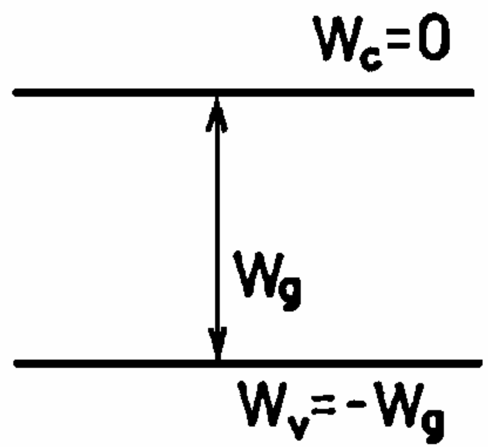
Základní vlastnosti polovodičů

Volné nosiče náboje

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



V termodynamické rovnováze platí

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

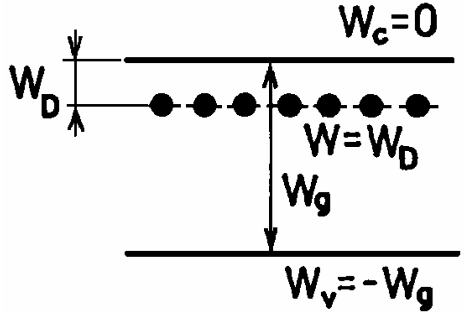
Koncentrace nosičů je možno vyjádřit pomocí Fermiho energie $\boldsymbol{W_F}$

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

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

dotace donory

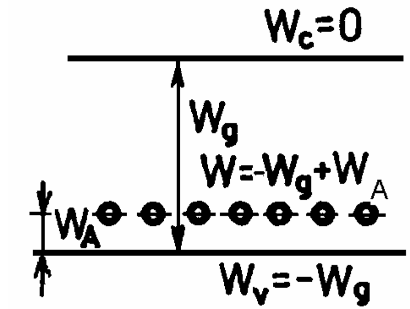
typ N



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

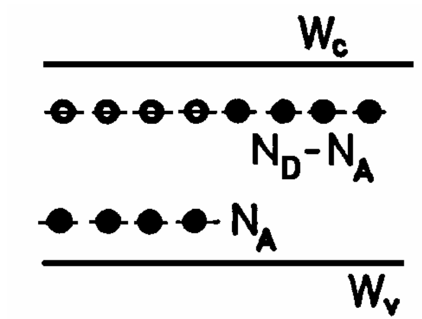
dotace akceptory

typ P



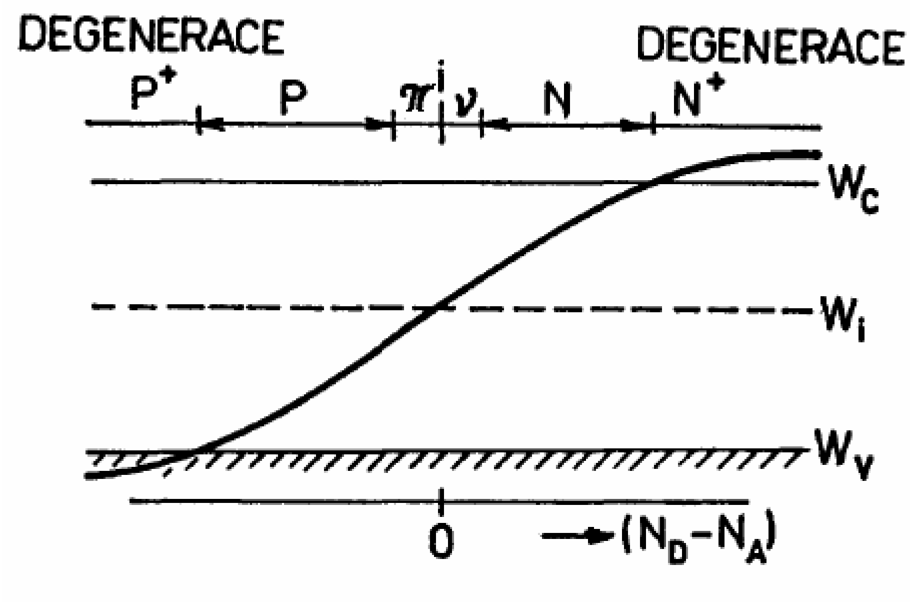
$$p = N_A$$
$$n_P = n_i^2/N_A$$

kompenzovaný polovodič, obsahující donory i akceptory



typ N $$n = N_D - N_A$$

typ P $$p = N_A - N_D$$



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

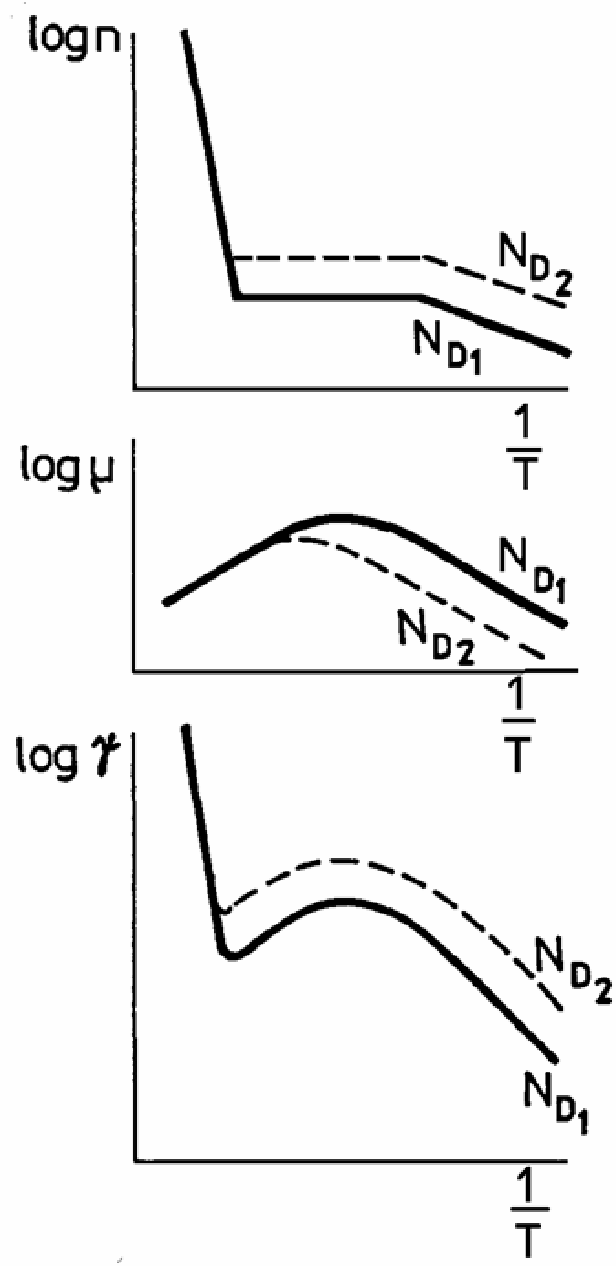
$$\vec{J} = \vec{J}_p + \vec{J}_n = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \gamma \vec{E}$$

Konduktivita γ je vyjádřena

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

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

$$n = n_o + \Delta n, \quad p = p_o + \Delta p$$

$\Delta \boldsymbol{n}$, $\Delta \boldsymbol{p}$ se nazývají koncentrace nerovnovážných nosičů.

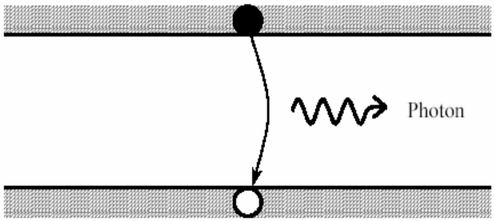
obvykle platí $\Delta n = \Delta p$

$$np = \left(n_{\mathrm{P0}} + \Delta n(0)\right)\left(p_{\mathrm{P0}} + \Delta p(0)\right) = n_{\mathrm{i}}^2 \exp\left(\frac{\Delta W}{kT}\right)$$

Rekombinace nerovnovážných nosičů

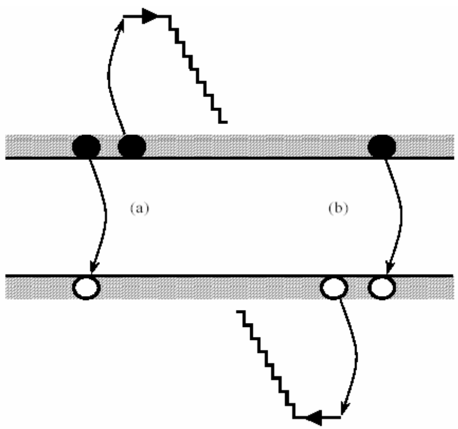
$$\left(\frac{d\Delta n}{dt}\right)_{rec} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

τ doba života nosičů (nerovnovážných)



zářivá rekombinace

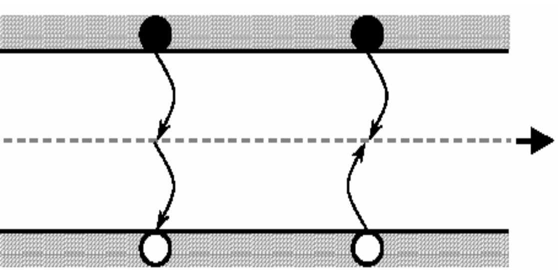
$$\tau_r = \frac{1}{C_r N}$$



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

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

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

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

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

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

ROVNICE KONTINUITY

Změny koncentrace nosičů - vlivem difúze a driftu

- vlivem generace a rekombinace

Časová zmena 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)

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

Po zjednodušení (aproximace)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau}$$

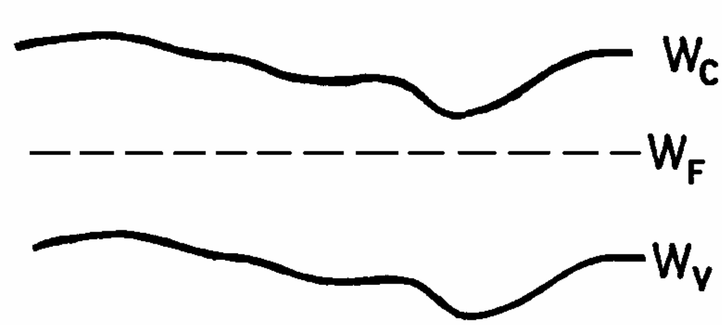
Jinou aproximací je rovnice nábojové bilance, která v integrální formě vyjadruje časovou zmenu celkového náboje nerovnovážných nosičů ve vyšetřované oblasti

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

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

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

U polovodiče typu P

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

Vnitřní elektrické pole vzniká rovněž při porušení elektroneutrality

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

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 $n = n_{P0} + \Delta n$

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

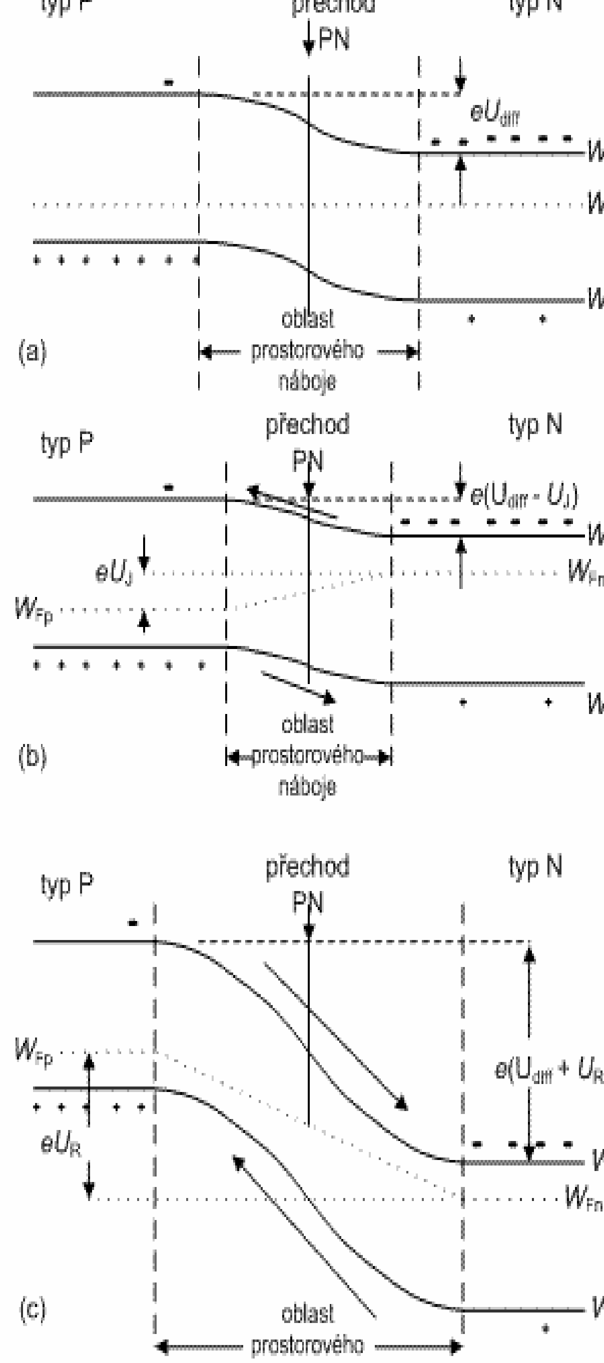
$$np = \left(n_{\mathrm{P0}} + \Delta n(0)\right)\left(p_{\mathrm{P0}} + \Delta p(0)\right) = n_{\mathrm{i}}^2 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right)$$

Pro $\Delta n \ll p_{P0}$ $\qquad np = \left(n_{\mathrm{P0}} + \Delta n(0)\right) p_{P0} = n_{\mathrm{i}}^2 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right)$

Pak platí v typu P $\qquad \Delta n(0) = n_{\mathrm{P0}}\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]$

V typu N platí

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



Elektrony oblasti typu P difundují směrem od přechodu PN,
a přitom v oblasti typu P rekombinují,
rychlost rekombinace je charakterizována dobou života elektronů τ_n

V jednorozměrném případě a ustáleném stavu ($\partial n/\partial t = 0$) je pak

$$D_{\mathrm{n}} \frac{\mathrm{d}^2(\Delta n)}{\mathrm{d}x^2} = \frac{\Delta n}{\tau_{\mathrm{n}}}$$

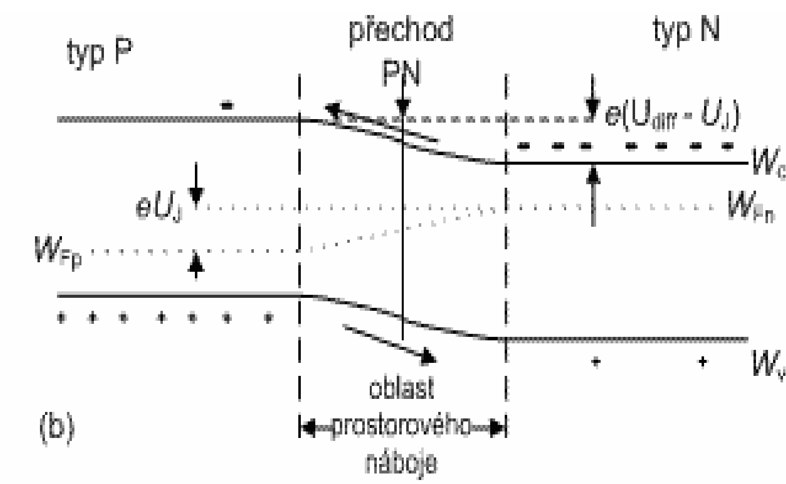
v typu P, pro neomezenou tloušťku oblasti typu P je řešením

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

$$L_n = \sqrt{D_n \tau}$$ difúzní délka

hustota proudu elektronů, $$J_{\mathrm{n}} = eD_{\mathrm{n}} \frac{\mathrm{d}(\Delta n)}{\mathrm{d}\,x}\bigg|_{x=0}$$

hustota proudu děr v typu N $$J_{\mathrm{p}} = -eD_{\mathrm{p}} \frac{\mathrm{d}(\Delta p)}{\mathrm{d}\xi}\bigg|_{\xi=0}$$



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

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