

ОСНОВИ МІКРО- і НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

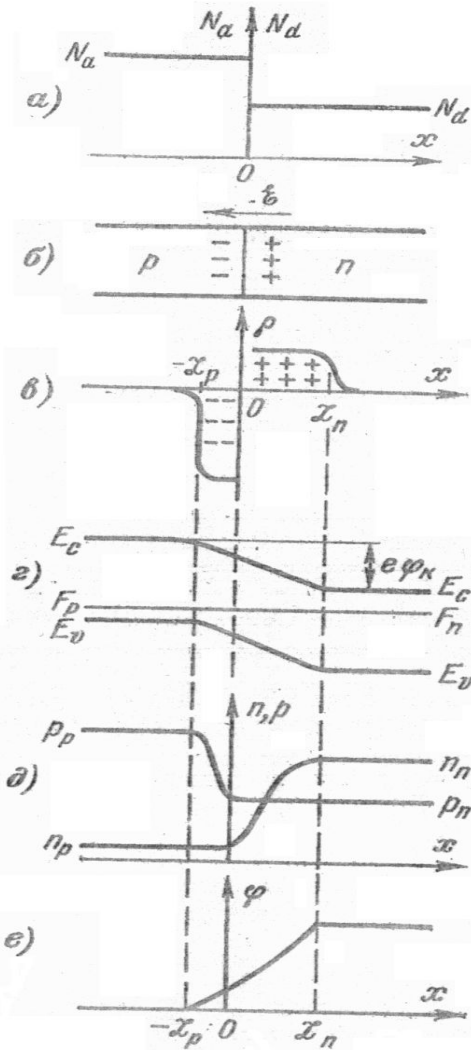
Лекція 04

P-n перехід

Анатолій Євтух

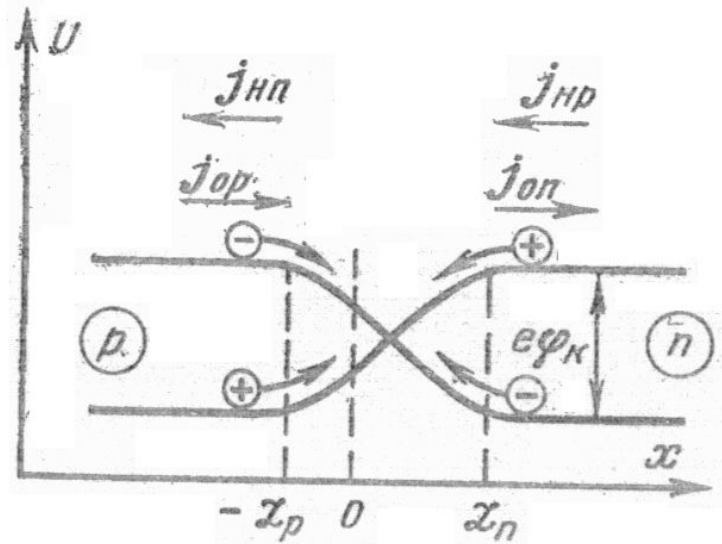
*Інститут високих технологій
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

Контакт напівпровідників n- і p-типів



$$N_A > N_D$$

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$$



Потенціальні бар'єри для дірок і електронів в р-п переході.

Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і зміна потенціалу (е) в контакті електронного і діркового напівпровідника.

$q\varphi_n = \Phi_n$ Робота виходу з напівпровідника n-типу

$q\varphi_p = \Phi_p$ Робота виходу з напівпровідника p-типу

$$q\varphi_c = \Phi_p - \Phi_n = (\chi + F_p) - (\chi + F_n) = F_p - F_n.$$

Випадок:

донорні і акцепторні домішки повністю іонізовані.

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{N_C}{N_D}, \quad \Phi_p = \chi + E_g - kT \ln \frac{N_V}{N_A}.$$

$$q\varphi_c = \Phi_p - \Phi_n = E_g - kT \ln \frac{N_V}{N_A} - kT \ln \frac{N_C}{N_D}.$$

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \quad E_g = kT \ln \frac{N_C N_V}{n_i^2}. \quad q\varphi_c = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}.$$

Контактна різниця потенціалів на p-n переході тим більша, чим сильніше леговані n- і p-області напівпровідника.

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{q\varphi_c}{kT}\right).$$

$$q\varphi_{c.\max} = E_g$$

$$p_p \gg n_n,$$

$$L_p \ll L_n$$

$$L_0 = L_p + L_n.$$

$$-L_p \leq x < 0,$$

$$0 < x \leq L_n,$$

$$\rho = -qN_A^- = -qp_p.$$

$$\rho = qN_D^+ = qn_n.$$

Рівняння Пуасона для р-області:

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

Рівняння Пуасона для n-області:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qn_n}{\varepsilon_0\varepsilon_s}.$$

Граничні умови:

$$\varphi(-L_p) = 0;$$

$$\varphi(L_n) = \varphi_c;$$

$$\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=-L_p} = 0;$$

$$\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=L_n} = 0.$$

Рішення рівнянь Пуасона.

$$\varphi_p = \frac{qp_p}{2\varepsilon_s\varepsilon_0}(L_p + x)^2.$$

$$\varphi_n = \varphi_c - \frac{qn_n}{2\varepsilon_s\varepsilon_0}(L_n - x)^2.$$

При $x=0$ потенціал і його похідна неперервні, тому

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0),$$

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

$$n_n L_n = p_p L_p.$$

В обох областях напівпровідника, що прилягають до р-п переходу, об'ємні заряди рівні. Це є умова збереження *електронеутральності*.

$$\frac{L_n}{L_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p};$$

$$\frac{L_p}{L_0} = \frac{n_n}{n_n + p_p}.$$

$$\varphi_c = \frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) = \frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} L_0^2 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}.$$

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q} \varphi_c \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}.$$

Чим вища ступінь легування напівпровідника, тим менша товщина області просторового заряду L_0 .

Якщо одна з областей легована значно сильніше другої, то більша частина падіння електростатичного потенціалу приходить на високоомну область.

Бар'єрна ємність

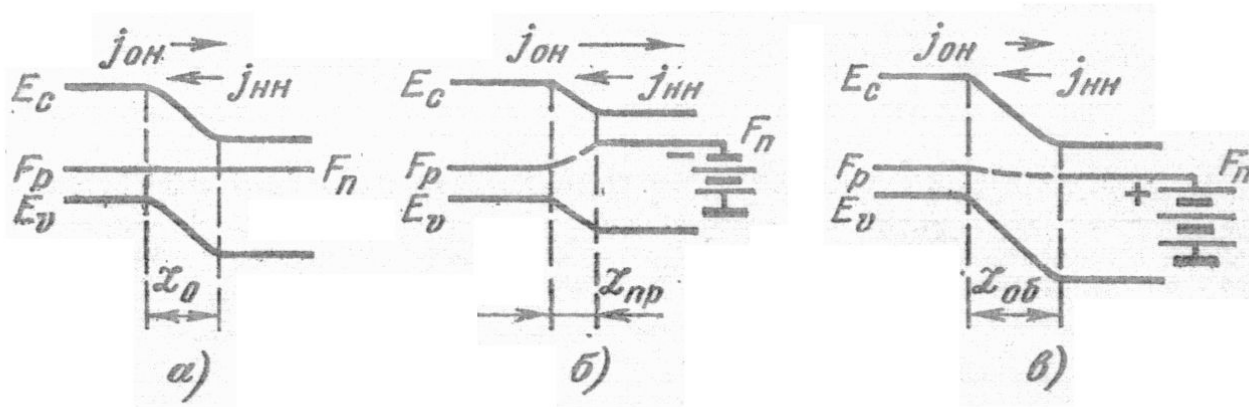
В області переходу має місце значне зменшення концентрації носіїв заряду.

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**.

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{L_0} = \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s}{2 \varphi_c} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}}.$$

Випрямлення на р-п переході



Енергетична діаграма р-п переходу при термодинамічній рівновазі (а), при подачі на прехід прямого (б) і оберненого (в) зміщення.

Пряме зміщення

$$L_F = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q} (\varphi_c - V) \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}$$

Введення в напівпровідник носіїв заряду за допомогою р-п переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називається **інжекцією**.

$$p = p_n + \Delta p$$

$$p(L_n) = p_p \exp\left(-\frac{q(\varphi_c - V)}{kT}\right) = p_n \exp\left(\frac{qV}{kT}\right).$$

$$\Delta p(L_n) = p - p_n = p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

$$\Delta n(-L_p) = n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

При збільшенні прямого зміщення на р-п переході концентрація неосновних носіїв, що інжектуються, різко зростає, що приводить до сильного росту струму через контакт при прямому зміщенні.

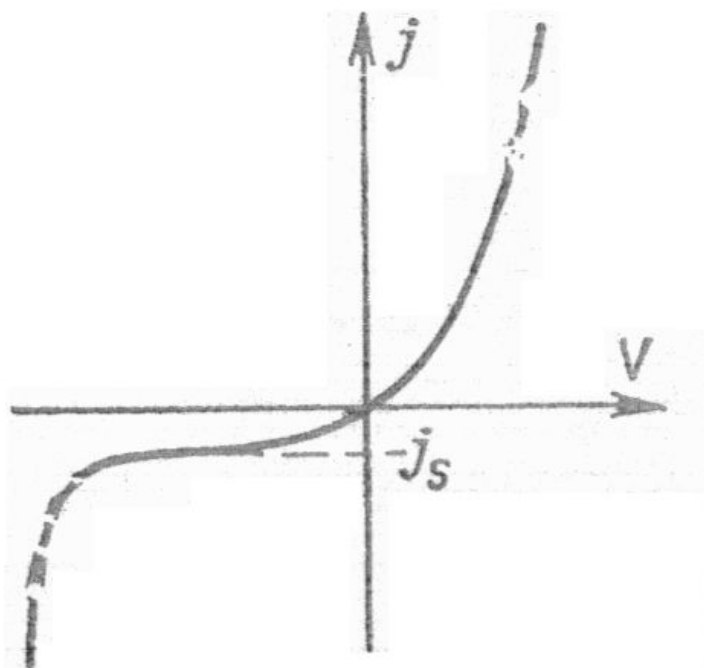
Обернене зміщення

$$\Delta p(L_n) = p - p_n = p_n \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

$$\Delta n(-L_p) = n_p \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

Зменшення концентрації носіїв заряду в порівнянні з рівноважною під дією оберненої напруги в приконтактній області р-п переходу називається **екстракцією** носіїв заряду.

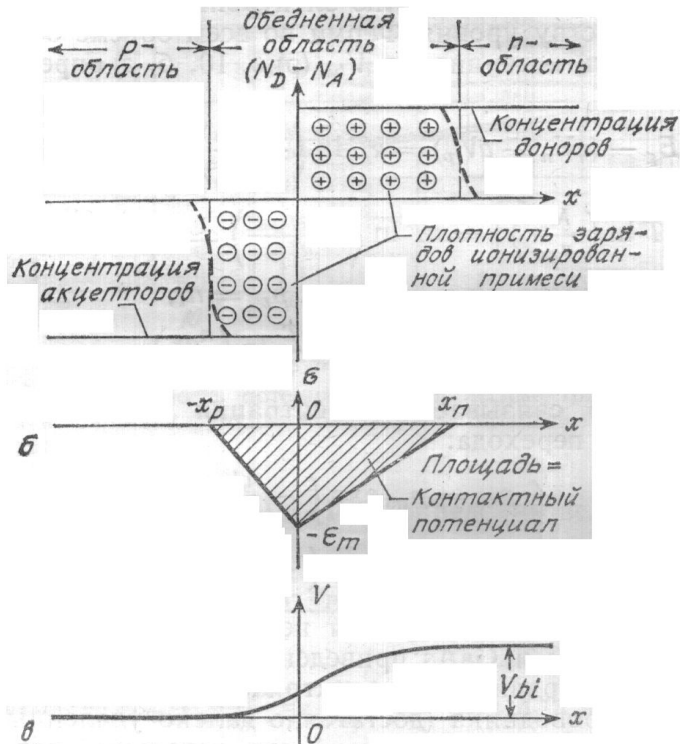
При оберненому зміщенні р-п переходу струм основних носіїв заряду буде меншим, ніж в рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм через р-п перехід буде направлений від n-області до р-області і зі збільшенням оберненої напруги спочатку буде незначно зростати, а потім прагнути до деякої величини, яка називається **струмом насичення**. Отже, **р-п перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику**.



Вольт-амперна характеристика р-п переходу.

Різкий р-n перехід

Різкий перехід при тепловій рівновазі.



а- розподіл просторового заряду (штриховими лініями позначені "хвости" розподілу основних носіїв);

б- розподіл електричного поля;

в- зміна потенціалу з відстанню ($V_{bi} = \phi_c$ - контактна різниця потенціалів);

г- зонна діаграма.

Дифузійний потенціал

Рівняння Пуасона для різкого переходу

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

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

$$0 < x \leq x_n$$

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+(x).$$

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

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

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

$$x = 0;$$

$$E = E_m.$$

$$|E_m| = \frac{qN_D x_n}{\epsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon_s}.$$

Розподіл потенціалу

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

Дифузійний потенціал

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

Ширина збідненого шару

$W=L_0$ – повна ширина збідненої області.

Для різкого симетричного переходу

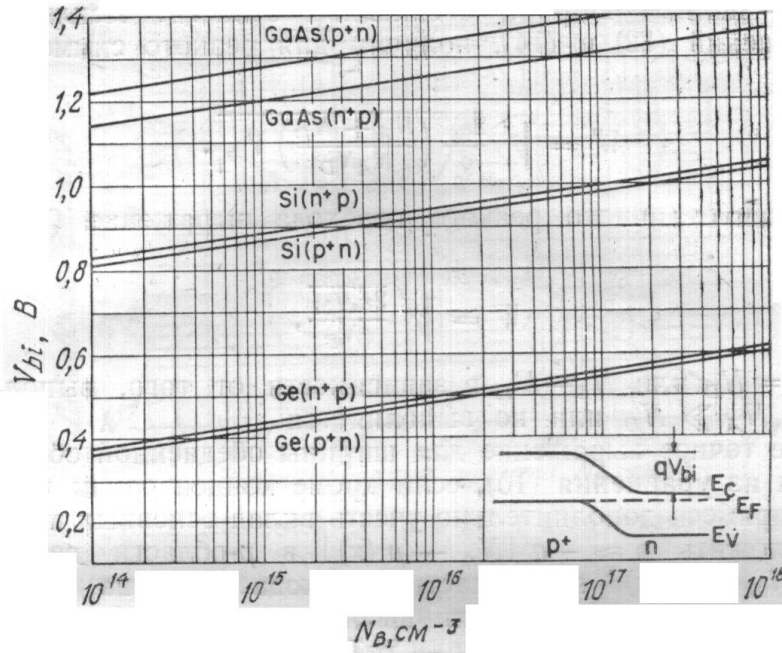
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$$

Для різкого несиметричного переходу

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q N_B}}$$

$$\begin{aligned} N_B &= N_D, & \text{Якщо } N_A \gg N_D, \\ N_B &= N_A, & N_D \gg N_A \end{aligned}$$

Поправочний член $2kT/q$ з'являється через наявність двох “хвостів” розподілу основних носіїв (електронів і p-області і дірок в p-області).



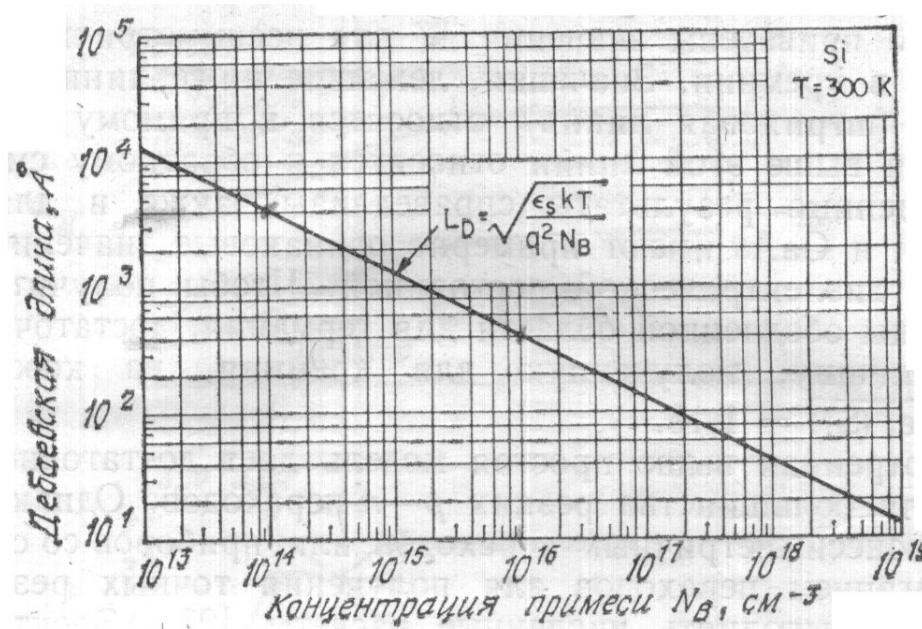
Контактна різниця потенціалів для несиметричних різких переходів в Ge, Si і GaAs як функція концентрації домішки в слабо легованій області переходу.

Більш точний вираз для W

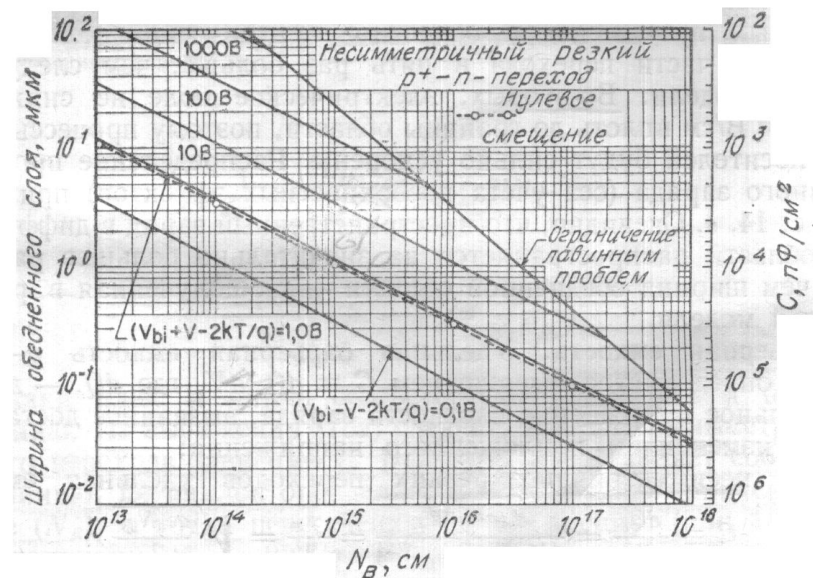
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q N_B} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} \right)} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}$$

$$\beta = \frac{q}{kT}, \quad L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{q N_B \beta}}$$

L_D – Дебаєвська довжина (характеристичний параметр для напівпровідників).



Залежність дебаєвської довжини в Si від концентрації домішки.



Залежність ширини збідненого шару і питомої ємності від концентрації домішки для несиметричного різкого переходу в Si.

Бар'єрна ємність

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

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2L_D^2}{\varepsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2),$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} \cong \frac{2L_D^2 \beta}{\varepsilon_s^2} = \frac{2}{q\varepsilon_s N_B}$$

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 $V_{bi}-2kT/q$.

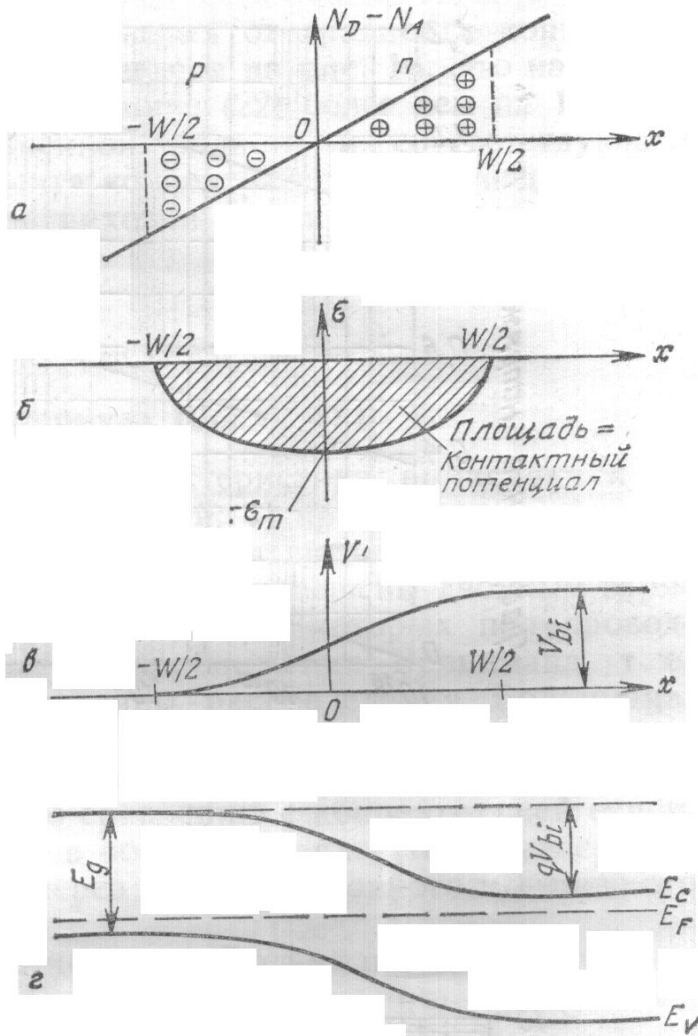
Формула справедлива і для переходів з більш складним розподілом домішки, ніж для різкого переходу. В загальному виді

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

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

Залежність ємності від напруги не чутлива до змін профілю домішки в високолегованій області, якщо вони мають місце на відстанях менших дебаєвської довжини. При визначенні розподілу домішок С-V методом забезпечується просторова роздільна здатність порядку дебаєвської довжини.

Плавний пінійний перехід



Плавний лінійний перехід в тепловій рівновазі.

- а - розподіл просторового заряду;
- б - розподіл електричного поля;
- в - зміна потенціалу з відстанню;
- г - зонна діаграма.

Рівняння Пуасона

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} (p - n + ax) \approx \frac{q}{\epsilon_s} ax.$$

$$-\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}.$$

а - градієнт концентрації домішки розмірністю см^{-4} .

$$E(x) = -\frac{qa}{\varepsilon_s} \frac{(W/2)^2 - x^2}{2}.$$

В точці $x=0$ поле приймає максимальне значення E_m .

$$|E_m| = \frac{qaW^2}{8\varepsilon_s}.$$

Контактна різниця потенціалів

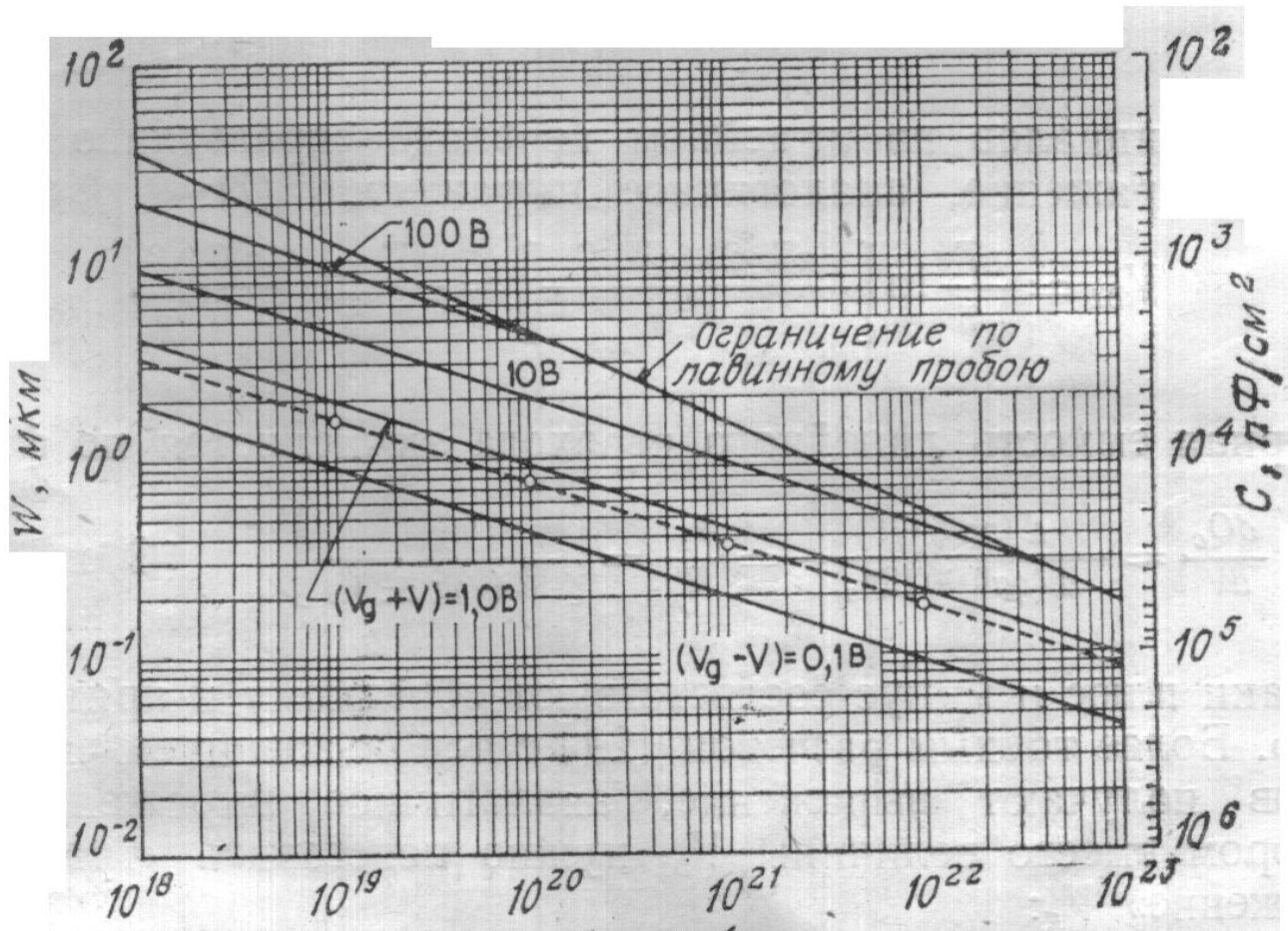
$$V_{bi} = \frac{qaW^3}{12\varepsilon_s}. \quad \text{Або} \quad W = \left(\frac{12\varepsilon_s V_{bi}}{qa}\right)^{1/3}.$$

Контактна різниця потенціалів на лінійному переході

$$V_{bi} \approx \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{(aW/2)(aW/2)}{n_i^2}\right] = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{aW}{2n_i}\right)^2.$$

Бар'єрна ємність лінійного переходу

$$C \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \left[\frac{qa\varepsilon_s^2}{12(V_{bi} \pm V)}\right]^{1/3}.$$



Залежність ширини збідненого шару і питомої бар'єрної ємності від градієнту концентрації домішки для лінійних переходів в Si.

Вольт-амперні характеристики

Ідеальні вольт-амперні характеристики

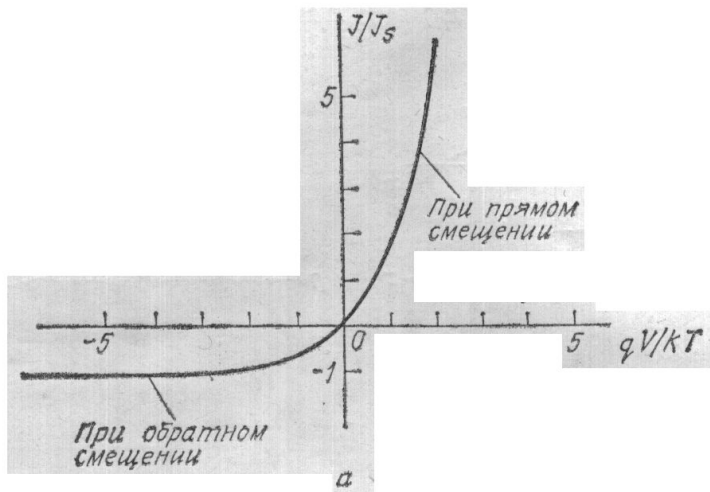
Допущення:

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 в порівнянні з концентрацією основних носіїв.
4. Відсутність в збідненому шарі струмів генерації і постійність електронного і діркового струмів, що протікають через нього.

$$E_F - E_i = kT \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_i}\right),$$

$$E_i - E_F = kT \ln\left(\frac{P_{p0}}{n_i}\right)$$

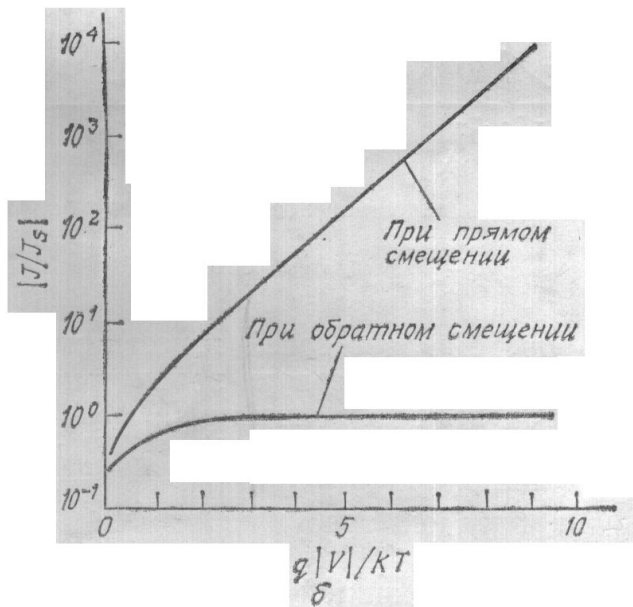
Вольт-амперна характеристика ідеального діода. Формула Шоклі



Вольт-амперні характеристики ідеального переходу.

а- лінійний масштаб;

б- напівлогарифмічний масштаб.

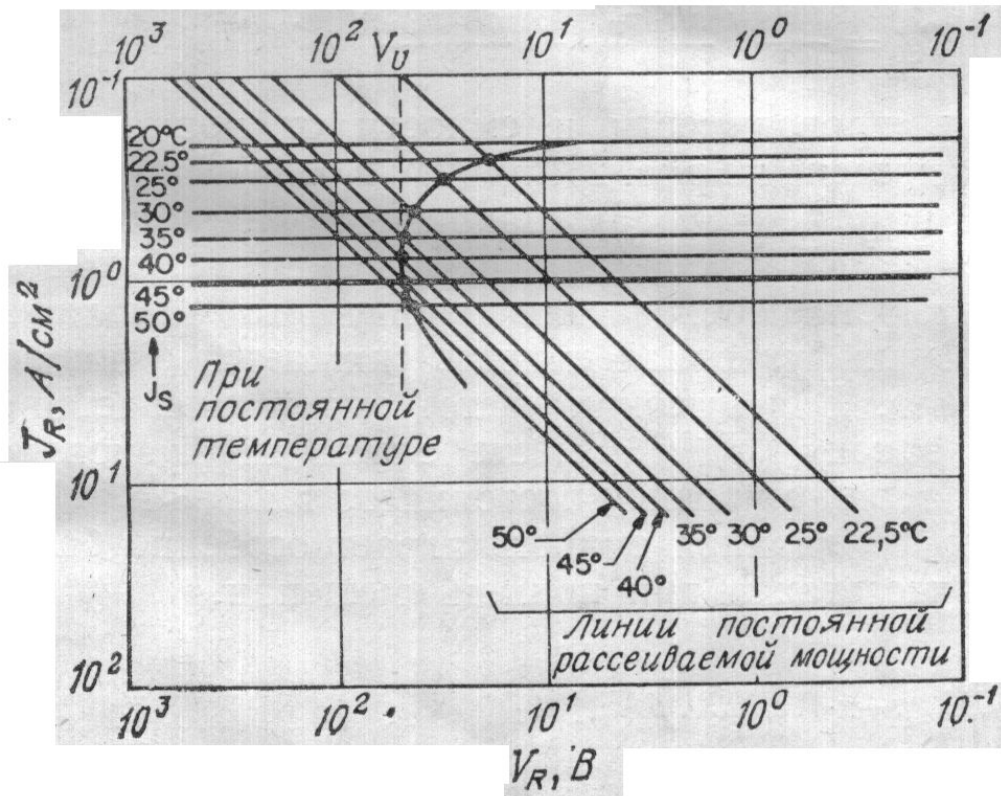


$$J = J_p + J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right],$$

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}.$$

Пробити р-п переходу

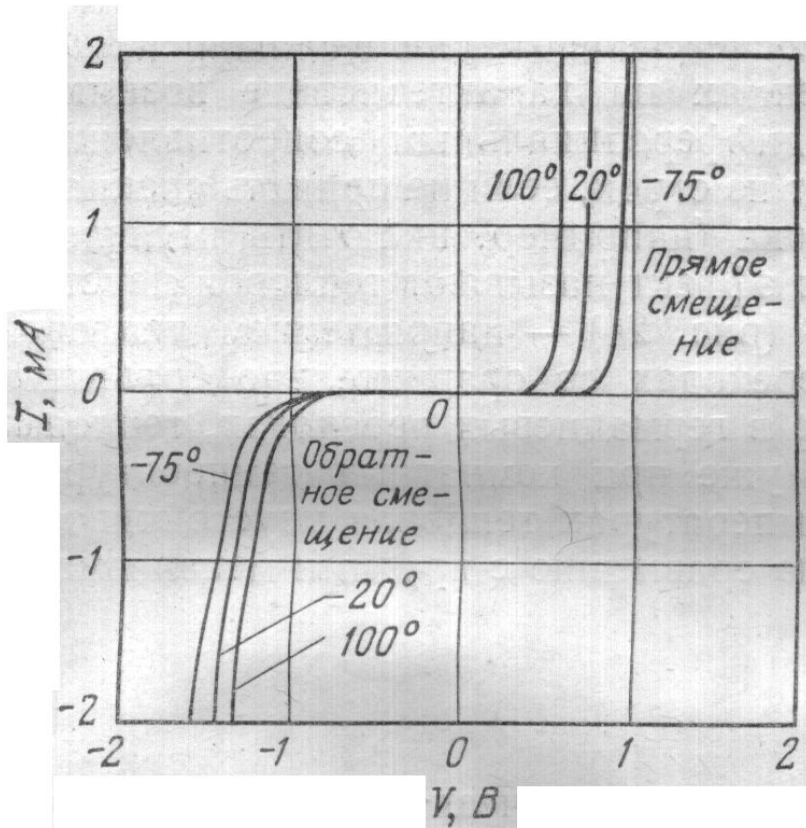
1. Теплова нестійкість
2. Тунельний ефект
3. Лавинне помноження



$$J \propto T^{(3+\gamma/2)} \exp(-E_g / kT)$$

Зворотня вітка воль-амперної характеристики при тепловому пробитті (V_U -напруга теплової нестійкості).

Тунельний ефект



Вольт-амперна характеристика переходу з тунельним пробоем.

$$V_{bd} < 4E_g / q.$$

Квантовомеханічна ймовірність

проходження через одномірний прямокутний потенціальний бар'єр висотою E_0 і шириною W

$$T_t = \left[1 + \frac{E_0^2 \operatorname{sh}^2 \chi W}{4E(E_0 - E)} \right]^{-1},$$

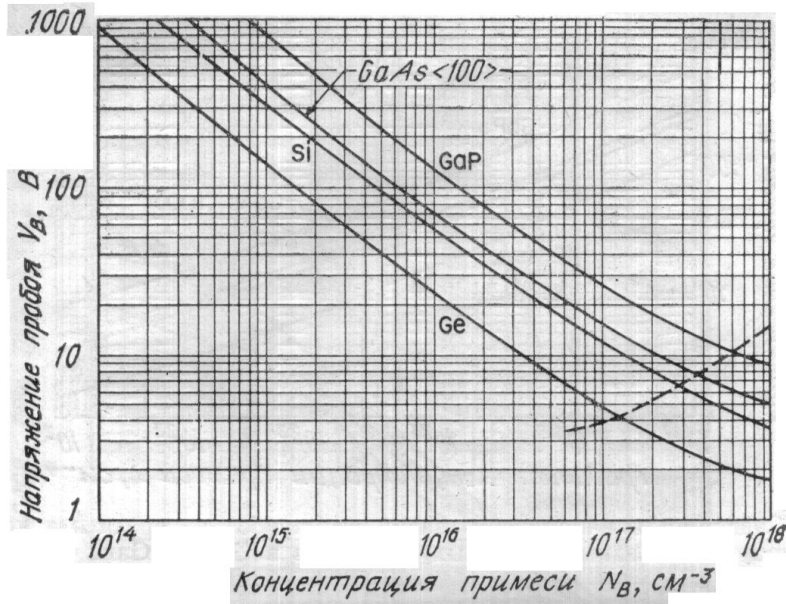
$$\chi \equiv \sqrt{\frac{2m(E_0 - E)}{\hbar^2}}.$$

При $\chi W \gg 1$

$$T_t \approx \frac{16E(E - E_0)}{E_0^2} \exp(-2\chi W).$$

$$J_t = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 E V}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right).$$

Лавинне помноження



Залежність напруги лавинного пробою від градієнта концентрації домішки для плавних лінійних переходів в Ge, Si, GaAs з орієнтацією (100) і GaP.

$$V_{bd} > 6E_g / q.$$

$$\int_0^W \alpha dx = 1.$$

Коефіцієнти іонізації електронів і дірок (α_n і α_p).

Коефіцієнт помноження дірок- M_p .

$$M_p = \frac{I_p(W)}{I_p(0)}.$$

Напруга лавинного пробою це напруга, при якій M_p прагне до нескінченності. Умова пробою задається **інтегралом іонізації**

$$\int_0^W \alpha_p \exp\left[-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right] dx = 1,$$

$$\int_0^W \alpha_n \exp\left[-\int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right] dx = 1,$$

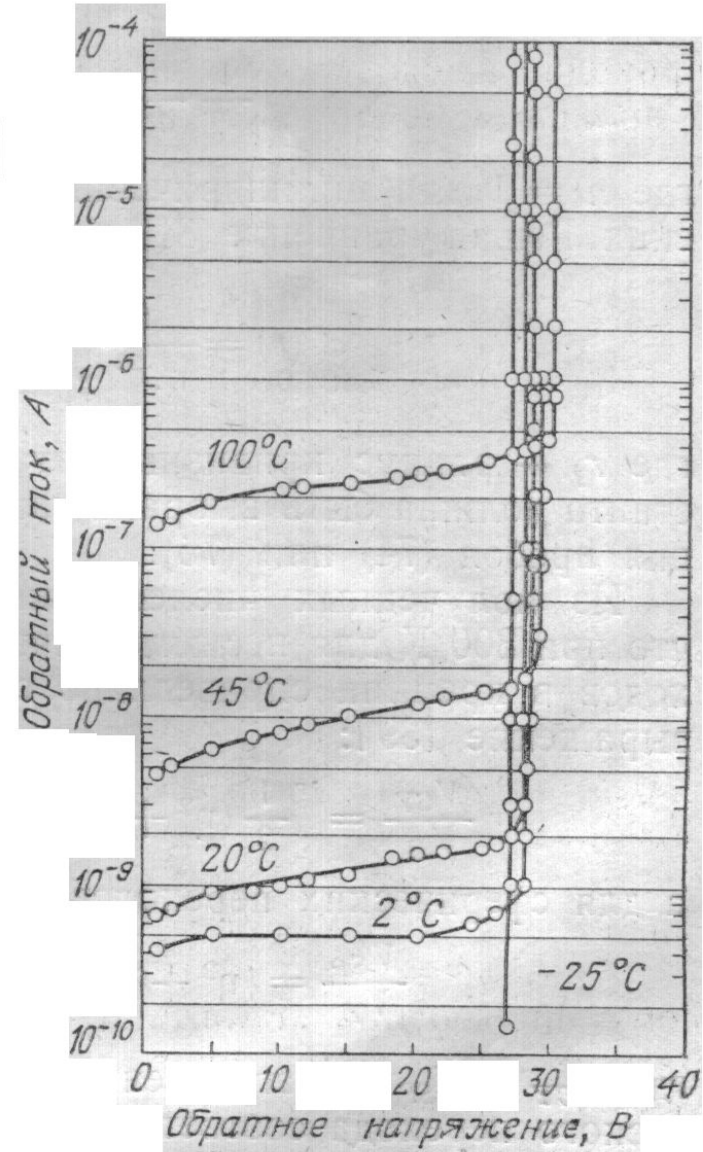
Якщо ($\alpha_n = \alpha_p$), наприклад для (GaP).

Напряга пробою несимметричного різкого переходу

$$V_B = \frac{E_m W}{2} = \frac{\epsilon_s E_m^2}{2q} (N_B)^{-1},$$

Напряга пробою лінійного переходу

$$V_B = \frac{2EW}{3} = \frac{4E_m^{3/2}}{3} \left(\frac{2\epsilon_s}{q}\right)^{1/2} (a)^{-1/2}.$$



Схемні функції

Випрямлячі

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right].$$

Прямий опір на постійному струмі- статичний опір R_F

$$R_F \equiv \frac{V_F}{I_F} \approx \frac{V_F}{I_s} \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right),$$

Прямий опір для малого сигналу- динамічний опір r_F

$$r_F \equiv \frac{dV_F}{dI_F} = \frac{nkT}{qI_F}.$$

$$V \geq 3kT/q$$

Обернений опір на постійному струмі- статичний опір R_R

$$R_R \equiv \frac{V_R}{I_R} \approx \frac{V_R}{I_s},$$

Обернений опір для малого сигналу- динамічний опір r_R

$$r_R \equiv \frac{\partial V_R}{\partial I_R} = \frac{nkT}{qI_s}$$

$$|V_R| \geq 3kT/q$$

Коефіцієнт випрямлення на постійному струмі R_R/R_F

$$R_R / R_F \propto \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right)$$

Коефіцієнт випрямлення на змінному струмі r_R/r_F

$$r_R / r_F \propto \frac{I_F}{I_s \exp(-q|V_R|/kT)}.$$

Випрямлячі зазвичай мають низьку швидкість переключення; іншими словами переключення з відкритого стану з високою провідністю в закритий стан з високим імпедансом супроводжується великою затримкою в часі. Така затримка пропорційна часу життя неосновних носіїв, що не має значення для випрямлення змінного струму з частотою 50 Гц. Для збереження ефективного випрямлення на високих частотах слід суттєво зменшити час життя.

Більшість випрямлячів має потужність розсіяння 0,1-10 Вт, напругу зворотного пробію 50-2500 В (в високовольтних випрямлячах включаються послідовно два і більше р-n- переходи) і час переключення від 50 нс для малопотужних діодів до 500 нс для потужних діодів.

Стабілітрони

Стабілітрон- плоский діод, що працює при оберненому зміщенні в режимі пробією.

Стабілізація напруги на рівні напруги пробією.

Лавинний пробій- $V_{bd} > 6E_g / q$.

Тунельний пробій- $V_{bd} < 4E_g / q$.

Пробій залежить від обох механізмів-

$$4E_g / q < V_{bd} < 6E_g / q$$

З'єднавши діод з від'ємним температурним коефіцієнтом послідовно з діодом з додатнім температурним коефіцієнтом, можна отримати стабілізатор напруги з низьким температурним коефіцієнтом порядку 0,002%/°C, який придатний в якості опорної напруги.

Варистори

Варистор або регулюємий опір –двохполюсник з нелінійною вольт-амперною характеристикою.

Симетричні обмежувачі напруги на рівні 0,5 В.

З'єднуються різноіменними полюсами. Незалежно від полярності напруги мають пряму діодну вольт-амперну характеристику.

Варактори

Варактор - прилад реактивністю якого можна керувати за допомогою напруги зміщення.

Рівняння Пуасона $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{qN}{\epsilon_s}$ $N = Bx^m$,
 $x \geq 0$.

$$W = \left[\frac{\epsilon_s (m+2)(V + V_{bi})}{qB} \right]^{1/(m+2)}$$

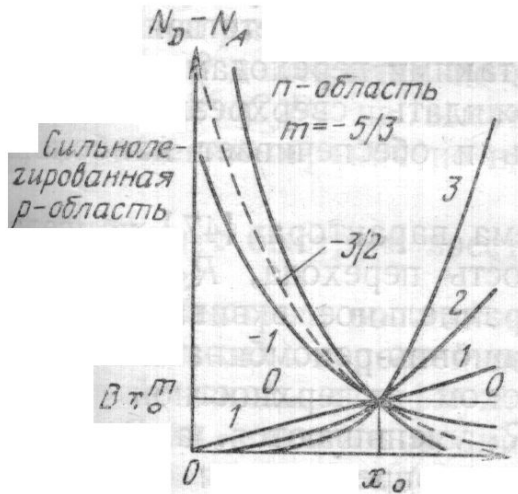
$$C \equiv \frac{\partial Q_c}{\partial V} = \left[\frac{qB(\epsilon_s)^{m+1}}{(m+2)(V + V_{bi})} \right]^{1/(m+2)} \propto (V + V_{bi})^{-s},$$

$$s \equiv \frac{1}{m+2}$$

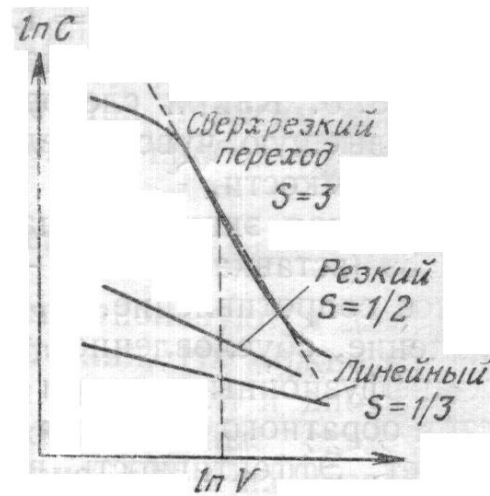
s - чутливість.

$$s \equiv -\frac{dC}{C} \frac{V}{dV} = -\frac{d(\log C)}{d(\log V)} = \frac{1}{m+2}$$

Чим більша s тим більша зміна ємності під дією прикладеної напруги.



а

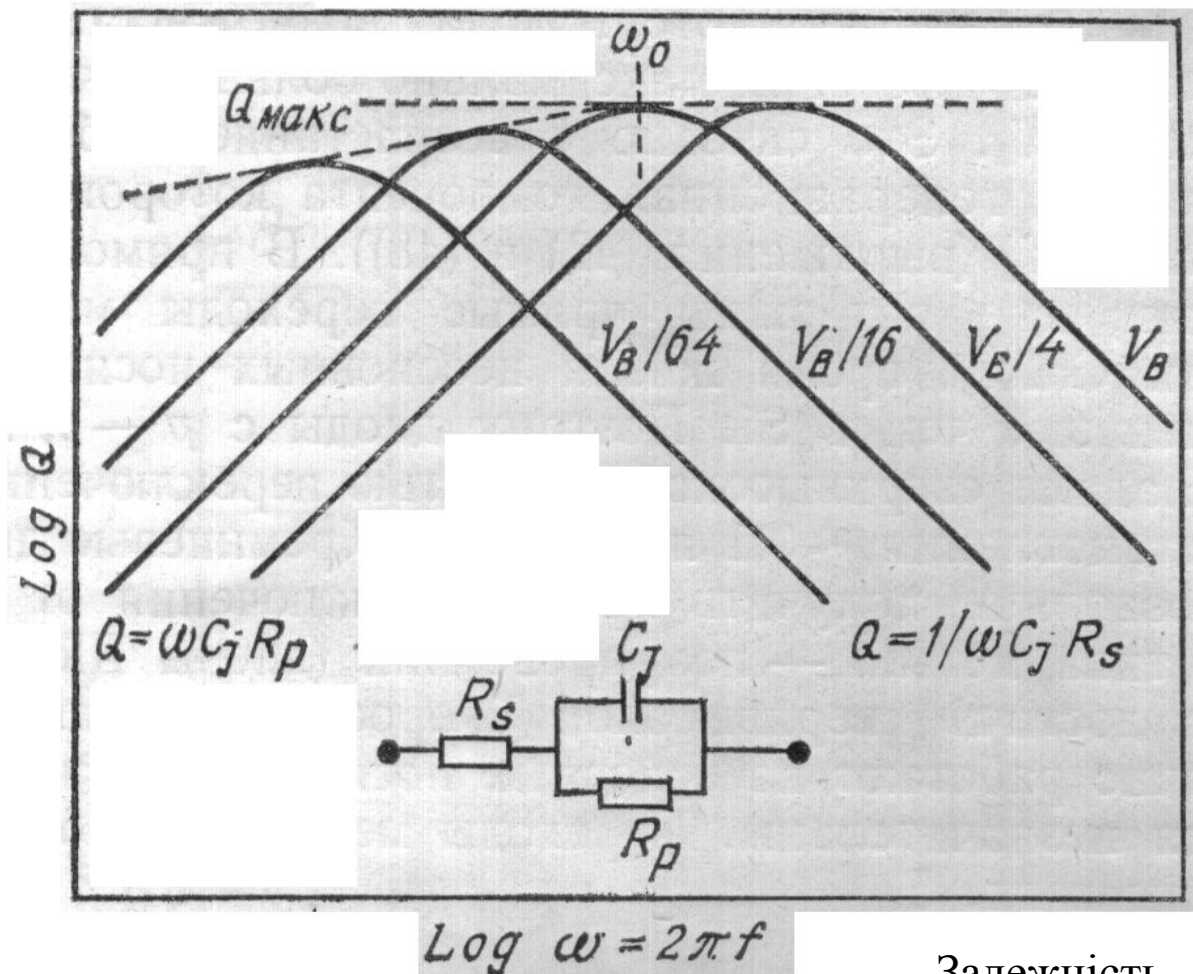


б

Різні розподіли домішки (а) в варакторах і залежність бар'єрної ємності від оберненого зміщення (б) (подвійний логарифмічний масштаб).

Ефективність варактора визначається його **добротністю Q**, яка рівна відношенню енергії, що запаслася до енергії, що розсіялась.

$$Q \approx \frac{\omega C_J R_P}{1 + \omega^2 C_J^2 R_P R_S}$$



$$\omega_0 \approx \frac{1}{C_J (R_P R_S)^{1/2}}$$

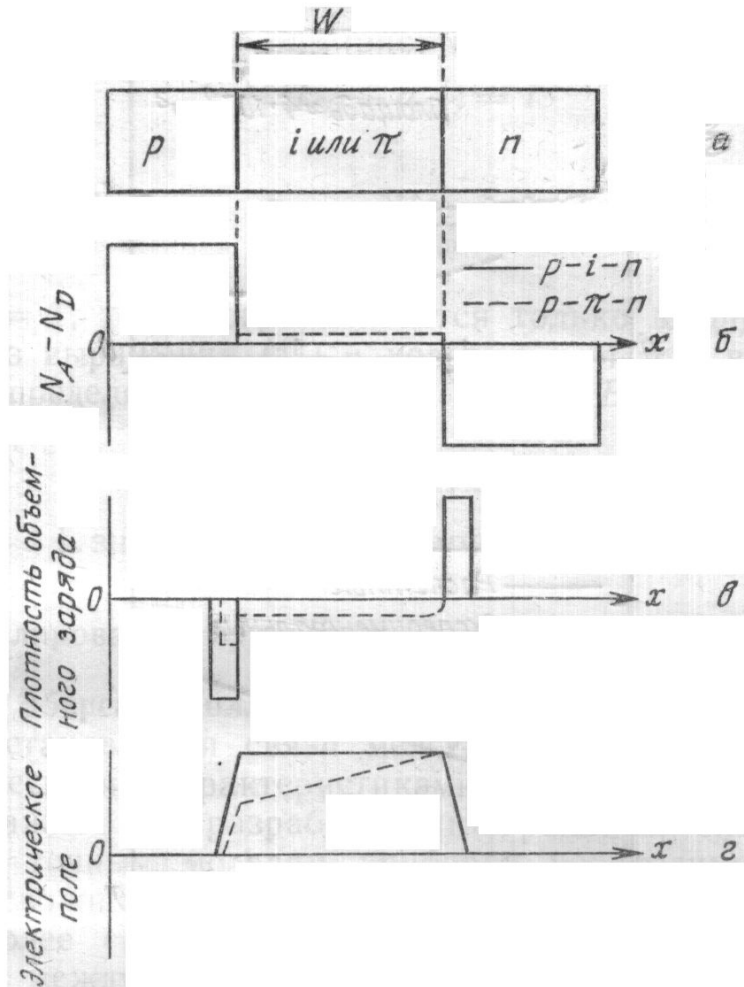
$$Q_{\text{макс}} \approx \left(\frac{R_P}{4R_S}\right)^{1/2}$$

Залежність добротності варактора Q від частоти при різних зміщеннях. На вставці наведена еквівалентна схема варактора.

р – і – п діоди

Для НВЧ електроніки.

Розподіл домішки, густини об'ємного заряду і електричного поля в р-і-п і р-π-п діодах.



Р-і-п діоди можна використовувати в якості НВЧ перемикачів з практично постійною бар'єрною ємністю і високою загрузочною здатністю. Час переключення становить $\sim W/2v_s$, де v_s – гранична швидкість руху носіїв в i -шарі.

Дякую за увагу!