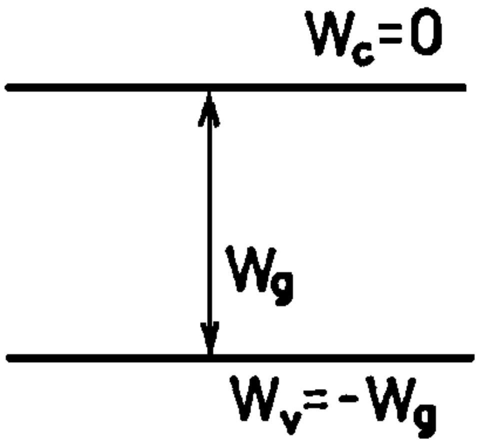
Základní vlastnosti polovodičů



Volné nosiče náboje

- **elektrony** -e $m_{n,}$ ***n***
- **díry** +e m_p ***p***

V termodynamické rovnováze platí

$$n.p = N_c N_v \exp(-W_g/kT) = n_i^2$$

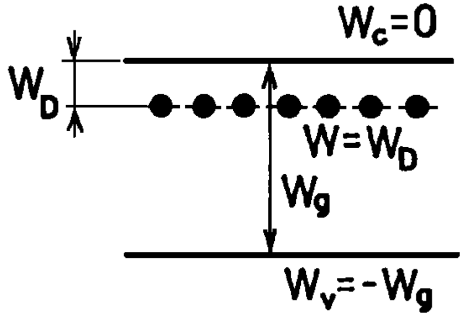
Koncentrace nosičů je možno vyjádřit pomocí Fermiho energie W_F

$$n = N_c \exp(W_F/kT)$$

$$p = N_v \exp[(-W_g-W_F)/kT]$$

dotace donory

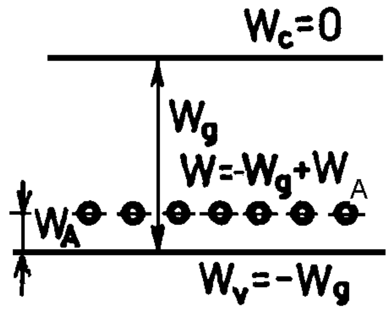
typ N



$$n = N_D$$
$$p_N = n_i^2/N_D$$

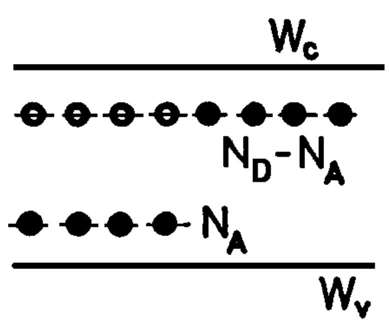
dotace akceptory

typ P



$$p = N_A$$
$$n_P = n_i^2/N_A$$

kompenzovaný polovodič, obsahující donory i akceptory



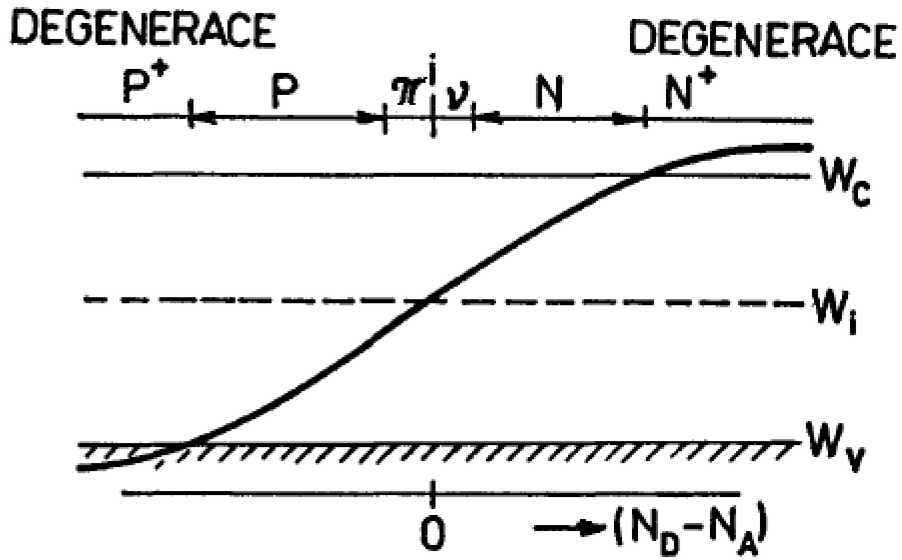
typ N

$$n = N_D - N_A$$

typ P

$$p = N_A - N_D$$

Závislost polohy Fermiho hladiny na dotaci



N$^+$ - silně dotovaný (degenerovaný) polovodič typu N

N - polovodič typu N - dotovaný (nedegenerovaný),

ν - málo dotovaný polovodič typu N (značí se také ***N***$^-$),

I - intrinsický (vlastní) polovodič,

π - málo dotovaný polovodič typu P (značí se také ***P***$^-$),

P - polovodič typu P - dotovaný (nedegenerovaný),

P$^+$ - silně dotovaný polovodič typu P (degenerovaný).

Konduktivita polovodičů

Nosiče náboje mají termickou rychlost $\boldsymbol{v}_{th}$

$$W_{kin} = \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} m^* \, v_{th}^2$$

Pokud je přiloženo elektrické pole,
volné nosiče jsou urychlovány

$$\vec{v}_{dn} = \mu_n \vec{E}, \qquad \vec{v}_{dp} = \mu_p \vec{E},$$

Polovodičem prochází proud o hustotě

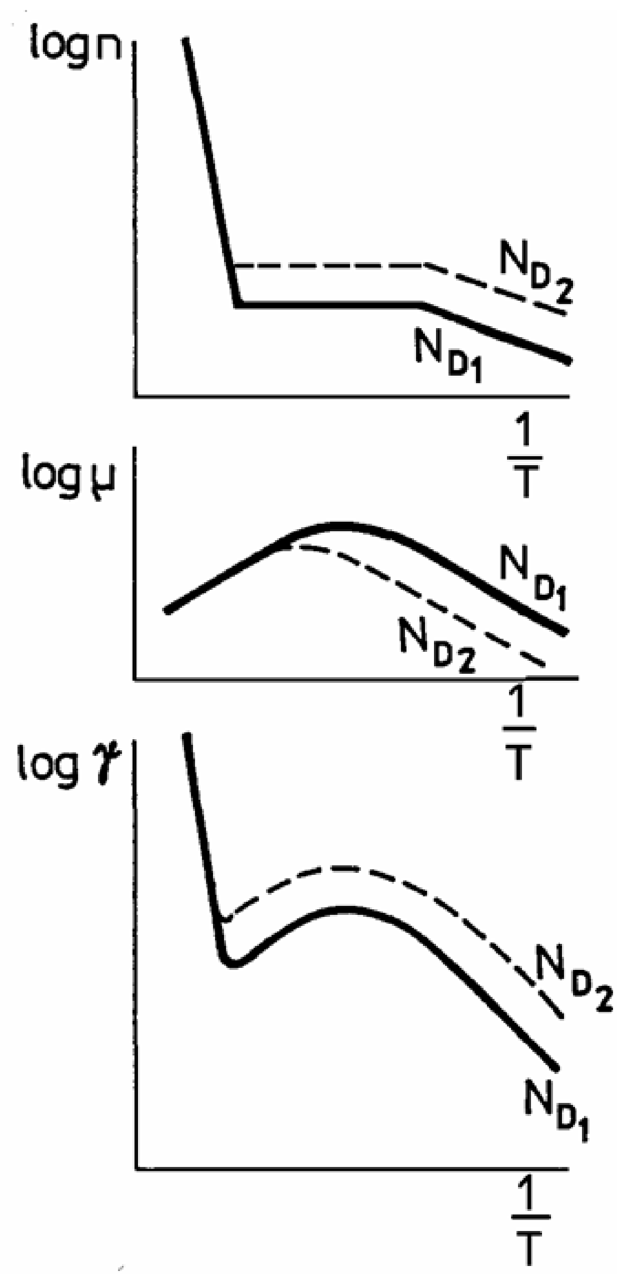
$$\vec{J} = \vec{J}_p + \vec{J}_n = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \gamma \vec{E}$$

Konduktivita γ je vyjádřena

$$\gamma = e(n\mu_n + p\mu_p)$$

V oblasti běžných provozních teplot polovodičových součástek pohyblivost klesá s rostoucí teplotou, $\boldsymbol{\mu} \sim T^{-r}$ tedy odpor s rostoucí teplotou roste

U křemíku je 3/2 < $\boldsymbol{r}$ < 5/2



V termodynamické rovnováze rovnovážné koncentrace

- elektronů $\boldsymbol{n_0}$
- děr $\boldsymbol{p_0}$

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

Při působení vnějších sil dochází ke zvýšení koncentrace nosičů, takže bude termodynamická rovnováha narušena

$$n = n_0 + \Delta n, \qquad p = p_0 + \Delta p$$

Δn , Δp se nazývají koncentrace <u>nerovnovážných nosičů</u>.

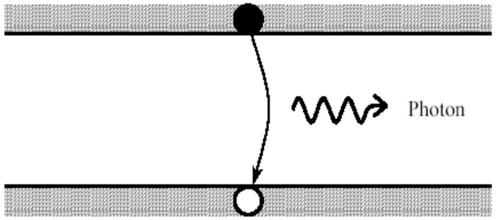
obvykle platí $\Delta n = \Delta p$

$$np = (n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) = n_\mathrm{i}^2 \exp\left(\frac{\Delta W}{kT}\right)$$

Rekombinace nerovnovážných nosičů

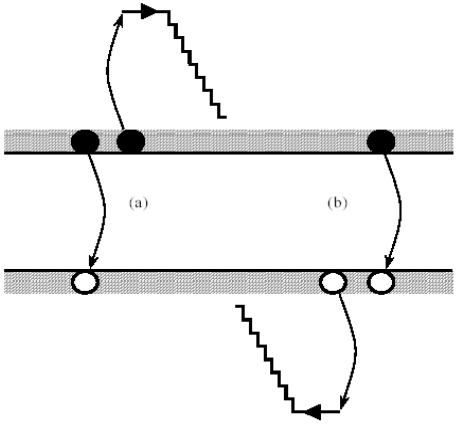
$$\left(\frac{d\Delta n}{dt}\right)_{rec} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

τ doba života nosičů (nerovnovážných)



zářivá rekombinace

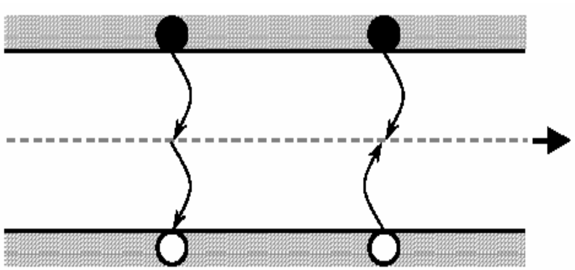
$$\tau_r = \frac{1}{C_r N}$$



Augerova rekombinace

$$\tau_A = \frac{1}{C_{An} N_D^2}$$

$$\tau_A = \frac{1}{C_{Au} \Delta n^2}$$



Rekombinace pomocí lokálních center

$$\tau_t = \frac{1}{C_t N_t}$$

Výsledná doba života nosičů

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_t}$$

DIFÚZE A DRIFT NEROVNOVÁŽNÝCH NOSIČŮ

Pokud v polovodiči existuje gradient koncentrace nosičů, dochází k difúzi
S difúzním tokem nábojů je spojena hustota proudu

$$\vec{J}_{ndif} = e.D_n \mathrm{grad}\, n, \quad \vec{J}_{pdif} = -e.D_p \mathrm{grad}\, p$$

Difúzní koeficienty $$D_n = \frac{kT}{e}\mu_n, \quad D_p = \frac{kT}{e}\mu_p$$

Pokud zároveň působí el. pole, dochází rovněž k driftu
(pohybu vlivem el. pole) nerovnovážných nosičů.
Celkový proud je součtem proudu difúzního a driftového.

$$\vec{J}_n = e(n\mu_n\vec{E} + D_n \mathrm{grad}\, n) \qquad \vec{J}_p = e(p\mu_p\vec{E} - D_p \mathrm{grad}\, p)$$

Celková hustota proudu $$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$$

ROVNICE KONTINUITY

Změny koncentrace nosičů - vlivem difúze a driftu
- vlivem generace a rekombinace

Časová změna koncentrace nosičů je podle II.Fickova zákona (po doplnění o členy vyjadřující generaci a rekombinaci) dána vztahy

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e}\ div\ \vec{J}_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e}\ div\ \vec{J}_p$$

V jednorozměrném případě (pro G = 0)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial \Delta n}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(en\mu_n E\right) - \frac{\Delta n}{\tau}$$

Po zjednodušení (aproximace) $$\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau}$$

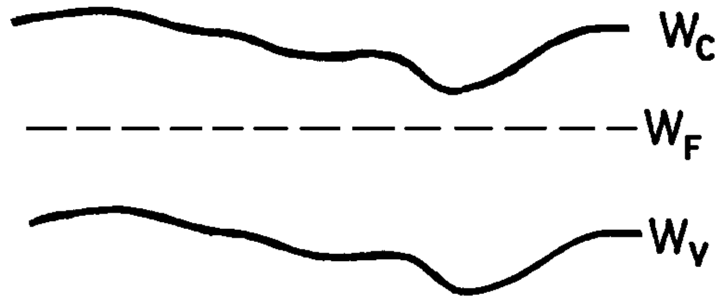
Jinou aproximací je rovnice nábojové bilance, která v integrální formě vyjadruje časovou zmenu celkového náboje nerovnovážných nosičů ve vyšetřované oblasti

$$\frac{dQ}{dt} = I(t) - \frac{Q}{\tau_{ef}}$$

POLOVODIČE S NEHOMOGENNÍ DOTACÍ

Poloha Fermiho energie W_F v zakázaném pásu závisí na koncentraci příměsí

$$W_F - W_c = kT \ln \frac{N_D}{N_c}$$



Jestliže se mění koncentrace příměsí s prostorovou souřadnicí, mění se rovněž potenciální energie volných nosičů náboje

$$\vec{E} = -grad\ \varphi = -\frac{1}{e} grad\,(W_F - W_c) = -\frac{kT}{e}\frac{1}{n}\ grad\ n$$

U polovodiče typu P

$$\vec{E} = \frac{kT}{e}\frac{1}{p}\ grad\ p$$

Vnitřní elektrické pole vzniká rovněž při porušení elektroneutrality

$$div\ \vec{E} = -div\ grad\ U = e(p-n+N_D-N_A)/\varepsilon_r \varepsilon_o$$

Pokud existuje vnitřní elektrické pole, mohou nastat odchylky od Ohmova zákona

VLASTNOSTI PŘECHODU PN

Na přechodu PN vzniká energ. bariéra *eUdif*

$$U_{\mathrm{diff}} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_{\mathrm{n0}}\, p_{\mathrm{p0}}}{n_{\mathrm{i}}^2}\right)$$

Pokud je na oblast typu N přiloženo záporné napětí, energetická bariéra se sníží na hodnotu *e(Udif – U)*

V typu P na $n = n_{P0} + \Delta n$

$$\Delta n(0) = n_{\mathrm{P0}}\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]$$

V typu N na $p = p_{N0} + \Delta p$

$$\Delta p(0) = p_{\mathrm{N0}}\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]$$

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(\frac{-x}{L_{\mathrm{n}}}\right)$$

hustota proudu děr v typu N

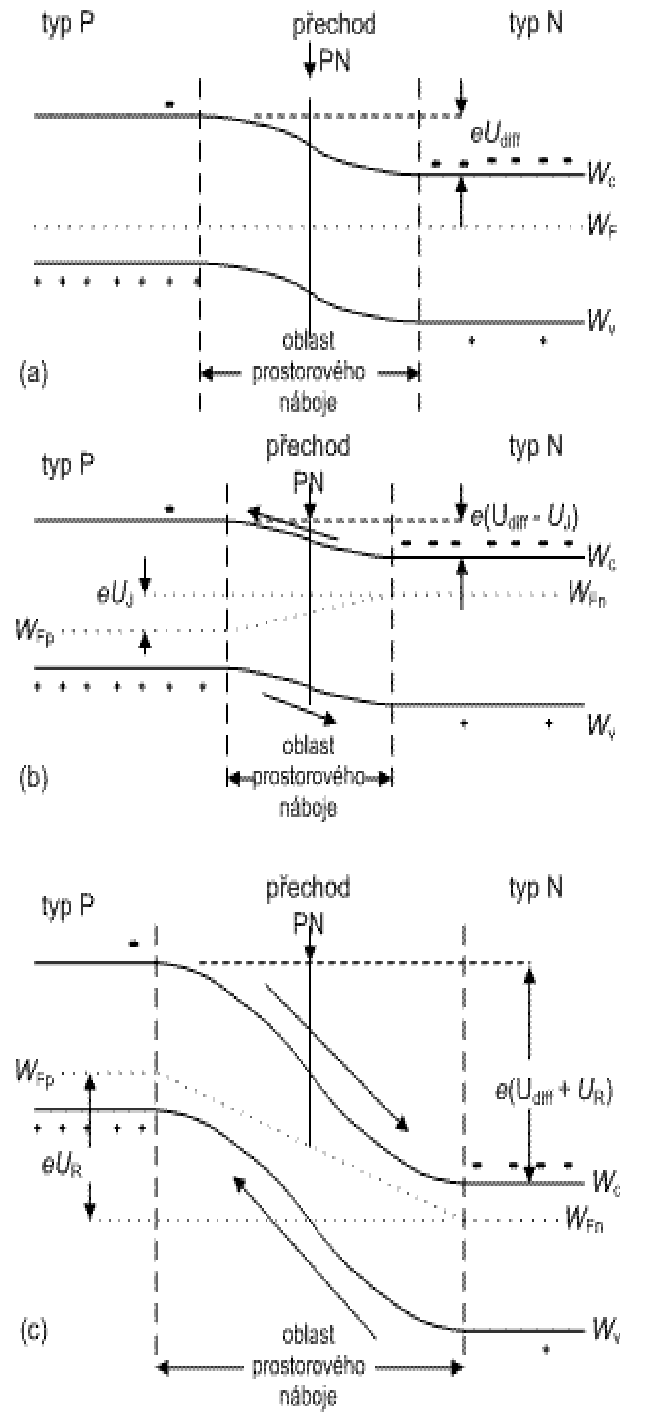
$$J_{\mathrm{p}} = -eD_{\mathrm{p}} \frac{\mathrm{d}(\Delta p)}{\mathrm{d}\xi}\Big|_{\xi=0}$$

hustota proudu elektronů v typu P

$$J_{\mathrm{n}} = eD_{\mathrm{n}} \frac{\mathrm{d}(\Delta n)}{\mathrm{d}\, x}\Big|_{x=0}$$

$$J = n_{\mathrm{i}}^2 e\left(\frac{D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}\frac{1}{p_{\mathrm{P0}}} + \frac{D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\frac{1}{n_{\mathrm{N0}}}\right)\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right] = J_0\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]$$

Platí pro nízkou úroveň injekce



Shockleyho aproximace

$$J = J_0\left[\exp\left(\frac{eU}{\alpha kT}\right) - 1\right]$$

$1 < \alpha < 2$, roste s úrovní injekce

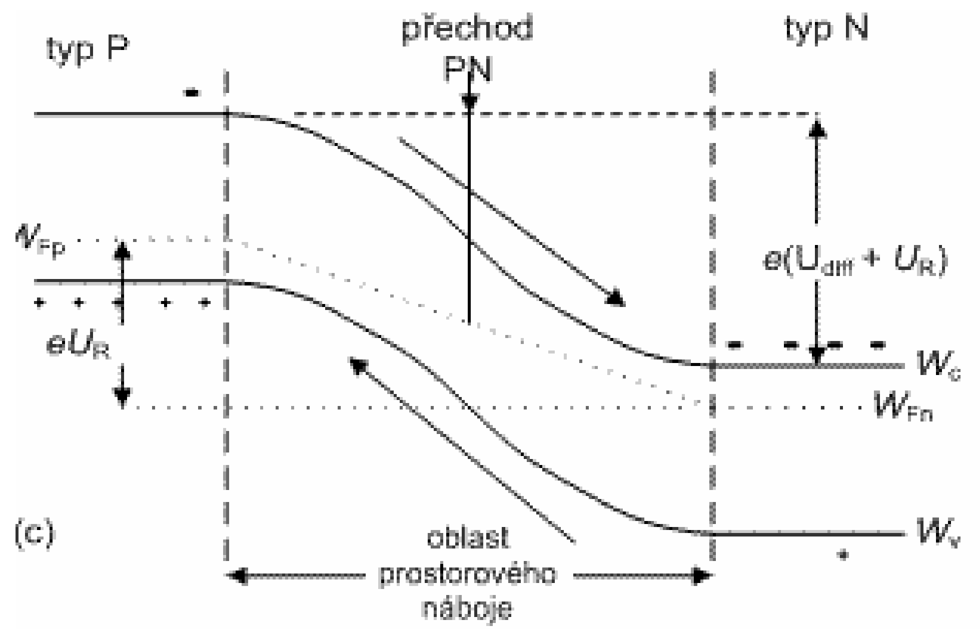
V případě **U** > **0** je přechod PN polarizován **propustně** a proudová hustota rychle roste s rostoucím napětím.

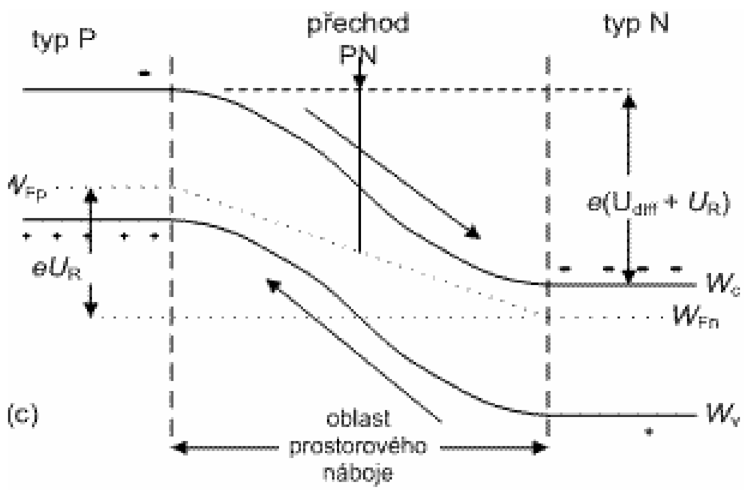
Je-li *U* >> *kT/e* (*kT/e* ≈ 26 mV při T = 300 K), je exp*(eU/kT)* >> 1, hustotu proudu lze vyjádřit

$$J = J_0 \exp\left(\frac{eU}{\alpha kT}\right)$$

V případě **závěrné** polarizace ***U* < 0**;
pokud $|U|$ >> *kT/e*,
je exp*(eU/kT)* << 1
a hustota proudu je

$$J = -J_0 = -n_\mathrm{i}^2 e\left(\frac{D_\mathrm{n}}{L_\mathrm{n}}\frac{1}{p_\mathrm{p0}} + \frac{D_\mathrm{p}}{L_\mathrm{p}}\frac{1}{n_\mathrm{n0}}\right)$$





Nelze-li tloušťku ***d*** oblasti prostorového náboje zanedbat, je třeba uvažovat generaci párů elektron -díra v této oblasti.
Rychlost generace nosičů ,

$$G = \frac{n_\mathrm{i}}{\tau_\mathrm{sc}}$$

V oblasti prostorového náboje je tak generován proud o hustotě

$$J_{gr} = e\int_0^d G\,dx$$

Hustotu generačně-rekombinačního proudu $\boldsymbol{J_{gr}}$ lze aproximovat vztahem

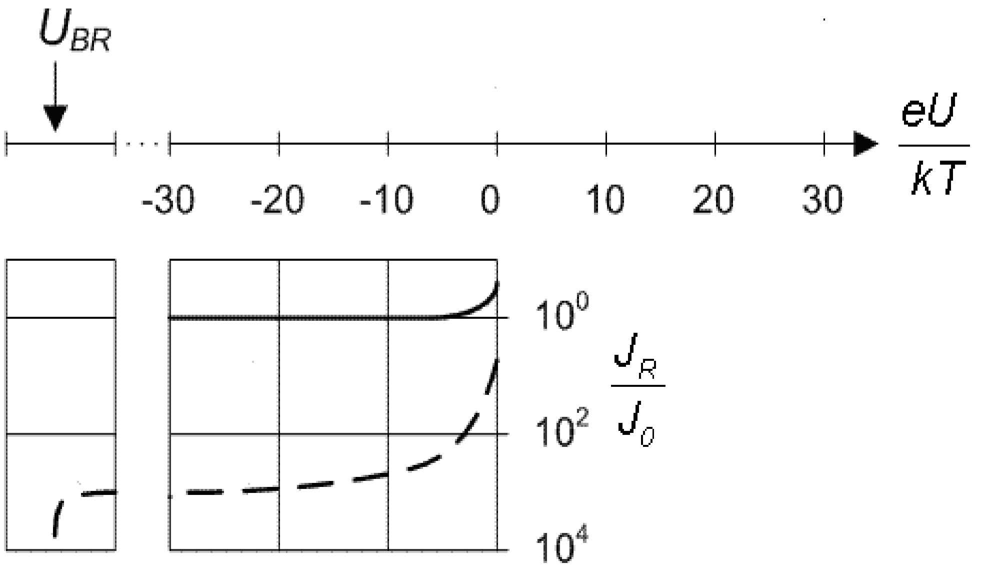
$$J_{gr} = \frac{en_i d(U)}{\tau_{sc}}\left[\exp\left(\frac{eU}{\alpha kT}\right) - 1\right] \qquad \alpha \geq 2$$

Generačně-rekombinační proud je tvořen majoritními nosiči

Celková hustota proudu přechodem PN je pak

$$J = n_i^2 e\left(\frac{D_n}{L_n}\frac{1}{p_{p0}} + \frac{D_p}{L_p}\frac{1}{n_{n0}}\right)\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right] + \frac{en_i d(U)}{\tau_{sc}}\left[\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1\right]$$

Závěrná charakteristika



Pro $\boldsymbol{U_R \ll U_{BR}}$

Shockley

$$J_R = -n_i^2 e\left(\frac{D_n}{L_n}\frac{1}{p_{p0}} + \frac{D_p}{L_p}\frac{1}{n_{n0}}\right) = -J_0$$

Reálná chrakteristika

$$J_{R0} = -J(U) = n_i^2 e\left(\frac{D_n}{L_n}\frac{1}{p_{p0}} + \frac{D_p}{L_p}\frac{1}{n_{n0}}\right) + \frac{e n_i d(U)}{\tau_{sc}}$$

Pro $\boldsymbol{U_R \le U_{BR}}$

Jestliže závěrné napětí výrazně vzroste, v oblasti prostorového náboje dochází k lavinovému jevu

$$J_R(U_R) = M J_{R0}$$

Multiplikační činitel

$$\frac{1}{M} = 1 - \left(\frac{U_R}{U_{BR}}\right)^{\kappa}$$

$3 < \kappa < 6$