

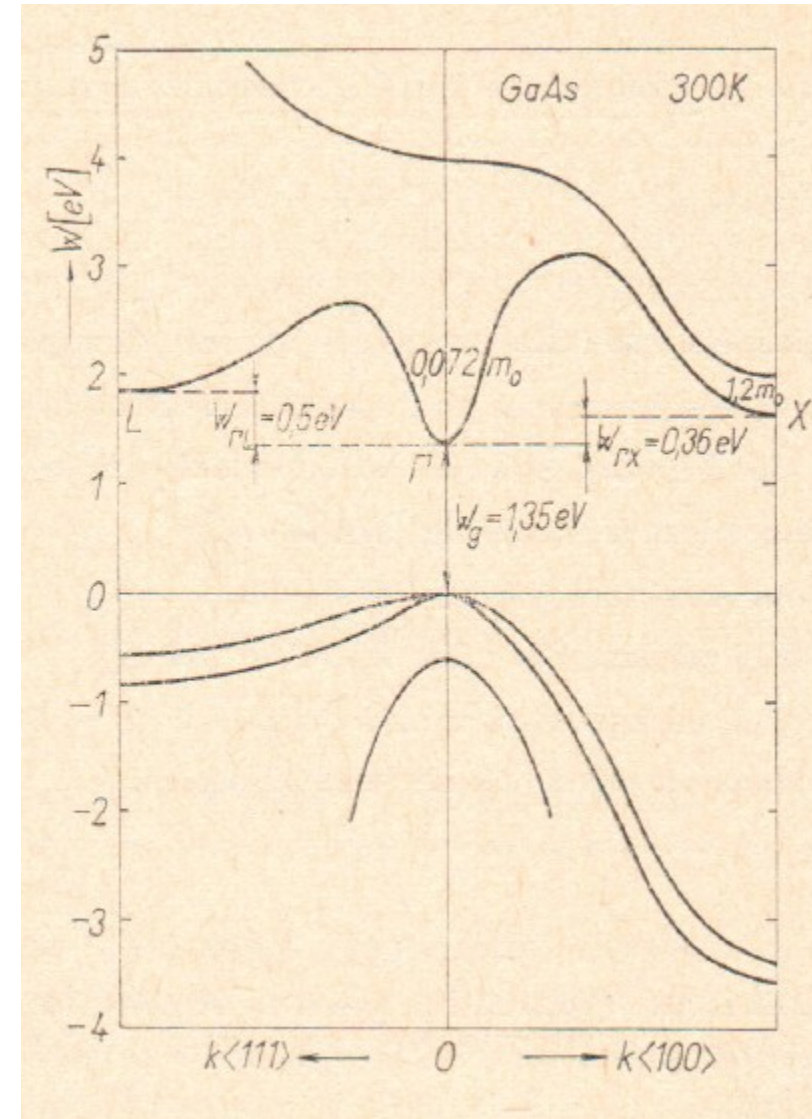
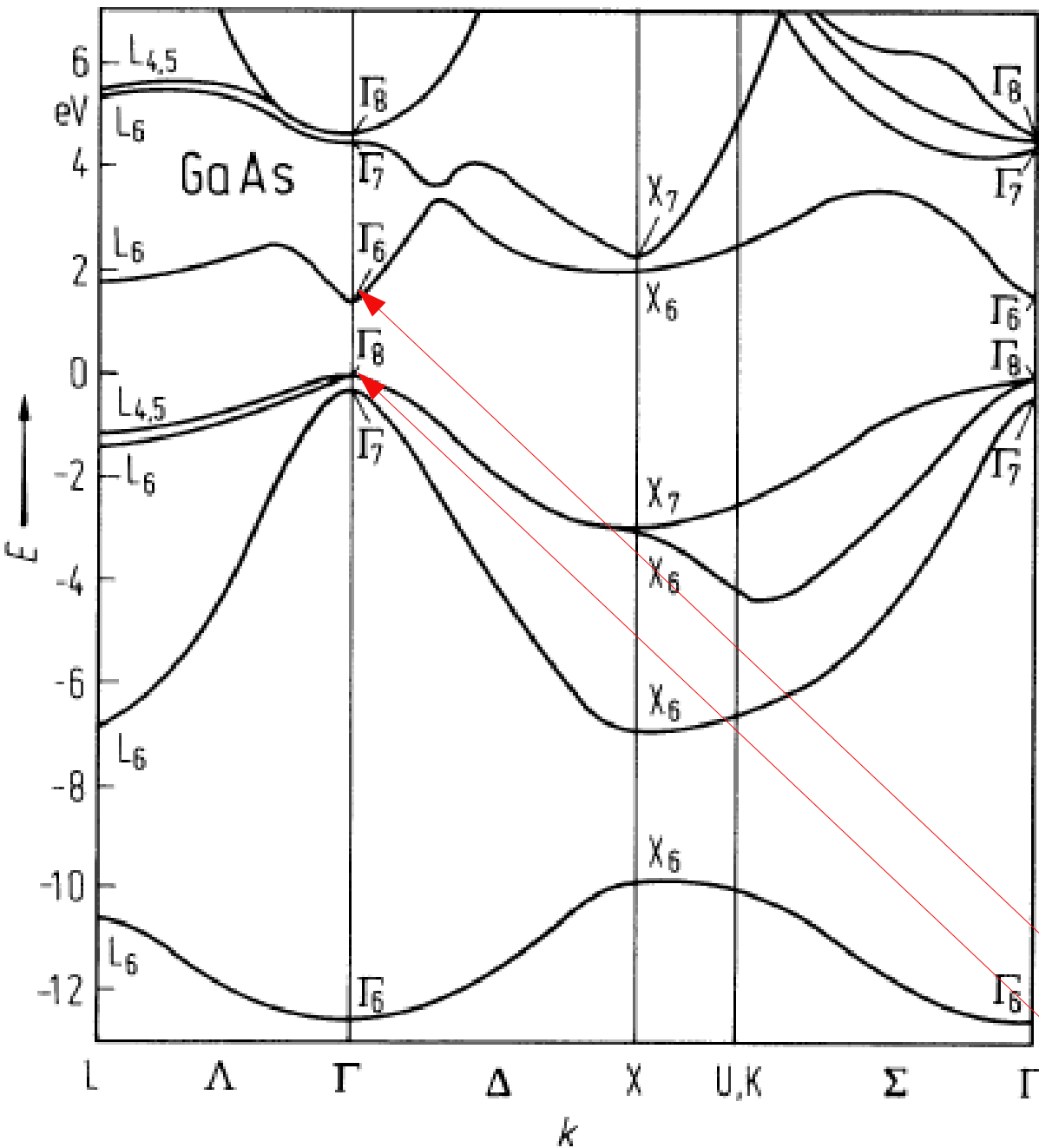
Základy fyziky pevných látek - seminář

PN přechod v polovodiči

Polovodiče - gap

	E_G (eV)
Si - nepřímý	1.14
Ge - nepřímý	0.67
a-Sn	0
GaAs	1.43
GaSb	0.78
InSb	0.18
CdS	2.42
CdSe	1.74
CdTe	1.45

GaAs, pásová struktura

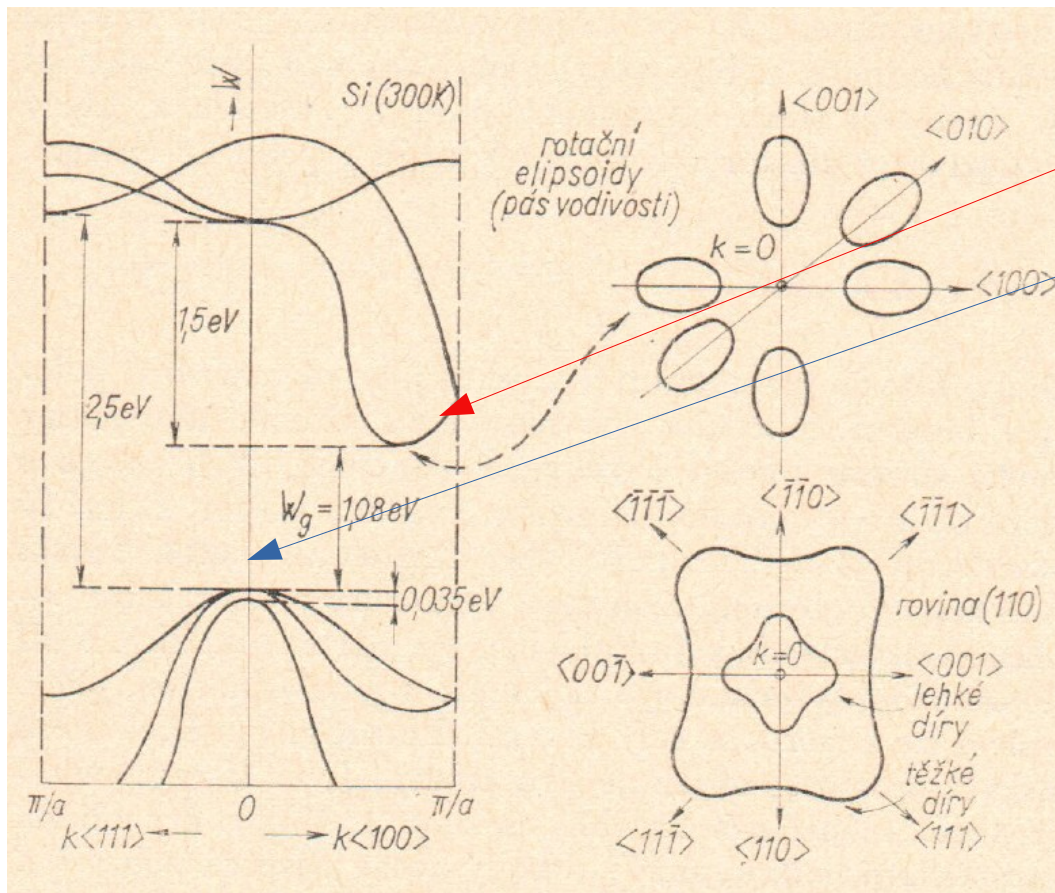


Dno vodivostního pásu a vrchol valenčního ve stejném bodě Γ
Přímý přechod

Madelung, Semiconductors data handbook, Springer

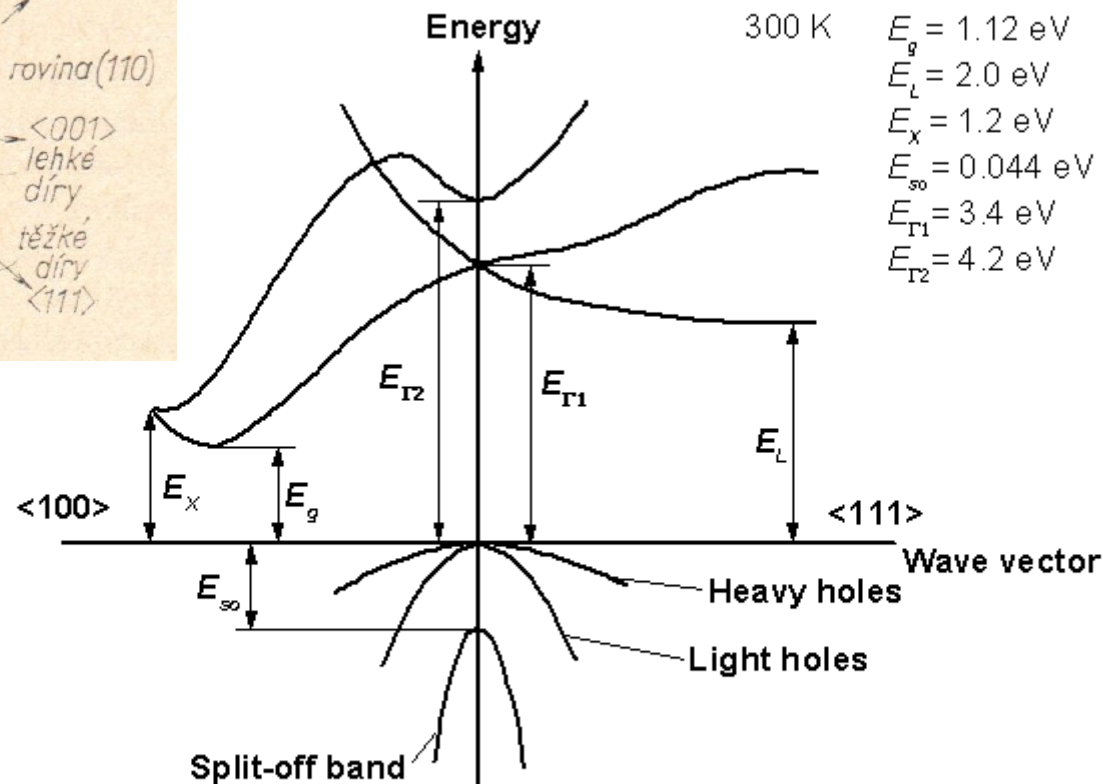
Frank, Šnejdar: Principy a vlastnosti polovodičových součástek, Praha 1976.

Si, pásová struktura

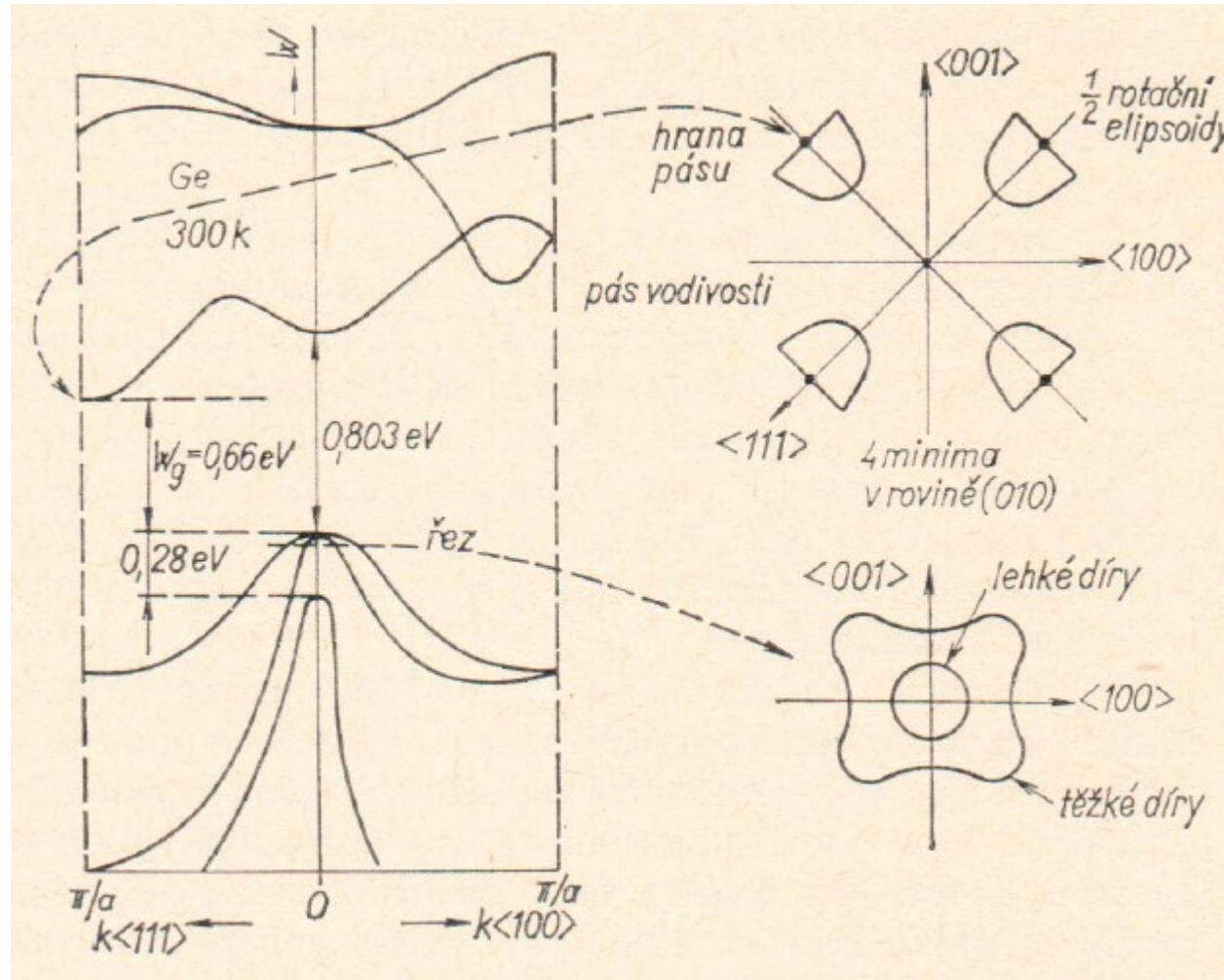


Dno vodivostního pásu v blízkosti bodu X a vrchol valenčního pásu v bodě Γ

Nepřímý přechod



Ge, pásová struktura



Koncentrace nositelů náboje v nedopovaném polovodiči

$$n = \int_{E_C}^{\infty} dE g_C(E) \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

Koncentrace volných elektronů
ve vodivostním pásu

$$g_C(E) = \frac{\sqrt{2} m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_C}$$

Hustota stavů ve vodivostním pásu

$$n = \int_{E_C}^{\infty} dE g_C(E) \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)$$

Pokud je Fermiho mez uvnitř zakázaného
pásu můžeme aproximovat Fermiho-Diracovu
statistiku Boltzmannovou

$$n = N_C \exp\left[-\frac{E_C - E_F}{kT}\right]$$

Výpočet pak má výsledek pro rovnovážnou
koncentraci elektronů

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$$

Všechny tyto vztahy platí pokud je Fermiho mez uvnitř zakázaného pásu (slabé dopování
řádově pod 10^{18} cm^{-3})

Koncentrace nositelů náboje v nedopovaném polovodiči

$$n = N_C \exp \left[-\frac{E_C - E_F}{kT} \right]$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$p = N_V \exp \left[-\frac{E_F - E_V}{kT} \right]$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp \left[-\frac{E_C - E_V}{kT} \right] = N_C N_V \exp \left[-\frac{E_g}{kT} \right]$$

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} kT \log \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)$$

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp \left[-\frac{E_g}{2kT} \right] = N_V \exp \left[-\frac{E_i - E_V}{kT} \right]$$

Rovnovážná koncentrace elektronů a děr pro nedegenerovaný pás s jedním minimem vodivostního a maximem valenčního pásu

E_i rovnovážná poloha Fermiho meze pro intrinsický polovodič.

Součin np nezávisí na poloze Fermiho meze (dokud platí aproximace slabého legování)

E_i poloha Fermiho meze v nedopovaném polovodiči

Všechny tyto vztahy platí pokud je Fermiho mez uvnitř zakázaného pásu (slabé dopování řádově pod 10^{18} cm^{-3})

Koncentrace nositelů náboje v dopovaném polovodiči

Koncentrace donorů N_d , donorová hladina s polohou E_d

Koncentrace donorů je součtem ionizovaných a neionizovaných donorů

$$N_d = N_d^+ + N_d^0$$

Pravděpodobnost obsazení donorové hladiny elektronem - faktor 2 souvisí s faktem, že jen jeden elektron může obsadit jeden donor, vodivostní pás je spinově degenerovaný

$$f(E_d) = \frac{1}{1 + 1/2 \exp [(E_d - E_F)/kT]} = \frac{N_d^0}{N_d}$$

$$N_d^+ = N_d \frac{1}{1 + 2 \exp [(E_F - E_d)/kT]}$$

$$N_a^- = N_a \frac{1}{1 + 2 \exp [(E_a - E_F)/kT]}$$

Z podmínky nábojové neutrality: $n + N_a^- = p + N_d^+$

Za vysokých teplot jsou obvykle ionizovány všechny donory:

$$(n + p)^2 = (n - p)^2 + 4np = (N_d - N_a)^2 + 4n_i^2$$

$$n = \frac{1}{2} \left[N_d - N_a + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \right]$$

$$p = \frac{1}{2} \left[N_a - N_d + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \right]$$

Závislost polohy Fermiho meze na dopování

pro n-tyt se zanedbáním koncentrace akceptorů
za vysokých teplot jsou ionizovány všechny donory

$$n \approx N_d$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_d}$$

V p-tytu

$$p \approx N_a$$
$$n = \frac{n_i^2}{N_a}$$

Poloha Fermiho meze se liší od intrinsické o potenciál $e\Phi$:

$$n = N_C \exp\left[-\frac{E_C - E_F}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{E_F - E_i}{kT}\right]$$

$$e\Phi = E_F - E_i$$

$$n = n_i \exp\left[\frac{e\Phi}{kT}\right]$$

$$p = n_i \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right]$$

$$\Phi = -\frac{kT}{e} \log\left(\frac{p}{n_i}\right) = \frac{kT}{e} \log\left(\frac{n}{n_i}\right)$$

Potenciál Φ má zároveň význam
elektrostatického potenciálu

Gradient dopování polovodiče
vede ke vzniku elektrického pole v
polovodiči

Závislost koncentrace nositelů náboje na dopování

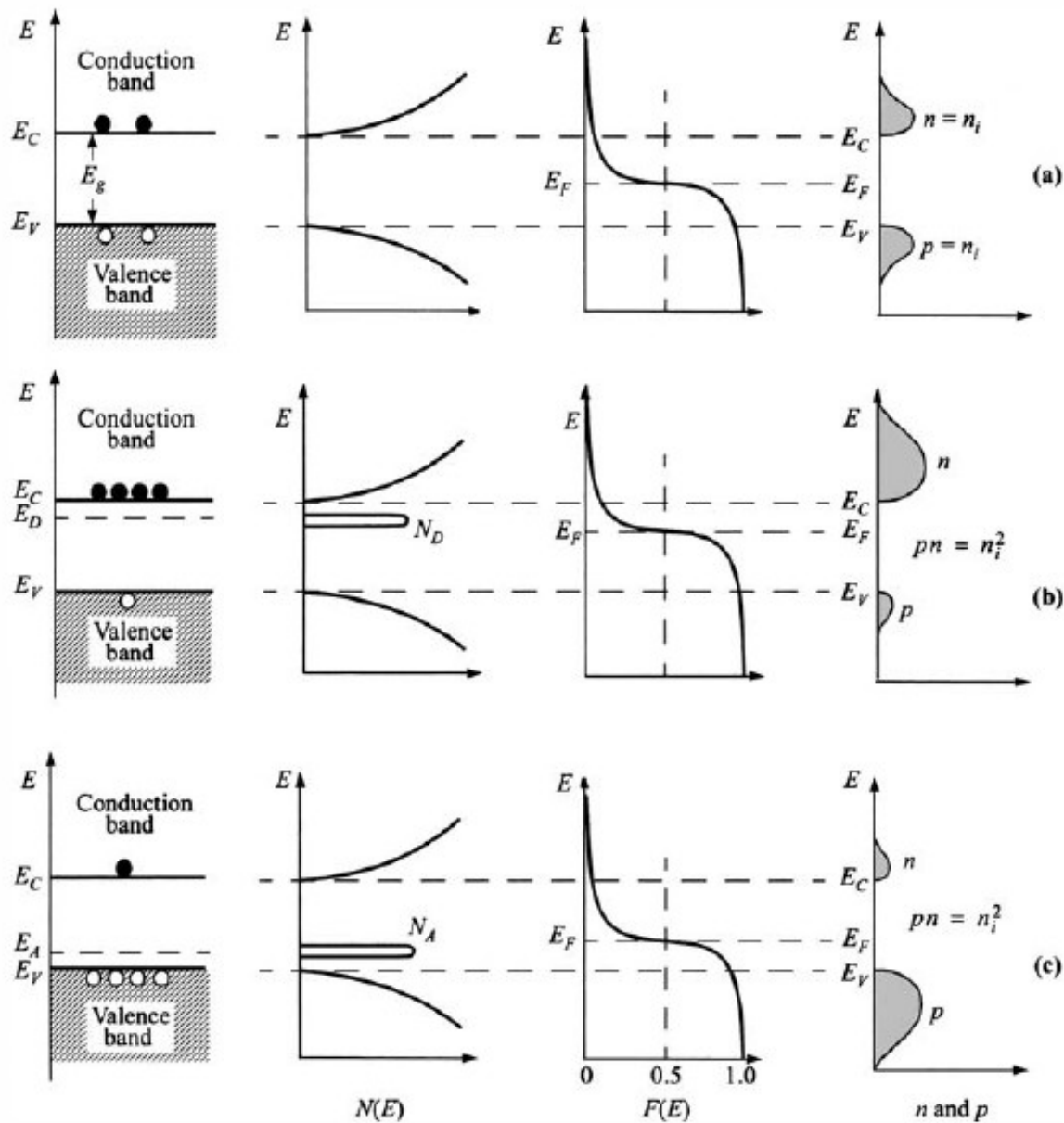


Fig. 11 Schematic band diagram, density of states, Fermi-Dirac distribution, and carrier concentrations for (a) intrinsic, (b) n -type, and (c) p -type semiconductors at thermal equilibrium. Note that $pn = n_i^2$ for all three cases.

Polovodiče – pohyblivost elektronů a děr

Intrinsické koncentrace za pokojové teploty

	μ_e (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	μ_h (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	n_i (cm ⁻³)
Si	1300	500	1.5×10^{10}
GaAs	8800	400	1.8×10^6
Ge	3900	1900	2.4×10^{13}

PN přechod

Uvažujme jednorozměrný PN přechod

souřadnice $x=0$ v místě rozhraní mezi p- a n-dopovanou vrstvou

Strmý přechod – předpokládáme prudký přechod mezi p- a n- dopovanou vrstvou

Koncentrace donorů rovna N_d pro $x>0$ a nule pro $x<0$. Akceptorů N_a pro $x<0$ a nule pro $x>0$

Potenciálový rozdíl (difúzní potenciál V_D) oblastí daleko od PN přechodu:

$$V_D = \Phi_{n0} - \Phi_{p0} = \frac{kT}{e} \log\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + \frac{kT}{e} \log\left(\frac{N_a}{n_i}\right) = \frac{kT}{e} \log\frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

Pro potenciál platí Poissonova rovnice:

$$n = n_i \exp\left[\frac{e\Phi}{kT}\right]$$

$$\nabla^2 \Phi = \frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_r \epsilon_0} [p(x) - n(x) + N_d(x) - N_a(x)] \quad p = n_i \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right]$$

Zanedbáme-li v oblasti prostorového náboje $-x_p < x < 0$, $p, n \ll N_a$ a pro $0 < x < x_n$, $p, n \ll N_d$

$$x < -x_p : E(x) = 0, \quad \Phi(x) = \Phi_{p0}$$

$$-x_p < x < 0 : E(x) = -\frac{eN_a}{\epsilon}(x + x_p), \quad \Phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon}(x + x_p)^2 + \Phi_{p0}$$

$$0 < x < x_n : E(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon}(x_n - x), \quad \Phi(x) = \Phi_{n0} - \frac{eN_d}{2\epsilon}(x_n - x)^2$$

$$x > x_n : E(x) = 0, \quad \Phi(x) = \Phi_{n0}$$

PN přechod

Porovnáním s předchozím vztahem dostaneme pro šířku ochuzené vrstvy (vrstvy prostorového náboje):

$$V_D = \Phi_{n0} - \Phi_{p0} = \frac{eN_a x_p^2}{2\epsilon} + \frac{eN_d x_n^2}{2\epsilon} = \frac{kT}{e} \log \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

$$N_a x_p = N_d x_n$$

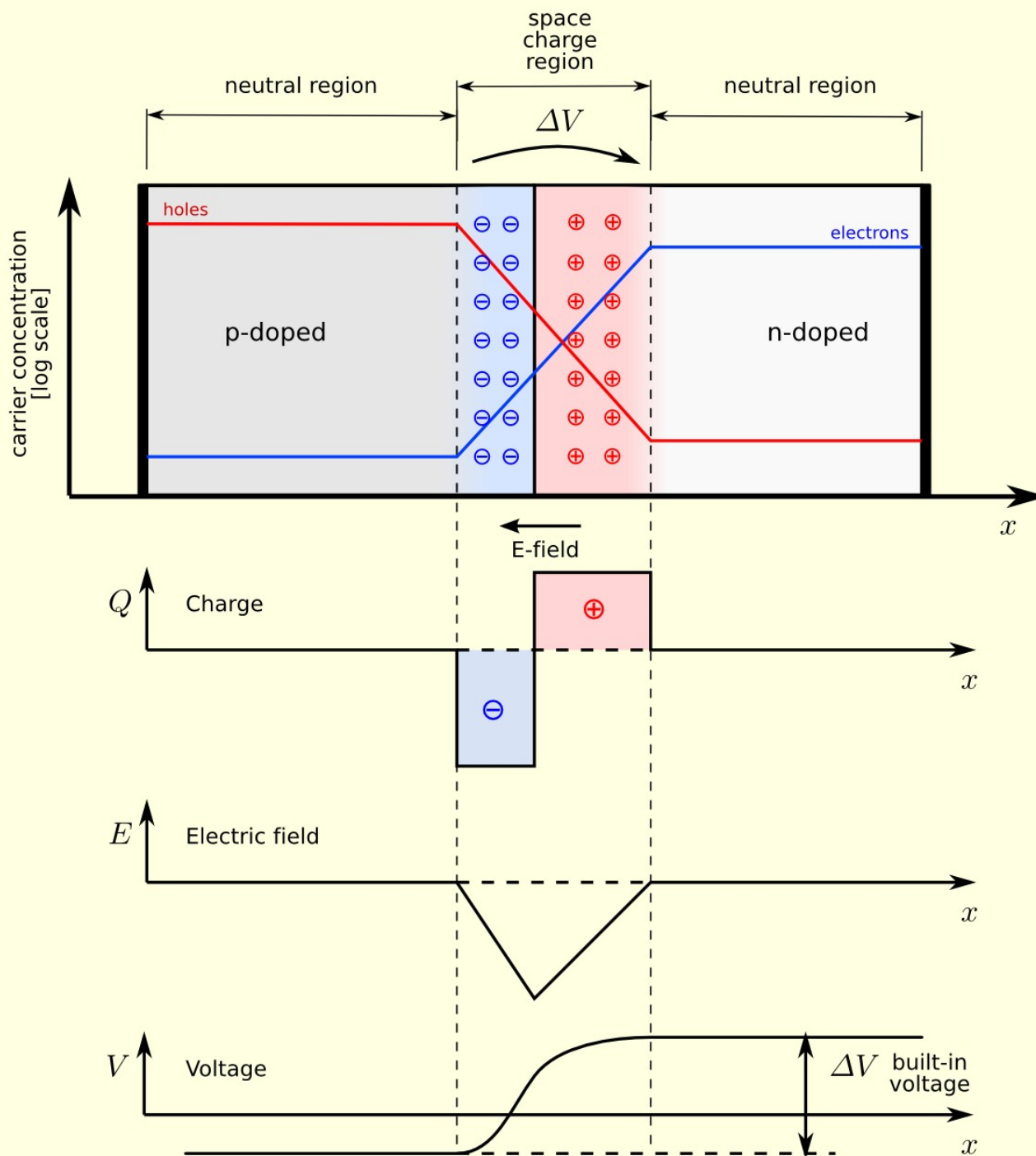
$$E_{\max} = -\frac{eN_a}{\epsilon} x_p = -\frac{eN_d}{\epsilon} x_n$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{V_D N_d}{N_a(N_a + N_d)}}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{V_D N_a}{N_d(N_a + N_d)}}$$

$$x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{V_D(N_a + N_d)}{N_a N_d}}$$

PN přechod



Průběhy:

Koncentrace elektronů a děr (v logaritmické škále)

Napravo od pn=přechodu vznikne v n dopované oblasti ymenšení počtu elektronů, které nekompenzují kladně nabitě ionty donorů následek je oblast kladného náboje.

Nábojová hustota

Elektrické pole – jeho derivací je nábojová hustota

Potenciál – jeho derivací je elektrické pole

PN přechod s externím napětím

Přivedeme-li napětí U , teče součástkou proud a rovnováha již není všude lokálně splněna
šířka oblasti prostorového náboje se změní:

$$\Phi = \Phi_n - \Phi_p = V_D - U$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon (V_D - U)N_d}{e N_a(N_a + N_d)}}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon (V_D - U)N_a}{e N_d(N_a + N_d)}}$$

$$x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon (V_D - U)(N_a + N_d)}{e N_a N_d}}$$

PN přechod s externím napětím

Zavádíme pseudo-Fermiho hladiny E_{fn} a E_{fp} :

$$n = N_C \exp \left[-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT} \right] = n_i \exp \left[\frac{E_{Fn} - E_i}{kT} \right]$$

$$p = N_V \exp \left[-\frac{E_{Fp} - E_V}{kT} \right] = n_i \exp \left[\frac{E_i - E_{Fp}}{kT} \right]$$

$$E_{Fn} = kT \log \left(\frac{n}{n_i} \right)$$

$$E_{Fp} = -kT \log \left(\frac{p}{n_i} \right)$$

A pro koncentrace minoritních nositelů dostáváme

$$n(-x_p) = n_{n0} \exp \left[\frac{e(\Phi_p - \Phi_n)}{kT} \right]$$

$$n(-x_p) = n_{n0} \exp \left[\frac{-eV_D}{kT} \right] \exp \left[\frac{eU}{kT} \right]$$

$$n(-x_p) = \frac{n_i^2}{N_a} \exp \left[\frac{eU}{kT} \right] = n_{p0} \exp \left[\frac{eU}{kT} \right]$$

$$\Delta n(-x_p) = n_{p0} \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right]$$

Proud tekoucí diodou je úměrný změně koncentrace nositelů náboje.

PN přechod s externím napětím

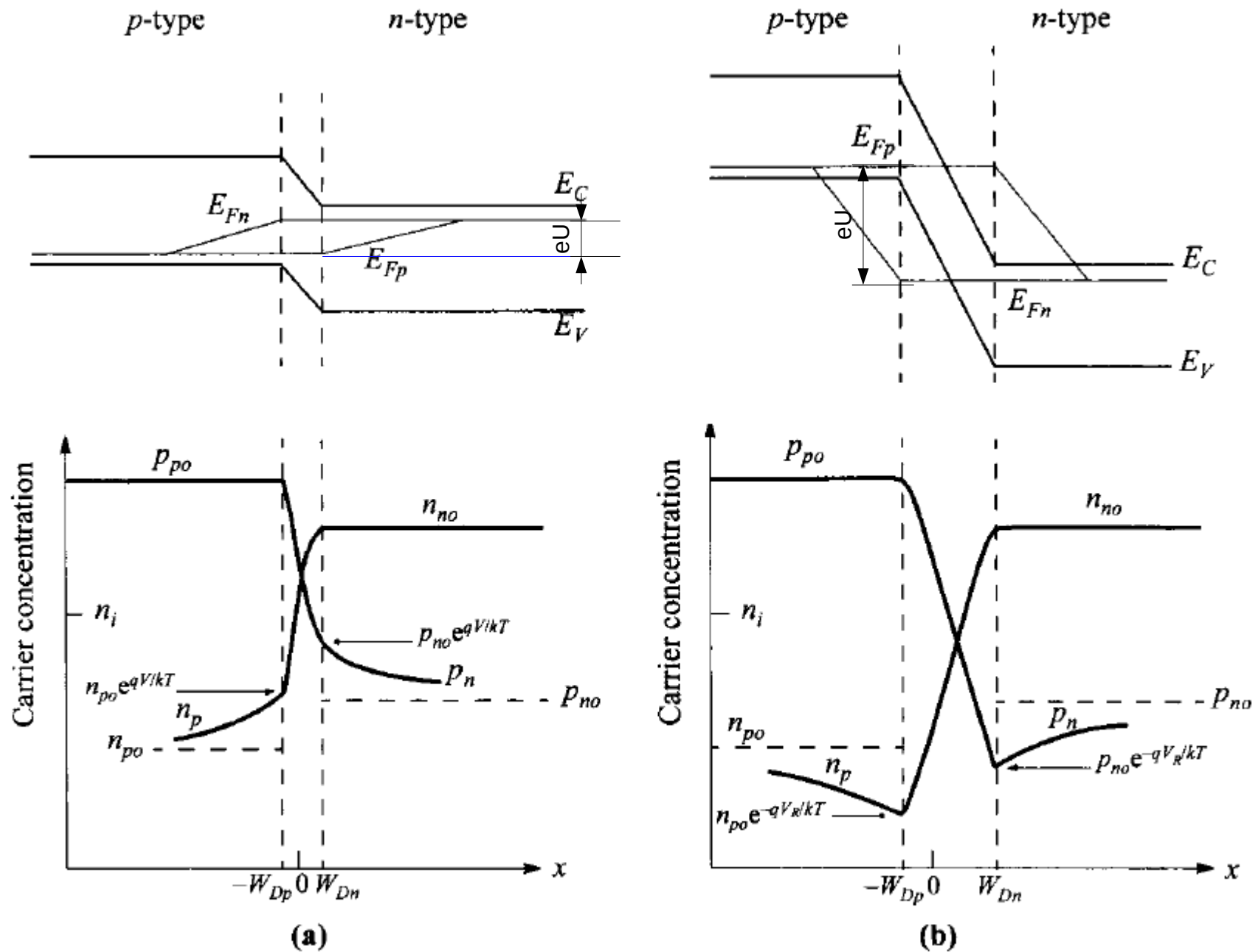
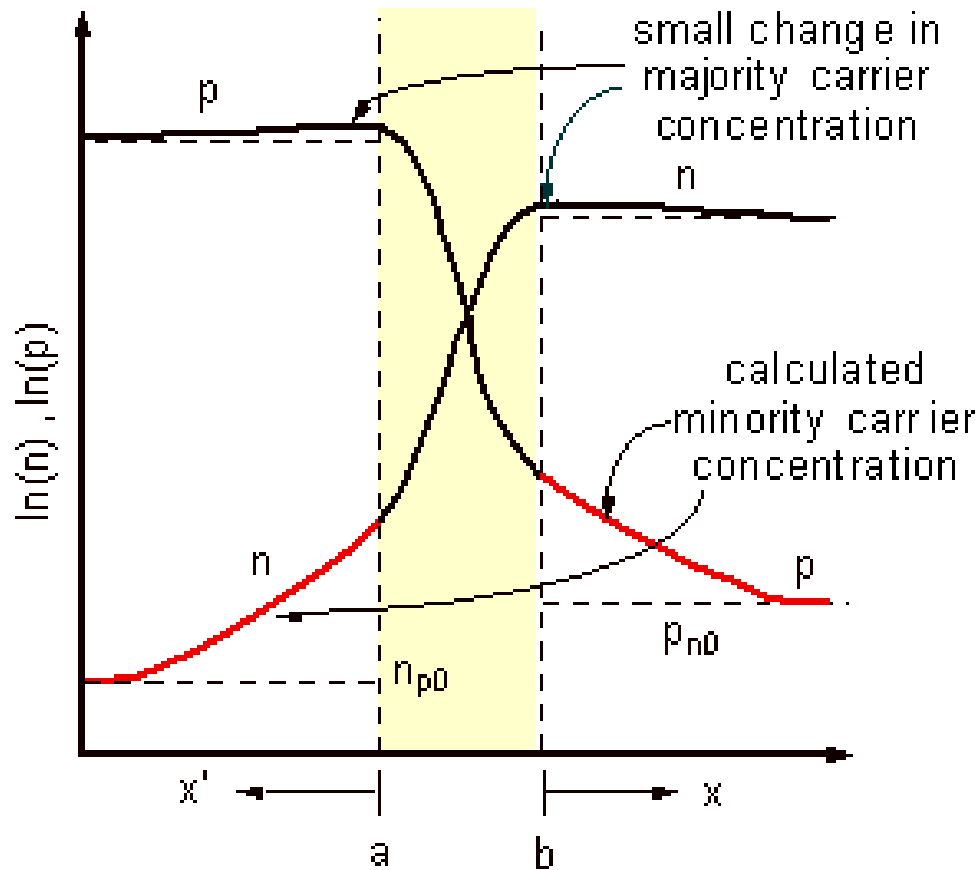


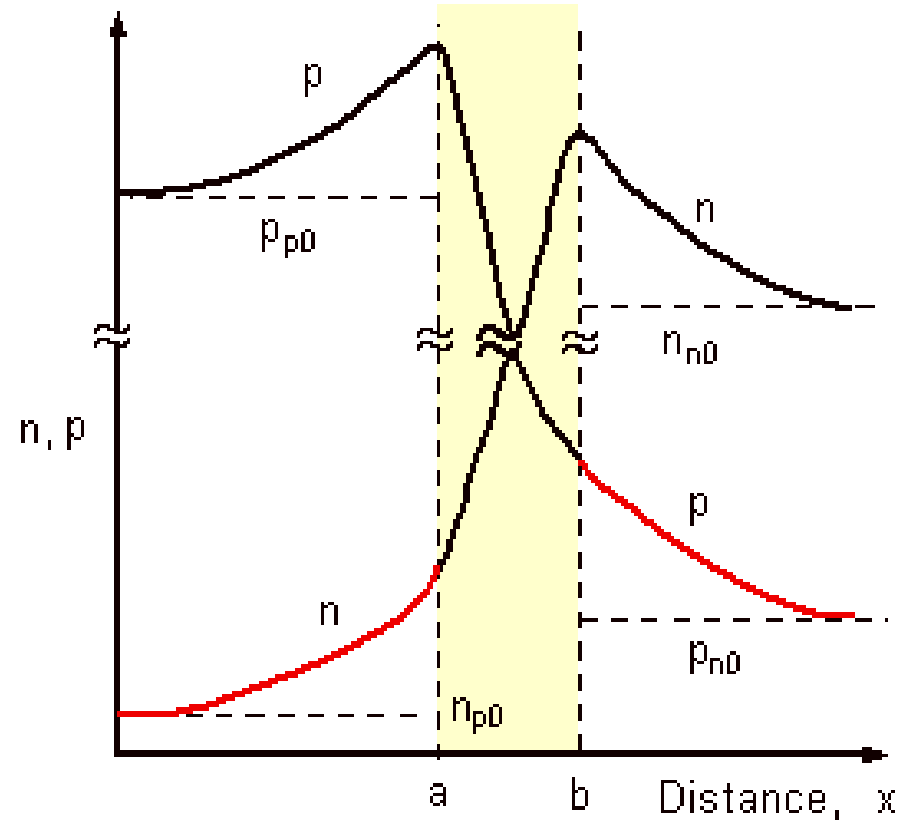
Fig. 8 Energy-band diagram, with quasi-Fermi levels for electrons and holes, and carrier distributions under (a) forward bias and (b) reverse bias.

PN přechod

Carrier concentration on log scale



Carrier concentration on linear scale



PN přechod s externím napětím

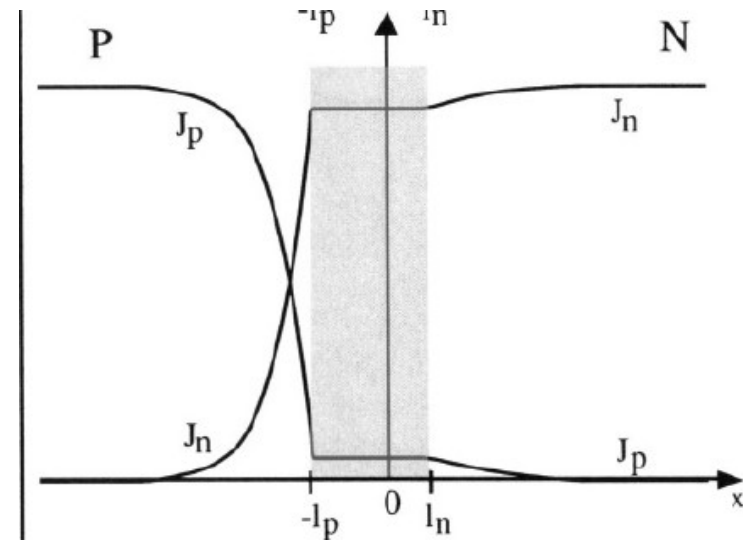
Proud minoritních nositelů mimo oblast prostorového náboje je potom roven difúznímu proudu:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right)$$

$$j_p(x) = -eD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right)$$

$$j_n(x) = eD_n \frac{dn}{dx} = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x + x_p}{L_n}\right)$$

$$j = j_n(-x_p) + j_p(x_n) = \left[\frac{eD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \right] \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]$$



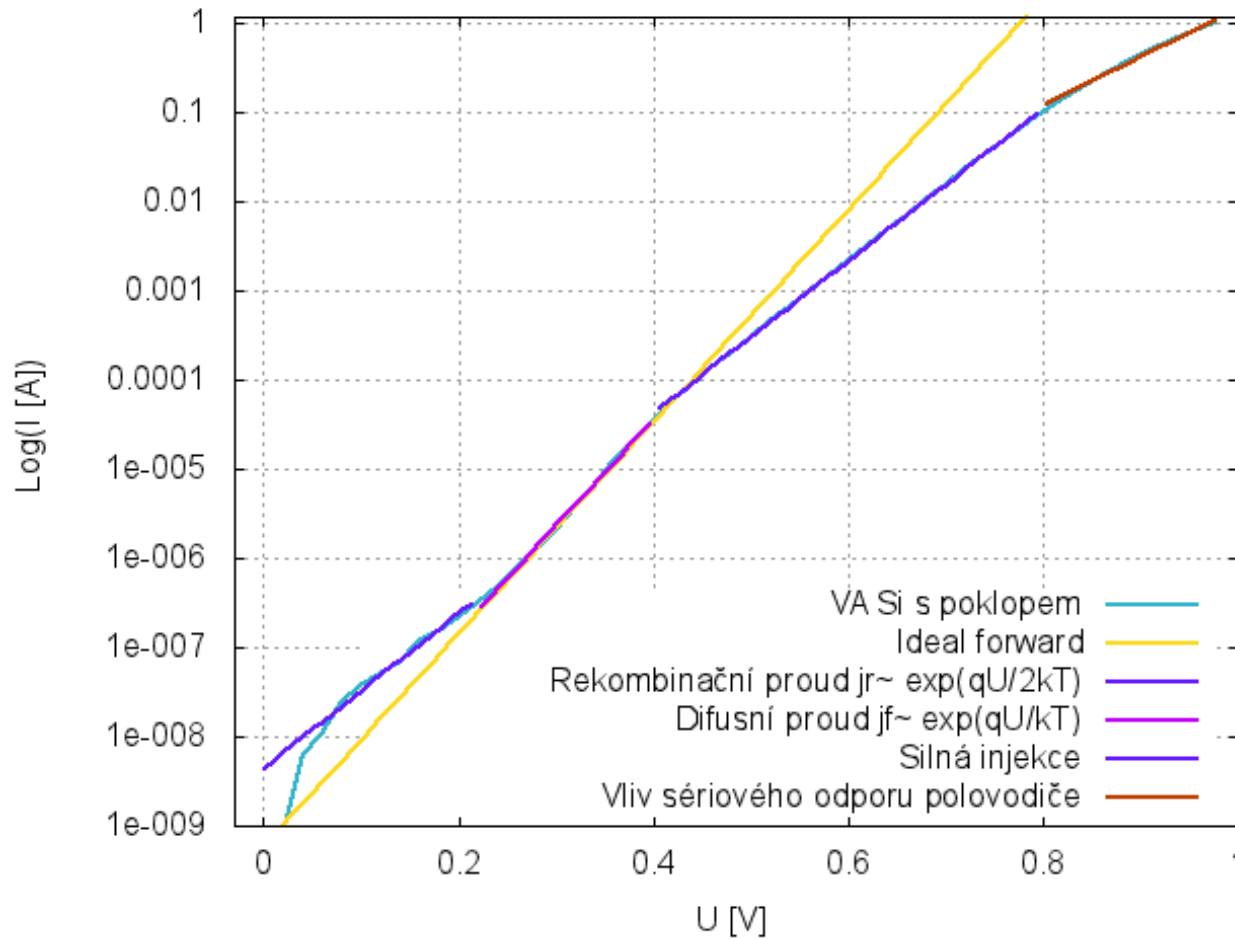
Kde L_n a L_p jsou difúzní délky minoritních nositelů $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, a τ_n je doba života minoritních nositelů.

Tato ideální charakteristika diody je odvozena za předpokladů:

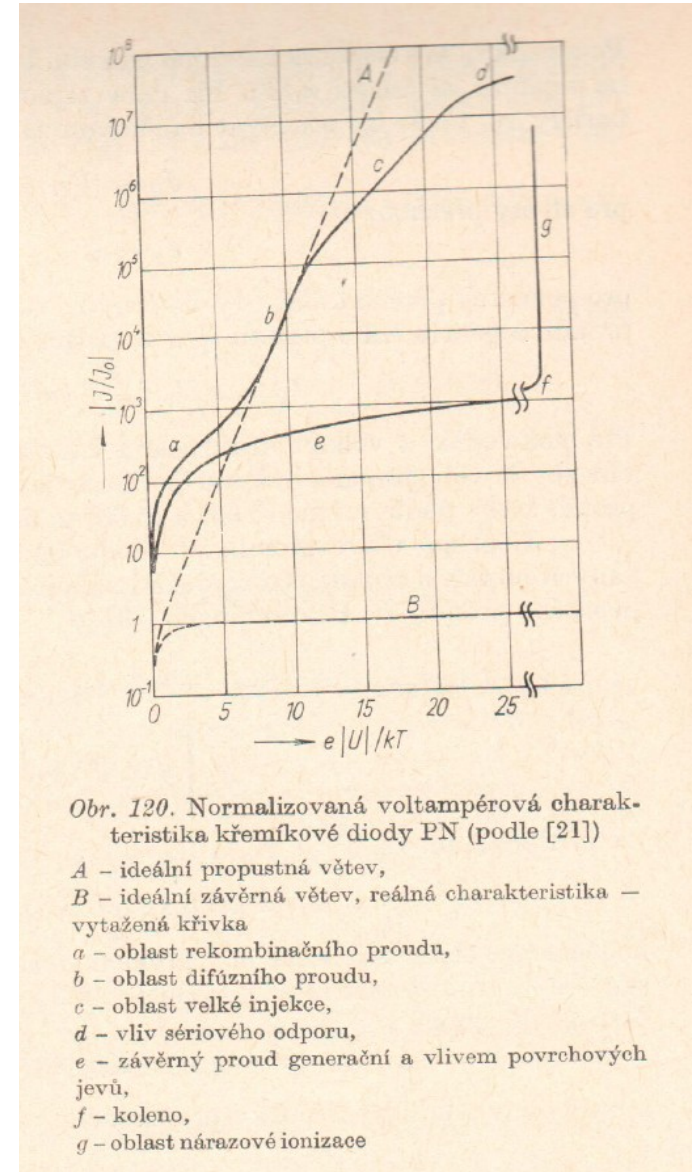
- Slabá injekce (změny koncentrace jsou malé vzhledem ke koncentraci majoritních nositelů) (c)
- Nedochází k rekombinaci v oblasti prostorového náboje (a),(e)
- Mimo oblast prostorového náboje není žádné elektrické pole (zanedbání sériového odporu diody), proud je pouze difúzní (d)
- Difúzní oblast diody je mnohem větší než difúzní délka

PN přechod

Reálná charekteristika Si diody

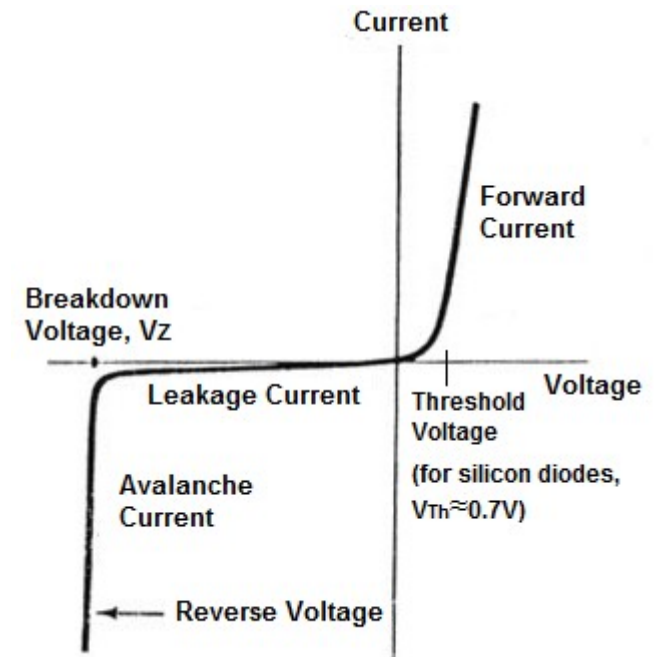
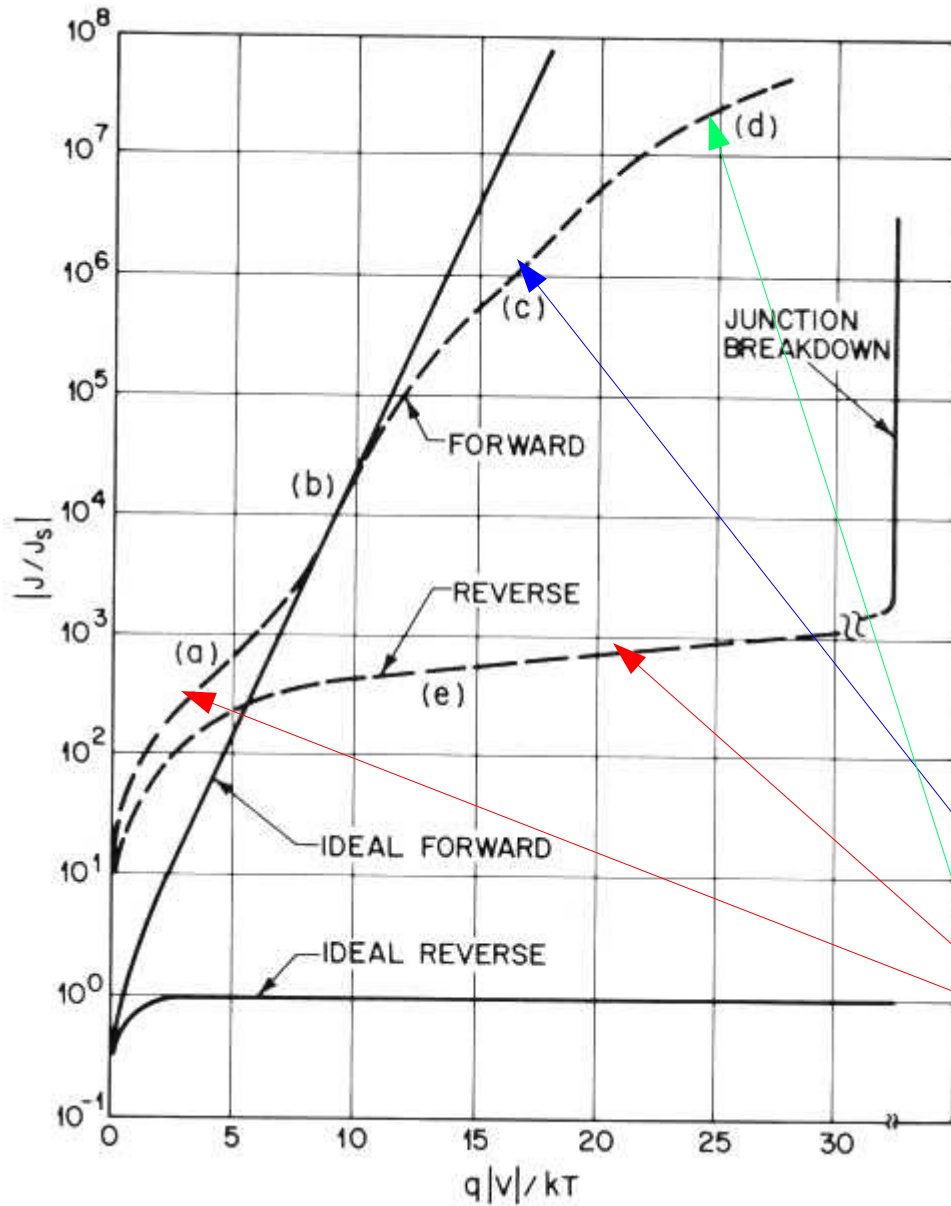


Měření ze speciálního praktika ÚFKL
laskavě poskytnuto A. Miklíkovou



Frank, Šnejdar: Principy a vlastnosti polovodičových součástek, Praha 1976.

PN přechod



Plnou čarou ideální charakteristika

Silná injekce $\sim [\exp(eU/2kT)-1]$

Rekombinační proud $\sim [\exp(eU/2kT)-1]$

Sériový odpor $\sim \exp[e(U-RI)/kT]$

Kapacita PN přechodu

Náboj na PN přechodu o ploše A :

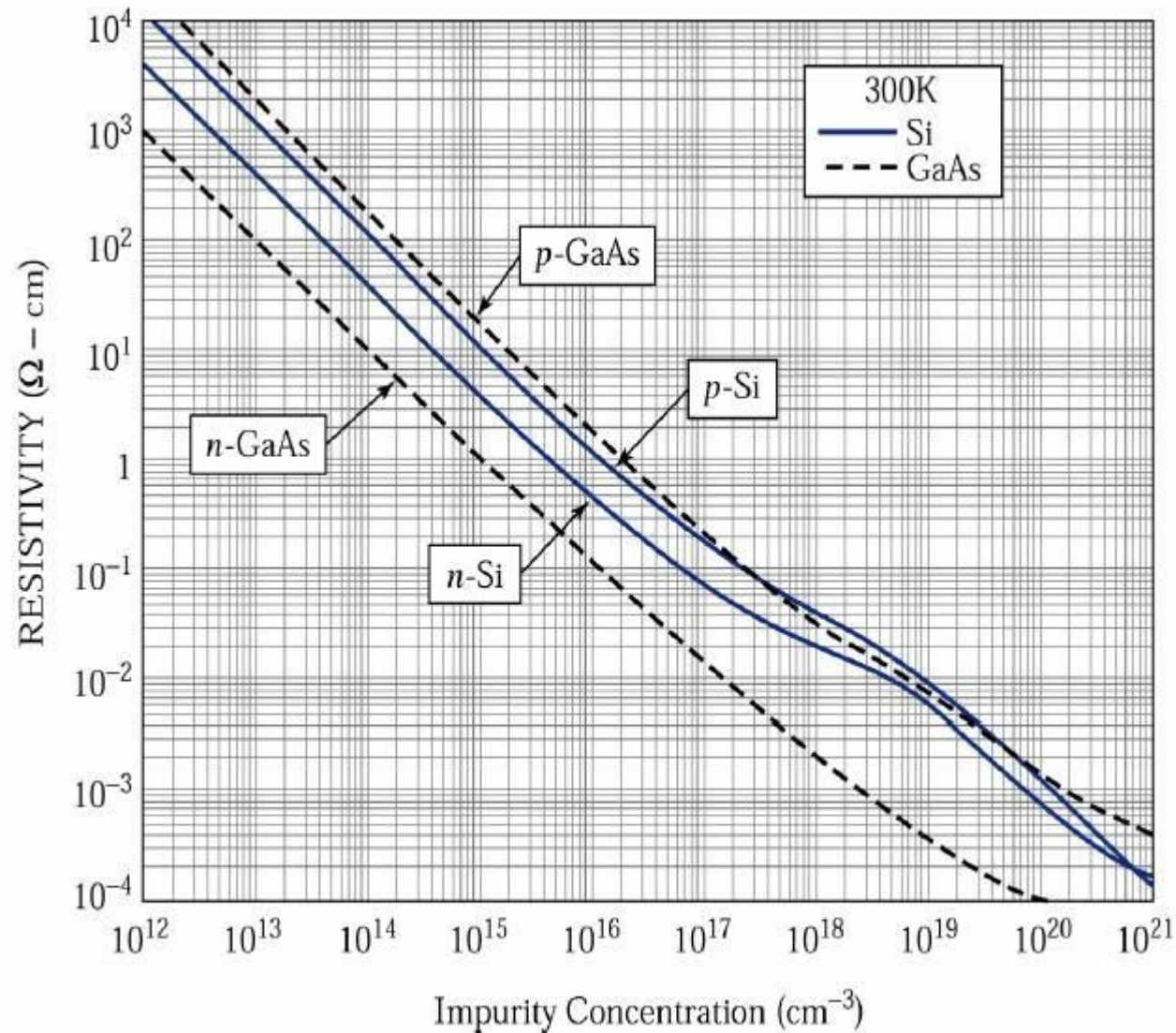
$$Q = AeN_d x_n = AeN_a x_p$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon (V_D - U)N_d}{e N_a(N_a + N_d)}}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon (V_D - U)N_a}{e N_d(N_a + N_d)}}$$

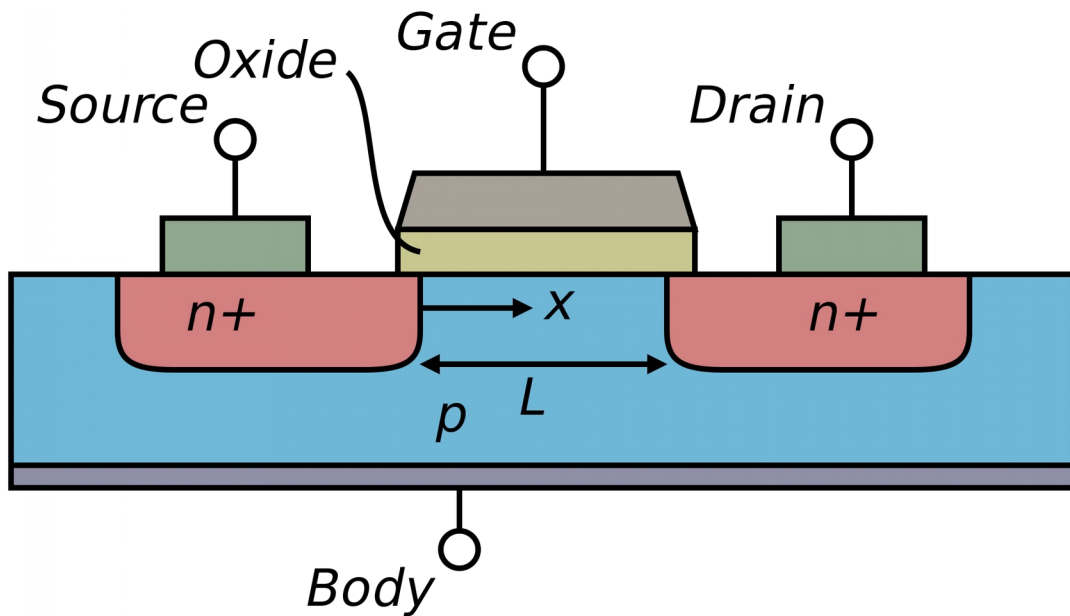
$$C = \frac{dQ}{dU} = A \sqrt{\frac{e\epsilon N_a N_d}{2 (N_a + N_d)}} \frac{1}{\sqrt{V_D - U}}$$

Závislost měrného odporu polovodičů na koncentraci příměsí



Resistivity versus impurity concentration for Si and GaAs.

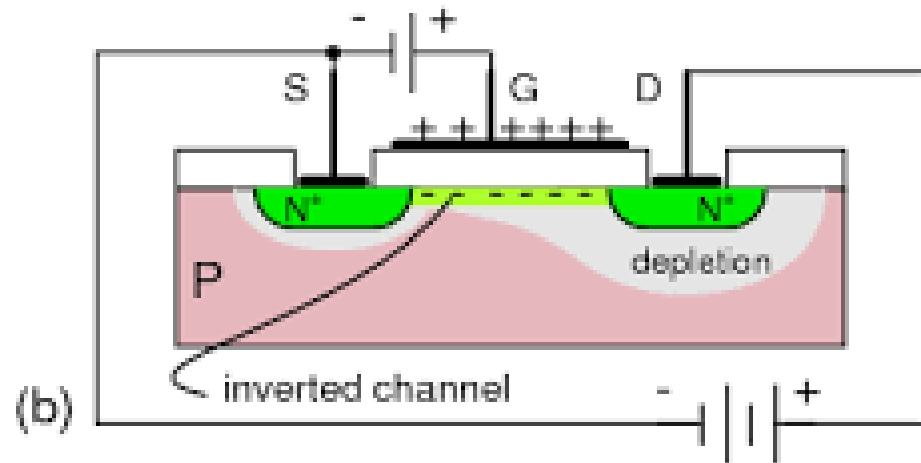
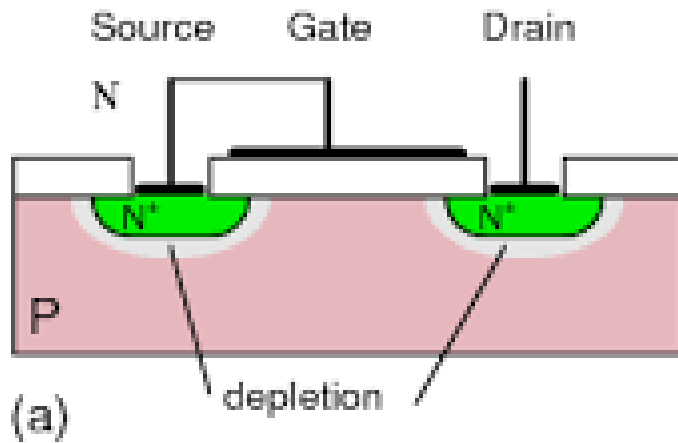
MOSFET = metal-oxid-insulator field effect transistor



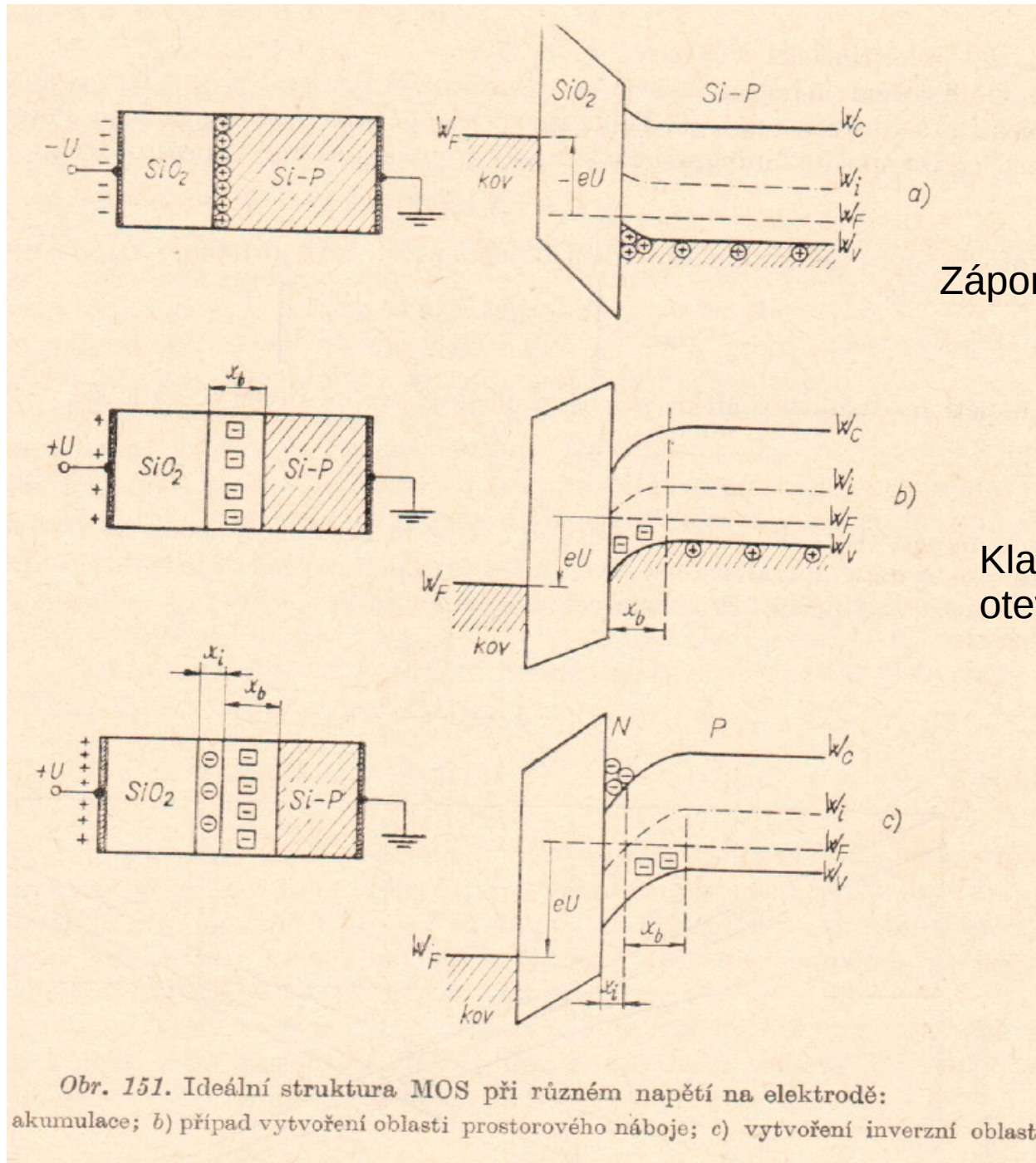
Princip MOSFETu:

Přiložením kladného napětí na hradlo (gate) kumulujeme záporný náboj v kanále (pod hradlem)
Hradlo a polovodič s oxidem mezi nimi se chová jako kondenzátor.

Při dostatečném napětí na hradle se elektrody source a drain propojí a tranzistor sepne – začne téci proud



MOSFET



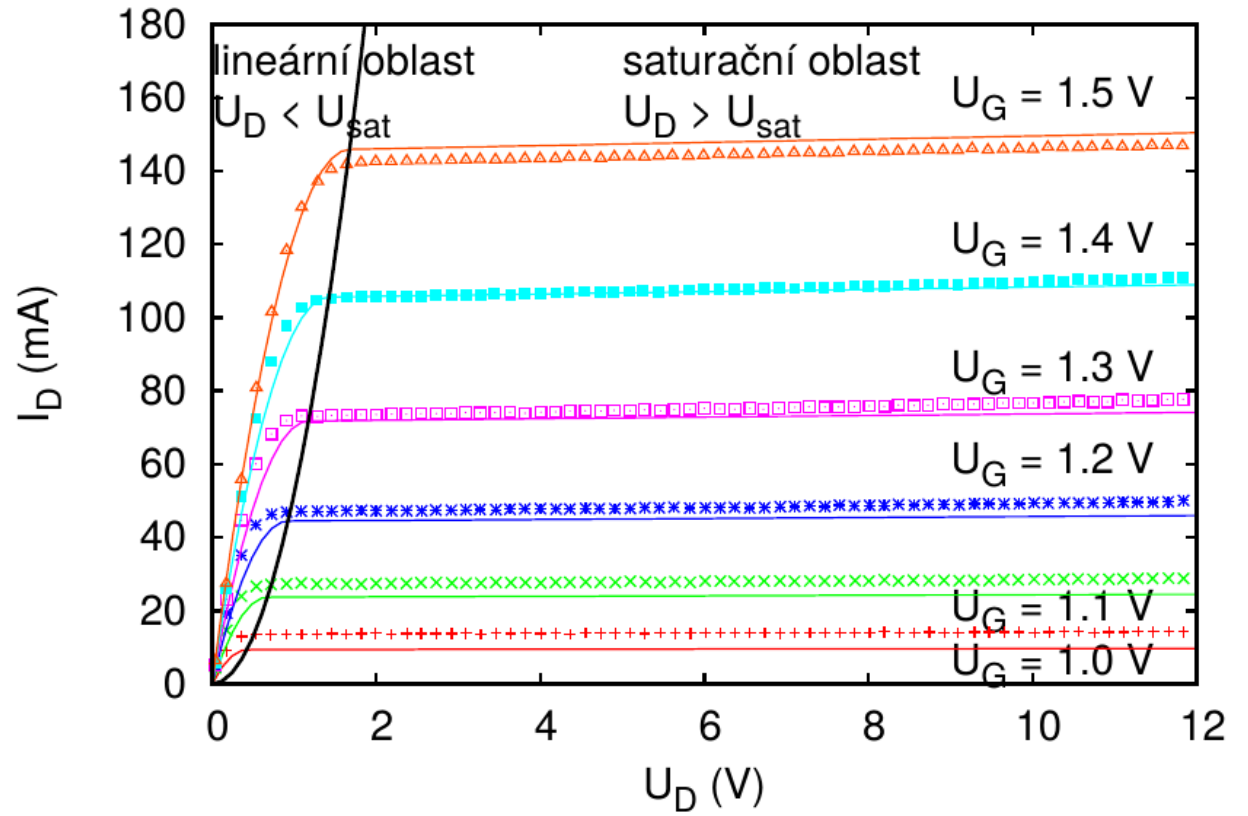
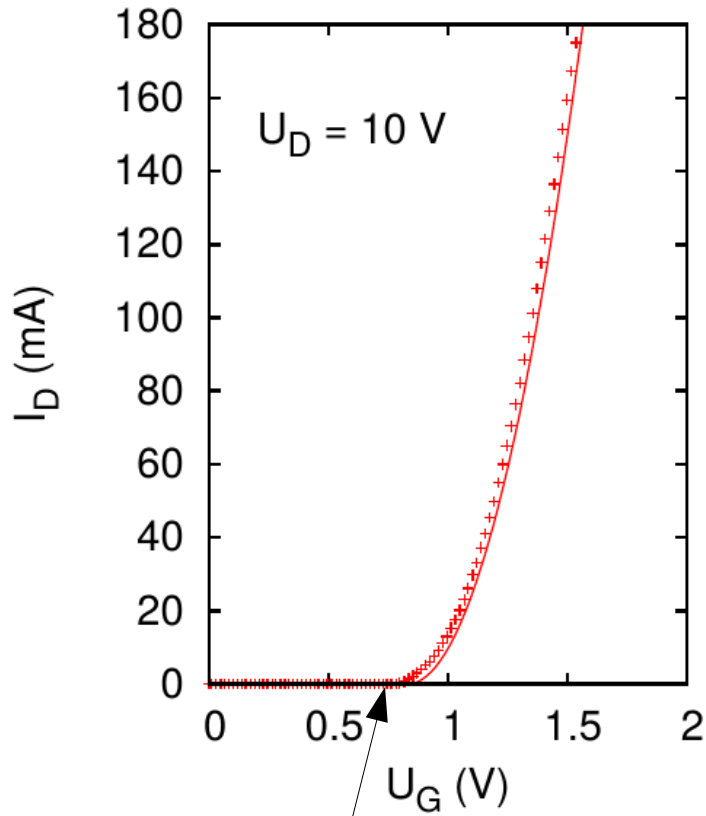
Průběh potenciálu
při různém napětí na
hradle

Záporné - zavřeno

Kladné napětí na hradle postupné
otevírání

Obr. 151. Ideální struktura MOS při různém napětí na elektrodě:
akumulace; b) případ vytvoření oblasti prostorového náboje; c) vytvoření inverzní oblasti

MOSFET

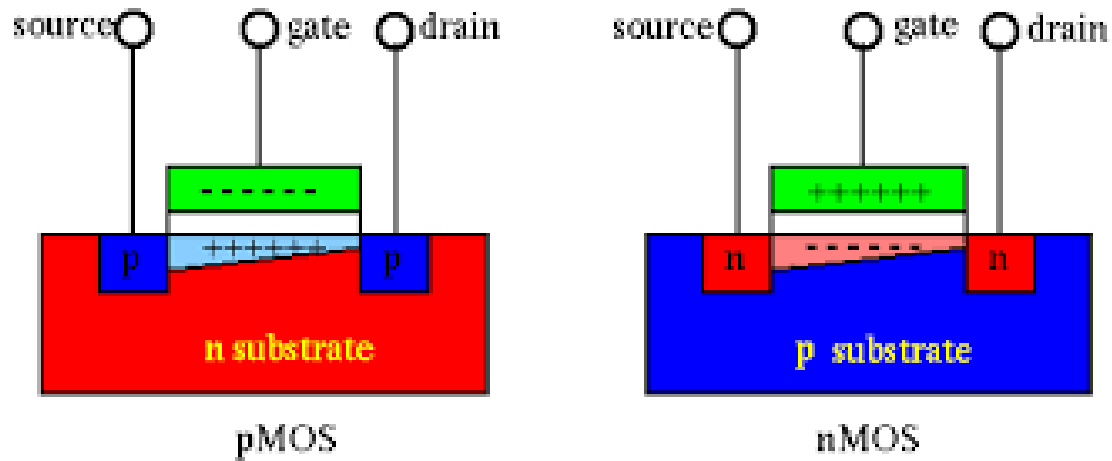


Napětí kdy se MOSFET otevře

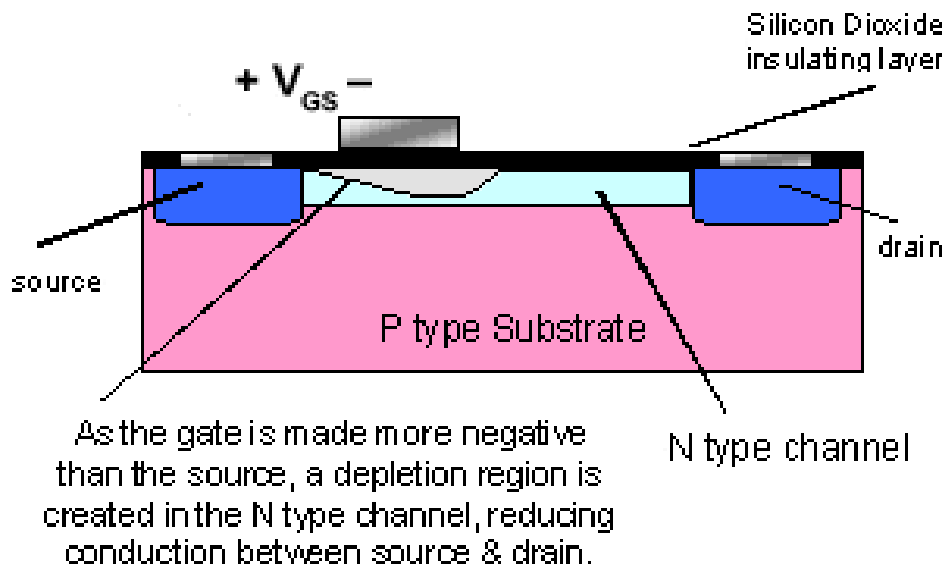
N-MOSFET s obohacováním

$$I_D = \begin{cases} 0, & \text{pro } U_G < U_T \\ K [(U_G - U_T)U_D - cU_D^2], & \text{pro } U_D < U_{Dsat} \text{ a } U_G > U_T \\ K/4c(U_G - U_T)^2 [1 + \lambda(U_D - U_{Dsat})], & \text{pro } U_D > U_{Dsat} \text{ a } U_G > U_T \end{cases}$$

MOSFET



Jiné varianty MOSFETu



N-MOSFET s ochuzováním
Normally ON
Otevřen při nulovém napětí
na hradle

Záporné napětí na hradlo
k zavření tranzistoru

Bipolární tranzistor

