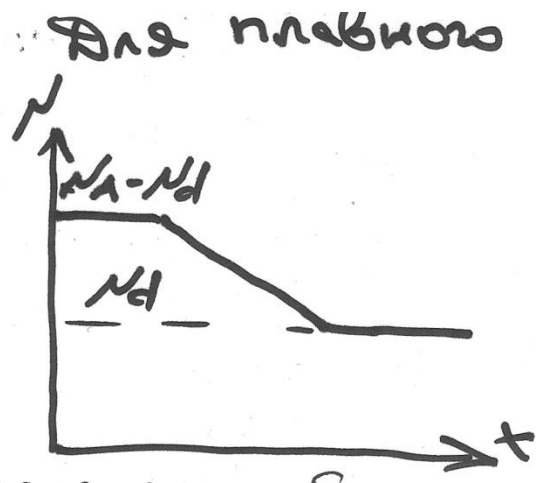
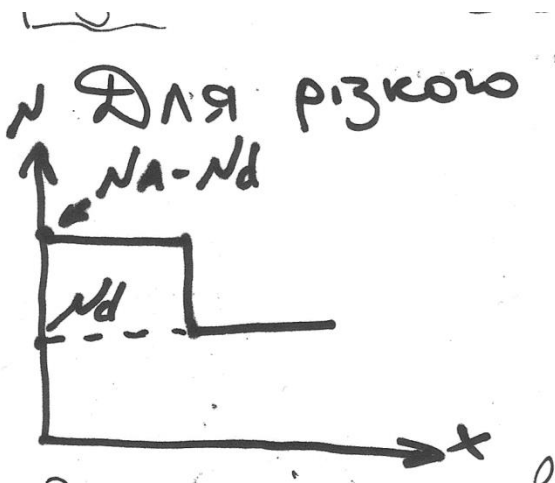
до

4) Епітаксія (утворені епітаксією) – продовжуємо зростання кристалічної структури. Молекулярно-променева епітаксія дозволяє нанести моно шар



За

розподілом концентрації носіїв р-п- переходи поділяються на різкі та плавні

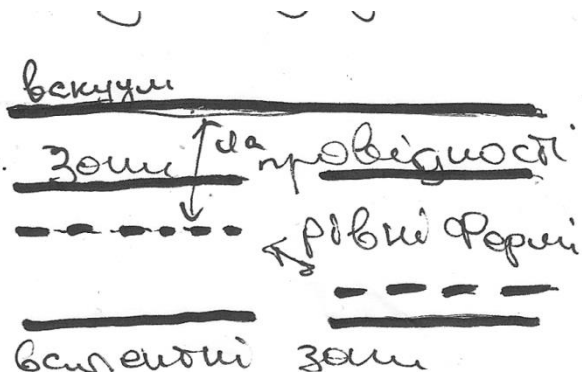


Зрозуміло, що в цих переходах будуть різні розподіли полів та потенціалів, різні ширини ОПЗ тощо, ці питання будуть висвітлені у наступних питаннях.

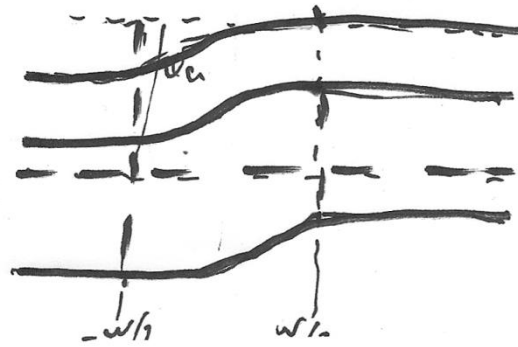
Важливо: механізми при зсуванні

Якщо наблизити два н/п різних типів провідності, відбудеться поява різкого градієнту концентрації носіїв, як наслідок дифузійного струму, який призведе до появи напруги в товщі зразка, яка приведе до дрейфового зворотного струму доки $I_{др} \neq I_{диф}$. За рахунок цього і виникає ОПЗ.

До зсування



Після зсування

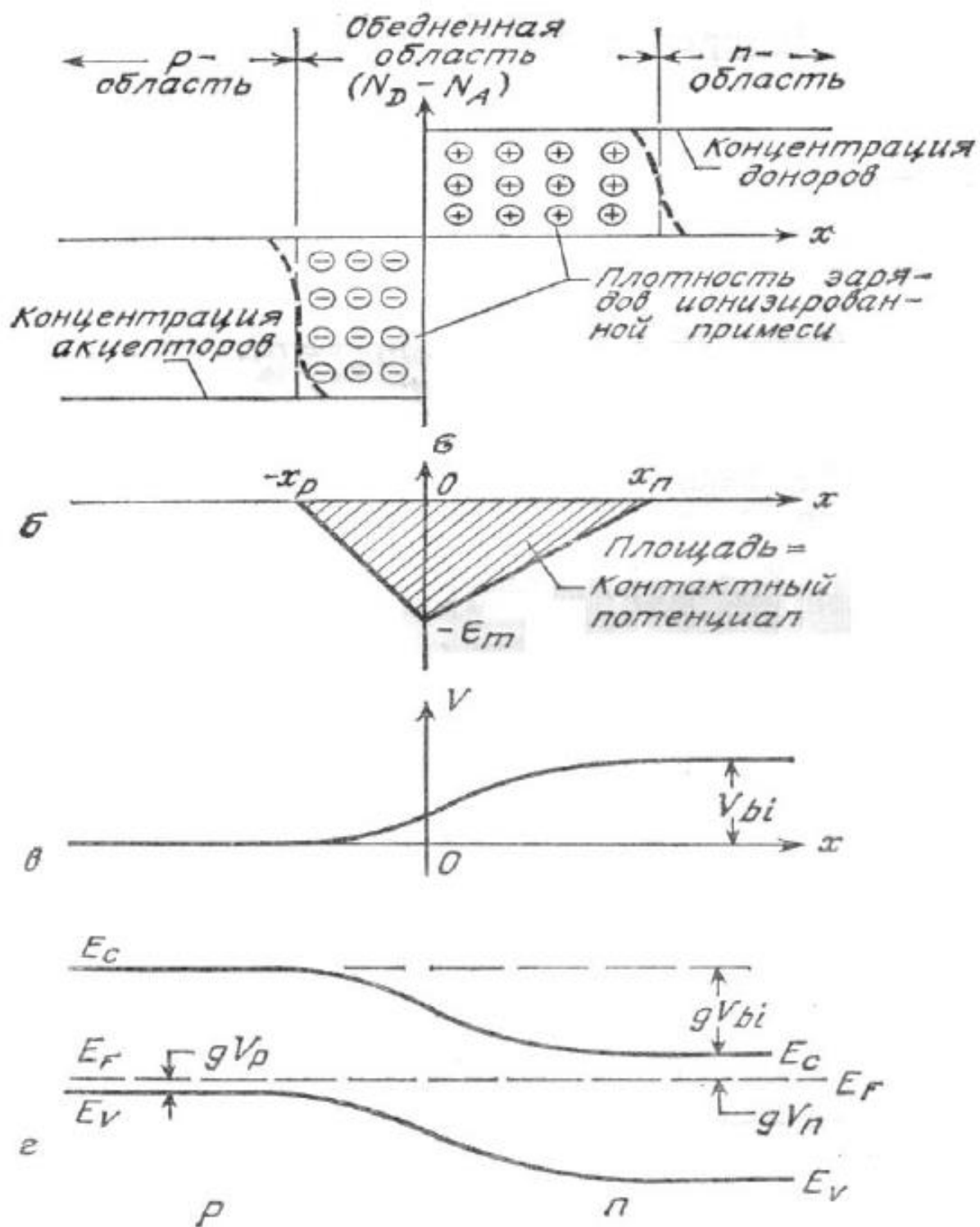


18. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному р-п- переході. Ширина області просторового заряду.

Різкий перехід при тепловій рівновазі:

- розподіл просторового заряду (штрихованими лініями позначені «хвости» розподілу основних носіїв);
- розподіл електричного поля;
- зміна потенціалу з відстанню ($V_{bi} = \phi_c$ – контактна різниця потенціалів);

г) зонна діаграма.



За характером розподілу домішок р-переходи підрозділяють на різкі і плавні.
Рівняння Пуассона для різкого переходу:

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} [p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)].$$

Розглянемо два випадки:

$$1) 0 < x \leq x_n$$

$$\text{Тоді: } -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{q}{\varepsilon_s} N_D^+(x).$$

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x}{\varepsilon_s} = \frac{qN_D}{\varepsilon_s} (x - x_n)$$

$$2) -x_p \leq x < 0.$$

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx -\frac{q}{\varepsilon_s} N_A^-(x).$$

$$E(x) = -\frac{qN_A(x + x_p)}{\varepsilon_s}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{0}; \\ \text{Нехай } \mathbf{E} &= \mathbf{E}_m. \end{aligned}$$

$$\text{Тоді } |\mathbf{E}_m| = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon_s}.$$

Розподіл потенціалу буде мати наступний вигляд:

$$V(x) = E_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right).$$

Дифузійний потенціал:

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \equiv \frac{1}{2} E_m (x_n + x_p).$$

Де $W=L_0$ – повна ширина збідненої області.

$$\text{Для різкого симетричного переходу: } W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}.$$

Для різкого несиметричного переходу: $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{qN_B}}$.

$$N_B = N_D, \quad N_A \gg N_D,$$

$$N_B = N_A \quad \text{якщо} \quad N_D \gg N_A$$

Тоді отримаємо більш точний вираз для ширини збіднено області:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_B} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} \right)} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}. \quad \text{де } \beta = \frac{q}{kT}.$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{qN_B \beta}}. \quad L_D - \text{Дебаєвська довжина (характеристичний}$$

параметр для напівпровідників).

Для різкого p-n переходу вираз для бар'єрної ємності буде наступний:

$$C = \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_B}{2(V_{bi} \pm V - 2kT/q)}} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \sqrt{\frac{1}{(\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)}}$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2L_D^2}{\varepsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2), \quad \frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2L_D^2 \beta}{\varepsilon_s^2} = \frac{2}{q\varepsilon_s N_B}.$$

Для несиметричного різкого переходу залежність $1/C^2$ від V є прямою лінією. Її нахил визначає концентрацію домішки в підкладці (N_D). А точка перетину з віссю абсцис (при $1/C^2=0$) дає величину $V_{bi}-2kT/q$.

Формула справедлива і для переходів з більш складним розподілом домішки, ніж для різкого переходу. В загальному виді

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\varepsilon_s N(W)},$$

Залежність ємності від напруги не чутлива до змін

$$W = \frac{\varepsilon_s}{C(V)}.$$

профілю домішки в високолегованій області, якщо вони мають місце на відстанях менших дебаєвської довжини. При визначенні розподілу домішок C - V методом забезпечується просторова роздільна здатність порядку дебаєвської довжини.

06.11.12. Дана небухотомая к/п $\varphi_0 < 0 E_g$.
Хиг поменя. снелит в p-n переход.
 ОПЗ

Классическая зона. φ_0 \leftarrow классическая зона.

p-n переход.

Решение задачи:

Решение задачи. φ_0 \leftarrow классическая зона. φ_0 \leftarrow классическая зона.

$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q p(x)}{\epsilon \epsilon_0}$

$\varphi(x) = \varphi_0$, $0 < x \leq \omega_n$

$\varphi(x) = \varphi_0$, $-\omega_p \leq x < 0$

$x = \omega_n$ $\varphi(\omega_n) = 0$; $\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{\omega_n} = 0$

$x = -\omega_p$ $\varphi(-\omega_p) = \varphi_0$; $\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{-\omega_p} = 0$

$\varphi_n(0) = \varphi_p(0)$ - граница в "0".

$\frac{d\varphi_n}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{d\varphi_p}{dx} \Big|_{x=0}$

Решение задачи в области n:

$\varphi(x) = \frac{q^2 n_{p0}}{2 \epsilon \epsilon_0} (\omega_n - x)^2$ $0 < x \leq \omega_n$

В ош. р-н:

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{q^2 p_{po}}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} (\omega_p + x)^2$$

$$x=0 \quad \frac{q^2 n_{no}}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \omega_n^2 = \varphi_0 - \frac{q^2 p_{po}}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \omega_p^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \varphi_0 = \frac{q^2 (n_{no} \omega_n^2 + \omega_p^2 p_{po})}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \quad (1)$$

Выводим в явном виде потенциал (зуба "- ", охватывающий "+ ")

$$q \omega_p p_{po} = q \omega_n n_{no}$$

$$\mathcal{E}_n(x) = - \frac{q n_{no}}{\epsilon_0 \epsilon_s} (\omega_n - x) \quad - \text{поле в n-нн}$$

$$\mathcal{E}_p(x) = - \frac{q p_{po}}{\epsilon_0 \epsilon_s} (\omega_p + x) \quad - \text{поле в p-нн}$$

Теперь в явном виде: $\omega = \omega_n + \omega_p \Rightarrow \omega_n = \omega_p \frac{p_{po}}{n_{no}}$

$$= (\omega - \omega_n) \frac{p_{po}}{n_{no}} \Rightarrow \boxed{\omega_n = \frac{p_{po}}{n_{no} + p_{po}} \omega; \quad \omega_p = \frac{n_{no}}{n_{no} + p_{po}} \omega}$$

$$\Rightarrow \varphi_0 = \frac{q^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \left(\frac{p_{po} n_{no}^2}{(n_{no} + p_{po})^2} \omega^2 + \frac{n_{no} p_{po}^2}{(n_{no} + p_{po})^2} \omega^2 \right) =$$

$$= \frac{q^2 p_{po} n_{no} \omega^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_s (n_{no} + p_{po})^2} \Rightarrow$$

$$\boxed{\varphi_0 = \frac{q^2 n_{no} p_{po}}{2 \epsilon_0 \epsilon_s (n_{no} + p_{po})} \omega^2} \Rightarrow \text{выразим } \omega^2 \text{ через } \varphi_0$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (n_{no} + p_{po}) \varphi_0}{q^2 n_{no} p_{po}}}$$

1. Равновесие нестационарного р-н перехода:

$$p_{po} \gg n_{no}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s \varphi_0}{q^2 n_{no}}} \quad n=0 \quad n=0$$

$$\omega_n \approx \omega$$

ω - величина, связанная с энергией в явном виде ош.

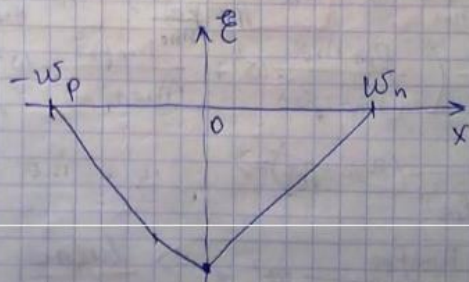
ОПЗ в основном в n-нн. В основном ош. поле не проходит.

2. Симметричный р-н переход.

$$p_{po} = n_{no} = n_0$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s \cdot 2 n_0 \varphi_0}{q^2 n_0^2}} = \sqrt{\frac{4 \epsilon_0 \epsilon_s \varphi_0}{q^2 n_0}}$$

Заметим, что поле в явном виде (поле в явном виде).



21. Бар'єрна ємність p - n - переходу.

В області переходу має місцезначне зменшення концентрації носіїв заряду.

Електронно-дірковий перехід являє собою шар низької питомої провідності, який розміщений між областями високої питомої провідності, тому має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі називається бар'єрною ємністю. Бар'єрна (або зарядна) ємність обумовлена некомпенсованим зарядом іонізованих атомів домішки, зосередженими по обидві сторони від границі переходу. Ці об'ємні заряди нерухомі і не беруть участь в процесі протікання струму. Вони і створюють електричне поле переходу. При збільшенні зворотної напруги область просторового заряду і сам заряд збільшується, причому це збільшення відбувається непропорційно.

Бар'єрна ємність визначається за формулою: $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{w} = \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon_s}{2 \phi_c} \frac{n_p p_p}{n_p + p_p}}$

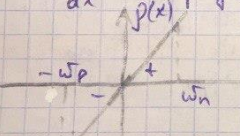
• Бар'єрна ємність p - n переходу
 $C = \frac{dQ}{dV}$

$C = \frac{dQ_n}{dV}$ - для p -напівпровідників
 Q_n - заряд акцепторів

$Q_n = p_{n0} S w_p q$
 $p_{n0} = \frac{N_d}{n_{n0}} = \frac{N_d}{n_{n0}}$
 $w_p = \frac{n_{n0} + p_{p0}}{n_{n0} p_{p0}} w$

$C = S q \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \frac{dw}{dV} = S q \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \cdot \frac{1}{w} \frac{d}{dV} \left(\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (\phi_0 - qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0}} \right)$
 $\times (n_{n0} + p_{p0}) = S q \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s}{w^2} \cdot \frac{(n_{n0} + p_{p0})}{n_{n0} p_{p0}} q =$
 $= \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{w}$

$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{1}{(\epsilon_0 \epsilon_s)^2} w^2 (\phi_0 - qV)$
 $a = \frac{d(N_d - N_a)}{dx}$ - градієнт концентрації



$w_n = w_p = \frac{w}{2}$
 $\frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=w_n} = 0$
 $\frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=-\frac{w}{2}} = 0$
 $\phi(-\frac{w}{2}) = \phi_0$
 $\phi(w_n) = 0$

$w = \sqrt[3]{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (\phi_0 - qV)}{q^2 a}}$
 $\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{1}{(\epsilon_0 \epsilon_s)^2} \cdot \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (n_{n0} + p_{p0}) (\phi_0 - qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0}}$

Беремо похідну: $C = \frac{q n_{n0} p_{p0} S}{n_{n0} + p_{p0}} \frac{dw}{dV} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{w}$ для плавного і для різкого, хоч і w різні.

Вирази для ширини ОПЗ:

Для різкого: $w = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (n_{n0} + p_{p0}) (\phi_0 - qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0}}}$; для плавного $w = \sqrt[3]{\frac{12 \epsilon_0 \epsilon_s (\phi_0 - qV)}{q^2 a}}$

З лінеаризації графіків

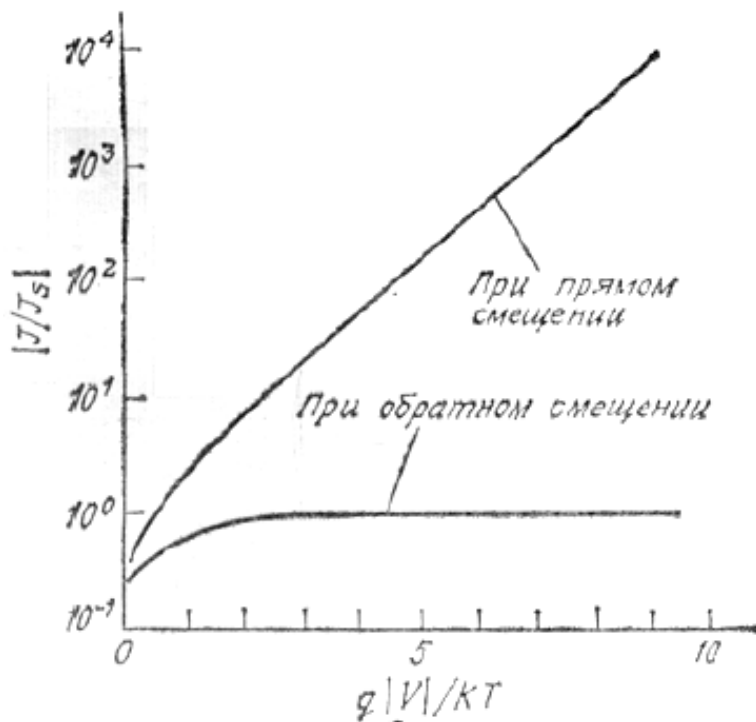
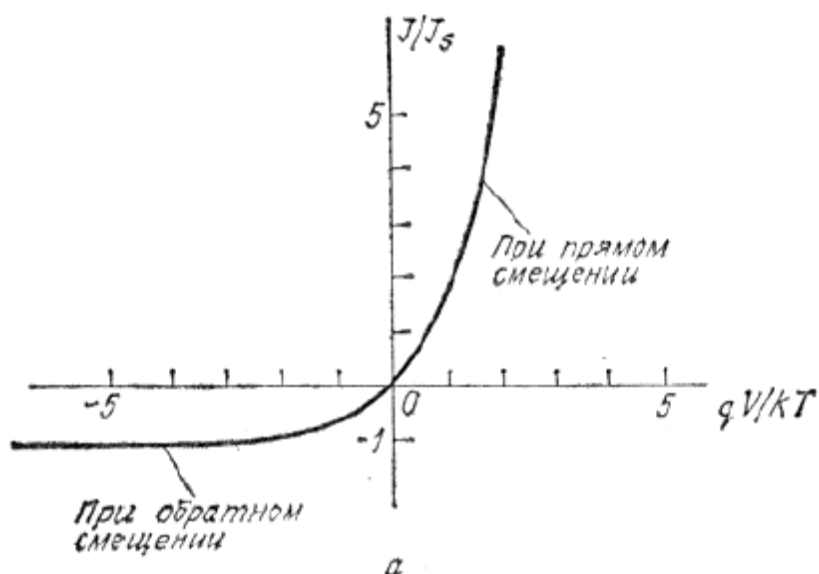


Можна отримати потенціал φ_0 по відсічці на осі напруги. А для різкого, можна отримати концентрацію слобологованої області(або просто концентрацію, якщо перехід симетрчний).

22. Ідеальна вольт-амперна характеристика p - n -переходу. Формула Шоклі.

Наближення(припущення) для побудови ВАХ:

1. Наближення збідненого шару з різкими границями
2. Наближення Больцмана, тобто в збідненій області справедливий розподіл Больцмана.
3. Наближення низького рівня інжекції, тобто густина інжекттованих неосновних носіїв мала порівняно з концентрацією основних носіїв.
4. Відсутність в збідненому шарі струмів генерації і постійність електронного і діркового струмів, що протікають через нього.



ВАХи для ідеального переходу в лінійному(перша) та логарифмічному(друга) масштабі.

Вольт-амперна характеристика ідеального р-п переходу має яскраво виражений несиметричний вид. В області прямих напруг струм р-п переходу дифузійний та експоненційно зростає зі зростанням прикладеної напруги. В області оберненої напруги зміщення струм р-п переходу - дрейфовий і не залежить від прикладеної напруги. ВАХ ідеального діода з р-п переходом, що відображає його основні властивості, була отримана У. Шоклі. ВАХ була розрахована шляхом вирішення рівняння неперервності, яке пов'язує концентрацію носіїв заряду в будь-якій частині напівпровідника з параметрами електричного поля в ньому, швидкістю генерації рекомбінації носіїв заряду, процесом дифузії носіїв і часом. Основними спрощеннями, зробленими при побудові математичної моделі діода, були наступні: товщина р-п переходу дорівнює нулю; генераційні і рекомбінаційні процеси, як в області переходу, такі в обсязі напівпровідника відсутні; відсутні явища пробою р-п-переходу і поверхневі стану, не враховується омичний опір об'єму напівпровідника. У загальному випадку струм через перехід складається з електронної та діркової складових, які з урахуванням прийнятих спрощень є чисто дифузійними. Сумарна густина

дифузійного струму при $x=0$: $\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} = -\frac{\Delta n_p}{L_n}$, $\frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} = \frac{\Delta p_n}{L_p}$

Електронна та діркова складові струму на кордонах переходу:

$$j_n = -\frac{q \times D_n}{L_n} n_{p0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1), \quad j_p = -\frac{q \times D_p}{L_p} p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

Підсумувавши густини електронного і діркового струмів, помноживши на площу і опускаючи мінус, отримаємо ВАХ переходу:

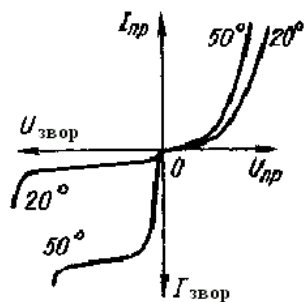
$$J = J_p + J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad \text{- формула Шоклі}$$

$$J_s = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \text{ - зворотній струм насичення діода.}$$

23. Вплив температури на ВАХ р-n-переходу

Властивості р-n переходу істотно залежать від температури навколишнього середовища. При підвищенні температури зростає генерація пар носіїв заряду — електронів і дірок, тобто збільшується концентрація неосновних носіїв і власна провідність напівпровідника. Це наочно показують вольт - амперні характеристики германієвого р-n переходу, зняті при різній температурі. Як видно з рисунка, при підвищенні температури прямий і зворотний струми ростуть, а р-n перехід втрачає свою основну властивість - однобічну провідність.

Залежність від температури зворотної вітки вольт – амперної характеристики визначається температурними змінами струму насичення.



Для германієвих і кремнієвих р-n переходів зворотний струм зростає приблизно в 2—2,5 рази при підвищенні температури на кожні 10 °С.

Рисунок 1 – Вплив температури на вольт – амперну характеристику р – n переходу

Загальний струм через перехід дорівнює :

$j = j_p + j_n = j_s (e^{qV/kT} - 1)$ - це формула Шоклі, яка описує ВАХ ідеального діода, де $j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{l_n}$ — струм насичення.

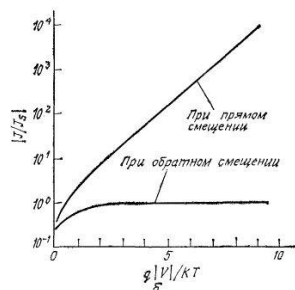
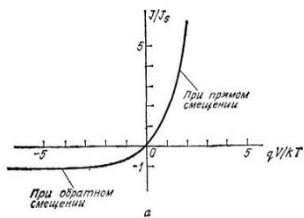


Рисунок 2 – ВАХ ідеального р-n-переходу: а- лінійний масштаб , б- напівлогічний масштаб.

Обговоримо

вплив Т на густину струму насичення j_s .

Обмежимося розглядом ролі першого доданку в формулі, оскільки роль іншого доданку аналогічна. Всі величини D_p , p_{n0} і $l_p (= \sqrt{D_p \tau_p})$ залежать від Т. Якщо відношення $D_p/\tau_p \sim T^\gamma$, де γ - стала, то

$$j_s \cong \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} \cong q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} \sim [T^3 \exp(-\frac{E_g}{kT})] T^{\gamma/2} = T^{(3+\gamma/2)} \exp(-\frac{E_g}{kT}).$$

Температурна залежність степеневого множника $T^{(3+\gamma/2)}$ значно слабша, ніж експоненційного.

Нахил кривої, що описує залежність j_s від $1/T$, визначається шириною забороненої зони E_g . Можна вважати, що при зворотньому зміщенні (коли $|j_R| \sim j_s$) струм буде

зростати з температурою приблизно по експоненті $e^{-\frac{E_g}{kT}}$, а при прямому зміщенні (коли $j_R \sim j_s e^{qV/kT}$) струм буде рости приблизно за законом $\exp[-\frac{E_g - qV}{kT}]$.

Прямий струм р-п переходу при нагріванні зростає не так сильно, як зворотний струм. Це пояснюється тим, що прямий струм виникає в основному за рахунок домішкової провідності. Але концентрація домішок від температури практично не залежить.

24. Основні причини відмінності ВАХ реальних діодів з р-п-переходом від ідеальної (якісно)

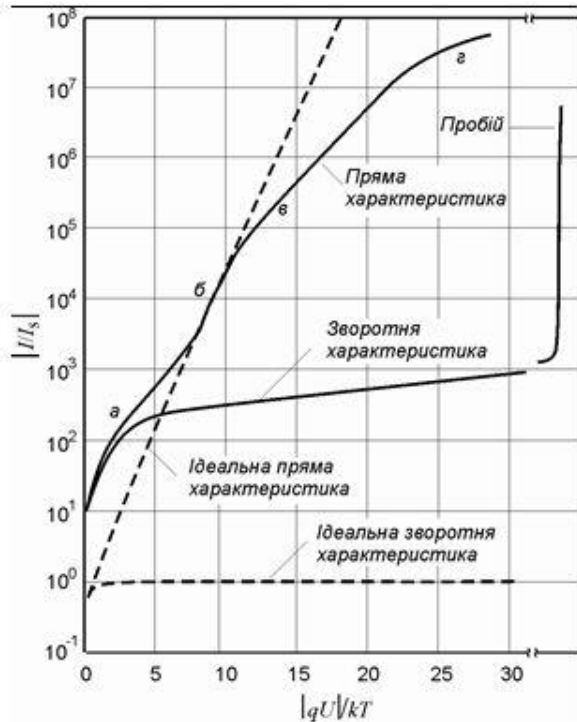


Рис.1.3. ВАХ ідеального р-п-переходу (пунктирні криві) та реального діода (суцільні криві): а – ділянка домінуючого рекомбінаційного струму, б – ділянка домінуючого дифузійного струму за умови малого рівня інжекції, в – ділянка великого рівня інжекції, г – область істотного впливу падіння напруги на опорі бази діода.

$$j = j_p + j_n = j_s (e^{qV/kT} - 1),$$

$$\text{де } j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{l_n}.$$

Ця формула дістала назву формули Шоклі і описує ВАХ ідеального р-п-переходу (пунктирні криві на рис.1.3). ВАХ реального діода з р-п-переходом (суцільні криві на рис.1.3) відрізняється від ВАХ ідеального р-п-переходу тим, що при прямих зміщеннях $\frac{d \ln(I)}{dU} < \frac{q}{kT}$ і може не залежати від U , при зворотних зміщеннях може не бути насичення струму. Основними причинами таких відмінностей є наявність генерації-рекомбінації в ОПЗ, падіння напруги у квазінейтральних областях

напівпровідника пропорційне струму, тобто падіння напруги на опорі бази, та ефекти, пов'язані з великим рівнем інжекції, пробій та крайові випадки, ефект короткої бази. В області зворотних і невеликих прямих зміщень головним з них є механізм генерації-рекомбінації через локальні центри в ОПЗ н/п (рис. 1.4).

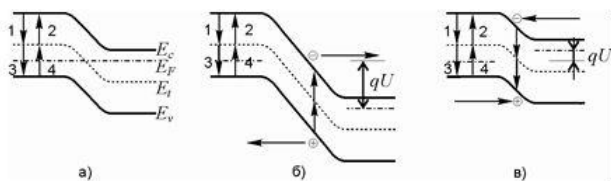


Рис. 1.4. Генераційно-рекомбінаційні процеси в р-п-переході.

Темп генерації-рекомбінації залежить від концентрації носіїв заряду в зонах, які, у свою чергу, визначаються напругою, прикладеною до переходу. При великих зворотних напругах переважним в ОПЗ є процес генерації. Носії заряду, що виникають, будуть

розводитись полем ОПЗ: електрони йдуть у п-область, а дірки у р-область. Виникає генераційний струм. Величина цього струму пропорційна товщині ОПЗ і змінюється з напругою:

$$j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/2} \text{ (різкий перехід)}, j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/3} \text{ (плавний перехід)}.$$

Якщо прикласти напругу в прямому напрямку, то збільшується концентрація носіїв заряду в ОПЗ і переважають процеси рекомбінації.

$j_{\text{рек}} \sim \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$. Рекомбінаційний струм, як і дифузійний, експоненційно змінюється з напругою, але показник експоненти вдвічі менше. При невеликих напругах зміщення

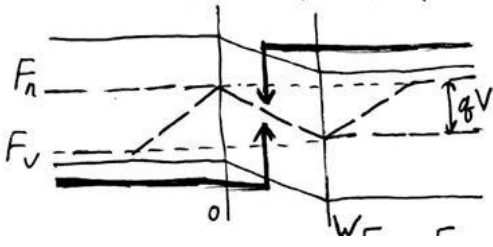
рекомб струм може бути домінуючим, але при зростанні напруги домінуючим стає дифузійний. За умови великого рівня інжекції, який має місце при великих напругах зміщення, струм також зростає пропорц $\exp(\frac{qU}{2kT})$. При великих значеннях струму суттєвим стає падіння напруги на опорі бази. Коли основна частина збільшення прикладеної до діода напруги падає на опорі бази, залежність струму від напруги наближається до лінійної. Однією з причин нелінійності ВАХ при цьому є залежність опору бази від струму. При зворотних зміщеннях для реальних діодів може спостерігатись зростання струму зі збільшенням напруги, обумовлене генерацією електронно-діркових пар в ОПЗ н/п. При великих зворотних зміщеннях має місце пробій переходу (лавинний, тепловий, тунельний).

При прямих зміщеннях на ВАХ може бути декілька ділянок, які відповідають різним умовам: домінуючий рекомбінаційний струм, дифузійний струм при малому рівні інжекції, дифузійний струм при великому рівні інжекції, ділянка, обумовлена падінням напруги на опорі бази. На ВАХ реального діода перелічені ділянки не обов'язково чітко виражені. Крім перелічених причин, відміна ВАХ реального діода від ідеалізованої, що описується формулою Шоклі може бути обумовлена наявністю краєвих ефектів, неоднорідність фізичних параметрів, короткою базою, тощо.

Отже, щоб побачити особливості реальних ВАХ, до розгляду необхідно включити ті спрощення, яких зазнала теорія:

- 1) Вплив генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ. Припущення тонкого переходу дало можливість нехтувати генераційно-рекомбінаційними процесами в ОПЗ при прямих зміщеннях і малих напругах. При зворотніх буде генерація.
- 2) Вплив опору бази - відбувається падіння напруги на ньому $V_6 = I \cdot r_6$; $I = I_s (\exp[(qV - I r_6)/(kT)] - 1)$; за малої інжекції.
- 3) Вплив великого рівня інжекції.
Великий рівень інжекції і рекомбінаційні процеси створюють градієнт концентрації зарядів, а отже стимулюють дифузійний струм. При великих напругах інжекція висока і внесок дифузійних струмів великий.
- 4) Коротка база – мала відстань від переходу. Це впливає на струм, він буде меншим за струм за умови довгої бази.

25. Рекомбінаційний струм в р-п-переході



Якщо до р-п-переходу прикласти напругу в прямому напрямку, то збільшується концентрація носіїв заряду в ОПЗ і переважають процеси рекомбінації.

$j_{\text{рек}} = q \int_0^{\omega} \frac{dn}{dt} dx$. Якщо рекомбінація йде через локальні центри, то із статистики Шоклі-Ріда:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{n0}(p+p_1) + \tau_{p0}(n+n_1)} (*)$$

$\tau_{p0,n0} = \frac{1}{\gamma_{n,p} \vartheta_{n,p} N_T}$, де γ - коеф. рекомбінації, N_T - концентрація центрів рекомбінації.

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{kT}}, \quad p = N_v e^{-\frac{(E_{Fp} - E_v)}{kT}}$$

$n_1 = N_c e^{-\frac{(E_c - E_t)}{kT}}, \quad p_1 = N_v e^{-\frac{(E_t - E_v)}{kT}}$ - концентрація електронів в зоні провідності, якщо E_F співпадає з рівнем пасток.

$$np = N_c N_v e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{kT}} e^{-\frac{(E_{Fp} - E_v)}{kT}} = N_c N_v e^{-\frac{(E_c - E_v)}{kT}} e^{-\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{kT}} = n_i^2 e^{-\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{kT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

$-\frac{dn}{dt} = \frac{n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{\tau_{n0}(p+p_1) + \tau_{p0}(n+n_1)}$. Вважаємо для спрощення, що $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$, $N_c = N_v$, $E_t = E_i$. Знайдемо вирази для n, p :

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fn} + E_i - E_i}{kT}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}} e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} = n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_{Fp} - E_v + E_i - E_i}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_{Fp} - E_i}{kT}} e^{-\frac{(E_i - E_v)}{kT}} = n_i e^{\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}}$$

Розглядаємо знаменник виразу (*):

$$\begin{aligned} \tau_0 \left[n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} + n_i e^{\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}} + 2n_i \right] &= n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} + e^{\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}} + 2 \right] = \\ n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(2E_{Fn} - E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + e^{\frac{(E_{Fn} + E_{Fp} - 2E_{Fp})}{2kT}} + 2 \right] &= n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + 2 \right] = \\ 2n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + 1 \right] &= 2n_i \tau_0 [e^{\frac{qV}{2kT}} + 1] \text{ (тут враховано, що } \left| \frac{dn}{dt} \right| \text{ буде max коли} \\ \frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2} &= E_i) . \end{aligned}$$

Підставимо все в (*): $\left| \frac{dn}{dt} \right|_{max} = \frac{n_i^2 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)}{2n_i \tau_0 \left[e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right]} = \frac{n_i \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right) \left(e^{\frac{qV}{kT}} + 1 \right)}{2\tau_0 \left[e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right]} = \frac{n_i \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)}{2\tau_0}$

Отже, для $j_{рек}$ маємо вираз: $j_{рек} = \frac{qn_i \omega}{2\tau_0} \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right).$

При $V \gg \frac{kT}{q}$ $j_{рек} \sim e^{\frac{qV}{2kT}}.$

26. Генераційний струм в p - n -переході.

Розглянемо генераційний струм при зворотному зміщенні. В цьому випадку через зменшення концентрації носіїв при зворотному зміщенні ($pn \ll n_i^2$), згідно явищам генерації-рекомбінації, буде переважати процес емісії. Швидкість генерації електронно – діркових пар, за умов ($p < n_i$ та $n < n_i$) складає

$$U = - \left[\frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \right] n_i = \frac{n_i}{\tau_e}$$

Де τ_e - ефективний час життя носіїв, рівне оберненій величині виразу в квадратних дужках. Густина струму, обумовленого генерацією в ОПЗ, приймається рівною $J_{gen} = \int_0^W q|U|dx \sim q|U|W = \frac{qn_i W}{\tau_e}$

Де W - ширина ОПЗ. Якщо ефективний час життя мало змінюється з температурою, то генераційний струм буде мати ту ж температурну залежність, що й n_i

При заданій температурі J_{gen} пропорційний ширині ОПЗ, яка в свою чергу залежить від прикладеного зворотного зміщення. Таким чином, варто очікувати, що для різкого переходу

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/2}$$

А для плавного

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/3}$$

Повний зворотний струм (при $p_{n0} \gg n_{p0}$ і $|V| > \frac{3kT}{q}$) можна наближено представити сумою дифузійного струму в нейтральній області та генераційного в ОПЗ

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qn_i W}{\tau_e}$$

В напівпровідниках з великим значенням n_i при кімнатній температурі переважає дифузійний струм і зворотний струм підпорядковується закону Шоклі. Якщо ж n_i мале, то може переважати генераційний струм. (Ст. 98 ЗІ)

26. Порівняння ВАХ діодів Шотткі та діодів з p - n -переходом.

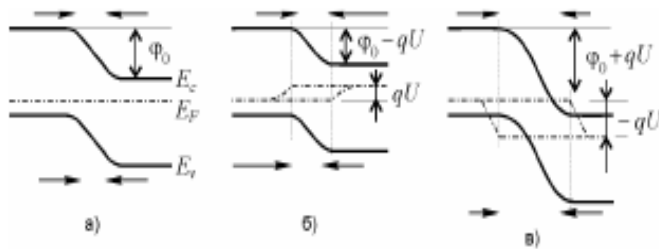


Рис. 1.2. Енергетична діаграма p - n -переходу при різних напругах.

За відсутності зовнішньої напруги потоки електронів і дірок із n -області у p -область і зворотні потоки дорівнюють один одному (рис. 1.2, а). Струми, обумовлені потоками електронів із n -у p -область і дірок із p -у n -область, залежать від прикладеної напруги. Якщо напруга зменшує висоту бар'єру в p - n -переході (рис. 1.2, б), то ці струми зростають, і через p - n -перехід буде протікати струм, обумовлений електронами, які переходять з n -в p -область і дірками, які переходять із p -в n -область. Якщо напруга збільшує висоту потенціального бар'єру (рис. 1.2, в), то ці струми значно зменшуються. Сумарний струм при цьому має протилежний напрямок і обумовлений електронами, які переходять із p -у n -область і дірками, які переходять із n -у p -область. Струм дірок із n -у p -область і електронів із p -у n -область не залежить від напруги, прикладеної до p - n -переходу, тому, що бар'єрів для цих носіїв немає і їх переходу ніщо не заважає. У тому випадку, коли ширина області просторового заряду (ОПЗ) p - n -переходу ($w = w_n + w_p$) значно менша ніж дифузійна довжина електронів і дірок ($w \ll l_p$; $w \ll l_n$), рекомбінацією та генерацією електронів і дірок в ОПЗ можна нехтувати. Це означає сталість струмів електронів і дірок у межах ОПЗ. Якщо припустити, що струм p - n -переходу контролюється переносом носіїв у квазінейтральних областях, ВАХ p - n -переходу може бути записана у вигляді:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad j_s = q \left(\frac{n_p D_n}{l_n} + \frac{p_n D_p}{l_p} \right) D_n, \quad D_p$$

- коефіцієнти дифузії відповідно електронів та дірок; n_p , p_n - концентрація електронів у p -області і дірок в n -області. При запису ВАХ у виді (1.3) також вважали, що рівень інжекції малий (концентрація інжекттованих неосновних носіїв значно менше, ніж основних: $\Delta p_n \ll n_n$; $\Delta n_p \ll p_p$), а товщини n -і p -областей значно більші ніж дифузійна довжина відповідно для дірок і електронів. Умова малого рівня інжекції дозволяє нехтувати полем у квазінейтральних областях і вважати, що рух носіїв у них обумовлений дифузією. Умова великої товщини базових областей дозволяє вважати, що в результаті рекомбінації в них концентрація неосновних носіїв поблизу омичних контактах спадає до рівня рівноважної. Як видно з (1.3), прямий струм p - n -переходу зростає з напругою пропорційно $\exp(qU/kT)$.

залежність прямого струму від напруги зумовлена тим, що при збільшенні прямої напруги експоненціально збільшується інжекція неосновних носіїв, збільшується градієнт концентрації i , відповідно, дифузійний струм. При зворотних зміщеннях струм $p - n$ - переходу зростає і при $U > 3kT/q$ наближається до сталої величини j_s . Враховуючи, що $l_{n,p}^2 = D_{n,p}\tau_{n,p}$, вираз для j_s можна записати у виді $j_s = q \left(\frac{l_p n_i^2}{n_n \tau_p} + \frac{l_n n_i^2}{n_p \tau_n} \right)$. Таким чином, густина струму визначається кількістю дірок і електронів, які генеруються за одиницю часу відповідно в n - області на відстані l_p і в p - області на відстані l_n від $p - n$ - переходу.

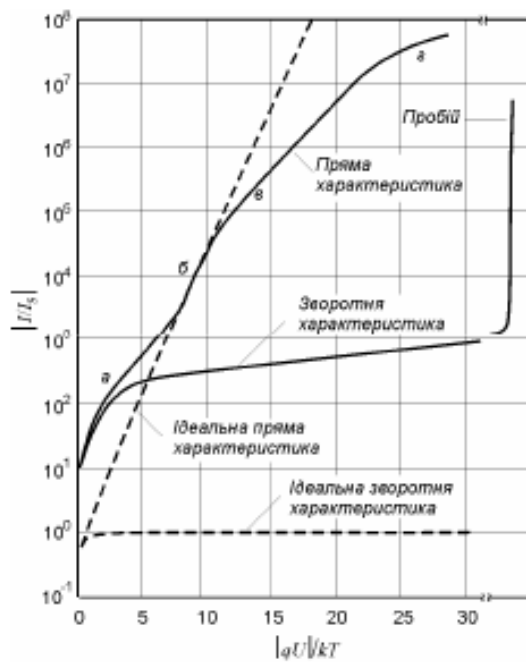


Рис.1.3. ВАХ ідеального $p - n$ - переходу (пунктирні криві) та реального діода (суцільні криві): а – ділянка домінуючого рекомбінаційного струму, б – ділянка домінуючого дифузійного струму за умови малого рівня інжекції, в – ділянка великого рівня інжекції, г – область істотного впливу падіння напруги на опорі бази діода.

Формула (1.3) дістала назву формули Шоклі і описує ВАХ ідеального $p - n$ - переходу (пунктирні криві на рис.1.3). ВАХ реального діода з $p - n$ - переходом (суцільні криві на рис.1.3) відрізняється від і ВАХ ідеального $p - n$ - переходу тим, що при прямих зміщеннях $d \ln(I) dU < q/kT$ і може залежати від U , при зворотних зміщеннях може не бути насичення струму. Основними причинами таких відмінностей є наявність генерації-рекомбінації в ОПЗ, падіння напруги у квазінейтральних областях напівпровідника пропорційне струму, тобто падіння напруги на опорі бази, та ефекти, пов'язані з великим рівнем інжекції.

ВАХ Me-H/П

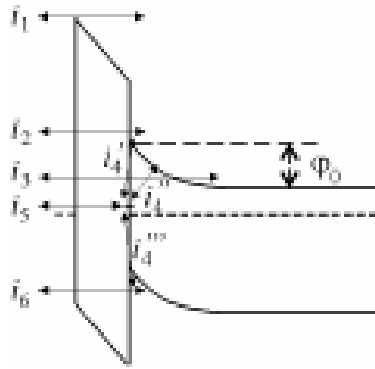


Рис. 3.3. Механізми проходження носіїв через перехідний шар та ОПЗ напівпровідника

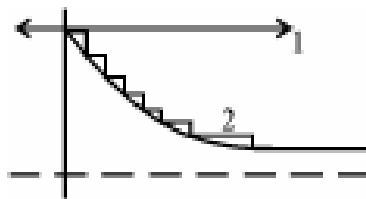


Рис. 3.4. Рух носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника:
1 - діодна теорія; 2 - дифузійна теорія.

Вираз для ВАХ тісного контакту метал-напівпровідник ($d = 0$) в наближенні діодної теорії має вид

$$I = I_s [\exp(qU/kT) - 1]$$

$$\text{де } I_s = A^* T^2 S \exp \left[-\frac{\varphi_b}{kT} \right] = \frac{q v_n n_0}{4} S D \exp \left[-\frac{\varphi_0}{kT} \right]$$

A^* – ефективна стала Річардсона (відрізняється від сталої Річардсона тим, що замість маси електрона m_0 використовується його ефективна маса). Видно, що при достатньо великих прямих зміщеннях ($U > 3kT/q$) одиницею в (3.11) можна нехтувати. Тоді у напівлогарифмічному масштабі ($\ln I = f(U)$) ВАХ – пряма з тангенсом кута нахилу $\alpha = q/kT$. Відсічка цією прямою на осі $\ln I$ дорівнює $\ln I_s$. При достатньо великих зворотних зміщеннях ($U > 3kT/q$), навпаки, експонента стає значно менше одиниці і $I = I_s$. Фізично це пояснюється тим, що при зворотних напругах висота бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал, збільшується і відповідний цим переходам струм прямує до нуля. Для електронів, що переходять з металу в напівпровідник, висота бар'єру залишається сталою і сталим залишається відповідний потік. Таким чином, струм прямує до насичення I_s . У наближенні дифузійної теорії ВАХ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки також описується формулою (3.11), але I_s має інший вид

$$I_s = q \mu_n n_0 \varepsilon_0 S \exp(-\varphi_0/kT) \quad (3.13) \quad \text{де } \varepsilon_0 = -\sqrt{2n_0(\varphi_0 - qU)/\varepsilon_0 \varepsilon_s} \text{ напруженість електричного поля у напівпровіднику на границі з металом. Оскільки при}$$

збільшенні зворотної (від'ємної) напруги E_0 збільшується - I_s зростає. Тобто насичення струму при зворотних зміщеннях немає. При прямих зміщеннях навпаки, E_0 і відповідно, I_s зменшуються і струм зростає повільніше, ніж $\exp(qU/kT)$.

меншуються і струм зростає повільніше, ніж $\exp(qU/kT)$. ВАХ контакту з бар'єром Шотткі, яка описується формулою (3.11) з сталим I_s , називають ідеальною. Для реальних діодів з бар'єром Шотткі при зворотних зміщеннях немає насичення струму, а при прямих $\alpha = d \ln I / dU < q/kT$ і може залежати від напруги. Досить часто ВАХ реальних діодів записують у виді

$$I = I_s [\exp(qU/nkT) - 1] \quad (3.14)$$

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dU}{d \ln I} \quad (3.15)$$

Параметр n називають коефіцієнтом ідеальності і (коли коефіцієнтом неідеальності). Очевидно, що (3.14) коректно описує лише пряму гілку ВАХ і то за умови, що визначений за формулою (3.15) коефіцієнт ідеальності $n \neq f(U)$. Для діодів, виготовлених за сучасною технологією, як для інтегральних, так і для дискретних n , дійсно, практично не залежить від напруги і не перевищує $1.02 \div 1.06$.

28. Вольт-амперна характеристика тунельного діода. Обернений діод.

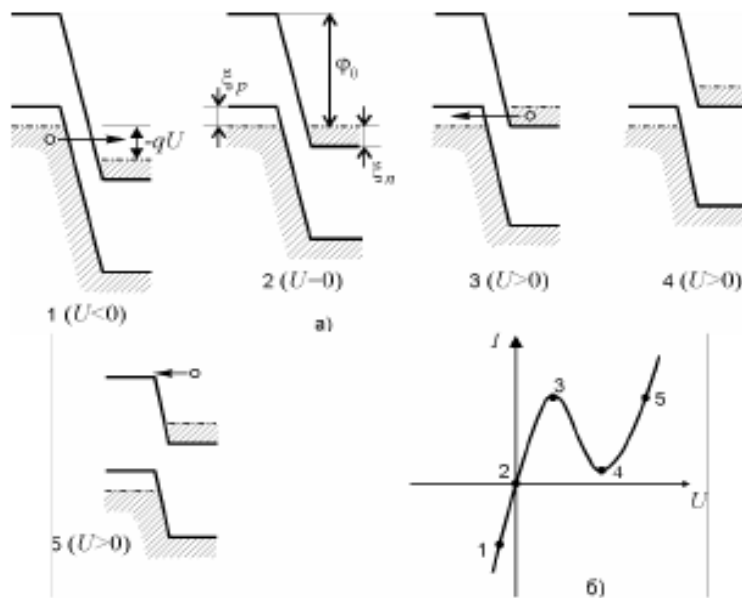


Рис. 1.5. Енергетична діаграма (а) і вольт-амперна характеристика (б) тунельного діода.

Розглянемо ВАХ $p-n$ - переходу, утвореного виродженими напівпровідниками, в яких рівень Фермі розташований у дозволений зоні напівпровідника. Ширина ОПЗ для $p-n$ - переходу на вироджених напівпровідниках така, що можливе тунелювання носіїв заряду із заповнених електронами областей n - чи p - типу напівпровідника на вільні рівні p - чи n -типу напівпровідника. Тоді як потоки носіїв над бар'єром ОПЗ для $p-n$ -переходу на вироджених напівпровідниках можуть бути дуже малі внаслідок значної висоти бар'єру. Енергетична діаграма та ВАХ тунельно-прозорого $p-n$ - переходу при різних напругах представлені на рис.1.5 (цифрами позначені енергетичні діаграми при різних зміщеннях та відповідні ділянки ВАХ). Якщо прикладена напруга збільшує висоту бар'єру, рівень Фермі в n - області опускається відносно рівня Фермі в p - області, і навпроти заповнених станів валентної зони виявляються вільні стани зони провідності (рис. 1.5, 1). Унаслідок цього з'являється електронний струм від p - області до n - області, який збільшується з напругою, оскільки збільшується кількість вільних станів у зоні провідності, на які можуть переходити електрони. Якщо прикладена напруга зменшує висоту потенціального бар'єра, рівень Фермі в напівпровіднику n - типу піднімається відносно рівня Фермі в напівпровіднику p - типу. За малих напруг це приводить до того, що навпроти заповнених станів зони провідності n - напівпровідника виявляється частина енергетичної смуги вільних рівнів валентної зони p - напівпровідника (рис. 1.5, 3). При цьому з'являється потік електронів від n - до p - області напівпровідника. Струм, який відповідає цьому потоку буде збільшуватися зі збільшенням напруги доти, доки рівень Фермі n - напівпровідника не зрівняється зі стелею валентної зони p - напівпровідника. Подальше збільшення напруги призводить до зменшення тунельного струму оскільки зменшується

кількості електронів, здатних тунелювати у валентну зону тому, що частина заповненої електронами енергетичної смуги зони провідності n - напівпровідника виявляється вище стелі валентної зони p - напівпровідника, тобто навпроти забороненої зони. Коли дно зони провідності n - напівпровідника зрівняється зі стелею валентної зони p - напівпровідника тунельний струм зменшується до нуля. Повний струм у тунельному діоді при цьому до нуля не спадає, оскільки за таких напруг починають проявлятися надбар'єрні переходи носіїв заряду, тому, пройшовши через мінімум повний струм знову зростає. Як видно з рис. 1.5, ВАХ $p - n$ - переходу між виродженими напівпровідниками характеризується різким зростанням струму для зворотного напрямку і наявністю екстремумів в прямому напрямку. Існує діапазон прямої напруги де диференціальний опір $p - n$ - переходу від'ємний. Тунельний струм може бути записаний у вигляді:

$j \sim U(\xi_n + \xi_p - qU)^2$ Напруга, при якій має місце максимум тунельного струму дорівнює

$U_{max} = \frac{1}{3q}(\xi_n + \xi_p)$, а напруга при якій тунельний струм прямує до нуля - $U_{min} = \frac{1}{q}(\xi_n + \xi_p)$. Таким чином, статична ВАХ тунельного діода дозволяє оцінити рівень легування напівпровідників.

Якщо концентрація легуючих домішок такі, що p - і n - області p - n переходу близькі до виродження, або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «зворотному» напрямку перевищує струм в «прямому» напрямку. Звідси назва – оберненого діода.

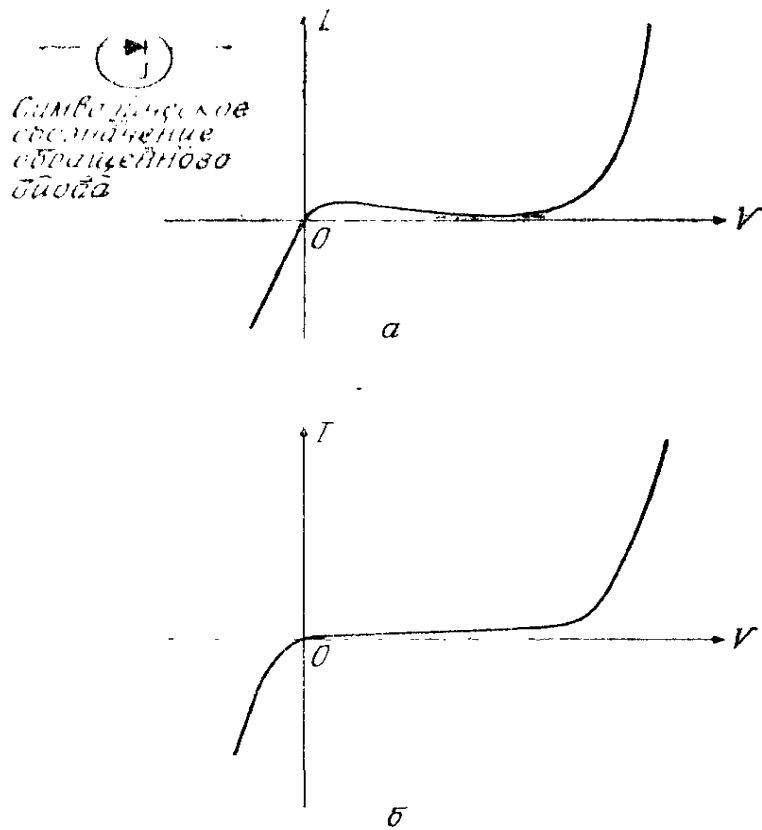


Рис. 17. Символическое обозначение обращенного диода и его вольт-амперные характеристики при наличии отрицательного сопротивления (а) и без отрицательного сопротивления (б).

29. Дифузійна ємність р-п переходу.

При прямому зміщенні до бар'єрної ємності р-п переходу додається ще ємність, що пов'язана зі зміною концентрації неосновних носіїв заряду, так звана **дифузійна ємність**. Якщо на перехід, зміщений в прямому напрямку, подати змінну напругу, то повний струм та напруга переходу визначатиметься

$$U(t) = U_0 + U_1 e^{j\omega t}, J(t) = J_0 + J_1 e^{j\omega t} \quad (1)$$

де U_0 та J_0 – постійні компоненти напруги та густини струму через перехід, а U_1 та J_1 – відповідні малосигнальні амплітуди. Концентрації електронів і дірок на границях збідненого шару можна знайти як $\tilde{p}(x, t) = p_{n1}(x) e^{j\omega t}$ (2)

Вважаючи, що $U_0 \gg U_1$, отримаємо

$$p_n = p_{n0} \exp \left[\frac{q(U_0 + U_1 e^{j\omega t})}{kT} \right] \approx p_{n0} \exp \left(\frac{qU_0}{kT} \right) + \frac{p_{n0} q U_1}{kT} \exp \left(\frac{qU_0}{kT} \right) e^{j\omega t}. \quad (3)$$

Аналогічний вираз можна отримати для концентрації електронів. Перший доданок в (3) представляє собою постійну компоненту, а другий – малосигнальну змінну складову на границі збідненого шару $p_{n1}(x_n) e^{j\omega t}$, тобто $p_{n1} = \frac{p_{n0} q U_1}{kT}$.

Підстановка величини p_n в рівняння неперервності $D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} + \frac{dp}{dt}$ дає

$$j\omega \tilde{p}_n = -\frac{\tilde{p}_n}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 \tilde{p}_n}{dx^2} \quad \text{або} \quad \frac{d^2 \tilde{p}_n}{dx^2} - \frac{\tilde{p}_n}{\frac{D_p \tau_p}{1 + j\omega \tau_p}} = 0 \quad (4)$$

Зробимо заміну $\tau_p^* = \tau_p / (1 + j\omega \tau_p)$. Розв'язок $p = p_{n1} \exp(-\frac{x - w_n}{L_p} \sqrt{1 + j\omega \tau_p})$, аналогічно й для електронів. Струм $J_p = -q D_p \frac{dp_n}{dx} |_{w_n}$, $J_n = q D_n \frac{dn_p}{dt} |_{-w_n}$. Повна густина струму

$$J_1 = J_{s1} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right), \quad (5)$$

де $J_{s1} = J_p + J_n = \frac{q D_p p_{n1}}{L_p^*} + \frac{q D_n n_{p1}}{L_n^*}$, де $L_{p,n}^* = \sqrt{D_{p,n} \tau_{p,n}^*} = \frac{\sqrt{D_{p,n} \tau_{p,n}}}{\sqrt{1 + j\omega \tau_{p,n}}} = \frac{L_{p,n}}{\sqrt{1 + j\omega \tau_{p,n}}}$.

Остаточно $J_1 = \frac{qU_1}{kT} \left(\frac{q D_p p_{n1}}{L_p / \sqrt{1 + j\omega \tau_p}} + \frac{q D_n n_{p1}}{L_n / \sqrt{1 + j\omega \tau_n}} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right)$. (6)

Таким чином можна записати провідність змінного струму $Y = \frac{J_1}{U_1} = G_d + j\omega G_{d0}$ (7)

Для порівняно низьких частот ($\omega \tau_{p,n} \ll 1$) дифузійна провідність G_{d0} знаходиться

$$G_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{q D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \quad (8)$$

Такий ж вираз можна отримати, диференціюючи рівняння (5). Низькочастотна дифузійна ємність C_{d0} визначається виразом

$$C_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{q L_p p_{n0}}{2} + \frac{q L_n n_{p0}}{2} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \cdot \left[\frac{\Phi}{\text{см}^2} \right] \quad (9)$$

На рисунку показана залежність ємності (нижній графік) від нормованої частоти $\omega \tau$, при розрахунку яких враховується тільки один з членів рівняння (6) (наприклад, член, що містить p_{n0} , при $p_{n0} \gg n_{p0}$). З графіка зрозуміло, що зі збільшенням частоти дифузійна ємність зменшується, при низьких частотах вона не залежить від частоти і рівна виразу (9). Дифузійна ємність відіграє важливу роль при низьких частотах і при прямому зміщенні, пропорційна повному струму.

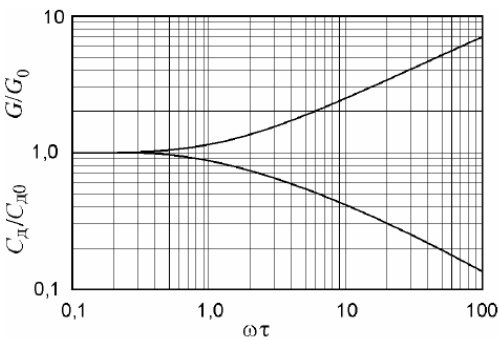
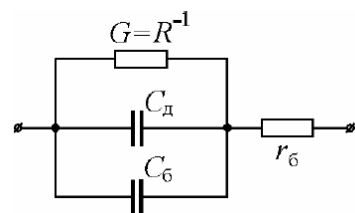


Схема включення діода показана на рисунку. На вхід подається змінна синусоїдальна напруга. Будемо розглядати частотні властивості діода при малому рівні інжекції. Як відомо еквівалентна схема р-п переходу складається з паралельного ввімкнення дифузійної та бар'єрної ємності. Дифузійна ємність обумовлена інжекцією неосновних носіїв заряду, вона має значення лише при прямих зміщеннях, і

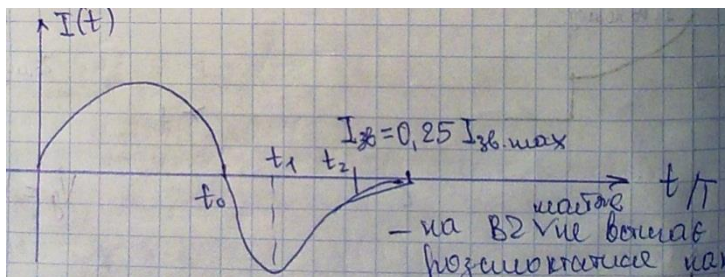
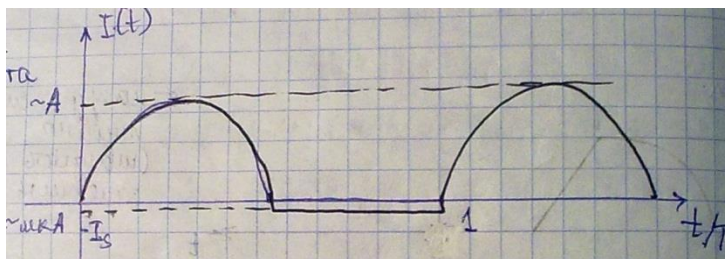


при низьких частотах не залежить від частоти, а при великих спадає, і крім того вона пропорційна повному струму.

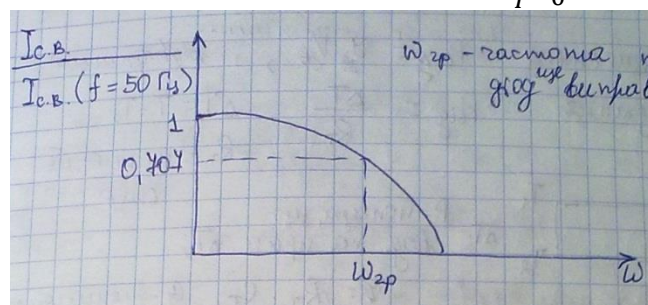
Бар'єрна ємність ($C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{w}$) зумовлена максвелівськими струмами зміщення. Вона частотно незалежна до досить високих частот, коли буде відчуватися інерційність, що пов'язана з рухом основних носіїв заряду в об'ємі чи в ОПЗ

напівпровідника.

- При **низьких частотах** ($\omega \tau_p \ll 1$) діод нормально випрамляє, накопичений заряд встигає розсмоктуватися. При прямих зміщеннях струм порядку ампер, при зворотніх порядку мкА.
- При **збільшенні частоти** ($\omega \tau_p = 1$), при прямих зміщеннях синусоїдальний сигнал, при зворотніх релаксуючий струм, що пов'язано з тим, що заряди не встигають так швидко розсмоктуватися. Тобто, тут вже починає відчуватися інерційність приладу.
- При **високих частотах** ($\omega \tau_p \gg 1$) діод випрямляти не буде, тобто струм буде синусоїдально мінатися.

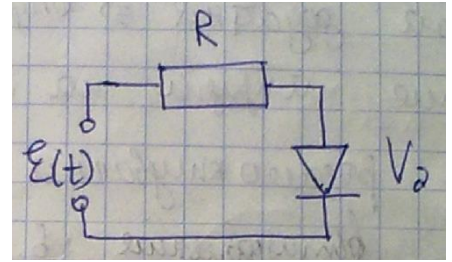


Можна ввести величину середньо випрямленого струму за період $I_{с.в.} = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt$, тоді можна знайти частоту $\omega_{гр}$, при якій діод перестає випрямляти.



30. Перехідні процеси в діоді з p-n переходом. Малий рівень інжекції.

При різкій зміні напруги через діод напруга встановлюється протягом певного часу. Такий перехідний процес обумовлений інерційністю процесів, що відбуваються в діоді. Струм в колі (див. рис.) визначатиметься $I(t) = \frac{\varepsilon(t) - V_d}{R}$. Розглянемо випадок,

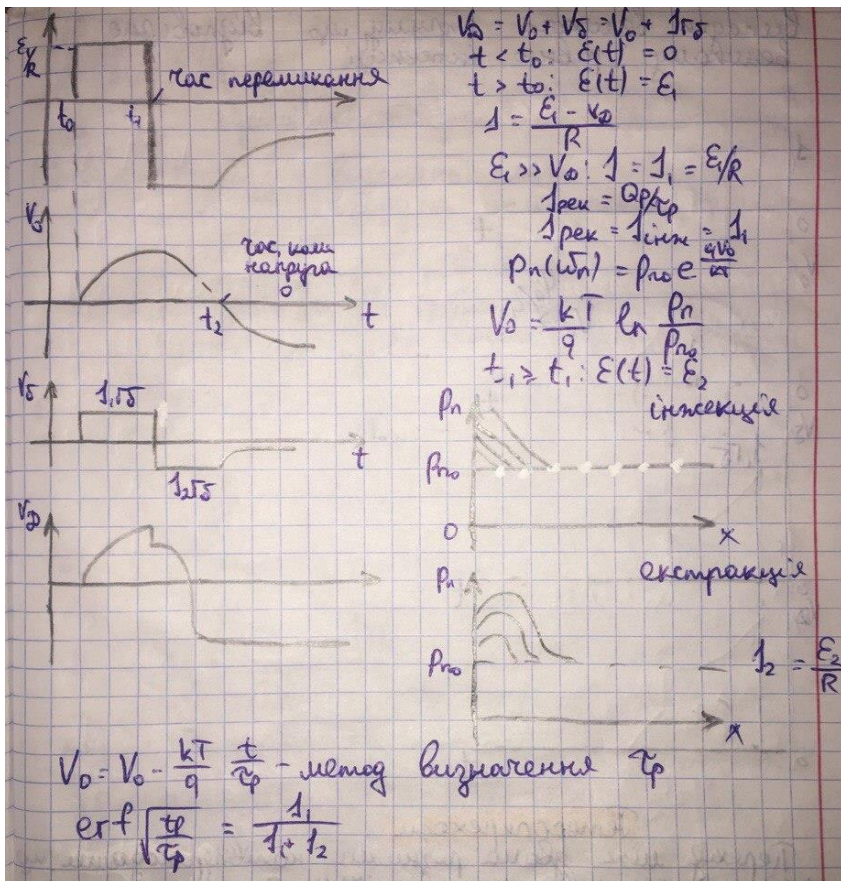


коли відбувається стрибок напруги до ε_1 в момент часу t_0 , а в наступний момент часу t_1 – перемикання до від’ємного $-\varepsilon_2$.

При $t < t_0$ розподіл концентрації дірок в n-області буде відповідати p_{n0} , при поданні напруги їх концентрація буде зростати (крива 1 на рисунку). Відповідно напруга на p-n переході буде поступово наростати. При перемиканні напруги до від’ємного значення напруга на переході спадатиме, що означає розсмоктування неосновних носіїв (дірок) з n-області (проміжок часу від t_1 до t_2 , $t_{\text{роз}} = t_2 - t_1$). Потім відбувається встановлення струму насичення I_s . За досить великий час розподіл неосновних носіїв буде

відповідати кривій 2. Час розсмоктування знаходиться з формули $\text{Erf}\left(\frac{t_{\text{роз}}}{\tau_p}\right)^{1/2} = \frac{I_1}{I_1 + I_2}$,

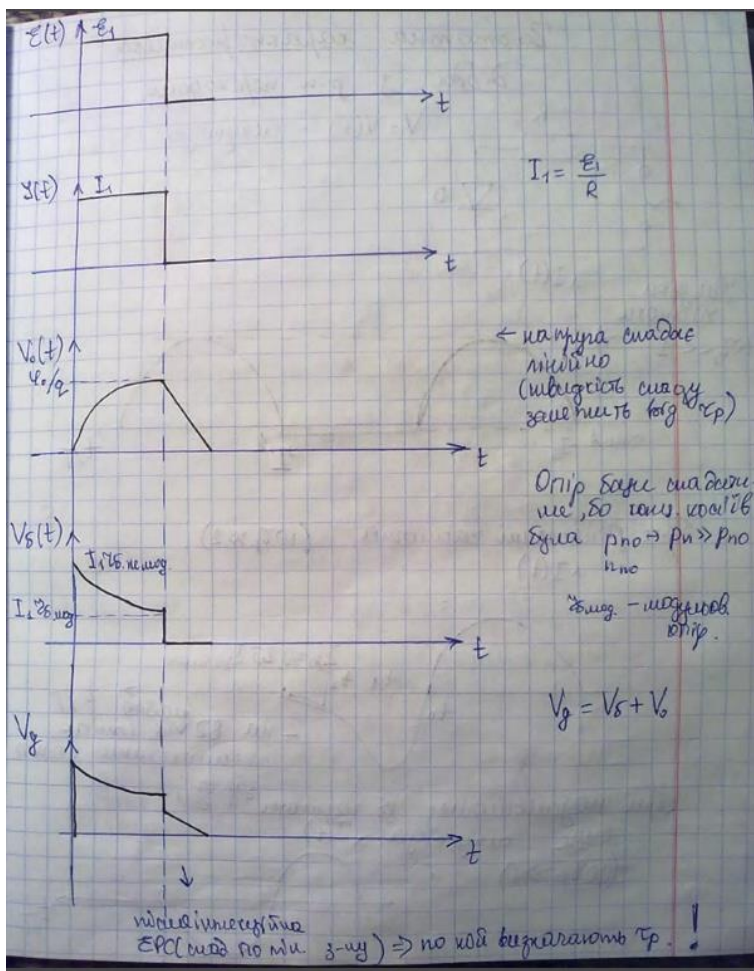
Напруга на діоді V_d буде складатися з напруги безпосередньо на самому p-n переході V_0 і з напруги на опорі бази V_b , вигляд якої зрозумілий, оскільки це просто лінійний опір.

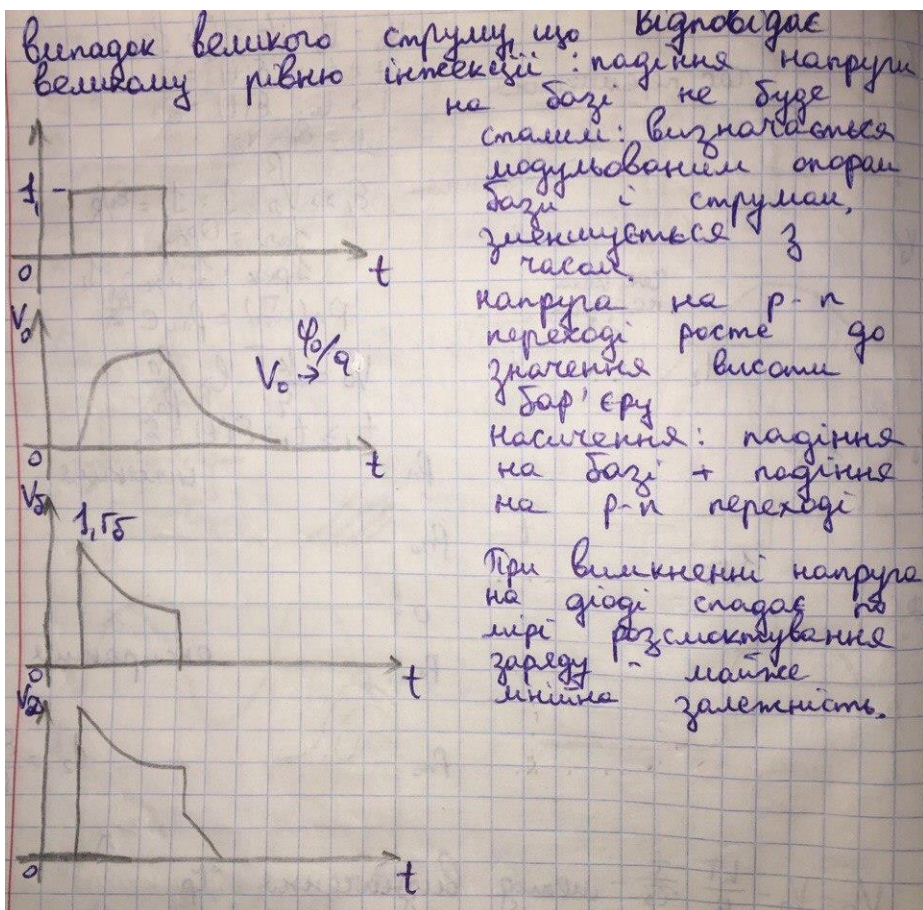


*/ На базі спадає постійна напруга, на діоді зростає.

За малого рівня інжекції опір на базі не змінюється */

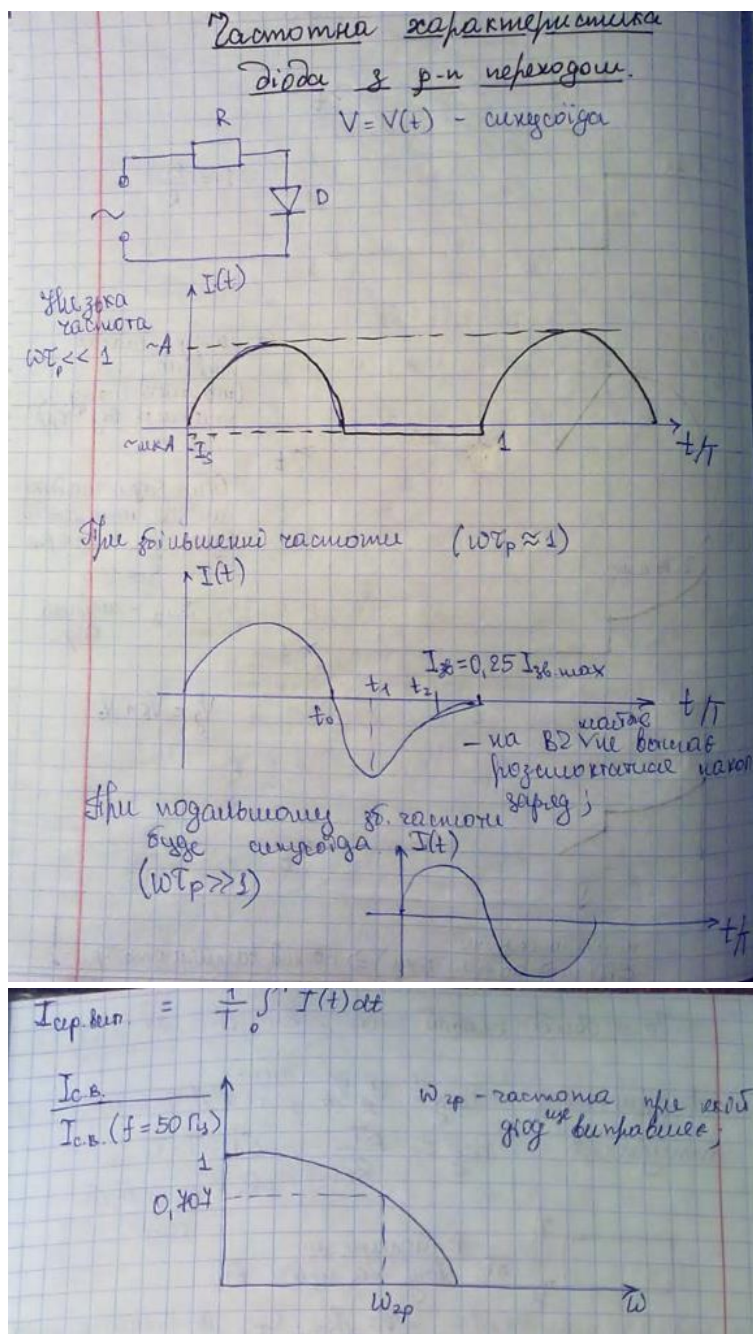
31. Перехідні процеси в діоді з р-п переходом. Великий рівень інжекції.





При перемиканні відбувається розсмоктування заряду внаслідок процесу екстрації (повернення носіїв) та рекомбінації. Процес триває до досягнення рівноважного значення. Після цього відбувається відновлення зворотного опору, а струм прямує до струму насичення. Спочатку через р-п перехід тече великий струм, оскільки він відкритий.

32. Залежність випрямної властивості напівпровідникового діода за малого рівня інжекції від частоти. Критерій граничної частоти.



Граничною вважається частота, при 70% від амплітудного значення

33. Пробій *p-n*-переходу. Види пробойу. Залежність напруги пробойу від температури. (якісно)

Тунельний і лавинний пробойи представляють собою різновидності електричного пробойу і пов'язані з збільшенням напруженості електричного поля в переході. Тепловий пробой характеризується перегревом переходу.

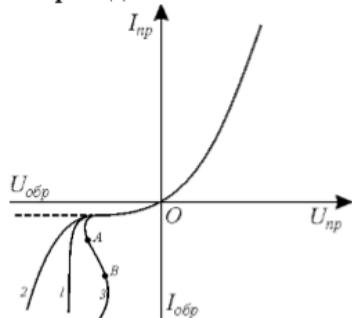


Рис. 1.16. Вольт-амперні характеристики діода: 1 – лавинний пробой; 2 – тунельний пробой; 3 – тепловий пробой

Тунельний пробой обумовлений прямим переходом електронів із валентної зони одного напівпровідника в зону провідності другого без змінення їх енергії. Тунелювання електронів можливо при умові, якщо ширина потенціального бар'єра, який необхідно подолати електронам, достатньо мала. При одній і тій же ширині забороненої зони (для одного і того ж матеріалу) ширина потенціального бар'єра визначається напруженістю електричного поля, т. є. нахилом енергетических рівней і зон.

Лавинний пробой виникає тоді, коли довжина вільного пробігу електрона в напівпровіднику значно менше товщини *p-n*-переходу. Якщо за час вільного пробігу електрони накопичують кінетическу енергію, достатню для іонізації атомів в *p-n*-переході, відбувається ударна іонізація атомів, супроводжується лавинним розмноженням носіїв заряду.

Тепловий пробой обумовлений значесним зростом кількесу носіїв заряду в *p-n*-переході за рахунок порушення теплового режиму. Підводима до *p-n*-переходу потужність $P_{\text{подв}} = I_{\text{обр}} U_{\text{обр}}$ розходується на його нагрів.

Зі збільшенням температури зменшується довжина вільного пробігу – треба збільшувати поле

$$V_{\text{пр}}(T) = V_{\text{пр}}(T_0)(1 + Q_n(T - T_0))$$

34. Лавинный пробой p - n -переходу. Умова розвитку лавинного пробоя.

Лавинный пробой возникает тогда, когда длина свободного пробега электрона в полупроводнике значительно меньше толщины p - n -перехода. Если за время свободного пробега электроны накапливают кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов в p - n -переходе, происходит ударная ионизация атомов, сопровождающаяся лавинным размножением носителей зарядов.

В результате разрыва валентной связи ионизирующим носителем в зоне проводимости появляется новый электрон, в валентной зоне – дырка, а ионизирующий носитель должен остаться в свободном состоянии. Таким образом, в результате ударной ионизации возникает пара свободных носителей заряда – электрон и дырка. Эти носители заряда также могут набирать энергию, достаточную для ионизации, и создавать новые электронно-дырочные пары. С ростом напряженности электрического поля интенсивность ударной ионизации сильно увеличивается и процесс размножения электронно-дырочных пар приобретает лавинный характер, а ток перехода неограниченно возрастает. Напряжение, при котором это происходит, называется напряжением лавинного пробоя.

Образовавшиеся в результате ударной ионизации свободные носители зарядов увеличивают обратный ток перехода. Увеличение обратного тока характеризуется коэффициентом лавинного умножения M , показывающим, во сколько раз увеличивается ток данных носителей в результате ударной ионизации:

$$M = \frac{1}{1 - (U_{обр} / U_{проб})^m},$$

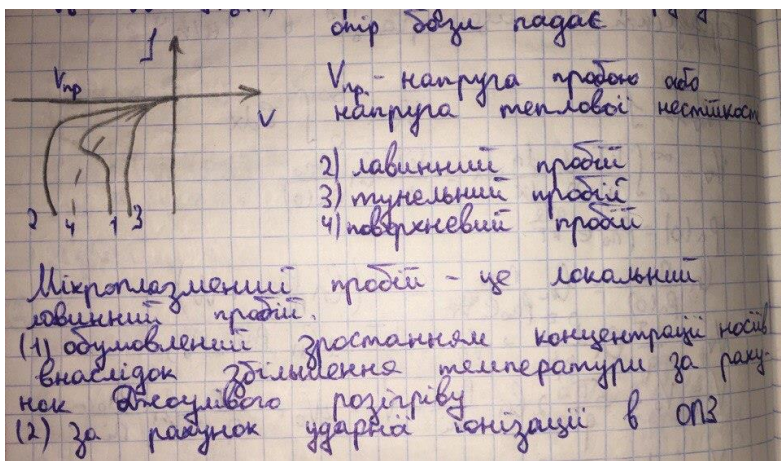
где $U_{проб}$ – напряжение начала пробоя; m зависит от материала полупроводника.

При пробивном напряжении ($U_{обр} = U_{проб}$) $M \rightarrow \infty$. В производственных условиях пробивное напряжение определяют при достижении обратным током заданного значения.

Пробивное напряжение резких несимметричных электронно-дырочных переходов определяется концентрацией примеси в слаболегированной области или ее удельным сопротивлением, так как от этих величин зависит толщина p - n -перехода.

Толщина плавных p - n -переходов зависит от градиента концентрации примесей (1.91). Поэтому пробивное напряжение плавных p - n -переходов определяется градиентом концентрации примесей.

С повышением температуры уменьшается длина свободного пробега носителей заряда, а значит, и энергия, которую носитель заряда может приобрести на длине свободного пробега в электрическом поле. Следовательно, повышение температуры приводит к увеличению пробивного напряжения при лавинном пробое.

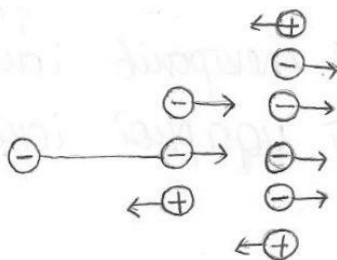


(3) в області просторового заряду існує поле, при збільшенні напруги поле зростає. При деякому значенні поля буде відбуватися тунелювання. Поле тунельного пробію на порядок вище поля ударної іонізації. Мікроплазменний пробій виникає у реальних к/п. При деякій напрузі досягає певного критичного значення. Пробій тоді спостерігається лише в деякій області.

35. Лавинний пробій р-п-переходу. Вольт-амперна характеристика р-п-переходу в області пробію.

Лавинний пробій – швидке зростання струму при підвищенні напруги внаслідок лавинної іонізації.

Іонізація:



$$x = 0 \quad n(0)$$

$$0 < x \quad n_1 - \text{кількість створених електронів (електрон-діркових пар)}$$

$$x + dx < w \quad n_2$$

Тому на $x + dx$ n_2 дірок. Тому

$$M = \frac{n(w)}{n(0)} = \frac{p(0)}{p(w)} - \text{коефіцієнт множення.}$$

В області від x до $x + dx$

$$d \cdot n = \alpha_n (n(0) + n_1) dx + \alpha_p n_2 dx$$

α_n – іонізація електронів, α_p – іонізація дірками.

$$\alpha - \text{коефіцієнт ударної іонізації, } \alpha = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

$$\text{Нехай } \alpha_n = \alpha_p = \alpha \quad dn = \alpha [n(0) + n_1 + n_2] dx = \alpha n(w) dx$$

$$n(w) - n(0) = \int_0^w \alpha \cdot n(w) dx; \quad \frac{n(w)}{n(0)} - \frac{n(0)}{n(w)} = \int_0^w \alpha dx$$

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^w \alpha dx \rightarrow M = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha dx}$$

$$j_{згор} = \frac{qD_p p(w)}{l_p} + \frac{qD_n n(0)}{l_n} = \begin{cases} p(w) = p_n M \\ n(0) = n_p M \end{cases} = j_s M$$

Умова виникнення лавинного пробую $M \rightarrow \infty$ тобто:

$$\int_0^w \alpha dx \rightarrow 1, \quad \alpha = \frac{q\varepsilon}{E_i} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_I}{\varepsilon_{AK} + \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{ОПТ}}\right)} \right\}, \varepsilon - \text{поле}, E_i - \text{енергія іонізації}$$

Поля, при яких даються взнаки втрати:

ε_I – втрата енергії за рахунок

іонізаційних втрат

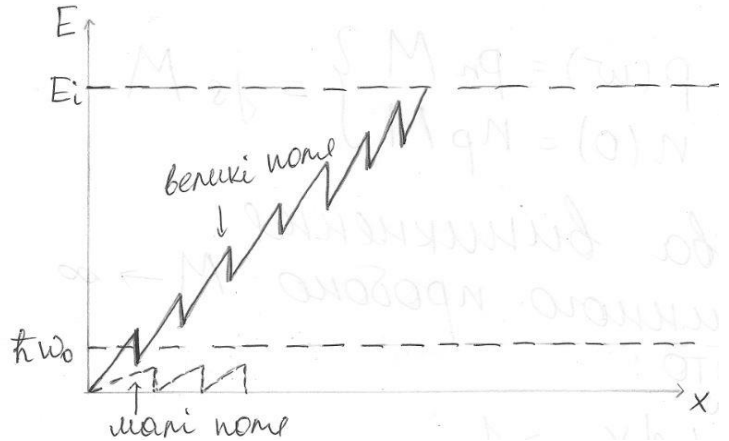
ε_{AK} – розсіяння на акустичних фонах

$\varepsilon_{ОПТ}$ – розсіяння на оптичних фонах

Спрощені вирази для α : $\alpha = e^{-\frac{\beta_i}{\varepsilon x}}$,

$\alpha = k_i \varepsilon^m$ - в невеликій області полів.

$$\int_0^w \alpha dx = k_i \int_0^w \varepsilon^m dx$$



Розглянемо p^+ n перехід. Область просторового заряду знаходитиметься в області:

$$\varepsilon = \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x),$$

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qv)}{q^2 N_d}} \cong \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}{qN_d} \right)^{1/2} \cdot V^{1/2}$$

$$\int_0^w \alpha dx = \frac{k_i}{m+1} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)^m \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}{qN_d} \right)^{\frac{m+1}{2}} \cdot V^{\frac{m+1}{2}} = \frac{2^{\frac{m+1}{2}}}{m+1} \cdot k_i \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)^{m-1/2} \cdot V^{\frac{m+1}{2}}$$

$$V = V_{пробую} : \int_0^w \alpha dx \rightarrow 1$$

$$V_{пробую}^{-\frac{m+1}{2}} = \frac{2^{\frac{m+1}{2}}}{m+1} \cdot k_i \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)^{m-1/2} \rightarrow V_{пробую} = \left(\frac{2^{\frac{m+1}{2}} \cdot k_i \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)^{m-1/2}}{m+1} \right)^{-\frac{2}{m+1}} =$$

$$= 2^{-1} \left(\frac{k_i}{m+1} \right)^{-\frac{2}{m+1}} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)^{-\frac{m-1}{m+1}} \rightarrow V_{пробую} = \frac{1}{2} \left(\frac{m+1}{k_i} \right)^{\frac{2}{m+1}} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{qN_d} \right)^{\frac{m-1}{m+1}}$$

$V_{\text{пробою}}$ падає при збільшенні концентрації домішок. Для плавного р-п переходу

$$V_{\text{пробою}} = a^{\frac{m-1}{2m+1}}, \text{ де } a - \text{градієнт концентрації}$$

$$j_{\text{звор}} = M(j_s + j_{\text{ГЕГ}}) = \frac{j_s + j_{\text{ГЕГ}}}{1 - \int_0^w \alpha dx} \quad \int_0^w \alpha dx = \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}$$

$$j_{\text{звор}} = \frac{j_s + j_{\text{ГЕГ}}}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}}$$

- ВАХ р-п переходу в області лавинного пробою

Проте тут ми не врахували падіння напруги на базі

$$I_{\text{звор}} = \frac{I_s + I_{\text{ГЕГ}}}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}}$$

$$1 - \frac{I_s + I_{\text{ГЕГ}}}{I_{\text{зв}}} = \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}$$

$$V = V_{\text{ПП}} \left(1 - \frac{I_s + I_{\text{ГЕГ}}}{I_{\text{зв}}} \right)^{\frac{2}{m+1}}$$

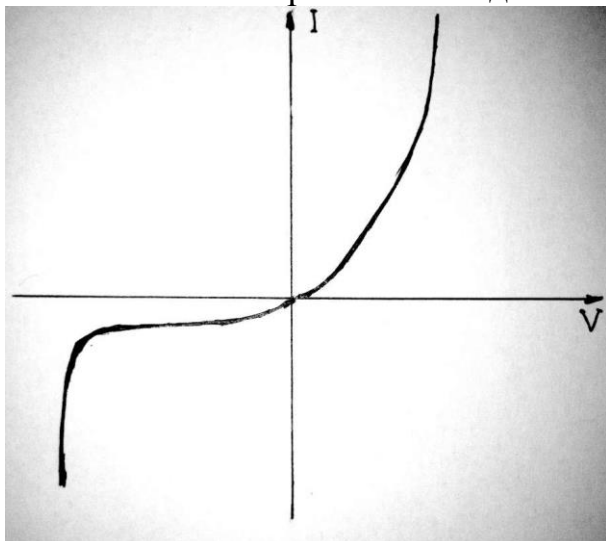
Напруга на р-п переході в обл. лавинного пробою

$$V_g = V + I_{\text{звор}} r_{\text{базу}}$$

$$V_g = V_{\text{ПП}} \left(1 - \frac{I_s + I_{\text{ГЕГ}}}{I_{\text{зв}}} \right)^{\frac{2}{m+1}} + I_{\text{зв}} r_{\text{базу}}$$

Якщо $I_{\text{зв}} \gg I_s + I_{\text{ГЕГ}}$, $V_g = V_{\text{ПП}} + I_{\text{звор}} r_{\text{базу}}$

ВАХ лавинного пробою виглядає наступним чином:

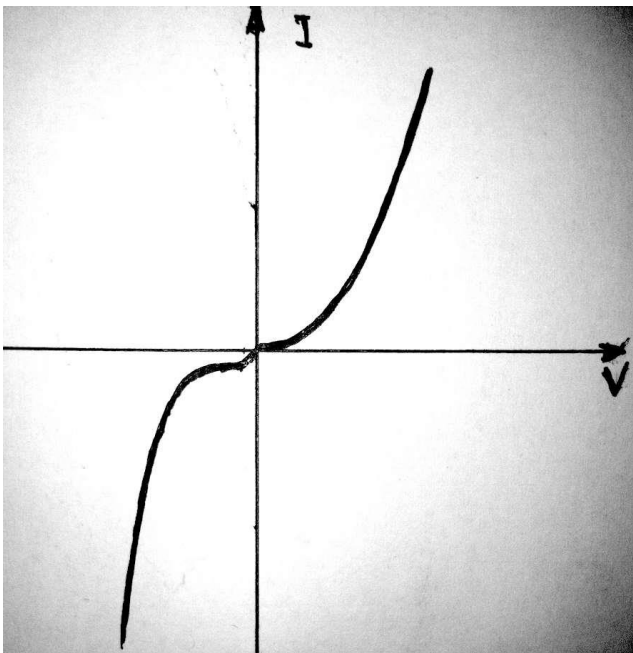


36. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно).

При тунельному пробіі ріст носіїв заряду, що беруть участь в переносі струму, відбувається внаслідок прямого тунелювання електронів з валентної зони у зону провідності. Такий процес відбувається без зміни енергії та зіткнень носіїв заряду з атомами напівпровідника. Чим більше поле, тим менша ширина бар'єру і тим більше носіїв заряду тунелює. Тунельний пробій зазвичай зустрічається в слабколегованих н/п, а тунельний в сильнолегованих.

Залежність $V_{пр}$ від температури для тунельного пробою визначається залежністю ширини забороненої зони від температури. Для Ge, Si і GaAs ширина забороненої зони зменшується з ростом температури, тобто $V_{пр}$ з температурою зменшуватиметься (на відміну від лавинного). В невеликому діапазоні температур $\Delta E(T) = \Delta E(0) - \alpha_T T$

ВАХ тунельного пробою виглядає так:



$$V_{пр}(T) = V_{пр}(T_0)(1 + Q_n(T - T_0))$$

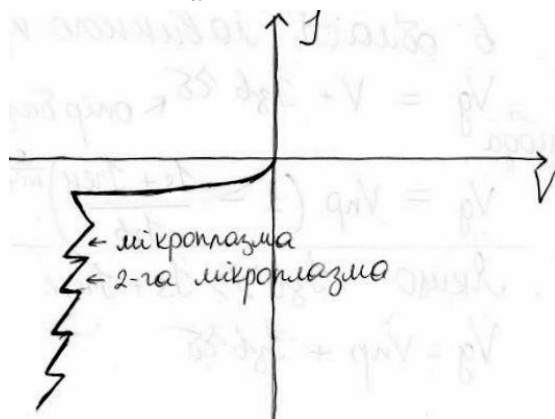
37. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.

1. Лавинний пробій p-n-переходу. Вольт-амперна характеристика p-n-переходу в області пробою.
2. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно).
3. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.

Типом лавинного пробою є локальний лавинний пробій, який виникає через неоднорідність ти може іти в окремих точках

$$V_M = V_{мп} \left(1 - \frac{I_{sm} + I_{em}}{I_M} \right)^{\frac{2}{m}+1} + I_M r_M, \quad V_M - V \text{ мікроплазми. } r_M \text{ велике, бо площа мікроплазми}$$

мала. $r_M = \frac{\rho}{4a}$, де a – діаметр мікроплазми. Тоді ВАХ виглядає наступним чином:



Мікроплазми нестійкі – самі виникають і самі вимикаються, як видно з ВАХ. Вони виникаються тому, що область мікроплазми дуже мала, і існує не нульова імовірність того, що всі електронно-діркові пари будуть винесені з цієї області. Цей пробій супроводжується рекомбінаційним випромінюванням.

38. Тепловой пробой

Тепловой пробой обусловлен значительным ростом количества носителей зарядов в р-п-переходе за счет нарушения теплового режима. Подводимая к р-п-переходу мощность $P_{подв} = I_{обр}U_{обр}$ расходуется на его нагрев.

Выделяющаяся в р-п-переходе теплота отводится преимущественно за счет теплопроводности. Отводимая от р-п-перехода мощность $P_{отв}$ пропорциональна разности температур перехода $T_{пер}$ и окружающей среды $T_{окр}$:

$$P_{отв} = (T_{пер} - T_{окр})/R_T,$$

где R_T – тепловое сопротивление, К/Вт, определяющее перепад температур, необходимый для отвода 1 Вт мощности от р-п-перехода в окружающую среду.

При плохих условиях отвода теплоты от перехода возможен его разогрев до температуры, при которой происходит тепловая ионизация атомов. Образующиеся при этом носители заряда увеличивают обратный ток, что приводит к дальнейшему разогреву перехода. В результате такого нарастающего процесса р-п-переход разогревается до высокой температуры и возникает тепловой пробой, характеризующийся разрушением кристалла (кривая 3 рис. 1.16).

Увеличение числа носителей зарядов при нагреве р-п-перехода приводит к уменьшению его сопротивления и выделяемого на нем напряжения. Вследствие этого на обратной ветви вольт-амперной характеристики при тепловом пробое появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (участок АВ на рис. 1.16).

Напряжение теплового пробоя определяется выражением:

$$U_{проб} = \frac{kT^2}{\Delta \mathcal{E} R_T I_{окр} e}.$$

Поскольку пробивное напряжение при тепловом пробое зависит от обратного тока через диод при температуре окружающей среды ($I_{окр}$), то в диодах с большими обратными токами даже при комнатных температурах создаются условия для теплового пробоя, и он наступает раньше, чем лавинный пробой. Это справедливо, в частности, для германиевых диодов. И, наоборот, в кремниевых диодах из-за значительно меньших обратных токов напряжение теплового пробоя получается настолько большим, что раньше наступает лавинный пробой. Однако это не означает, что в кремниевых диодах не может быть теплового пробоя. Он может происходить при высоких температурах окружающей среды. Кроме того, пробой может начаться как лавинный, а затем, по мере увеличения обратного тока, перейти в тепловой.

Тепловой пробой в реальных диодах всегда происходит с образованием так называемого «шнура» или канала высокой проводимости, температура в котором превышает среднюю температуру остальной части р-п-перехода. В свою очередь, образование шнура может быть вызвано либо дефектами в реальном р-п-переходе, либо статистической флуктуацией плотности обратного тока по площади р-п-перехода. Действительно, если в каком-нибудь месте р-п-перехода в некоторый момент времени плотность обратного тока оказалась несколько выше плотности обратного тока в остальной части р-п-перехода, то температура этого места р-п-перехода будет выше из-за большей выделяющейся там удельной мощности. Увеличение температуры приведет к росту плотности обратного тока в данном месте р-п-перехода в связи с увеличением тепловой генерации носителей либо в самом переходе, либо в областях полупроводника, прилегающих к р-п-переходу. Локальное увеличение плотности тока вызовет локальное увеличение температуры, увели-

- Темновский пробле

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dT} \bigg|_{V=V_{np}} &= \frac{1}{R_{td}} \frac{\ln \frac{1}{I_0} - 1}{I^2} = 0 \\ \ln \frac{1}{I_0} - 1 &= 0 \\ \Delta T &= \frac{1}{I_0} \ln \frac{I_{np}}{I(T_0)} \\ \Delta T_{np} &= \frac{1}{I_0} \\ V_{np} &= \frac{1}{q k_B T} \frac{1}{\exp\left(\frac{1}{I_0}\right)} = \frac{1}{q k_B T k_0 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{1}{I_0}\right)} = \frac{\exp\left(\frac{E_g}{k_B T}\right)}{q k_B T k_0} \\ V_{np} &= \frac{\exp\left(\frac{E_g}{k_B T}\right)}{2.7 q k_B T k_0} \end{aligned}$$

39. Основні експериментальні методи визначення параметрів фізичної моделі p - n -переходу.

Розглянемо детальніше фізичну природу бар'єрної ємності. Якщо на p - n -перехід подано змінну напругу, то це призводить до періодичної зміни ширини ОПЗ і, відповідно, заряду в цій області. Тому бар'єрна ємність (на одиницю площі) може бути обчислена так:

$$C_6 = \frac{d(qn_n w_n)}{dU} = \frac{d(qp_p w_p)}{dU} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{w} \quad (2.20)$$

Із цього виразу видно, що отримана ємність за видом співпадає з ємністю плоского конденсатора. Проте за своїм походженням відрізняється від неї. Справа в тому, що у випадку p - n -переходу, хоч заряд розосереджений у всьому об'ємі ОПЗ, його зміна відбувається на границі ОПЗ, і w - її ширина виявляється еквівалентною відстані між обкладками конденсатора.

Зміна з напругою ширини ОПЗ і обумовлює залежність бар'єрної ємності від напруги.

Якщо p - n -перехід різкий, із крутим фронтом розподілу домішок, то

$$w = \left(\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 (\varphi_0 - qU)(n_n + p_p)}{q^2 n_0 p_0} \right)^{1/2} \quad (2.21)$$

У плавному p - n -переході, коли концентрація домішок в ОПЗ змінюється за лінійним законом:

$$w = \left(\frac{12 \varepsilon_s \varepsilon_0 (\varphi_0 - qU)}{q^2 b} \right)^{1/3}, \quad (2.22)$$

де $b = (dN/dx)_{x=x_0}$ - градієнт концентрації домішок у p - n -переході.

З наведеного вище видно, що бар'єрна ємність p - n -переходу пропорційна $(\varphi_0 - qU)^{-1/2}$: спадає при збільшенні від'ємного зміщення та зростає при додатних зміщеннях. Дифузійна ємність p - n -переходу з'являється при додатних зміщеннях, а її величина пропорційна постійному струму, що протікає через діод, тобто має експоненціальну залежність від напруги зміщення. Таким чином, при зворотних і малих прямих зміщеннях ємність діода визначається бар'єрною ємністю p - n -переходу, а при великих прямих зміщеннях домінуючою стає дифузійна ємність.

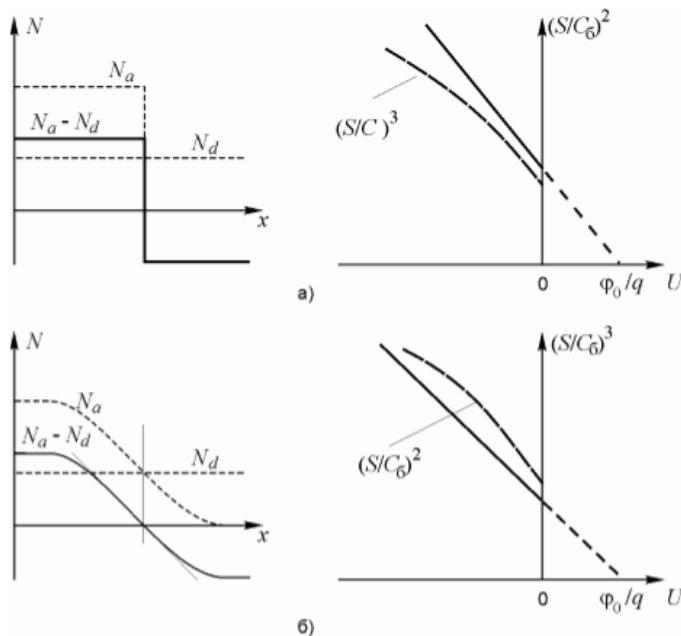


Рис. 2.3. Розподіл концентрації домішок та відповідні залежності $(S/C_6)^2$ і $(S/C_6)^3$ від U : а - для різкого p - n -переходу, б - для плавного p - n -переходу.

На рис. 2.3 схематично зображено розподіл концентрації домішок та залежності $(S/C_6)^2 = f(U)$ і $(S/C_6)^3 = f(U)$ для випадків несиметричного різкого та плавного p - n -переходів. Видно, що для різкого p - n -переходу залежність

$C_6^{-2} = f(U)$, а для плавного - $C_6^{-3} = f(U)$ - прямі. При екстраполяції ці прямі перетинають вісь напруги в точці $U = \Phi_0/q$. Коли відома площа $p-n$ - переходу, з тангенса кута нахилу цих прямих можна визначити концентрацію домішок в менш легованій області (n_n при $p_p \gg n_n$ або p_p при $n_n \gg p_p$) різкого переходу, або b - градієнт концентрації домішок у плавному $p-n$ - переході.

Оскільки висота потенціального бар'єру в $p-n$ - переході дорівнює

$$\Phi_0 = \Delta E_g - \xi_n - \xi_p = \Delta E_g - kT \ln \frac{N_c}{n_n} - kT \ln \frac{N_v}{p_p}, \quad (2.23)$$

де ΔE_g - ширина забороненої зони напівпровідника, $\xi_n = kT \ln(N_c/n_n)$ та $\xi_p = kT \ln(N_v/p_p)$ - енергетичні відстані рівня Фермі відносно відповідних дозволених зон у квазінейтральних областях n - та p -напівпровідників, N_c та N_v - ефективні щільності станів у зоні провідності та у валентній зоні напівпровідника. З (2.23) випливає, що для різкого несиметричного $p-n$ - переходу, наприклад, p^+-n - переходу, отримане з залежності $C_6^{-2} = f(U)$ значення висоти потенціального бар'єру повинно задовольняти нерівність:

$$\Phi_0 < \Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n}. \quad (2.24)$$

При цьому

$$\Phi_0 - \left(\Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n} \right) = kT \ln \frac{p_p}{n_n}, \quad (2.25)$$

звідки концентрація домішок у сильно легованій області дорівнює:

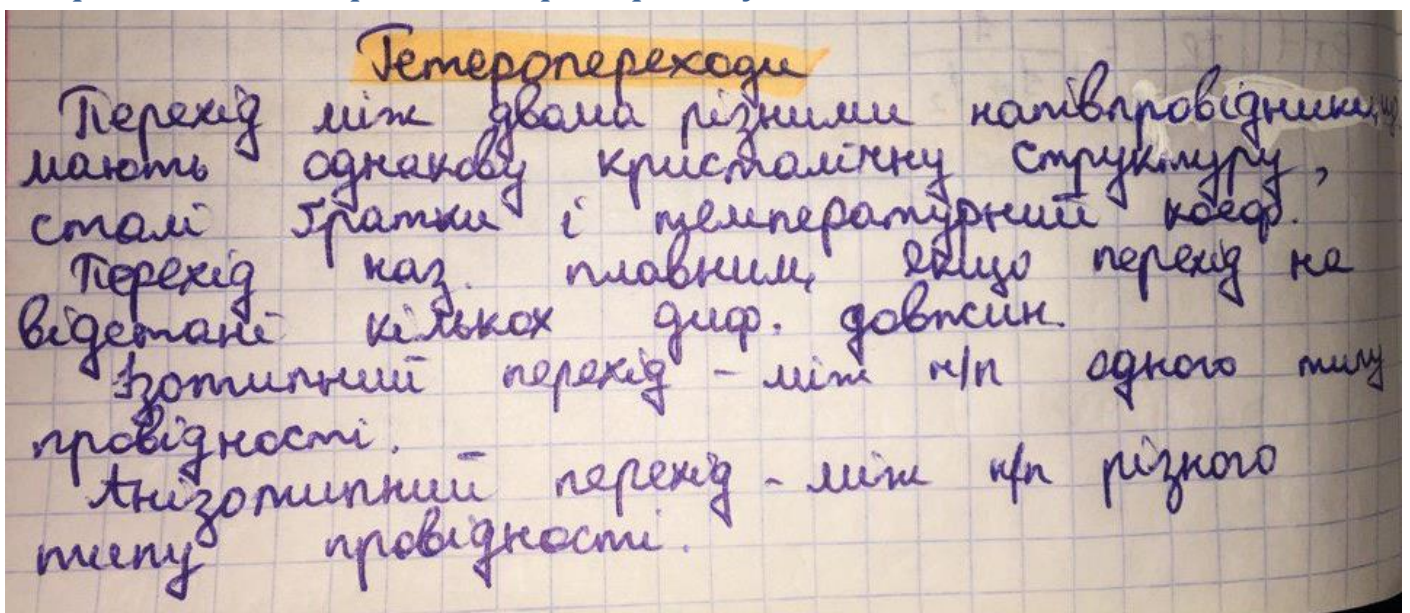
$$p_p = n_n \exp \left\{ \left[\Phi_0 - \left(\Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n} \right) \right] / kT \right\}. \quad (2.26)$$

Якщо розподіл домішок в ОПЗ напівпровідника відрізняється від розглянутих вище, жодна з залежностей - $(S/C_6)^2 = f(U)$ і $(S/C_6)^3 = f(U)$ не будуть прямими. В цьому випадку залежність бар'єрної ємності від напруги зміщення дозволяє розрахувати розподіл домішок у слабо легованій області напівпровідника:

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \epsilon_0 \epsilon_s q} \frac{dU}{d(1/C^2)}, \quad (2.27)$$

$$x = w = \frac{S \epsilon_0 \epsilon_s}{C_6}. \quad (2.28)$$

40. Гетероперехід. Класифікація гетеро переходів. Побудова енергетичної діаграми гетеропереходу.



Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки.

Анізотипні: Якщо 2 види н/п з різними типами провідності взаємодіють, то заряд переходить від одного н/п до іншого до того часу, поки рівні Фермі в них не будуть рівним. Це призводить до створення об'єднаного шару з обох меж поділу.

На відміну від анізотропних гетеропереходів, збіднений шар утворюється лише з боку широкозонного напівпровідника, а з боку вузькозонного напівпровідника збагачений шар, товщина якого менша шару збіднення. В зв'язку з цим прикладена напруга падає в основному на широкозонному напівпровіднику. В ізотипних гетеропереходах типу n-n і p-p вклад неосновних носіїв заряду в електричний струм знехтувано малий. Ізотипні гетеропереходи відносяться до пристроїв з основними носіями заряду.

Для построения зонных диаграмм, детального анализа распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода, а также величины и компонент электрического тока для гетеропереходов необходимо учитывать, что у различных полупроводников будут отличаться значения электронного сродства χ , ширины запрещенной зоны E_g и диэлектрической проницаемости ϵ_s .

С учетом этих факторов построим зонную диаграмму гетероперехода германий – арсенид галлия (pGe – nGaAs). Значения параметров полупроводниковых материалов, выбранных для расчета зонной диаграммы, приведены в таблице 2.1.

Приведем в контакт германий pGe и арсенид галлия nGaAs.

При построении зонной диаграммы гетероперехода учтем следующие факторы:

1. Уровень вакуума $E = 0$ непрерывен.
2. Электронное сродство в пределах одного сорта полупроводника χ_{Ge} и χ_{GaAs} постоянно.
3. Ширина запрещенной зоны E_g в пределах одного сорта полупроводника остается постоянной.

41. Розподіл потенціальної енергії в анізотипному гетеропереході. Товщина області просторового заряду.

Згід наближення? енергії в гетеропереході.

Для Шотткі: $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s}$ $\epsilon_s = \epsilon_{n,p}$

$-w_p < x < 0$ $\rho(x) = -qN_a = -qP_{p0}$

$0 < x < w_n$ $\rho(x) = +qN_d = qN_{n0}$

Граничні умови: $x = -w_p$ $\varphi_p(-w_p) = E_{c1}$, $\frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=-w_p} = 0$;
 $x = w_n$ $\varphi_n(w_n) = E_{c2}$ $\frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=w_n} = 0$

$\varphi_p(x) = E_{c1} - \frac{q^2 P_{p0}}{2\epsilon_0\epsilon_p} (w_p + x)^2$, $-w_p < x < 0$;

$\varphi_n(x) = E_{c2} + \frac{q^2 N_{n0}}{2\epsilon_0\epsilon_n} (w_n - x)^2$, $0 < x < w_n$.

$\varphi_k = qV_{kp} + qV_{kn}$

$qV_{kp} = \varphi(-w_p) - \varphi(0)$

$qV_{kn} = \varphi(0) - \varphi(w_n)$

$\varphi_n = E_{c1} - \frac{q^2 P_{p0}}{2\epsilon_0\epsilon_p} (w_p - w_p)^2 - E_{c1} + \frac{q^2 P_{p0}}{2\epsilon_0\epsilon_p} w_p^2 + \frac{q^2 N_{n0}}{2\epsilon_0\epsilon_s} w$

$+ E_{c2} - E_{c2} - 0 = \frac{q^2 P_{p0}}{2\epsilon_0\epsilon_p} w_p^2 + \frac{q^2 N_{n0}}{2\epsilon_0\epsilon_n} w_n^2$

$w = w_p + w_n$; $w_p P_{p0} = w_n N_{n0}$ — умова нейтралізації носіїв для шотткі-переходу

$w_p = w \frac{N_{n0}}{P_{p0} + N_{n0}}$

$w_n = w \frac{P_{p0}}{P_{p0} + N_{n0}}$

$$\begin{aligned}
 \text{Підставивши, } \varphi_k &= \frac{q^2}{2\epsilon_0} \left(\frac{p_{p0}}{\epsilon_p} \frac{n_{n0}^2}{(p_{n0}+n_{n0})^2} W^2 + \frac{n_{n0}}{\epsilon_n} \frac{p_{p0}^2}{(p_{n0}+n_{n0})^2} W^2 \right) \\
 &= \frac{q^2 W^2 n_{n0} p_{p0}}{2\epsilon_0 (p_{p0}+n_{n0})^2} \left(\frac{n_{n0}}{\epsilon_p} + \frac{p_{p0}}{\epsilon_n} \right) \Rightarrow \\
 \varphi_k &= \frac{q^2 W^2 n_{n0} p_{p0}}{2\epsilon_0 (p_{p0}+n_{n0})} \frac{n_{n0} \epsilon_n + p_{p0} \epsilon_p}{\epsilon_p \epsilon_n} \Rightarrow \text{вираз для} \\
 \text{механічного ОПЗ: } W &= \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_p \epsilon_n (n_{n0}+p_{p0})^2 \varphi_k}{q^2 n_{n0} p_{p0} (n_{n0} \epsilon_n + p_{p0} \epsilon_p)}} \\
 \text{Якщо } V \neq 0: \\
 \text{ширина ОПЗ} \quad W &= \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_p \epsilon_n (n_{n0}+p_{p0})^2 (\varphi_k + qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0} (n_{n0} \epsilon_n + p_{p0} \epsilon_p)}} \\
 \text{Якщо } \epsilon_s = \epsilon_p = \epsilon_n: \\
 W &= \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (n_{n0}+p_{p0})^2 (\varphi_k + qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0} (p_{p0}+n_{n0})}} \Rightarrow \\
 W &= \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (n_{n0}+p_{p0}) (\varphi_k + qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0}}} \\
 &\downarrow \text{вираз який є в } i \text{ для} \\
 &\quad p\text{-n переходу.}
 \end{aligned}$$

42. Ємність анізотипного гетеропереходу.

Анізотипний гетероперехід – перехід, який утворюється двома різними видами н/п з різним типом провідності. Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. Якщо 2 види н/п з різними типами провідності взаємодіють, то заряд переходить від одного н/п до іншого до того часу, поки рівні Фермі в них не будуть рівним. Це призводить до створення об'єднаного шару з обох меж поділу.

За визначенням ємність: $C = \frac{dQ_p}{dV} = \frac{dQ_n}{dV}$; $Q_p = \frac{q p_{p0} S n_{n0}}{(n_{n0} + p_{p0})} W$,

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_n \epsilon_p (n_{n0} + p_{p0})^2 (\varphi_k \pm qV)}{q^2 p_{p0} n_{n0} (p_{p0} \epsilon_p + \epsilon_n n_{n0})}},$$

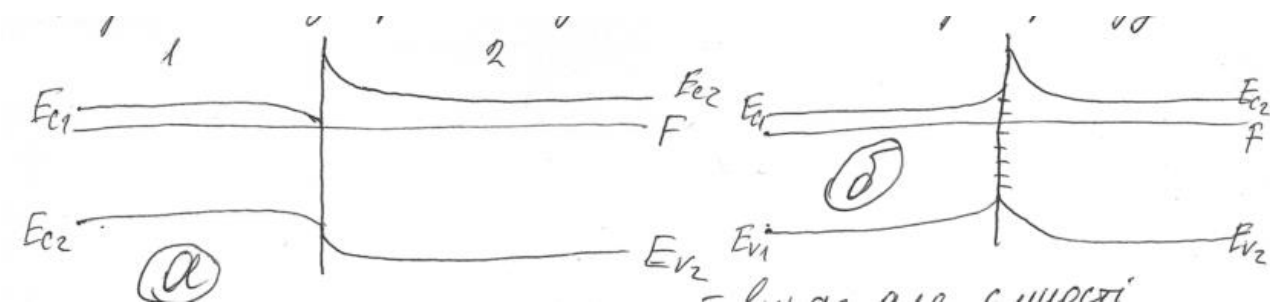
$$Q_p = \frac{q p_{p0} S n_{n0}}{(n_{n0} + p_{p0})} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_n \epsilon_p (n_{n0} + p_{p0})^2 (\varphi_k \pm qV)}{q^2 p_{p0} n_{n0} (p_{p0} \epsilon_p + \epsilon_n n_{n0})}} = p_{p0} n_{n0} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_n \epsilon_p (\varphi_k \pm qV)}{p_{p0} n_{n0} (p_{p0} \epsilon_p + \epsilon_n n_{n0})}}$$

$$\begin{aligned}
C = \frac{dQ_p}{dV} &= \frac{2p_{p_0}n_{n_0}\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pSq}{2p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_k + qV)}{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \right)^{-1/2} \\
&= \frac{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pqS}{(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_k + qV)}{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \right)^{-1/2} \\
&= \frac{q\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p}\sqrt{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}{(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})\sqrt{2(\varphi_k + qV)}} = Sq\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p p_{p_0}n_{n_0}}{2(\varphi_k + qV)(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}
\end{aligned}$$

43. Ємність ізотипного гетеропереходу.

Ізотипний гетероперехід – перехід, який утворюється двома різними видами н/п з однаковим типом провідності. Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. На відміну від анізотропних гетеропереходів, збіднений шар утворюється лише з боку широкозонного напівпровідника, а з боку вузькозонного напівпровідника збагачений шар, товщина якого менша шару збіднення. В зв'язку з цим прикладена напруга падає в основному на широкозонному напівпровіднику. В ізотипних гетеропереходах типу n-n і p-p вклад неосновних носіїв заряду в електричний струм знехтувано малий. Ізотипні гетеропереходи відносяться до пристроїв з основними носіями заряду.

Енергетична діаграма ідеального n-n гетеропереходу:



Не можна отримати простий вираз для ємності n-n гетеропереходу з малою густиною станів на границі розподілу (рис.а). Але, якщо шар збагачення в 1-ому н/п і шар збагачення в 2-ому достатньо добре виражені і

$n_{n_1} = N_{d_1} \gg n_{n_2} = N_{d_2}$, то, використовуючи аналогію з контактом метал-н/п, можна

записати: $C_{n-n} = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_2 N_{d_2}}{2(\phi_k \pm qV)}}$, де ϵ_2 – відносна діелектрична проникність 2-го н/п. За

наявності локальних станів на границі розподілу (рис.б), перехід можна представити у вигляді 2 діодів Шотткі, підключених назустріч один одному. Тоді сумарна низькочастотна

ємність n-n гетеропереходу $C_{n-n}^{-1} = C_1^{-1} + C_2^{-1}$, де $C_1 = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_1 N_{d_1}}{2(\phi_{k_1} \pm qV_1)}}$, $\phi_{k_1} = qV_{k_1}$

$C_2 = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_2 N_{d_2}}{2(\phi_{k_2} \pm qV_2)}}$, $\phi_{k_2} = qV_{k_2}$, V_{k_1}, V_{k_2} – контактні різниці потенціалів,

V_1, V_2 – падіння зовнішньої напруги в ОПЗ-напівпровідників.

$V = V_1 + V_2$ – повна напруга на гетеропереході.

44. ВАХ анізотипних гетеропереходів.

Анізотипним гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGE - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного р-п переходу полягає в тому, що в звичайних р-п переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, pSI - nSI. Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Розглянемо можливі механізми переносу заряду в анізотропних гетеропереходах.

1. Інжекційний струм.

При прямому зміщенні переважаючим може бути струм зумовлений інжекцією основних носіїв із широкозонного напівпровідника в вузькозонний.

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{qV_{k_2}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_1}{kT}\right) \right)$$

$$V_2 = \frac{1}{\eta_2} V, V_1 = \left(1 - \frac{1}{\eta_2}\right) V, \eta_2 = 1 + \frac{\varepsilon_n n_n}{p_p \varepsilon_p}$$

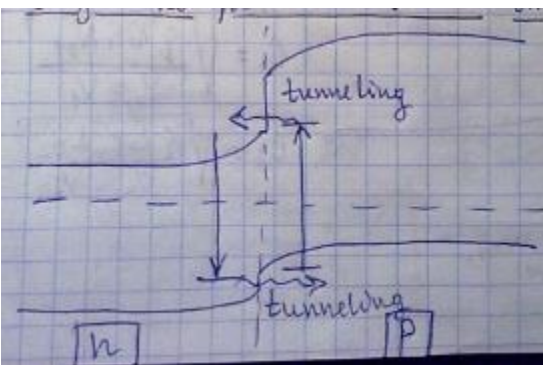
2. Рекомбінаційний струм.

Якщо на границі розділу р-п гетеропереходу є рівні рекомбінації (велика густина ПС), то рекомбінаційний струм може стати основою складовою прямого струму

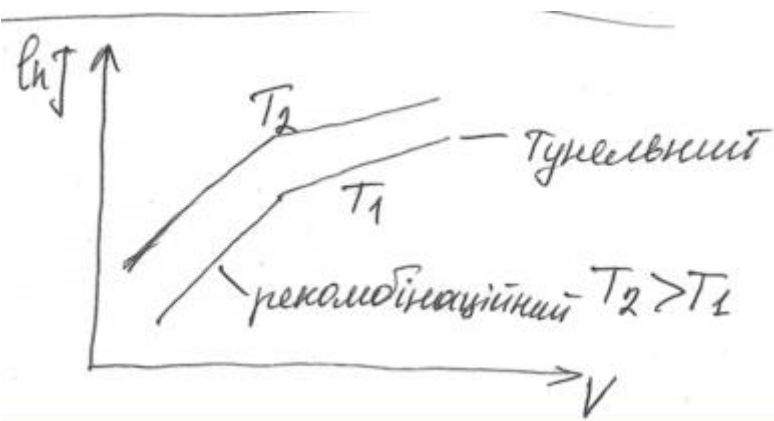
$$J_{\text{рек}} \sim \exp\left(\frac{qV}{kT\eta_{\text{рек}}}\right), \eta_{\text{рек}} = 1 \div 2$$

3. Тунельно-рекомбінаційний струм.

J залежить від U експоненційно.



При зміні напруги буде змінюватися механізм виникнення струму. Типовий вид залежності $\ln J$ від U для різких анізотипних гетеропереходів:



Рекомбінаційний – кут міняється з температурою, тунелювання – $\text{tg } \alpha$ не залежить від температури

45. ВАХ Ізотипних гетеропереходів.

4.5.2 Изотипные гетеропереходы

Для резких $n - n$ -гетеропереходов с малой плотностью граничных состояний по аналогии с диодной теорией выпрямления контакта металл – полупроводник плотность тока находится как разность термоэлектронных потоков через границу раздела, умноженная на заряд электрона. Для идеального $n - n$ -гетероперехода, энергетическая диаграмма которого представлена на рис.4.5,а, Р.Л.Андерсон получил таким образом следующее выражение:

$$J = eK_n N_{d2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_n^*}} \exp\left(-\frac{eU_{\kappa 2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) \right]. \quad (4.24)$$

Тут краще пишеть пропорційно замість всіх цих коеф. перед експонентою.

Поскольку в узкозонном полупроводнике у границы раздела расположен обогащенный основными носителями слой, а в широкозонном истощенный, то обычно $U_2 \cong U$, $U_{к2} \cong U_{к}$ и

$$J = eK_n N_{d2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_n^*}} \exp\left(-\frac{eU_{к}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.25)$$

При анализе этого выражения нужно помнить, что изотипный гетеропереход считается смещенным в пропускном направлении, если внешнее напряжение уменьшает контактную разность потенциалов. В рассматриваемом случае прямое смещение соответствует отрицательному потенциалу на широкозонном полупроводнике. Эксперимент показал, что формула (4.25) хорошо описывает вольт-амперные характеристики изотипных гетеропереходов типа Ge – GaAs.

Вольт-амперные характеристики изотипных гетеропереходов с большой плотностью граничных состояний (рис.4.5,б) не описываются формулой (4.25). Например, вольт-амперная характеристика гетероперехода $n\text{Ge} - n\text{Si}$ выходит на насыщение при любой полярности приложенного напряжения (рис. 4.9), если концентрация примесей в обоих полупроводниках невелика (порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Такую форму вольт-амперной характеристики можно объяснить, представляя $n - n$ -гетеропереход как систему двух диодов Шоттки, соединенных последовательно навстречу друг другу.

Предположим, что сопротивлением тол-

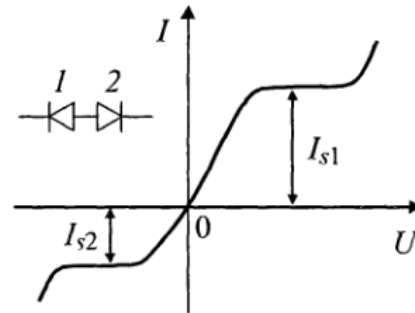


Рис.4.9. Вольт-амперная характеристика $n - n$ -гетероперехода с умеренным уровнем легирования обеих n -областей

щи n -областей можно пренебречь и что первый диод смещен в запиорном направлении, а второй – в пропускном. Тогда полный ток через систему диодов можно представить в следующем виде:

$$I = I_{s2} \left[\exp\left(\frac{eU_2}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.26)$$

или

$$I = -I_{s1} \left[\exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.27)$$

Поскольку $U_2 = U - U_1$, то из выражения (4.26) будем иметь

$$I = I_{s2} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.28)$$

Находя $\exp[-eU_1/(kT)]$ из соотношения (4.27) и подставляя в (4.28), получим

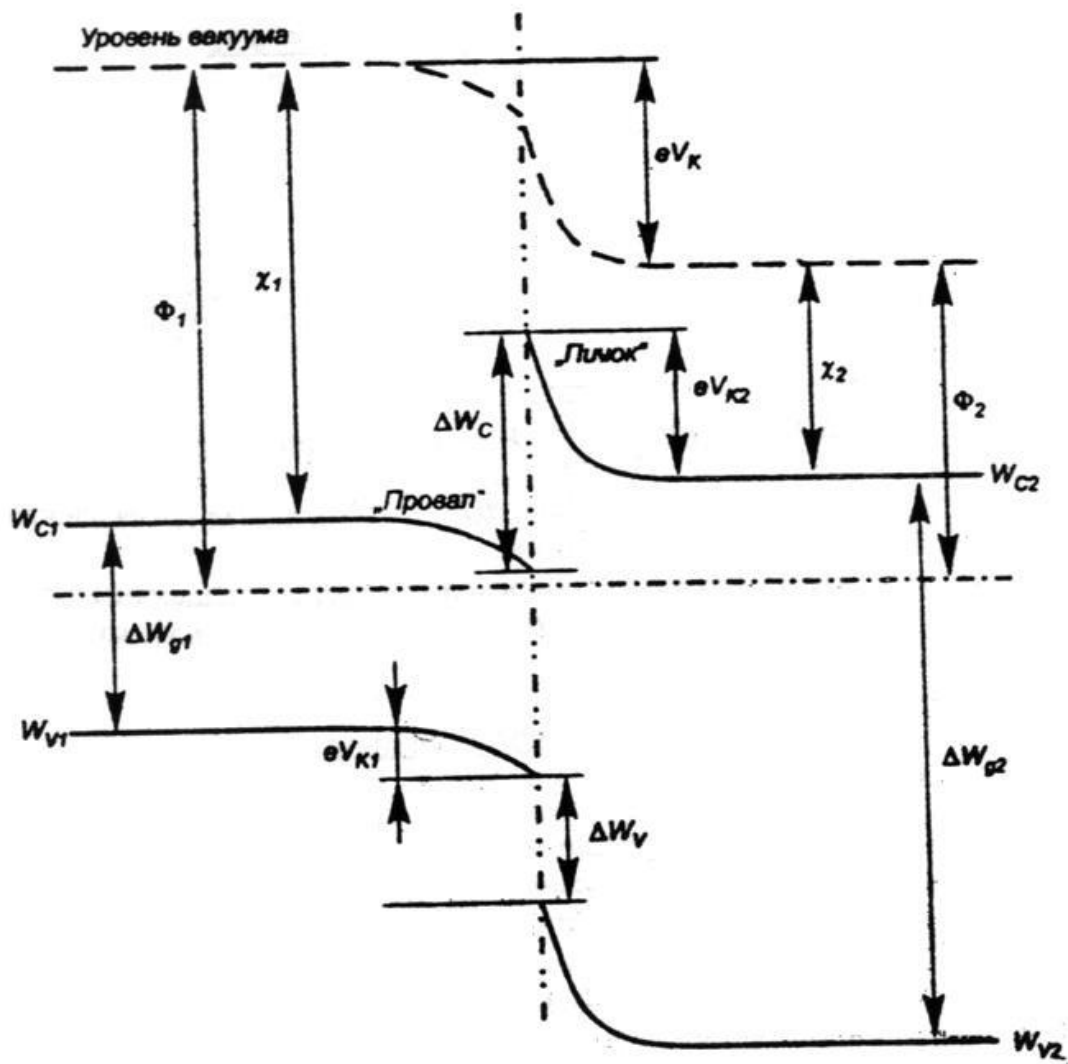
$$I = \frac{I_{s1} I_{s2} [\exp(eU/(kT)) - 1]}{I_{s2} \exp[eU/(kT)] + I_{s1}}. \quad (4.29)$$

Домножая числитель и знаменатель формулы (4.29) на $\exp[-eU/(2kT)]$, можно вольт-амперную характеристику гетероперехода записать так:

$$I = \frac{2I_{s1} I_{s2} \operatorname{sh}[eU/(2kT)]}{I_{s2} \exp[eU/(2kT)] + I_{s1} \exp[-eU/(2kT)]}. \quad (4.30)$$

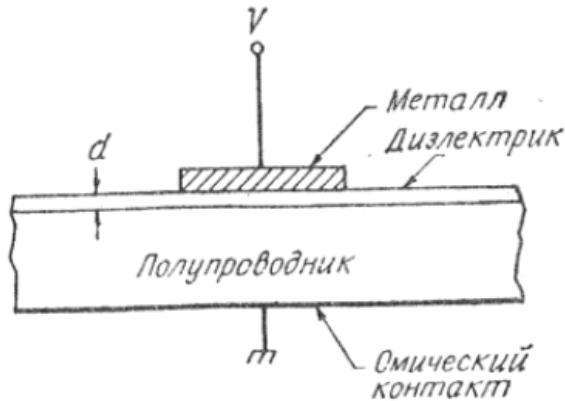
Из выражения (4.30) следует, что при $U/2 \geq 2.3kT/e$ $I = I_{s1}$, а при обратной полярности напряжения $I = -I_{s2}$. Эта формула хорошо описывает экспериментальные вольт-амперные характеристики гетеропереходов $n\text{Ge} - n\text{Si}$ между областями насыщения. Но при больших значениях U вольт-амперные характеристики не имеют идеального насыщения. Начиная с некоторого напряжения наблюдается резкий рост силы тока, обусловленный пробоем гетероперехода (рис.4.9). Если одна из областей гетероперехода $n\text{Ge} - n\text{Si}$ сильно легирована ($N_d \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$), то участок примерного насыщения тока наблюдается на вольт-амперной характеристике только при одной полярности напряжения. Отсутствие участка насыщения тока на вольт-амперной характеристике при положительном потенциале на сильно легированном полупроводнике объясняется аналогией такой структуры с контактом металл – полупроводник. Такие же вольт-амперные характеристики наблюдаются и в гетеропереходах $p\text{Ge} - p\text{Si}$.

В заключение следует отметить, что далеко не во всех случаях удастся объяснить вид вольт-амперных характеристик гетеропереходов на основе имеющихся моделей переноса заряда через границу раздела.



Зонна діаграма для якої розглядається ВАХ

46. Поняття про ідеальну МДН структуру. Зонні діаграми ідеальної МДН структури в залежності від прикладеної напруги



Схематично МДН-структура приведена рисунку, де d – товщина шару діелектрика, V – напруга, що прикладена до металевого польового електрода.

Поняття «ідеальна МДН-структура» визначається наступним чином:

1. Роботи виходу електронів із метала і напівпровідника однакові, або різниця робіт виходу φ_{ms} рівна нулю:

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_b \right) = 0, \quad (\text{для n-типу})$$

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_b \right) = 0. \quad (\text{для p-типу})$$

де φ_m – робота виходу металу; χ – спорідненість до електрону напівпровідника, E_g – ширина забороненої зони, ψ_b – різниця між рівнем Фермі E_F і положенням рівня Фермі у власному напівпровіднику E_i . Умова (1) означає, що у відсутність зовнішньої напруги $V=0$ енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон).

2. При будь-яких зміщеннях в структурі може існувати тільки заряд в її напівпровідниковій частині і рівний йому заряд протилежного знаку на металічному електроді, який відділений від напівпровідника шаром діелектрика.

3. При постійній напрузі зміщення відсутній переніс заряду через діелектрик, тобто опір діелектрика допускається нескінченним.

Зонні діаграми

Для МДН-структури з напівпровідником p-типу. Якщо до металічного електрода структури прикладена від'ємна напруга, край валентної зони у ганиці з діелектриком вигинається вгору і наближається до рівня Фермі (а). Оскільки в ідеальній МДН-структурі наскрізний струм рівний нулю, рівень Фермі в напівпровіднику залишається постійним. Оскільки концентрація дірок експоненціально залежить від різниці енергій ($E_F - E_v$), такою вигин зон приводить до збільшення числа основних носіїв (дірок) у поверхні напівпровідника. Цей режим називається режимом акумуляції.

Якщо до МДН-структури прикладено не занадто велика додатна напруга, зони вигинаються в оберненому напрямку і при поверхнева область напівпровідника збіднюється основними носіями (б). Цей режим називається режимом збіднення.

При великих додатних напругах зони вигинаються вниз настільки сильно, що поблизу поверхні відбувається перетин рівня Фермі E_F з власним рівнем E_i . В цьому випадку (в) концентрація неосновних носіїв (електронів) у поверхні переважає над концентрацією основних носіїв. Це режим інверсії.

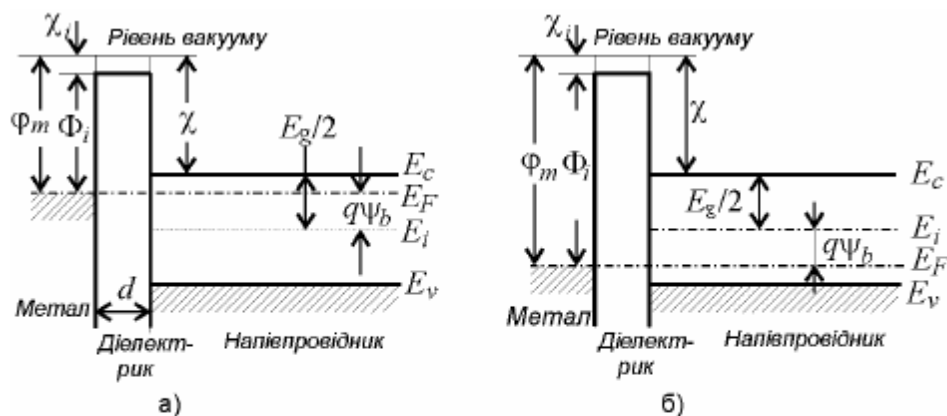


Рис. 4.2. Зонні діаграми ідеальних МДН-структур при $U = 0$:
а - напівпровідник n - типу; б - напівпровідник p - типу.

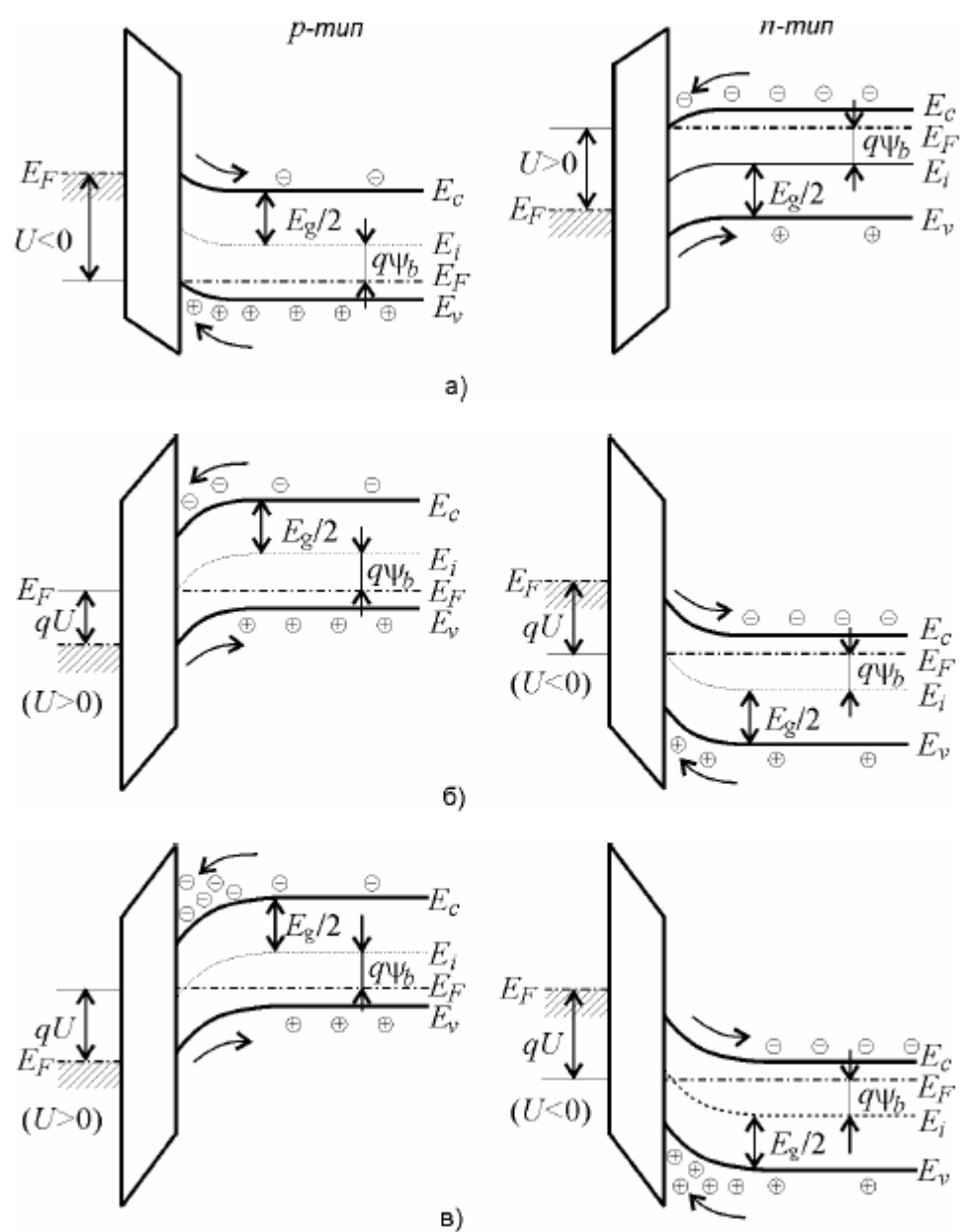


Рис. 4.3. Зонні діаграми МДН - структур при $U \neq 0$: а) режим акумуляції; б) режим збіднення; в) режим інверсії.

47. Залежність заряду в ОПЗ від поверхневого потенціалу.

Розглянемо детально співвідношення, які зв'язують поверхневий потенціал, просторовий заряд (віднесений до одиниці площі поверхні) та електричне поле. Ці співвідношення необхідні для розрахунку вольт-фарадних характеристик.

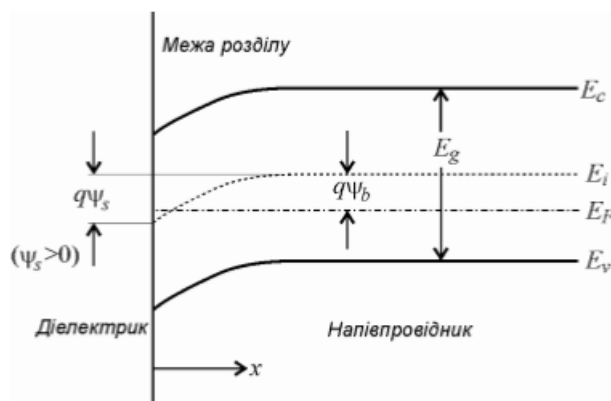


Рис. 4.4. Зонна діаграма приповерхневої області напівпровідника p -типу.

На рис. 4.4 наведена зонна діаграма приповерхневої області напівпровідника p -типу ідеальної МДН-структури. У цій області електростатичний потенціал ψ змінюється від значення ψ_s на поверхні до потенціалу нейтральної області напівпровідника $\psi = 0$, обраного за точку відліку. Залежність концентрації електронів і дірок від потенціалу ψ визначається співвідношеннями:

$$n = n_0 [\exp(q\psi/kT)] = n_0 [\exp(\beta\psi)] \quad (4.2)$$

$$p = p_0 [\exp(-q\psi/kT)] = p_0 [\exp(-\beta\psi)] \quad (4.3)$$

де n_0 і p_0 - рівноважні концентрації електронів та дірок в об'ємі напівпровідника; $\beta = q/kT$. Потенціал ψ - позитивний, якщо зони вигнуті вниз (рис. 4.4). Відповідні поверхневі концентрації визначаються співвідношеннями:

$$p_s = p_0 [\exp(-\beta\psi_s)] \quad n_s = n_0 [\exp(\beta\psi_s)] \quad (4.4)$$

У відповідності до вищевикладеного, характерні інтервали змін поверхневого потенціалу ψ_s можна визначити таким чином:

$\psi_s < 0$ - акумуляція дірок (зони вигнуті вгору);

$\psi_s = 0$ - стан плоских зон;

$0 < \psi_s < \psi_b$ - збіднення дірками (вигин зон донизу);

$\psi_s = \psi_b$ - власна концентрація носіїв ($n_s = p_s = n_i$);

$\psi_s > \psi_b$ - режим інверсії (вигин зон донизу, рівень Фермі перетинає власний рівень E_i).

Залежність потенціалу ψ від відстані x до межі поділу можна отримати з одновимірного рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (4.5)$$

Тут ϵ_s - діелектрична проникність напівпровідника, а $\rho(x)$ - густина повного об'ємного заряду.

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p - n) \quad (4.6)$$

де N_D^+ і N_A^- - концентрації іонізованих донорів і акцепторів. Відзначимо, що на великій відстані від поверхні, в об'ємі напівпровідника, виконується умова електронейтральності, тобто $\rho(x) = 0$ при $\psi = 0$, а

$$N_D^+ - N_A^- = n_0 - p_0 \quad (4.7)$$

Якщо розв'язати рівняння Пуассона (4.5) із врахуванням (4.2), (4.3), (4.6), одержимо зв'язок між напруженістю електричного поля \mathcal{E} у напівпровіднику і вигином зон ψ :

$$\varepsilon = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \pm \left[\sqrt{2} \frac{kT}{qL_D} \right] \cdot F(\beta\psi, n_0/p_0) \quad (4.8)$$

де $L_D = (2kT\varepsilon_0\varepsilon_s/q^2 p_0)^{1/2} = (2\varepsilon_0\varepsilon_s/q\beta p_0)^{1/2}$ - довжина Дебая для дірок;

$$F(\beta\psi, n_0/p_0) = \left\{ \exp(-\beta\psi) + \beta\psi - 1 \right\} + \frac{n_0}{p_0} \left\{ \exp(\beta\psi) - \beta\psi - 1 \right\}^{1/2} \quad (4.9)$$

У виразі (4.8) знак "+" відповідає $\psi > 0$ (поле спрямоване від поверхні), а "-" - при $\psi < 0$ (поле спрямоване до поверхні). Якщо покласти $\psi = \psi_s$, отримаємо поле на поверхні

$$\varepsilon_s = \pm \left[\frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} \right] \cdot F(\beta\psi_s, n_0/p_0) \quad (4.10)$$

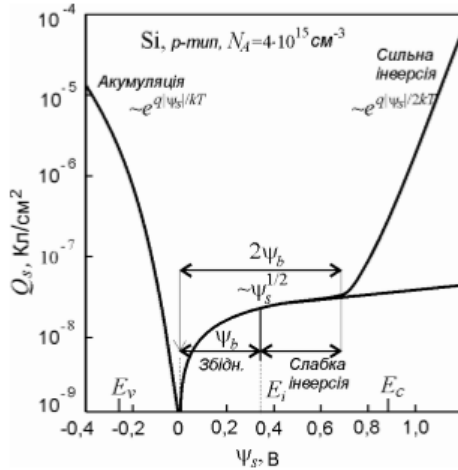


Рис. 4.5. Залежність густини об'ємного заряду в напівпровіднику (на одиницю площі межі поділу) від поверхневого потенціалу для кремнію p -типу.

За законом Гауса об'ємний заряд, віднесений до одиниці площі межі поділу, який індукує поле ε_s , дорівнює:

$$Q_s = -\varepsilon_0\varepsilon_s\varepsilon_s \quad (4.11)$$

При негативних ψ_s заряд $Q_s > 0$, що відповідає акумуляції дірок на поверхні. У такому випадку $Q_s \sim \exp(q|\psi_s|/kT)$. У стані плоских зон $\psi_s = 0$ і $Q_s = 0$. У режимі збіднення, коли $0 < \psi_s < \psi_B$, заряд Q_s негативний і $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$. При інверсії ($\psi_s > \psi_B$) негативний заряд збільшується зі збільшенням ψ_s , а у випадку сильної інверсії $\psi_s \geq 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln(N_A/n_i)$ заряд $Q_s \sim \exp(q\psi_s/2kT)$.

48. Залежність диференціальної ємності н/п в МДН-структурі від поверхневого потенціалу.

Для МДН – структури диференціальна ємність н/п $C_D = \frac{\partial Q_s}{\partial \Psi_s}$, а повна ємність структури C може бути представлена як послідовно з'єднані ємність ізолятора C_i та диференційна ємність н/п C_D : $C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \left[\frac{\Phi}{\text{м}^2} \right]$.

Розглянемо диференціальну ємність. Причиною виникнення є те, що при зміні поверхневого потенціалу \rightarrow зміна вигину зон, тобто відбувається зміна відстані від рівня Фермі до зони \rightarrow зміна концентрації носіїв. Відповідно при зміні прикладеної U буде змінюватися заряд в н/п.

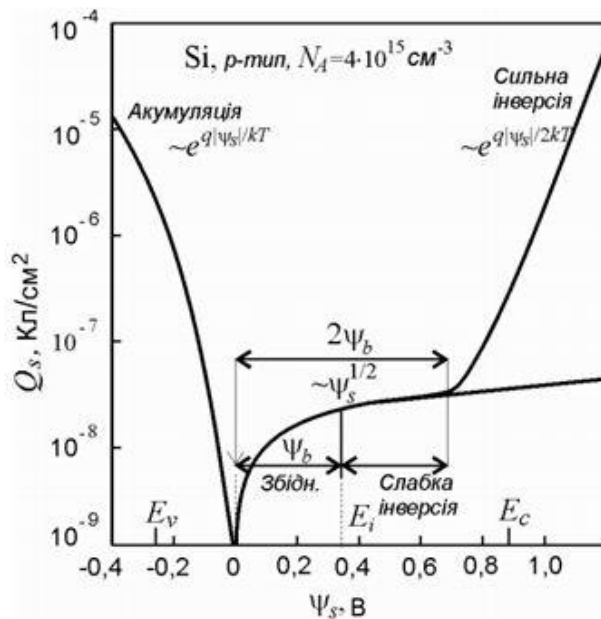


Рис. 4.5. Залежність густини об'ємного заряду в напівпровіднику (на одиницю площі межі поділу) від поверхневого потенціалу для кремнію p -типу.

режимі збіднення, коли $0 < \Psi_s < \Psi_b$, заряд Q_s негативний і $Q_s \sim \sqrt{\Psi_s}$. При інверсії ($\Psi_s > \Psi_b$) негативний заряд збільшується зі збільшенням Ψ_s , а у випадку сильної інверсії $\Psi_s \geq 2\Psi_b = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A^-}{n_i}\right)$ заряд $Q_s \sim e^{\frac{q|\Psi_s|}{2kT}}$.

Оскільки відома залежність Q_s від Ψ_s , можна одержати залежність від Ψ_s диференційної ємності $C_D = \partial Q_s / \partial \Psi_s$. У стані плоских зон ($\Psi_s = 0$) $C_D = C_D(\Psi_s = 0) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_D} \left[\frac{\Phi}{\text{м}^2} \right]$.

49-50. Вольт-Фарадна х-ка ідеальної МДН структури (ВЧ та НЧ)

Розглянемо ідеальну МДН-структуру, зонна діаграма відповідає стану інверсії. Повний заряд с-ми в цілому дор.0, тому: $Q_m = Q_n + qN_A^-w = Q_s$, де Q_m – заряд

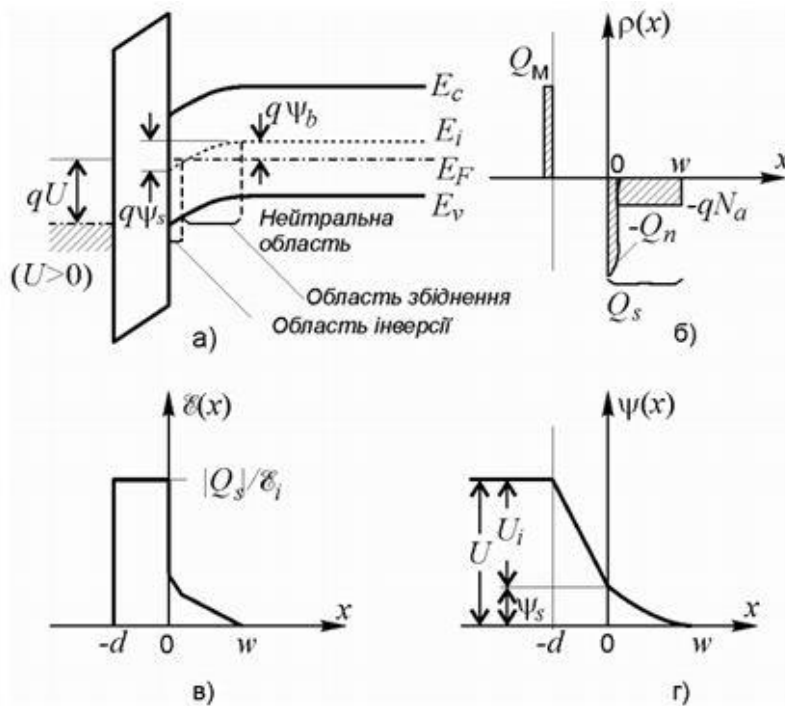


Рис. 4.6. Зонна діаграма ідеальної МДН-структури - (а) і розподіл заряду (за умови інверсії) - (б), напруженості електричного поля - (в) та потенціалу - (г).

металевого електрода; Q_n – заряд інверсійного шару; w – товщина збідненого шару. При відсутності різниці робіт виходу прикладена напруга ділиться між н/п та ізолятором: $U = U_i + \Psi_s$, де U_i – падіння напруги на шарі діелектрика, що дор: $U_i = E_i d = \frac{|Q_s|d}{\epsilon_0 \epsilon_s} \equiv \frac{|Q_s|}{C_i}$. Повна ємність структури C може бути представлена як послідовно з'єднані ємність ізолятора C_i та диференціальна ємність н/п C_d : $C = \frac{C_i C_d}{C_i + C_d} \left[\frac{\Phi}{M^2} \right]$. Ємність C_i

визначається товщиною діелектрика d ($C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d}$) і ϵ

максимальною ємністю структури. Ємність н/п C_d залежить від поверхневого потенціалу Ψ_s , тому загальна ємність структури залежить від прикладеної напруги (крива а, для ідеальної структури з н/п р-типу). При $U < 0$ на МДН-структурі відбувається акумуляція дірок біля межі поділу. У цьому випадку диференціальна ємність н/п $C_d \gg C_i$. Звідси повна

ємність структури максимальна ($C = C_i$) і досить великих $U < 0$ майже не залежить від напруги. У стані плоских зон ($\Psi_s = 0$, для ідеальної структури при $U = 0$) ємність структури визначається :

$$C(\Psi_s = 0) = C_{FB} =$$

$\frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i L_d}{\epsilon_s}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i \sqrt{kT \epsilon_0 \epsilon_s}}{p_0 q^2}}$, де ϵ_i і ϵ_s – відносна діелектрична проникність ізолятора і н/п. Коли

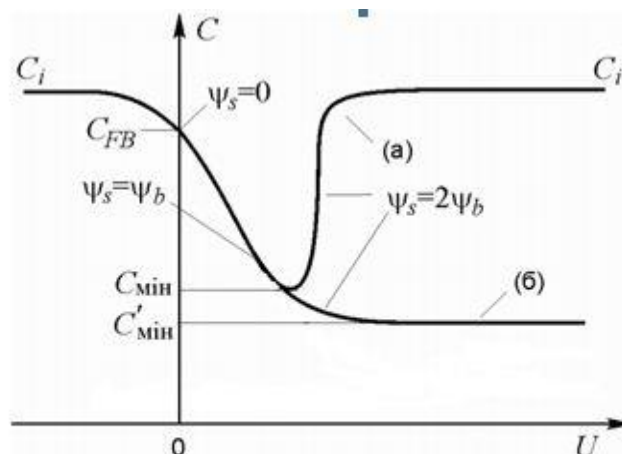


Рис. 4.7. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН-структури: а) в області низьких частот; б) в області високих частот;

при
що

$U > 0$, у при поверхневому шарі утв. збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це призводить до зменшення повної ємності МДН-структури. За деякої U_{\min} повна диференціальна ємність структури досягає C_{\min} і швидко \uparrow , наближаючись до C_i (в даній області напруг при $\Psi_s = \Psi_b$ у приконтактній області н/п утв. електронний інверсійний шар, $C \uparrow -U \uparrow$). При $U = U_{\min}$ зростання ємності інверсійного шару зі $U \uparrow$ компенсує зменшення ємності ОПЗ, яке обумовлене збільшенням його товщини і $C = C_{\min}$. При подальшому збільшенні U ємність інверсійного шару швидко зростає і повна диференціальна ємність н/п $\gg C_i$.

Для стану інверсії $C \uparrow -U \uparrow$ залежить від того, чи встигає концентрація електронів в інверсійному шарі слідкувати за зміною прикладеної до структури тестуючої змінної U . Даний режим здійснюється лише при порівняно низьких частотах, коли швидкість генераційно – рекомбінаційних процесів (що відповідають за зміну концентрації неосновних носіїв заряду) достатня, щоб густина електронів змінювалася у фазі з U сигналу (до 100 Гц).

За більш високих частот \uparrow диференціальної ємності структури при $U > 0$ не спостерігається (крива б). Але $\uparrow w$ (тобто $C \downarrow -U \uparrow$) продовжується поки не настане сильна інверсія. При подальшому $\uparrow U$ зростання w і Ψ_s різко уповільнюється. У режимі сильної інверсії незначне збільшення поверхневого потенціалу $\Delta\Psi_s$ викликає суттєве збільшення густини заряду інверсійного шару, який екранує об'єм н/п від проникнення E від електроду структури.

//для МДН з н/п n-типу криві потрібно відобразити симетрично відносно осі ординат. Тому за видом ВЧ $C - U$ кривої можна визначити тип провідності н/п $\frac{dC}{dU} < 0$ – у випадку р-типу, $\frac{dC}{dU} > 0$ – у випадку n-типу.

52-53. Вплив різниці робіт виходу та поверхневих станів на низькочастотну/високочастотну ВФХ МДН структури.

Досі вважалося, що контактна різниця потенціалів між металом і напівпровідником дорівнює нулю. В дійсності це, звичайно, не так. Якщо робота виходу з металу ϕ_m більша за роботу виходу з напівпровідника ϕ_s , то частині електронів вигідно перейти з металу в напівпровідник. Це призведе до того, що зони напівпровідника вигнуться так, наче до металу прикладена позитивна напруга $(\phi_n - \phi_m)/q$. Залежності $C(U)$ залишаються такими ж, але зміщеними по осі напруги ліворуч на $(\phi_n - \phi_m)/q$. Якщо $\phi_n < \phi_m$, зсув $C(U)$ - кривих відбувається в протилежному напрямку. У цих випадках напруга плоских зон U_{FB} дорівнює контактній різниці потенціалів. Причиною вигину зон при нульовій напрузі може бути також заряд, фіксований в ізоляторі та захоплений поверхневими станами на межі поділу ізолятор-напівпровідник. Якщо цей заряд позитивний, його поле має такий самий знак, як й в випадку, коли до металевого електроду прикладена позитивна напруга, і $C-U$ крива зсувається в область від'ємних напруг.

//про

заряд в діелектрике писать по желанию, ведь в формулировке вопроса об этом ни слова

Розглянемо вплив поверхневих станів (ПС) на високочастотну ємність МДН-структури. Нехай ПС має строго визначений рівень енергії, віддалений від краю валентної зони на величину E_t (рис. 4.9).

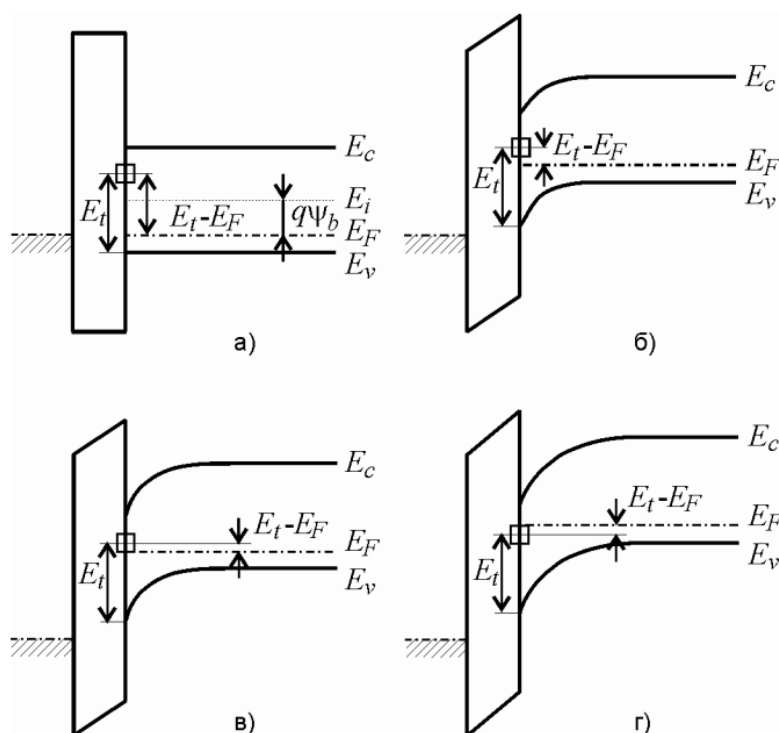


Рис. 4.9. Зонні діаграми МДН-структури при наявності моноенергетичного поверхневого стану при різних напругах.

а напруга плоских зон дорівнює нулю. Доки зміщення такі, що поверхневий потенціал ψ_s менший за $(E_t - E_F)/q$, структура поводить себе як ідеальна. При $q\psi_s = E_t - E_F$ починається заповнення ПС, і як поверхневий потенціал, так і високочастотна ємність не змінюються (рис. 4.10, а, б). Таке становище зберігається, доки всі ПС не заповняться електронами. При подальшому збільшенні напруги ψ_s і $C^{ВЧ}$ знову будуть змінюватися, як для ідеальної МДН-структури, але зі зсувом по осі напруги праворуч на величину

$$\Delta U = qN_{ss}/C_i \quad (4.21)$$

де N_{ss} - кількість ПС. Таким чином, поява "полиці" на ВЧ вольт-фарадній характеристиці свідчить про наявність моноенергетичних ПС на межі поділу напівпровідника з діелектриком. За напругою, при якій починається "полиця", легко визначити глибину залягання рівня ПС, а за довжиною "полиці" - концентрацію станів.

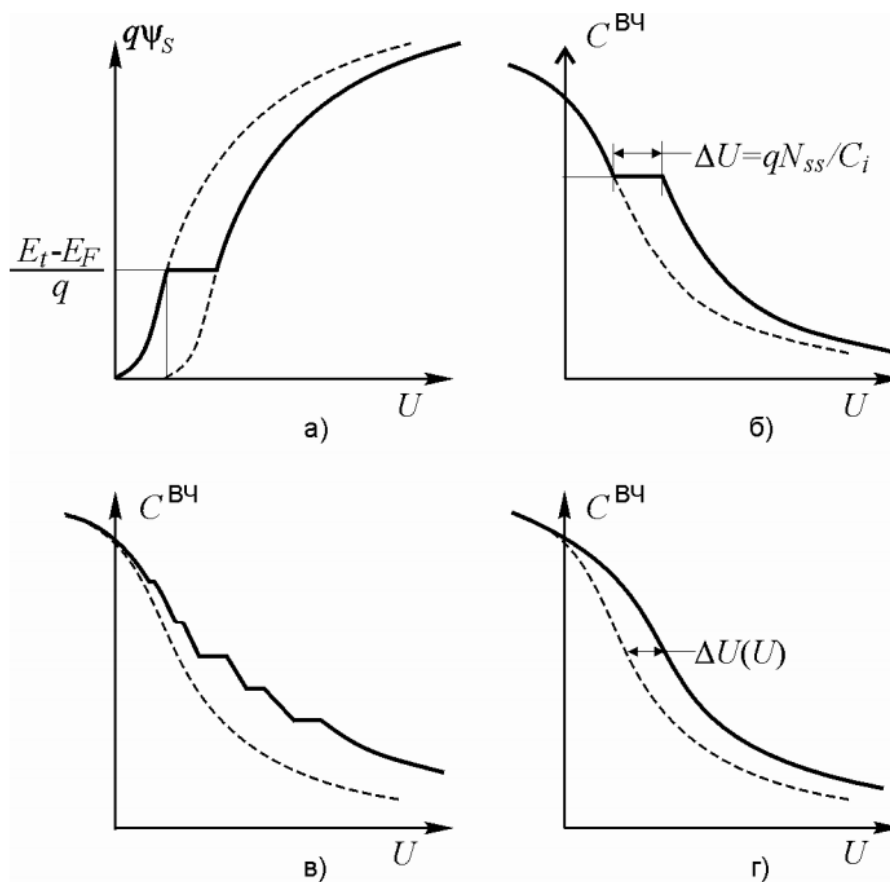


Рис. 4.10. Залежність поверхневого вигину зон від напруги зміщення за наявності одного поверхневого рівня - (а); і ВЧ ємності МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (б); декількох рівнів - (в) та квазінеперервного спектру ПС - (г)

Тепер під високочастотною слід розуміти ємність, яка вимірюється на таких великих частотах, що заповнення ПС не встигає змінитися за період тестуючої напруги. Для цього необхідно, щоб період був суттєво менший, ніж час генерації носіїв із ПС. Зрозуміло, що за цих умов змінний заряд у напівпровіднику утворюється лише за рахунок зміни товщини збідненого шару, а роль ПС полягає тільки в зміні поверхневого потенціалу порівняно з ідеальною МДН-структурою.

Нехай тепер ми маємо набір моноенергетичних ПС, кожному з яких відповідає енергія E_{ti} і поверхнева концентрація N_{ss}^i . Ясно, що в цьому випадку $C-U$ - крива являє собою частини ідеальної $C-U$ - кривої, які зміщені одна відносно одної по осі напруги на величини $\Delta U_i = qN_{ss}^i / C_i$ (рис. 4.10, в). У випадку неперервного розподілу ПС по енергії ми отримаємо криву, що схематично зображена на рис. 4.10, г, де пунктир відповідає $C-U$ - кривій ідеальної МДН-структури. Для неперервного спектру ПС корисною характеристикою є енергетична щільність ПС $D_{ss} = dN_{ss} / dE$ [$\text{м}^{-2} \cdot \text{еВ}^{-1}$].

//это

было про высокочастотную(кроме части про работу выхода- она универсальна),далее про НЧ

Якщо частота сигналу настільки мала, що ПС встигають перезаряджатися слідом за напругою тестового сигналу, до зміни заряду ОПЗ напівпровідника додається зміна заряду ПС. Це означає, що до диференційної ємності напівпровідника додається так звана ємність ПС C_{ss} , як показано на рис. 4.12.

Враховуючи (4.15), НЧ ємність МДН-структури $C^{\text{НЧ}}$ дорівнює :

$$C^{\text{НЧ}} / C_i = (C_{\text{Д}} + C_{ss}) / (C_i + C_{\text{Д}} + C_{ss}) \quad (4.27)$$

Розглянемо випадок моноенергетичних ПС (рис. 4.9). При малих напругах (рис. 4.9, а, б) ПС звільнені від електронів і, звісно, не змінюють свій заряд.

Це означає, що $C_{ss} = 0$, і $C-U$ - крива співпадає з $C-U$ - кривою ідеальної МДН-структури. При збільшенні напруги, коли рівень Фермі підвищується в забороненій зоні (рис. 4.9, в), ступінь заповнення ПС електронами зростає, і тому загальна ємність збільшується (рис. 4.13, а). Зростання ємності продовжується доки ПС не заповняється наполовину, а потім починається спад $C^{\text{НЧ}}$, і, коли ПС заповнюється повністю (рис. 4.9, г), їх заряд знову перестає залежати від напруги ($C_{ss} = 0$), а $C-U$ - крива знову співпадає з ідеальною $C-U$ - кривою, але зміщеною по осі напруги на величину qN_{ss} / C_i - (рис. 4.13, а). Під час заповнення ПС поверхневий потенціал залишається постійним.

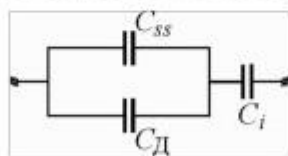


Рис. 4.12. Еквівалентна схема МДН-структури.

При дискретному наборі моноенергетичних ПС НЧ $C-U$ - крива має вигляд, який показано на рис. 4.13, б. Можна показати:

$$C^{\text{НЧ}}(\psi_s) = \frac{q^2}{kT} (q\psi_s + E_F) D_{ss}(\psi_s) = \frac{C_i C^{\text{НЧ}}}{C_i - C^{\text{НЧ}}} - C_{\text{Д}}. \quad (4.28)$$

/*Останнє співвідношення можна отримати спростившись на формулу:

$$D_{ss}(\psi_s) = \frac{kT}{q^2 (q\psi_s + E_F)} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s} \quad */$$

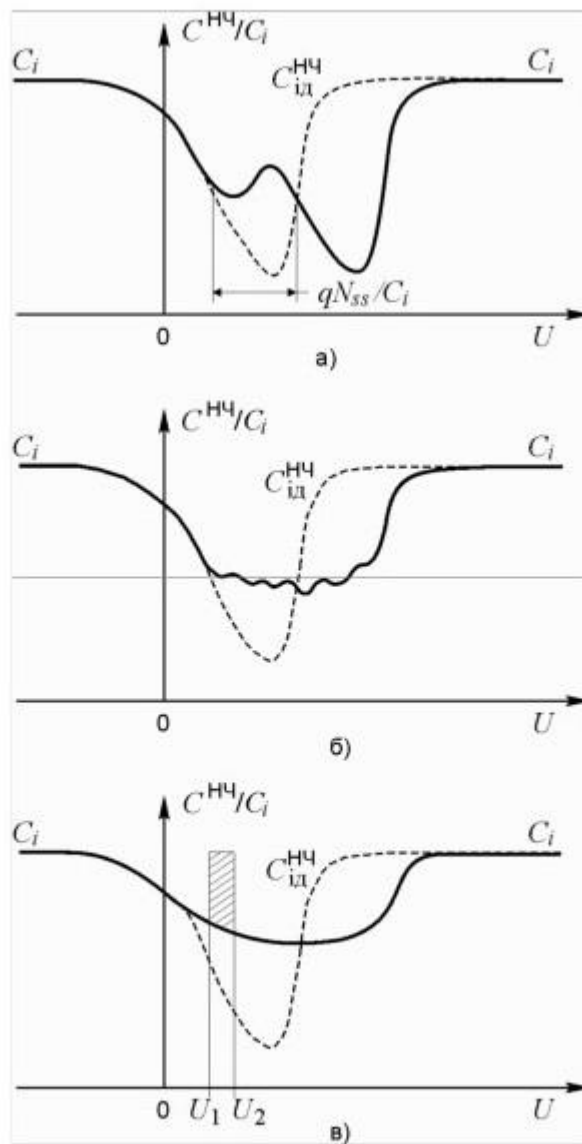


Рис. 4.13. НЧ $C-U$ - криві для МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (а); декількох рівнів - (б) та квазінеперервного спектра ПС - (в).

51. Нерівноважна (імпульсна) ВФХ МДН-структури

Коли $U > 0$, у приповерхневому шарі утворюється збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це призводить до зменшення повної ємності МДН-структури. За деякої напруги U_{\min} повна диференціальна ємність структури досягає мінімального значення C_{\min} і швидко зростає, наближаючись знову до C_i . Останнє обумовлено тим, що у даній області напруг (за $\psi_s = \psi_b$) у приконтатній області напівпровідника утворюється електронний інверсійний шар, ємність якого зростає зі збільшенням напруги. За $U = U_{\min}$ зростання ємності інверсійного шару зі збільшенням напруги компенсує зменшення ємності ОПЗ, яке обумовлене збільшенням його товщини і $C = C_{\min}$. При подальшому збільшенні напруги ємність інверсійного шару швидко зростає і повна диференціальна ємність напівпровідника значно перевищує ємність ізолятора.

Відзначимо, що зростання ємності з напругою, яка відповідає стану інверсії, залежить від того, чи встигає концентрація електронів в інверсійному шарі слідувати за зміною прикладеної до структури тестуючої змінної напруги. Даний режим здійснюється лише при порівняно низьких частотах, коли швидкість генераційно-рекомбінаційних процесів, що відповідають за зміну концентрації неосновних носіїв заряду (у даному випадку, електронів), достатня, щоб густина електронів змінювалася у фазі з напругою тестового сигналу. Експериментально встановлено, що для структур Me-SiO₂-Si це відповідає частотам до 5÷100 Гц.

За більш високих частот збільшення диференціальної ємності структури при додатних зміщеннях не спостерігається (крива б, на рис. 4.7). Але зростання w , а відтак зменшення ємності структури зі збільшенням U продовжується поки не настане сильна інверсія ($\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_b$). При подальшому збільшенні прикладеної до структури напруги U зростання ψ_s і w різко уповільнюється. У режимі сильної інверсії незначне збільшення поверхневого потенціалу $\Delta\psi_s$ викликає суттєве збільшення густини заряду інверсійного шару, який екранує об'єм напівпровідника від проникнення електричного поля від електроду структури. Можна вважати, що в режимі сильної інверсії товщина ОПЗ досягає максимального значення і дорівнює

$$w_m \approx \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\psi_s(\text{inv})}{qN_A} = \sqrt{\frac{4\varepsilon_0\varepsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (4.17)$$

Порогова напруга U_T , за якої починається сильна інверсія дорівнює

$$U_T = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_b \quad (4.18)$$

де $Q_s = qN_A w_m$. Звідси остаточно

$$U_T \approx \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_s q N_A (2\psi_b)} / C_i + 2\psi_b \quad (4.19)$$

Значення диференціальної ємності ідеальної МДН-структури за $U = U_T$ дорівнює

$$C'_{\min} \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s) w_m} \quad (4.20)$$

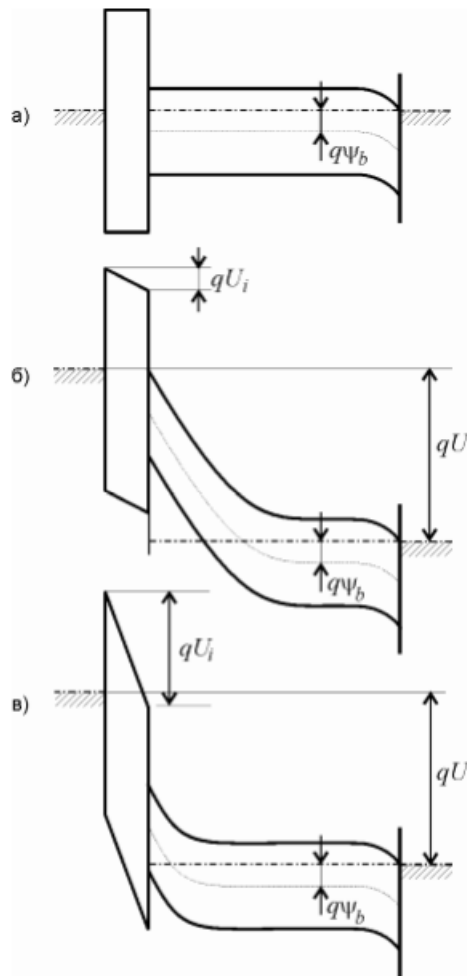


Рис.4.8. Ідеальна МДН структура до прикладання напруги – а, та при прикладанні імпульсної напруги, величина якої відповідає області сильної інверсії: б – безпосередньо після подачі імпульсу (не рівноважний стан), в – після переходу структури у рівноважний стан.

Високочастотна характеристика структури при імпульсному зміщенні показана

на рис. 4.7 кривою (в). Така характеристика пояснюється тим, що при прикладанні імпульсної напруги структура переходить з стану плоских зон (рис. 4.8,а) до стану з великою областю збіднення (рис. 4.8,б). Більша частина прикладеної до структури напруги падає саме на ОПЗ напівпровідника. Великому значенню товщини ОПЗ відповідає мале значення ємності. Такий стан не рівноважний. З часом у приповерхневій області напівпровідника формується інверсійний шар, який екранує зовнішнє поле. Відбувається перерозподіл прикладеної до структури напруги – падіння напруги на діелектрику збільшується, а на напівпровіднику зменшується. Товщина ОПЗ напівпровідника зменшується (рис. 4.8, в) і ємність зростає до свого рівноважного значення.

Отже, якщо при вимірюванні імпульсної $C-U$ характеристики тривалість імпульсів мала порівняно з часом формування інверсійного шару, а період слідування імпульсів, навпаки, великий, $C-U$ - характеристика має вид кривої (в) на рис. 4.7.

Усе сказане вище відноситься і до МДН - структур із напівпровідником n - типу, якщо криві на рис. 4.7 відобразити симетрично відносно осі ординат. Таким чином, за видом $C-U$ - кривої (а саме ВЧ $C-U$ - кривої) можна визначити тип провідності напівпровідника: $dC/dU < 0$ - у випадку p - типу і $dC/dU > 0$ - у випадку n - типу напівпровідника.