

# **Fyzika pro chemiky II**

## **Fyzika pevných látek**

### **Část 2. Vazby, elektrické a optické vlastnosti, pásová struktura pevných látek**

**jaro 2022**

**Petr Mikulík**

*Ústav fyziky kondenzovaných látek  
Přírodovědecká fakulta  
Masarykova univerzita, Brno*

### III. ZÁKLADY FYZIKY PEVNÝCH (TUHÝCH, KONDENZOVANÝCH) LÁTEK

Anorganické látky:

- Amorfní
- Krystalické

Krystalické látky:

- Iontové krystaly
- Valenční krystaly
- Kovové krystaly (kovy)
- Molekulové krystaly

### III.1. Vazby v tuhých látkách

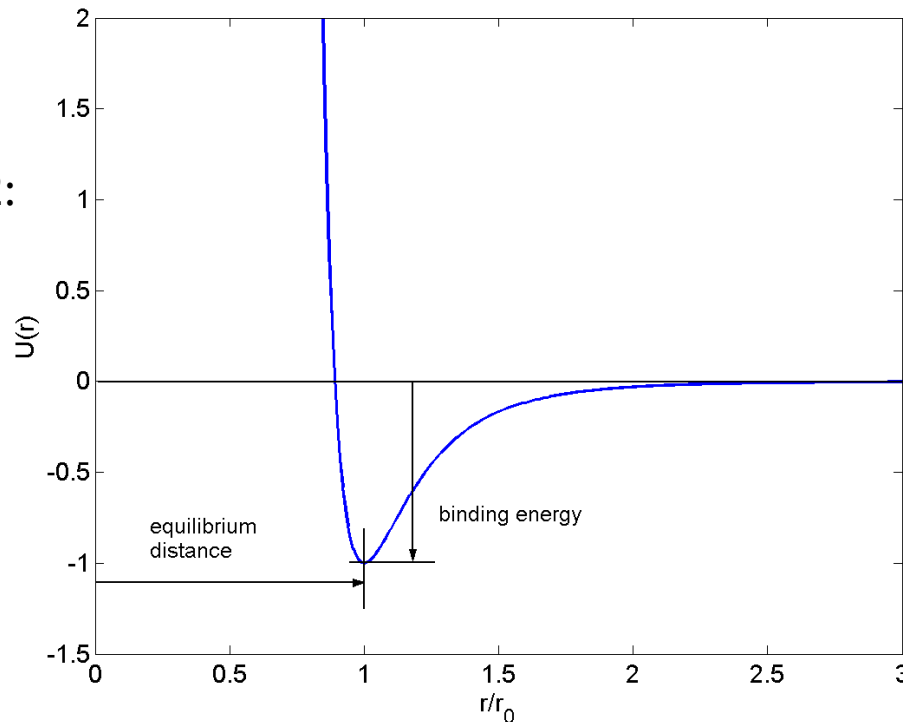
*Poznámka – Vazby mezi atomy se probírají v různých předmětech již od střední školy, proto informace o vazbách v této kapitole již vesměs znáte – je to stejně důležité pro chemiky i fyziky.*

**Vazby mezi atomy** jsou způsobeny elektrostatickými silami.

**Závislost potenciální energie dvojice atomů na jejich vzdálenosti** se často aproximuje fenomenologickým výrazem

$$U(r) = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m} \quad (\text{III.1})$$

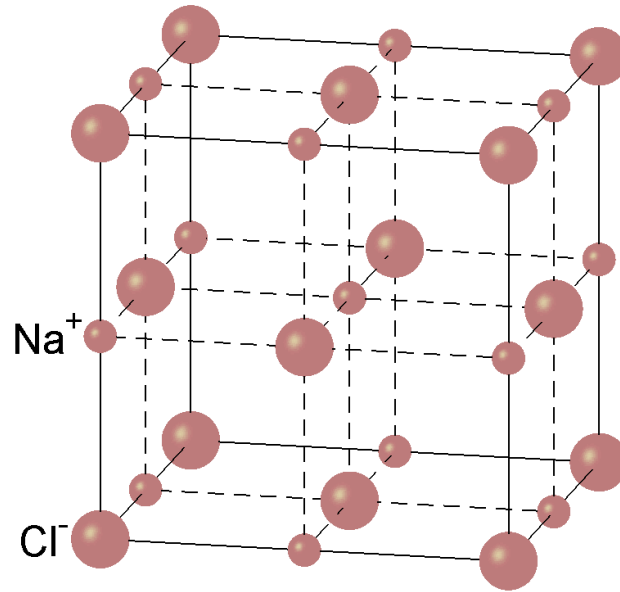
Graf pro  $n = 6$ ,  $m = 12$ :



## Iontová vazba

Iontovými krystaly jsou různé soli.

Příklad: krystal NaCl:



$T > 0$ : kmity mřížce

Uvažme iont Na<sup>+</sup>. Tento iont je elektrostaticky přitahován k 6 sousedním iontům Cl<sup>-</sup>, odpuzován od 12 iontů Na<sup>+</sup> v druhé koordinační sféře, atd. Celková potenciální energie iontu Na<sup>+</sup> je záporná a je rovna

$$U(r) = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (\text{III.2})$$

kde  $r$  je vzdálenost iontů Na<sup>+</sup> a Cl<sup>-</sup>,  $\alpha$  je **Madelungova konstanta**, jejíž hodnota pro NaCl je

$$\alpha \approx 1.7476$$

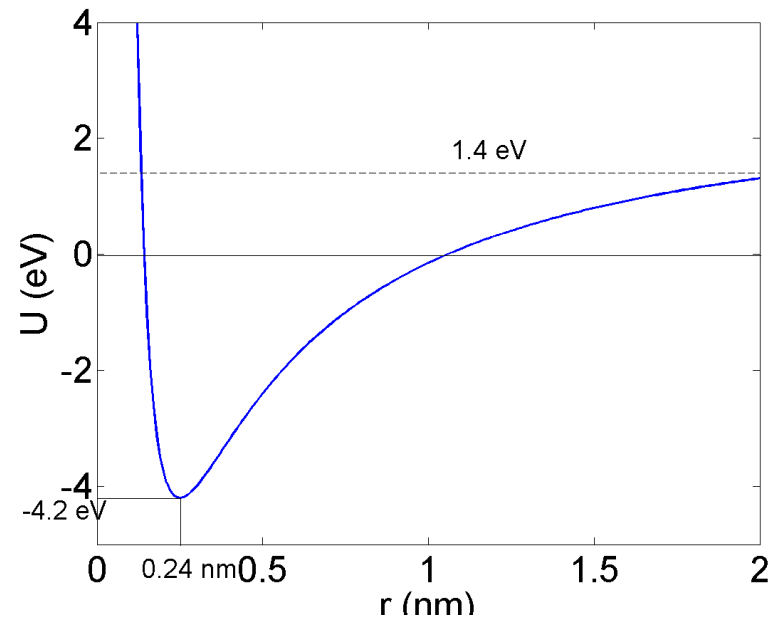
Kvůli Pauliho vylučovacímu principu jsou sousední atomy odpuzovány, překrývají-li se vlnové funkce jejich elektronů.

Celková potenciální energie iontu v krystalu je

$$U(r) = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + \frac{B}{r^m}, \quad m \approx 10 \quad (\text{III.3})$$

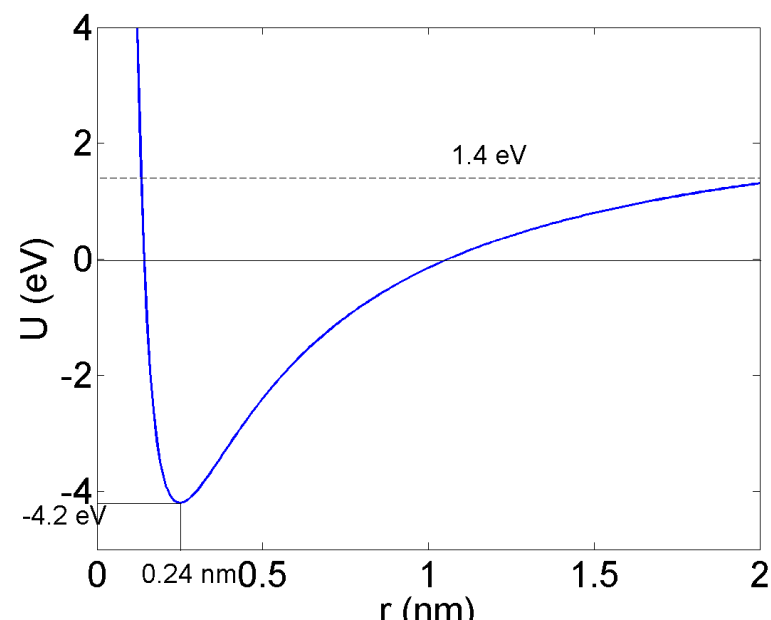
Poloha potenciálního minima odpovídá **rovnovážné vzdálenosti**  $r_0$  sousedních iontů. Hloubka tohoto minima (**iontová kohezní energie**) je energie na jeden iont potřebná k rozložení tuhého tělesa na nekonečně vzdálené jednotlivé ionty:

$$U_0 = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_0} \left(1 - \frac{1}{m}\right) \quad (\text{III.4})$$



### Příklad: iontová vazba v molekule NaCl

Iont  $\text{Cl}^-$  je stabilnější než neutrální atom Cl. Připojením elektronu k atomu Cl se uvolní energie 3.6 eV (**elektronová afinita**). Energie potřebná k odtržení elektronu od neutrálního atomu Na a ke vzniku iontu  $\text{Na}^+$  je 5.1 eV. Energie potřebná ke vzniku páru izolovaných iontů  $\text{Na}^+$  a  $\text{Cl}^-$  je tedy 1.4 eV. Přiblížíme-li ionty k sobě, jejich energie klesá díky elektrostatické přitažlivé síle. Je-li vzdálenost iontů dostatečně malá, je celková energie molekuly  $\text{Na}^+ \text{Cl}^-$  záporná a vzniká iontová vazba.



Iontová kohezní energie krystalu NaCl na jeden pár  $\text{Na}^+ \text{Cl}^-$  je 7.8 eV, atomová kohezní energie na pár neutrálních atomů Na Cl je:  $7.8 - 5.1 + 3.6 \text{ eV} = +6.3 \text{ eV}$ .

Čím je větší atomová kohezní energie, tím je rovnovážná vzdálenost iontů menší a teplota tání vyšší.

### Vlastnosti iontových krystalů:

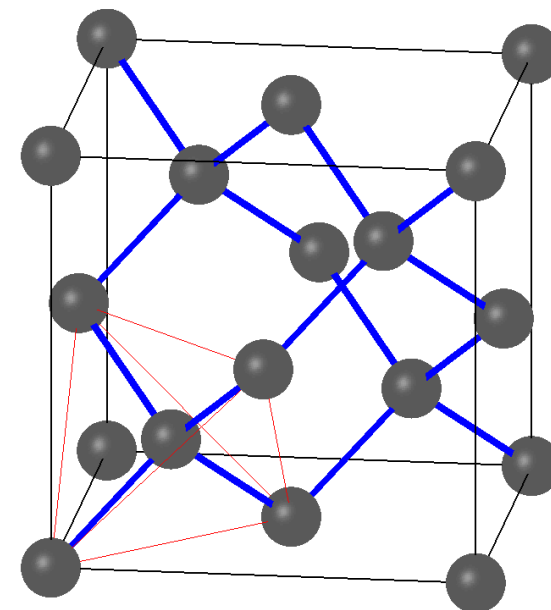
- stabilní a tvrdé krystaly, ale křehké
- dielektrika
- vysoké teploty tání a varu
- průhledné ve viditelné oblasti spektra, absorbují v IR (absorpce na fononech)
- rozpustné v polárních kapalinách (ve vodě ... pak vodivý elektrolyt)

## Kovalentní vazba

Příklad: diamant, křemík, germanium (prvky 4. grupy),  
křemen ( $\text{SiO}_2$ )

*Elementární buňka C (diamant), Si  
nebo Ge (kubická diamantová mřížka):*

Křemík:  $[\text{Ne}] 3p^2 3s^2$



Kovalentní vazba – sdílení elektronů sousedními atomy (více v kvantové chemii).

V diamantové struktuře je každý atom kovalentně vázán ke čtyřem sousedům, ležícím ve vrcholech pravidelného čtyřstěnu. Tím se u diamantu úplně zaplní slupka 2p.

Kohezní energie na dvojici atomů C v diamantu je asi 14.7 eV. Čím je větší kohezní energie, tím je vyšší bod tání krystalu.

### **Vlastnosti kovalentních (valenčních) krystalů:**

tvrdé, pevné a křehké, nevodivé – dielektrika nebo polovodiče, vysoké teploty tání, propustné pro viditelné světlo (diamant) nebo pro IR světlo (křemík).

## ***Kovová vazba***

Kovová vazba je slabší než iontová nebo kovalentní vazba. V kovu se valenční elektrony od atomů uvolní a vytvoří „**elektronový plyn**“. Kovová vazba je způsobena elektrostatickým přitahováním kladných iontů k elektronovému plynu. Kohezní energie na atom je v rozmezí 1–4 eV (Fe má kohezní energii asi 4.3 eV, Pb má 2.04 eV).

Světlo silně interaguje s elektronovým plynem, což způsobuje silnou odrazivost kovu v IR a viditelné oblasti.

**Vlastnosti:** dobrá elektrická i tepelná vodivost, silná odrazivost v IR a VIS.

## ***Molekulové krystaly***

Molekulová vazba není zprostředkována volnými nebo sdílenými elektrony, uplatňuje se tedy u atomů s úplně zaplněnými slupkami (inertní plyny). **Van der Waalovy síly** mezi těmito atomy jsou způsobeny přitažlivou interakcí mezi elektrickými dipóly.

Molekuly vody mají značný dipólový moment a vytvářejí vodíkovou vazbu. V ledu například je kohezní energie na molekulu asi 0.5 eV. I atomy, které nemají permanentní dipólový moment, jsou touto vazbou svázány; vazba působí mezi fluktuacemi elektronové hustoty. Kohezní energie této vazby je velmi slabá (CH<sub>4</sub> má kohezní energii 0.1 eV na molekulu a tuhý Ar asi 0.078 eV).

**Vlastnosti:** malá soudržnost, málo mechanicky odolné, nízký bod tání a varu, nízké sublimační teplo. Příklady: led, HCl, CO<sub>2</sub>, ...



## Pevné látky – krystaly

Elektrony a vazby ovlivňují:

- Elektrické vlastnosti –  $E$ ,  $D$
- Magnetické vlastnosti –  $B$ ,  $H$
- Optické vlastnosti – index lomu  $n$
- Specifické teplo, tepelná vodivost, ...

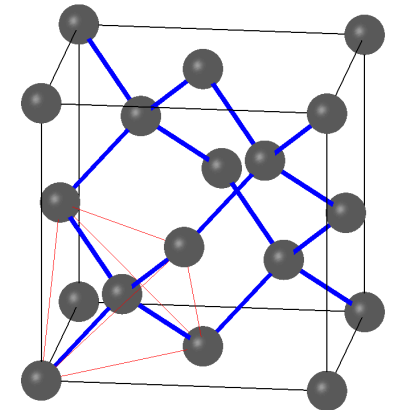
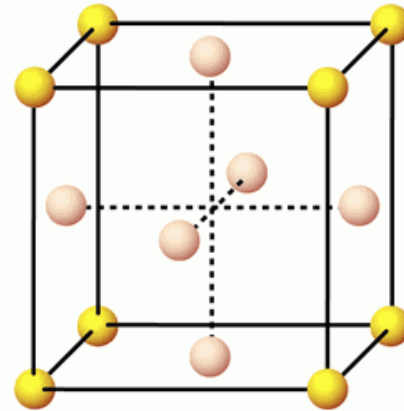
Čisté vs „špinavé“ či s defekty.

Dále nás budou zajímat pouze krystalické pevné látky. Ne např. amorfní.

Struktura – defekty – mechanické vlastnosti.

**Měď Cu** ( $Z=29$ ):

elementární buňka plošně centrovaná (fcc) –  
 hustota  $8.96 \text{ g/cm}^3$  – mřížkový parametr  $3.61 \text{ \AA}$   
 Elektronová konfigurace  $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^1$



**Křemík** ( $Z=14$ ):

diamantová struktura –  
 hustota  $2.33 \text{ g/cm}^3$  – mřížkový parametr  $5.43 \text{ \AA}$   
 Elektronová konfigurace  $[\text{Ne}] 3s^2 3p^2$

Pozn: mřížkový parametr Ge je  $5.66 \text{ \AA}$ ,  
 hustota  $5.325 \text{ g/cm}^3$

## Elektrické a optické vlastnosti tuhých látek

Elektrické vlastnosti pevných látek.

Optické vlastnosti pevných látek.

Vždy jde o vliv elektronů v závislosti na (modelech) uspořádání atomů!

Pásová struktura pevných látek.

Izolanty, kovy, polovodiče.

## III.2. Klasický model volných elektronů v kovu

### Drudeho model elektronového plynu

Základní předpoklady modelu:

- každý atom kovu „věnuje“ do elektronového plynu  $V$  elektronů ( $V$  je valence atomu – sloupec v periodické soustavě prvků)
- elektrony jsou volné (tj. nepůsobí na ně žádná síla)
- elektrony jsou nezávislé (tj. nepůsobí na sebe navzájem)
- rychlosti elektronu jsou náhodné a řídí se Maxwellovou–Boltzmannovou statistikou
- elektrony se srážejí s ionty; rychlost elektronu po srážce nezávisí na jeho rychlosti před srážkou

**Hustota elektronů v plynu:**

$$n = V n_{\text{atom}} = V \frac{N_A \rho}{M_m} \quad (\text{III.5})$$

$N_A$  je Avogadrova konstanta,  $\rho$  je hustota kovu a  $M_m$  je jeho molární hmotnost. Hustota elektronů v plynu je řádově  $10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ . Ideální plyn za normálních podmínek má hustotou částic asi  $1000\times$  menší.

## ***Elektrická vodivost klasického elektronového plynu***

Elektrony jsou záporně nabité ... rychlost ... tok ... přenos náboje, tedy elektrický proud!  
Bez vnějšího elektrického pole je rozdělení rychlostí elektronů náhodné se střední hodnotou

$$\langle v \rangle = 0 \quad (\text{III.6})$$

Podle ekvipartičního teorému závisí střední kvadratická rychlost elektronů (ve 3D prostoru) závisí na teplotě vztahem

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3k_B T}{m} \quad (\text{III.7})$$

$k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \approx 8.6 \text{ eV/K}$  je Boltzmannova konstanta,  $m$  je hmotnost elektronu.

Z (III.7) plyne střední kvadratická rychlost elektronového plynu za pokojové teploty asi 60 km/s.

Protože je střední rychlost elektronů nulová, nedochází **bez vnějšího elektrického pole** k makroskopickému přenosu elektrického náboje.

**Co se stane po přiložení elektrického pole?**

Ve **vnějším elektrickém poli** působí na (zcela volné) elektrony elektrostatická síla a mezi srážkami se elektrony pohybují **rovnoměrně zrychleně**.

Označme  $\tau$  střední dobu **mezi dvěma následujícími srážkami** elektronu – **relaxační doba**.

Srážkou elektron získanou rychlost ztratí a jeho rychlostní rozdělení je zase dáno

Maxwellovou–Boltzmannovou statistikou.

**Driftová rychlost**  $v_D$  je střední rychlost elektronů v plynu v elektrickém poli, lze odvodit vzorec:

$$v_D = \frac{e E \tau}{m} \quad (\text{III.8})$$

Díky této rychlosti dochází k makroskopickému přenosu elektrického náboje – teče elektrický proud.

**Hustota elektrického proudu**  $j$

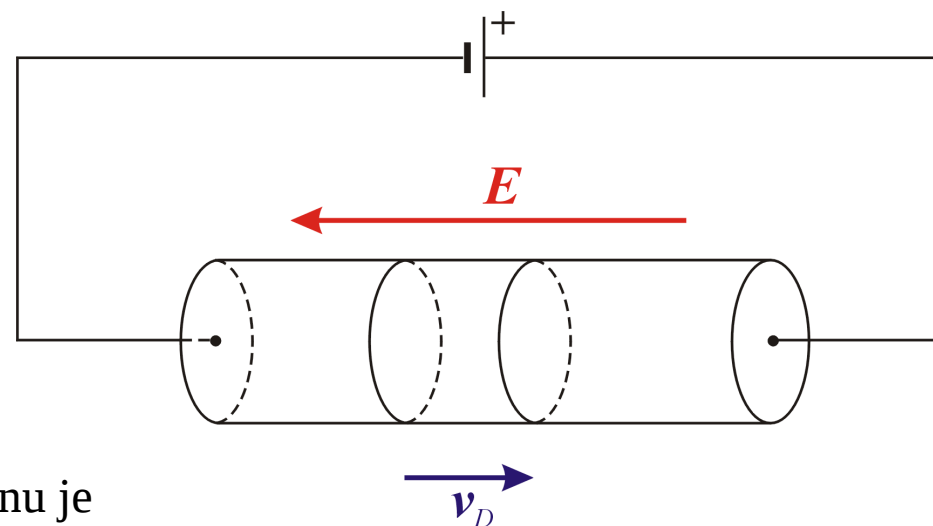
$$j = n e v_D = \frac{n e^2 \tau}{m} E \quad (\text{III.9})$$

**Ohmův zákon** v diferenciálním tvaru je

$$j = \sigma E$$

a tedy **specifická elektrická vodivost** elektronového plynu je

$$\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m} \quad (\text{III.10})$$



Z naměřených hodnot elektrické vodivosti  $\sigma$  a vypočtených hodnot  $n$  vyplývá relaxační doba elektronu řádově  $10^{-15}$  s.

Definujme střední **volnou dráhu elektronu**

$$L = \tau \sqrt{\langle v^2 \rangle} \quad (\text{III.11})$$

Dosazením číselných hodnot vyjde  $L$  řádově  $10^{-10}$  m, tj. vzdálenost mezi sousedními atomy v krystalu. Z toho vyplývá, že ke srážkám elektronů dochází s ionty.

ALE: Tento závěr je **nesprávný**. Ve skutečnosti je  $L$  řádově  $100\times$  delší a tedy i střední kvadratická rychlost elektronů  $100\times$  větší. Důvod – klasická Maxwellova–Boltzmannova statistika se nedá pro elektronový plyn použít.

Číselně pro Cu:  $\tau = 2.5 \cdot 10^{-14}$  s,  $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 1.17 \cdot 10^5$  m/s,  $L = 2.6 \cdot 10^{-10}$  m  $\approx a$

Tento Drudeho model dobře popisuje elektrické jevy (vodivost stejnosměrná i střídavá), Hallův jev, tepelnou vodivost ... ale ne tepelnou kapacitu.

Zapneme **periodické vnější elektrické pole** → **volné elektrony vykonávají nucené harmonické kmity**.  
 Výchylky elektronů  $x$  vedou k polarizaci elektronového plynu – **elektronová polarizace**.

Vlastní kmity elektronového plynu:

Vratná síla 
$$F = -x \frac{ne^2}{\epsilon_0} \quad (III.12)$$

Pohybová rovnice 
$$m\ddot{x} + \frac{ne^2}{\epsilon_0} x = 0 \quad (III.13)$$

Rezonanční frekvence – **plazmová frekvence**

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} \Rightarrow \omega_p \propto \sqrt{n} \quad (III.14)$$

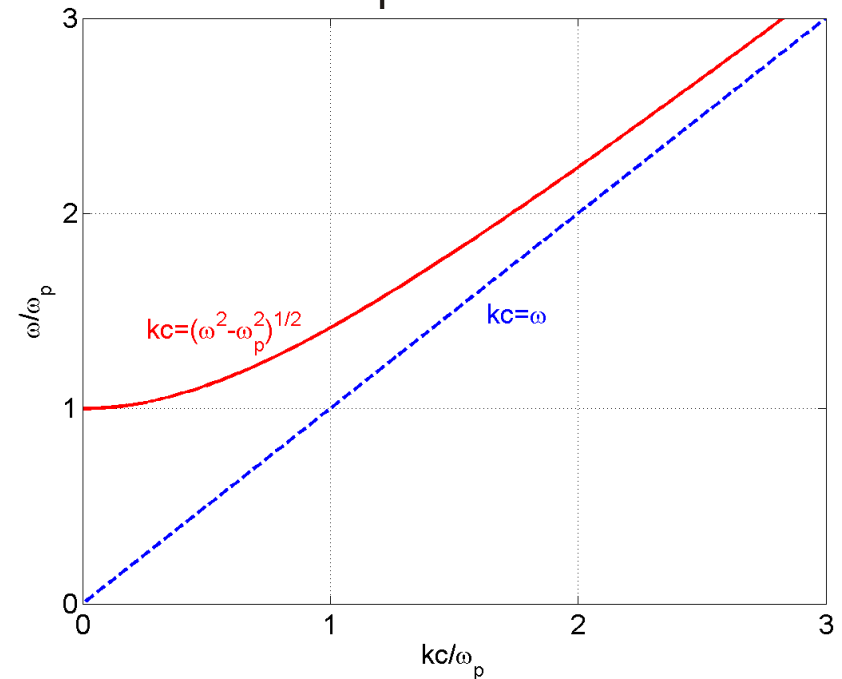
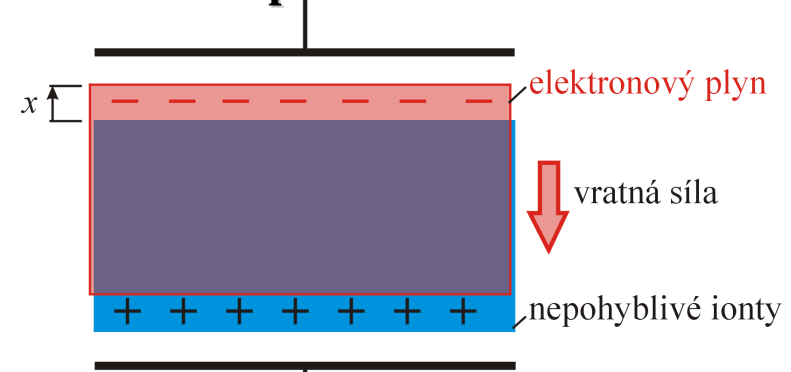
Z Maxwellových rovnic plyne závislost mezi vlnovým vektorem a frekvencí elektromagnetické vlny šířící se elektronovým plynem

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \quad (III.15)$$

**Elektronovým plynem se nemůže šířit**

**elektromagnetická vlna s frekvencí  $\omega < \omega_p$**

→ elektromagnetické vlnění s touto frekvencí se od rozhraní elektronový plyn–vakuum **totálně odráží** i při kolmém dopadu.



Vynucené kmity volného elektronu ve vnějším periodickém elektrickém poli – s tlumením:

$$m \ddot{x} + m \dot{x} / \tau = e E e^{-i\omega t}$$

Výchylka kmitů je 
$$x = -\frac{e E}{m} \frac{\tau}{\omega^2 \tau + i \omega} e^{-i\omega t}$$

Polarizace elektronového plynu 
$$P = n e x = -\frac{n e^2 E}{m} \frac{\tau}{\omega^2 \tau + i \omega} \equiv \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E$$

Odtud relativní permitivita  $\varepsilon = \varepsilon_r$  elektronového plynu

$$\varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon'', \quad \varepsilon' = 1 - \frac{(\omega_p \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega (1 + (\omega \tau)^2)}$$

Odrazivost se blíží k jedné pro  $\omega < \omega_p$

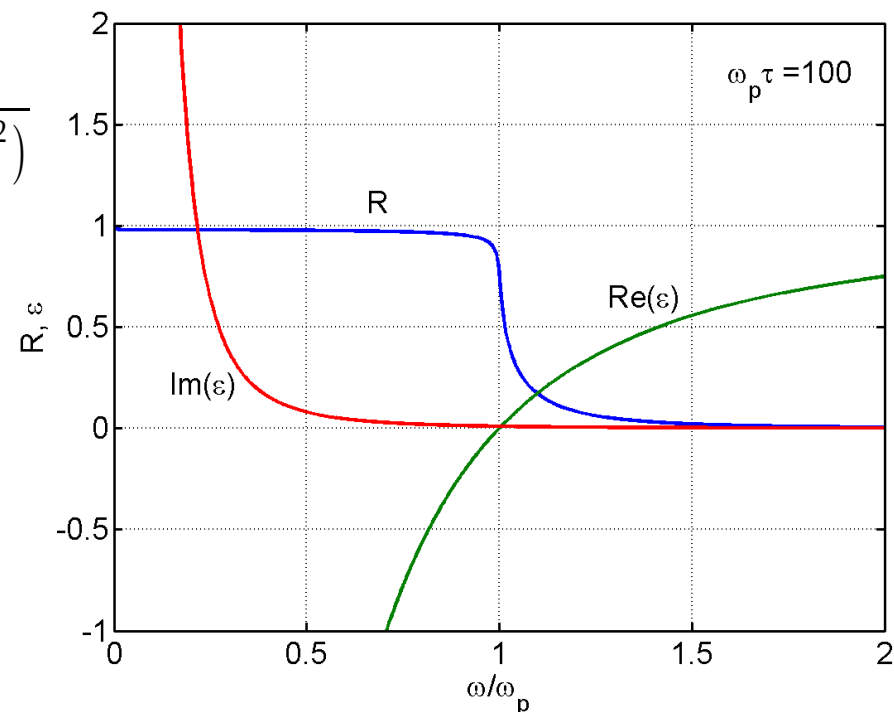
Plazmová frekvence sodíku:

$$\omega_p \approx 8.97 \cdot 10^{15} \text{ rad/s} \approx 5.9 \text{ eV}$$

$$\lambda_p \approx 210 \text{ nm}$$

... blízká UV oblast

→ **sodík je lesklý ve viditelné oblasti spektra.**





### III.3. Kvantový model volných elektronů v kovu

**Pauliho vylučovací princip:** V témže jednoelektronovém stavu mohou být nanejvýš dva elektrony s opačným spinem.

**Maxwellova–Boltzmannova statistika** tomuto principu nevyhovuje: **při nulové teplotě** jsou všechny elektrony v témže stavu s nulovou rychlostí a nulovou kinetickou energií.

**Fermiho–Diracova statistika:** Při nulové teplotě jsou obsazeny dvěma elektrony všechny stavy s energiemi menšími nebo rovny **Fermiho energii**

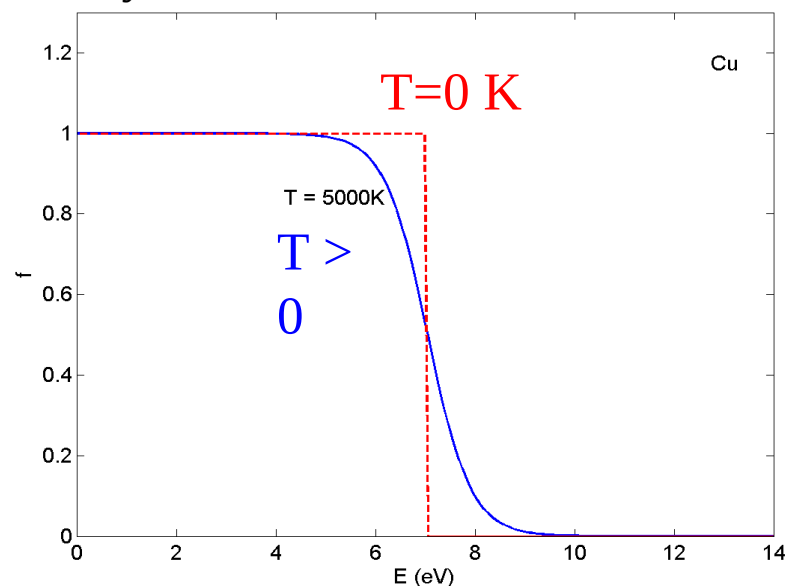
$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (\text{III.16})$$

Pauliho princip: není možné daný stav obsadit více než dvěma elektrony.

**Za vyšších teplot** jsou některé stavy s energií menší než  $E_F$  volné a některé stavy nad  $E_F$  obsazené.

*Pravděpodobnost nalezení obsazeného stavu:*

Při vysokých teplotách přechází Fermiho–Diracova statistika v klasickou Maxwellovu–Boltzmannovu statistiku.



## Elektrická vodivost elektronového plynu – Sommerfeldova teorie a kvantový popis

V nulovém vnějším poli a při nulové teplotě jsou v rychlostním prostoru obsazeny všechny stavy s rychlostmi

$$\frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \leq E_F \quad (\text{III.17})$$

Maximální rychlost **neuspořádaného** pohybu – **Fermiho rychlost**  $v_F = \sqrt{\frac{2 E_F}{m}}$  (III.18)

Cu:  $E_F = 7.05 \text{ eV}$ ,  $v_F = 1.57 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

**Ve vnějším elektrickém poli** získají elektrony **driftovou rychlost**  $v_D$  (rychlost **uspořádaného** pohybu).

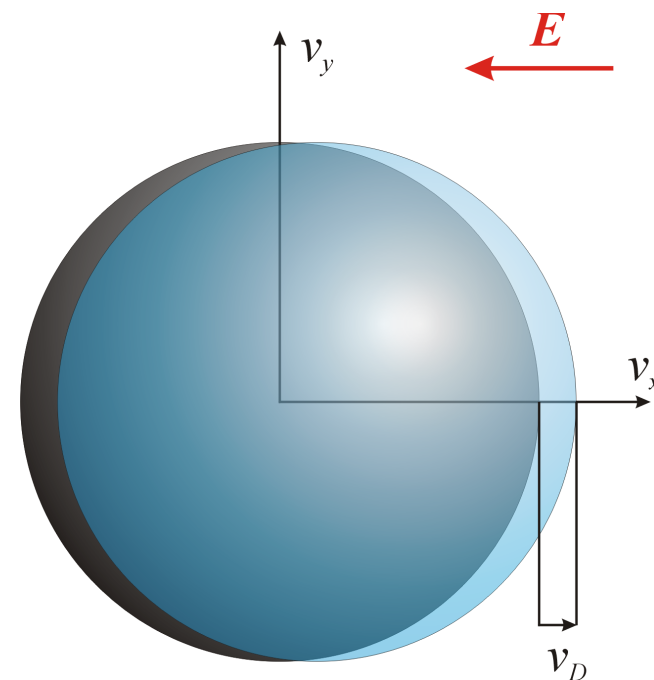
Číselně: Cu:  $v_D = 4.4 \text{ mm/s} \ll v_F$

Koule obsazených stavů v rychlostním prostoru se vlivem vnějšího elektrického pole jen velmi málo posune, na přenosu náboje se podílejí jen elektrony s rychlostí  $v_F$ .

**Střední volná dráha elektronů** je tedy

$$L = \tau v_F \quad (\text{III.19})$$

Číselně: Cu:  $L = 3.9 \cdot 10^{-8} \text{ m} \gg a$

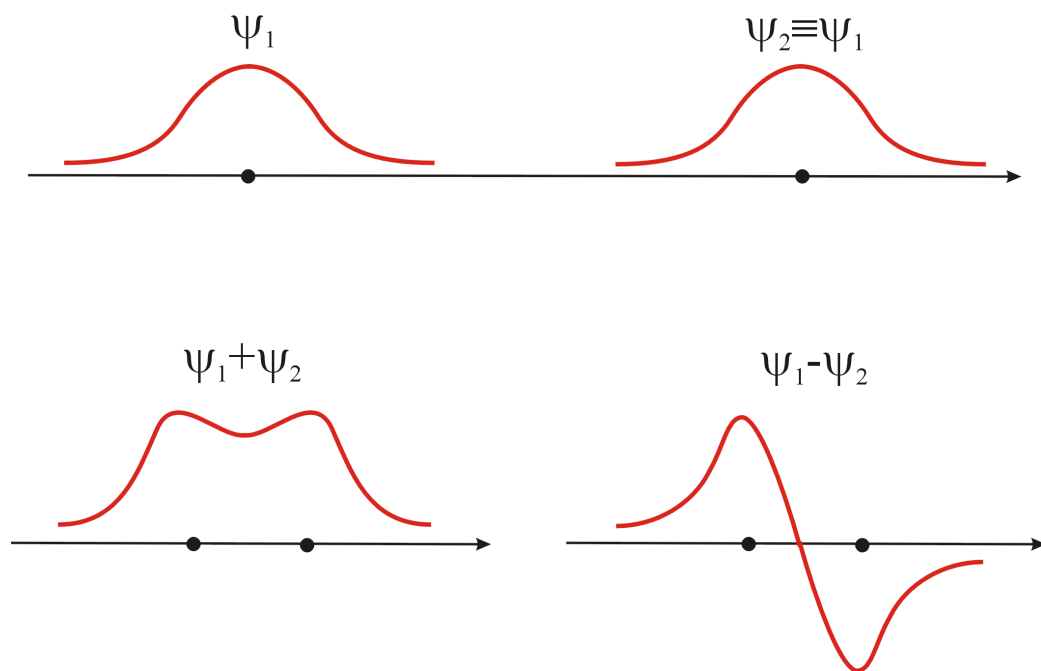


### III.4. Pásová teorie elektronů v pevné látce

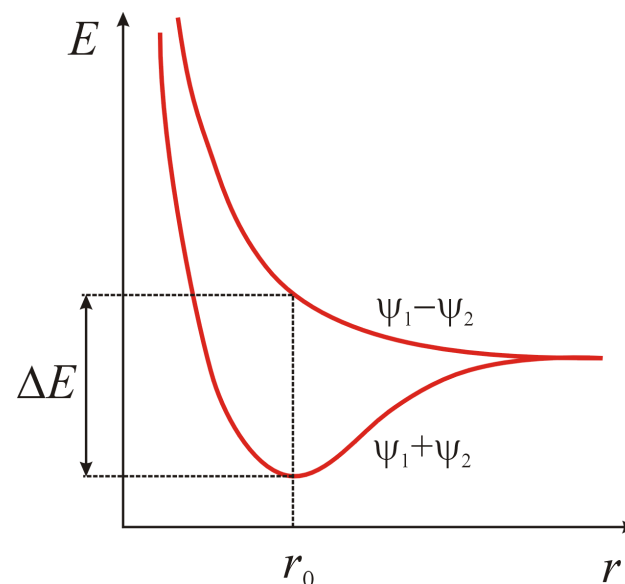
„Sestavme“ krystal tuhé látky postupným přibližováním izolovaných  $N$  **identických atomů** .

Jsou-li atomy velmi vzdáleny, energiové hladiny jejich elektronových obalů jsou  $N \times$  degenerovány. Díky interakci mezi atomy (překryv vlnových funkcí elektronů v různých atomech) se tato degenerace snímá a vznikají **energiové pásy**.

*Případ dvou atomů, každý s 1 elektronem v s stavu:*



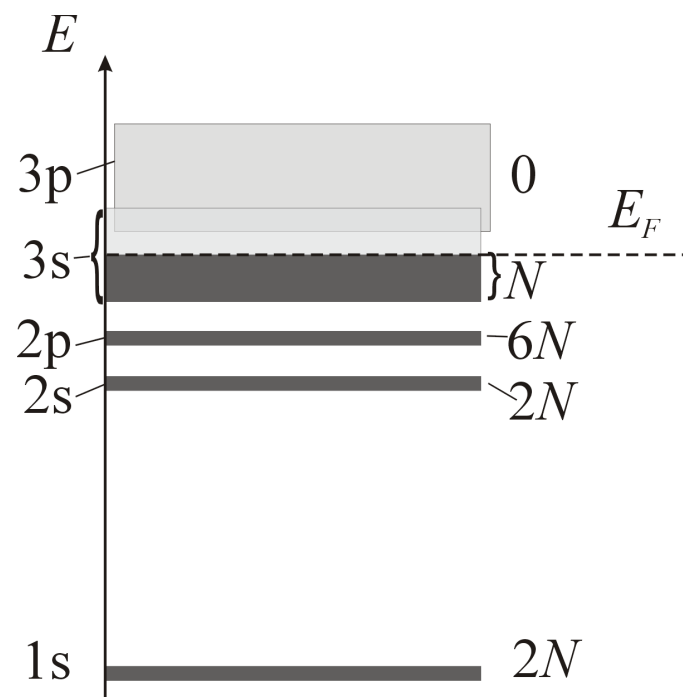
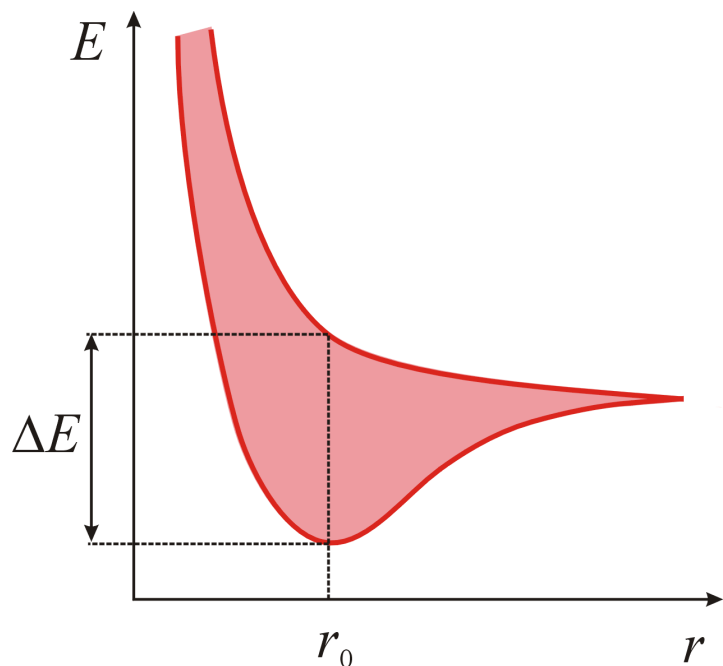
*Rozštěpení energiových hladin:*



$N$  atomů

Příklad: pásové schéma Na:

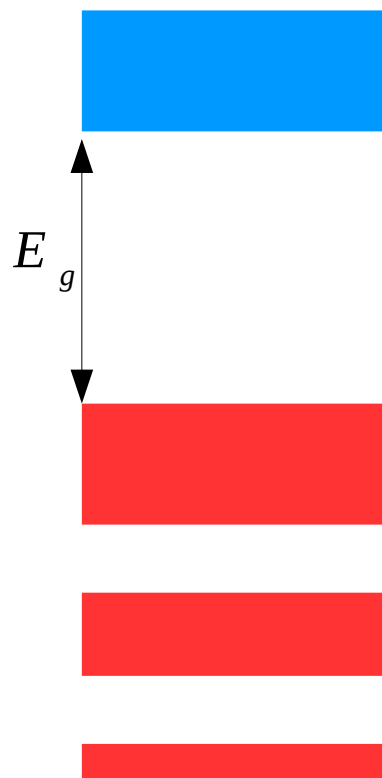
$Z=11 \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1 = 11$  elektronů



každý energiový pás může obsahovat nanejvýš  $2N(2l+1)$  elektronů

# Šířka zakázaného pásu $E_g$ (g=gap) a Fermiho energie $E_F$

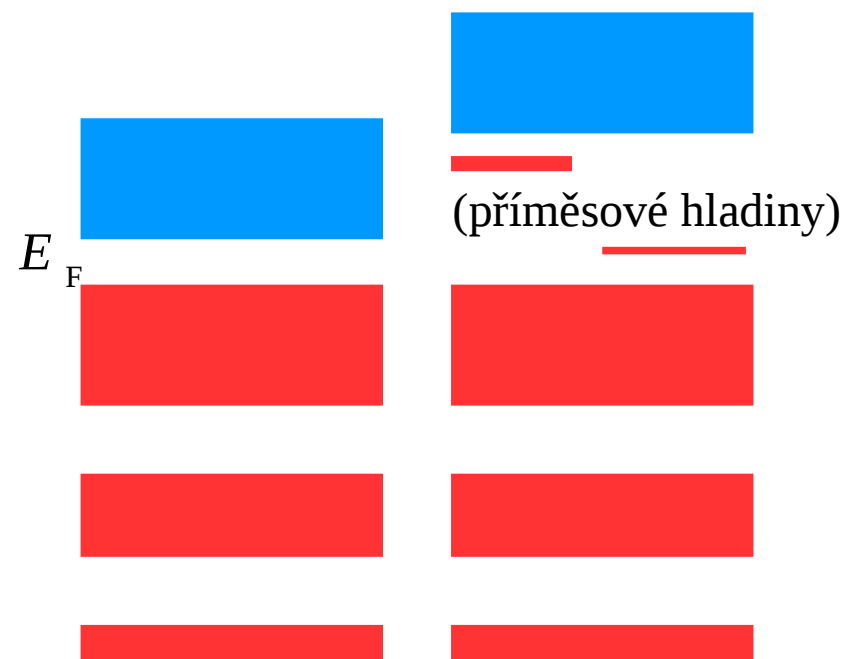
izolátor



kov



polovodič  
vlastní    příměsový



$E_F$  – nejvyšší zaplněná energetická hladina v základním stavu.

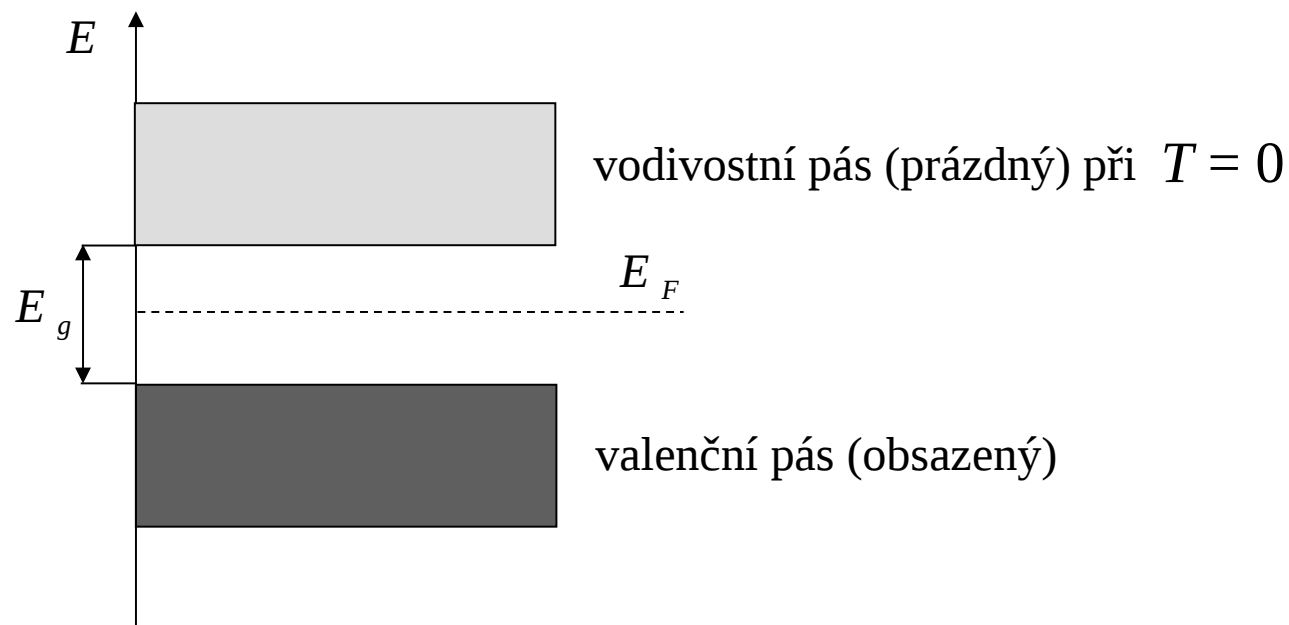
Pravděpodobnost přechodu – exponenciální.

Teplotní závislost.

**Kovy:** energiový pás je částečně zaplněn (Na). Působením vnějšího elektrického pole může elektron získat kinetickou energii driftového pohybu ... vedení elektrického proudu.

**Izolanty:** energiový pás (valenční pás) je zcela zaplněn, další energiový pás (vodivostní pás) je volný. Šířka zakázaného pásu (energy gap  $E_g$ ) je mnohem větší než  $k_B T$ .

Číselně: Při pokojové teplotě  $T = 300$  K:  $k_B T = 0.025$  eV = 25 meV.

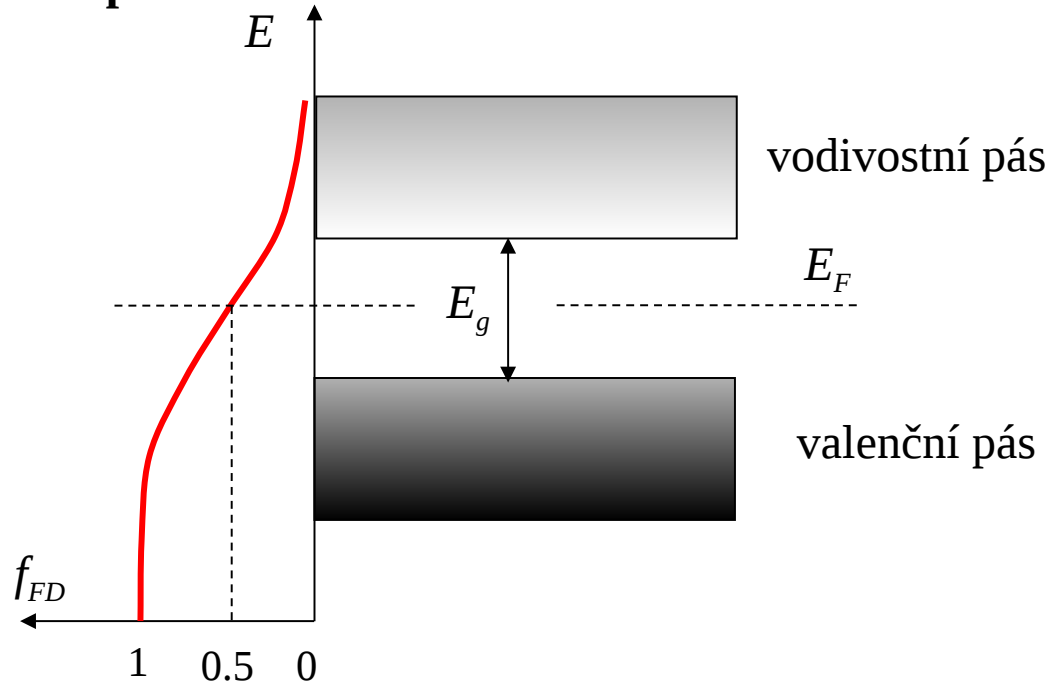


**Polovodiče:** zakázaný pás má šířku 1–2 eV nebo menší. Při  $T = 0$  K je vodivostní pás volný a materiál nevede elektrický proud. S rostoucí teplotou roste hustota  $n$  elektronů ve vodivostním pásu a roste jeho specifická vodivost:

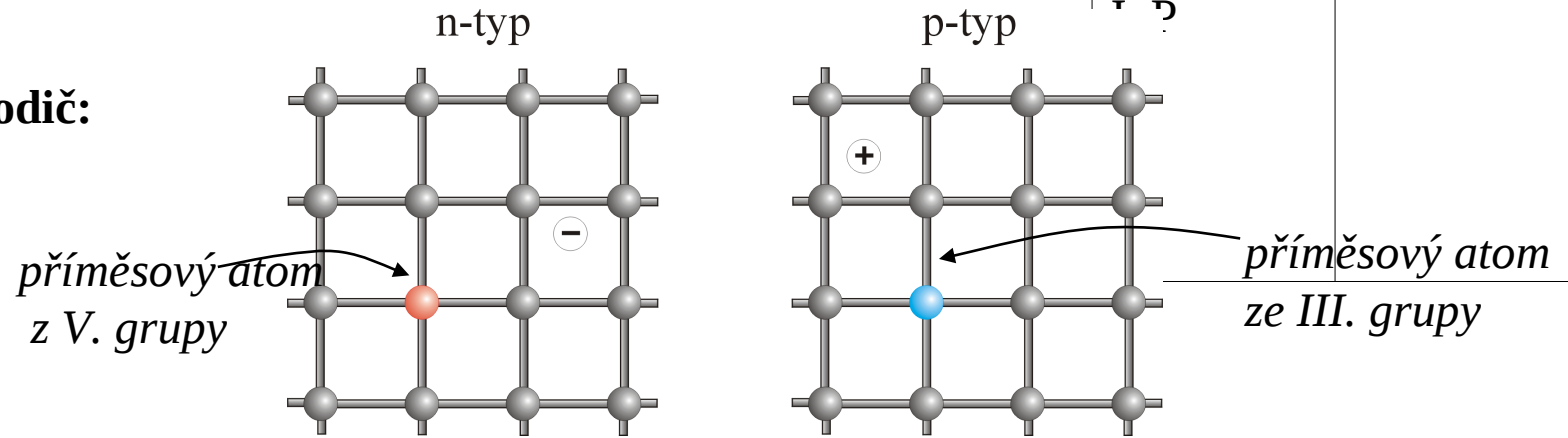
$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (\text{III.20}) \quad (\tau \text{ klesá s teplotou, ale pomaleji, než } n \text{ roste)}$$

## Pásové schéma polovodiče při $T > 0$

### Vlastní polovodič:



### Příměsový polovodič:



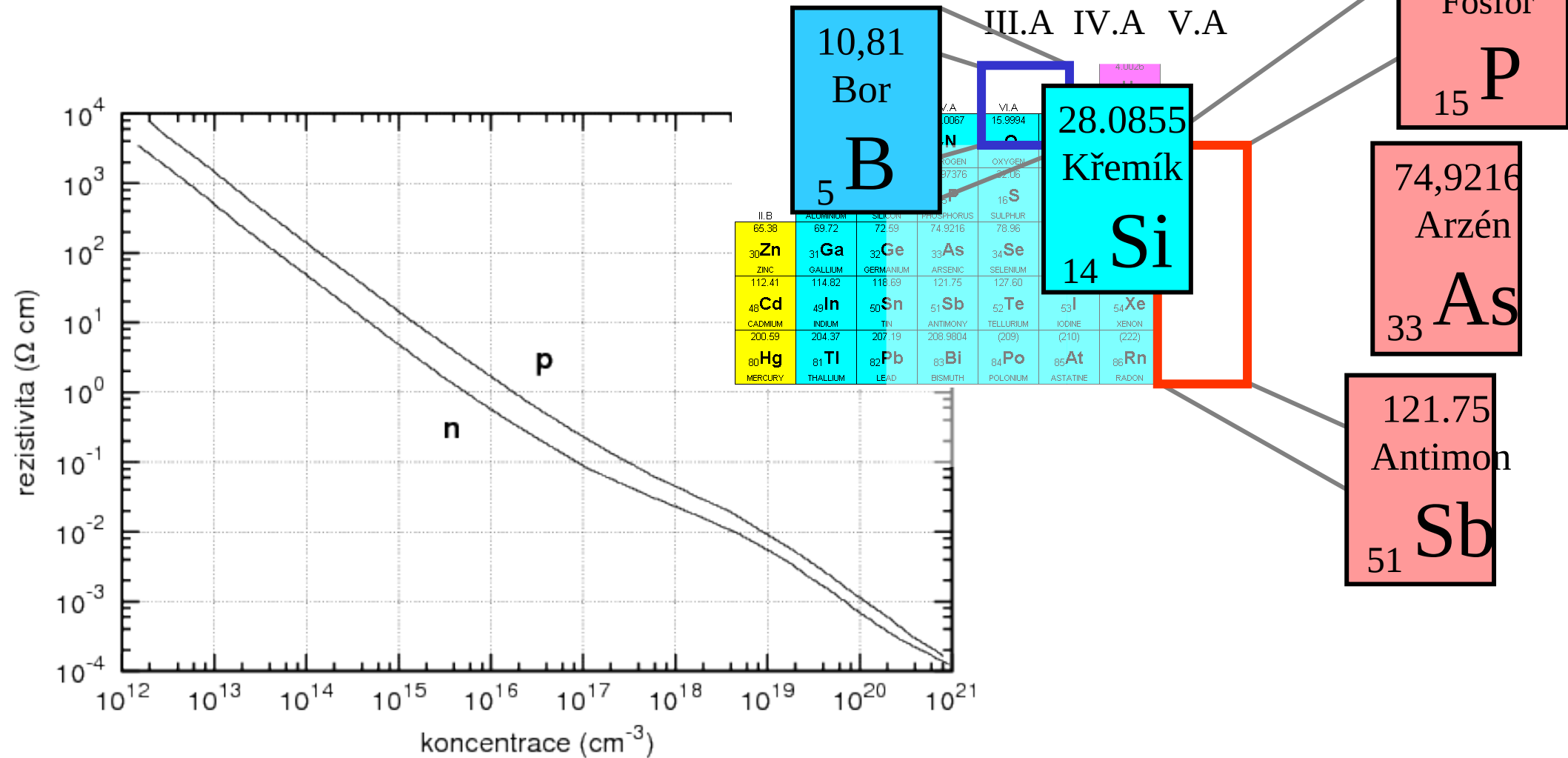
### Šířky zakázaných pásů $E_g$ některých polovodičů:

polovodič	$E_g$ (eV) při 300 K
Si	1.14
Ge	
GaAs	1.43
GaP	2.26

## Křemík a dopanty

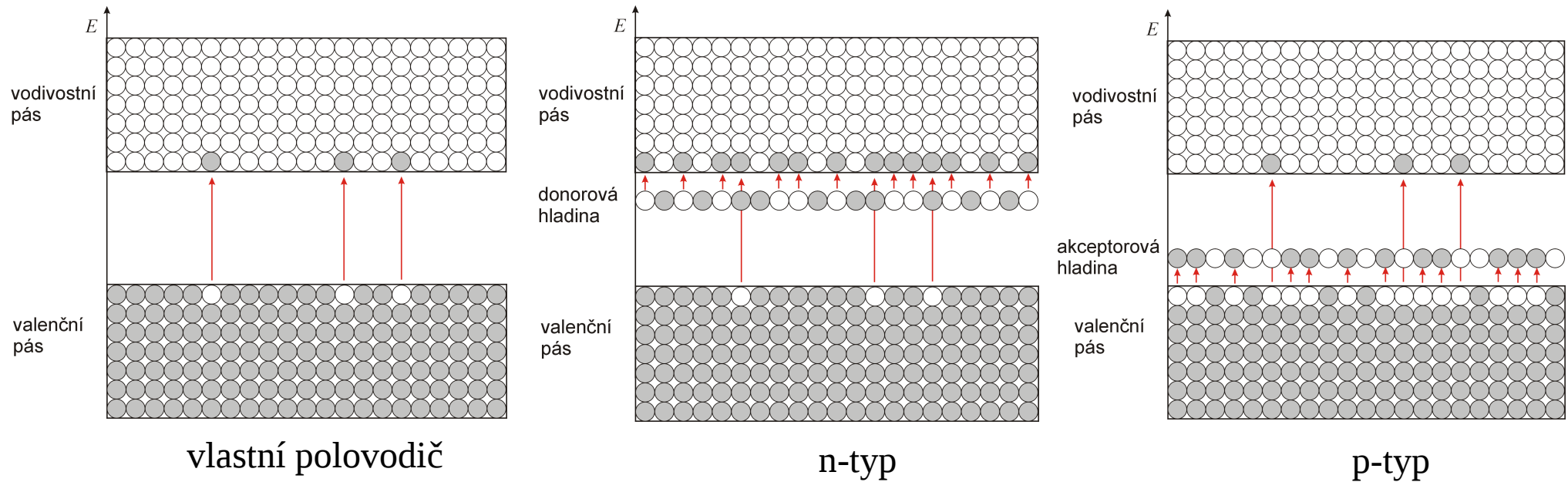
Krystalová mřížka křemíku obsahuje  $5 \cdot 10^{22}$  atomů/cm<sup>3</sup>.

Rozsah koncentrací dopantů používaných v polovodičových součástkách je od  $10^{14}$  do  $10^{20}$  atomů dopantu/cm<sup>3</sup>.





## Přechody elektronů z valenčního do vodivostního pásu při $T > 0$



Vlastní polovodič: hustota volných elektronů je rovna hustotě volných děr  $n = p$

Polovodič typu n: hustota volných elektronů je větší než hustota volných děr  $n > p$

Polovodič typu p: hustota volných elektronů je menší než hustota volných děr  $n < p$

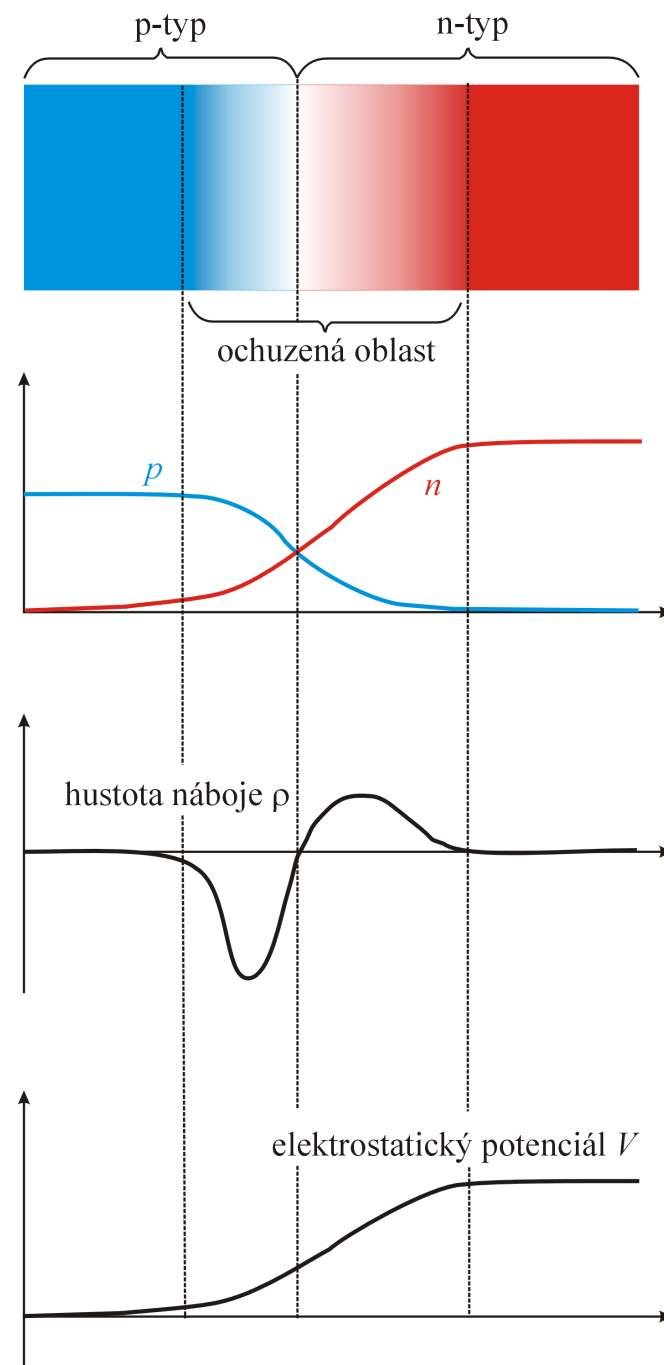
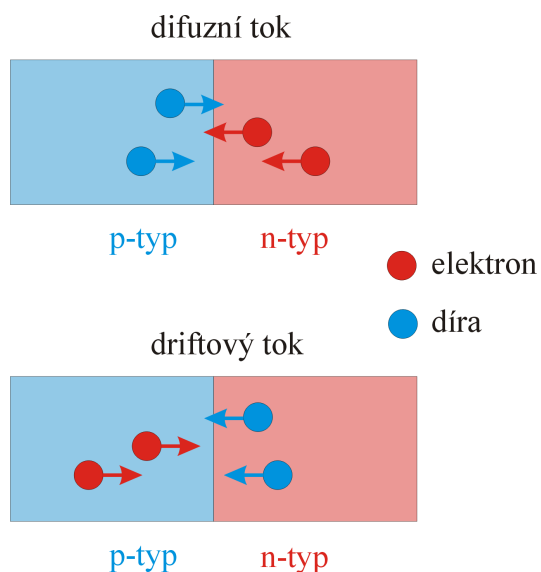
*„Neměli bychom se zabývat polovodiči, ty jevy jsou způsobené nečistotami – kdo ví, zda polovodiče vůbec existují“ (W. Pauli, 1931).*

### III. 5. Polovodičové součástky

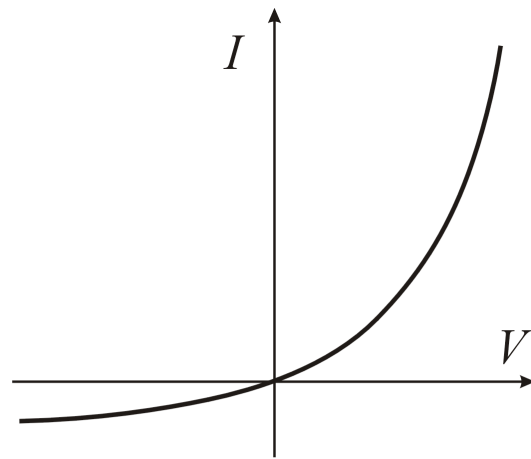
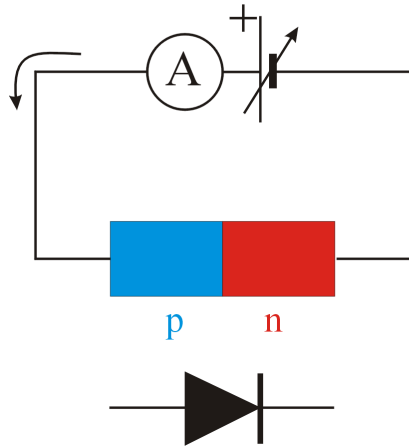
#### *p-n* přechod

Polovodič typu p je spojen s polovodičem typu n tak, aby nositelé náboje mohly volně procházet:

**Rovnovážný stav** – difúzní tok elektronů (děr) se právě kompenzuje **driftovým tokem** vyvolaným rozdílem potenciálů n-typu a p-typu (kontaktním potenciálem):



## Polovodičová dioda

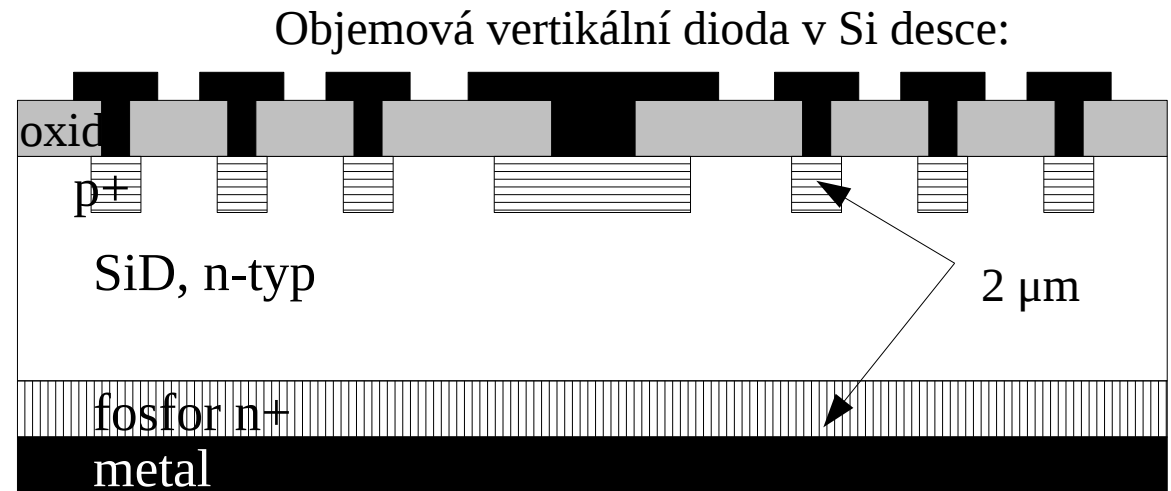
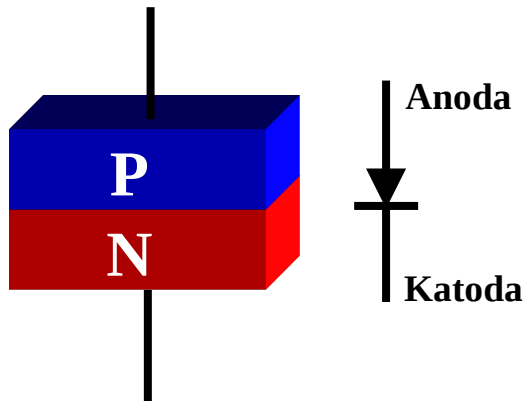


### Voltampérová charakteristika

$$I = I_0 \left( e^{|e|V/k_B T} - 1 \right) \quad (\text{III.21})$$

$I_0$ : saturační proud;  $V$  napětí

**Usměrňovací efekt:** dioda v propustném směru: + na p-tyt, - na n-tyt  
 dioda v závěrném směru: - na p-tyt, + na n-tyt

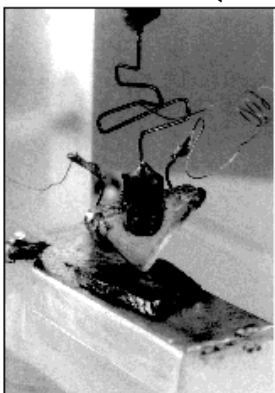


## Bipolární tranzistor

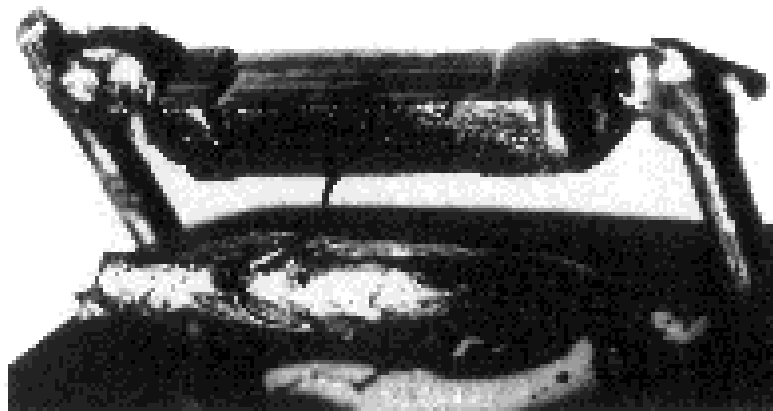
John Bardeen, Walter Brattain, William Shockley  
... prosinec 1947 (Nobelova cena 1956)



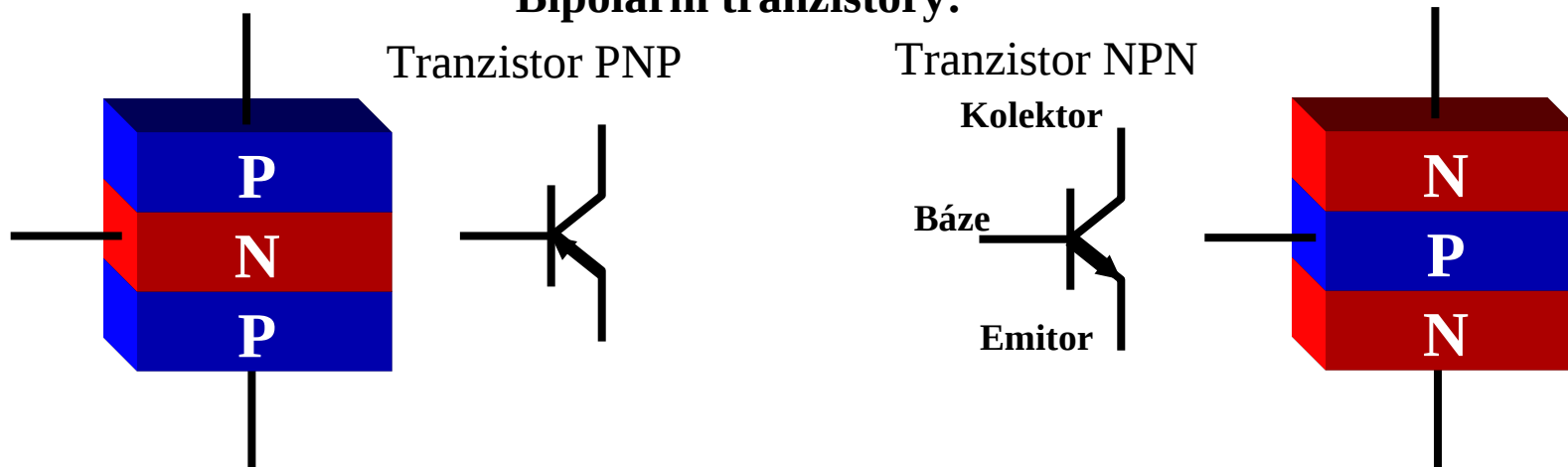
První (hrotový)  
tranzistor (1947)



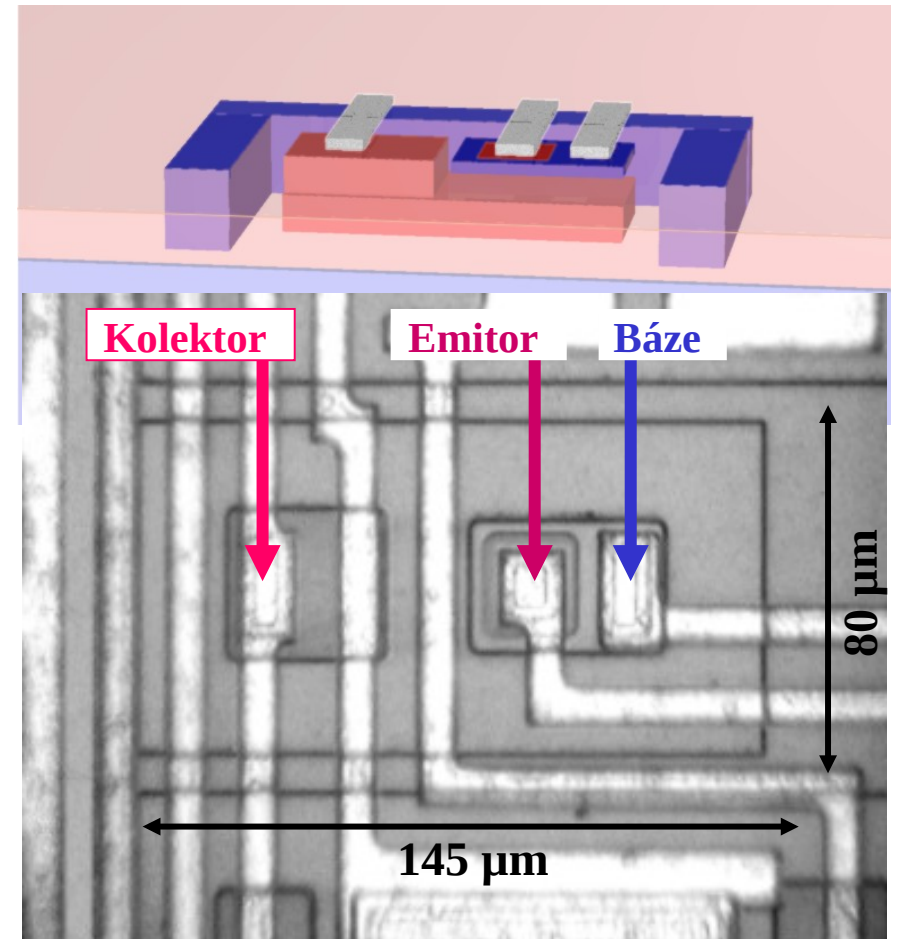
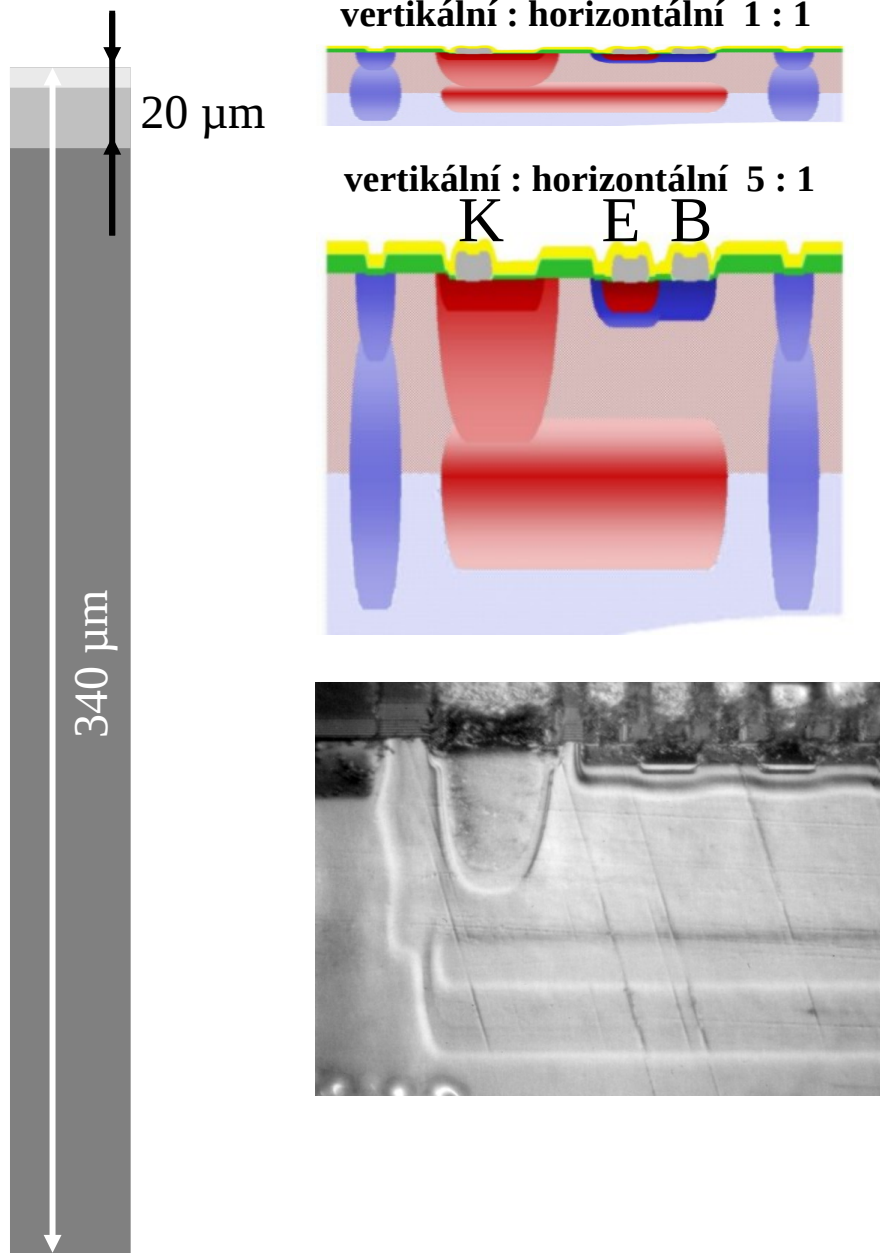
První slitinový tranzistor (1950)



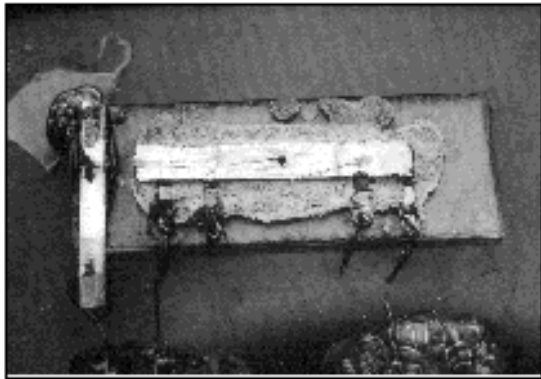
### Bipolární tranzistory:



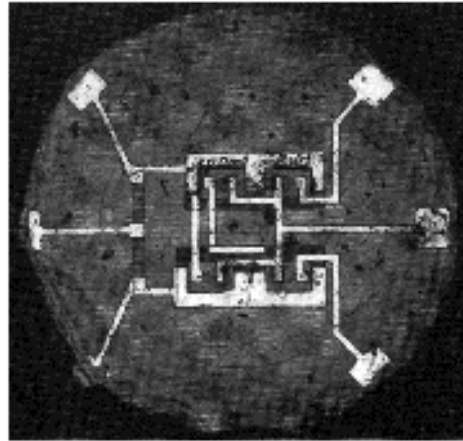
**Realizace současného bipolárního tranzistoru na křemíkové desce  
(planární technologie výroby integrovaných obvodů – čipů)**



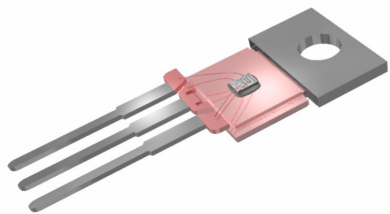
## První integrované obvody



Kilby's wire-bonded IC - 1958



Fairchild RTL IC - 1961

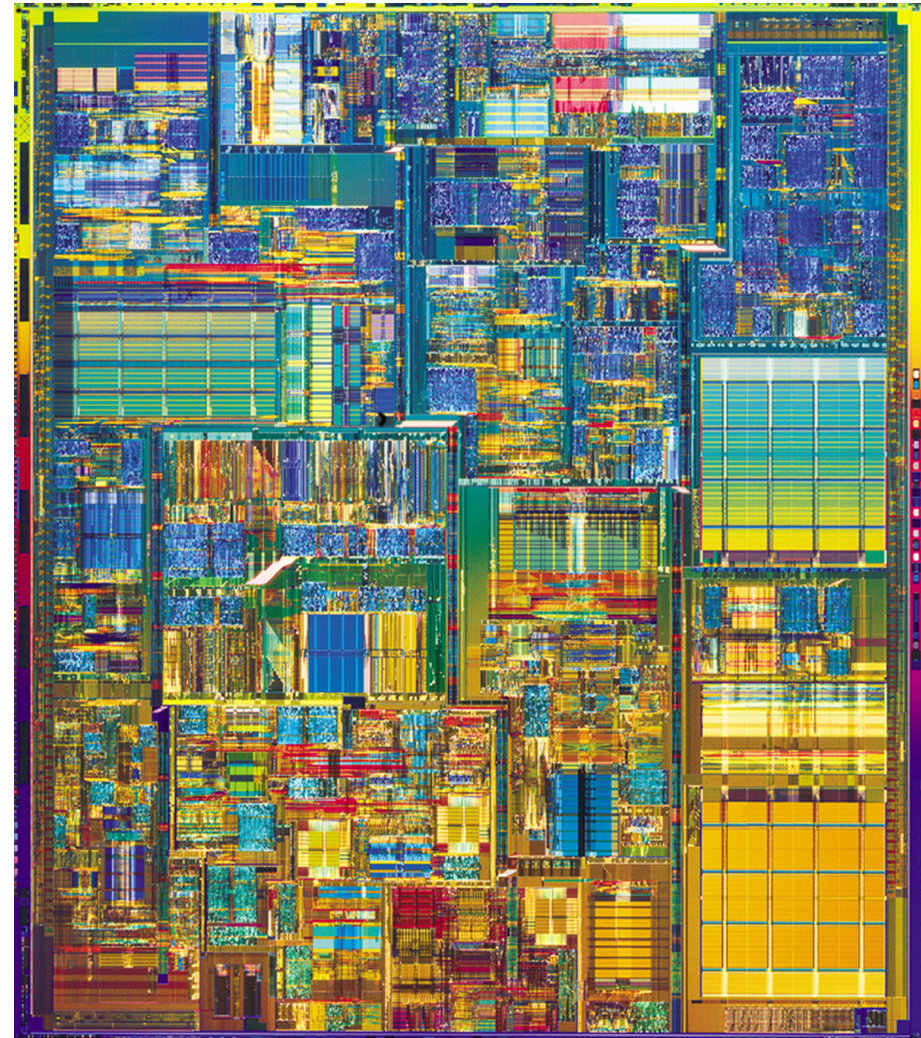


Součástky perfektně fungují ... **Moorův „zákon“**.

Robert Noyce a Gordon Moore – zakladatelé firmy Intel (Integrated Electronics Corporation – 1968).

ČR: Tesla Rožnov, později Tesla Sezam – Motorola, nyní ON Semiconductor Czech Republic.

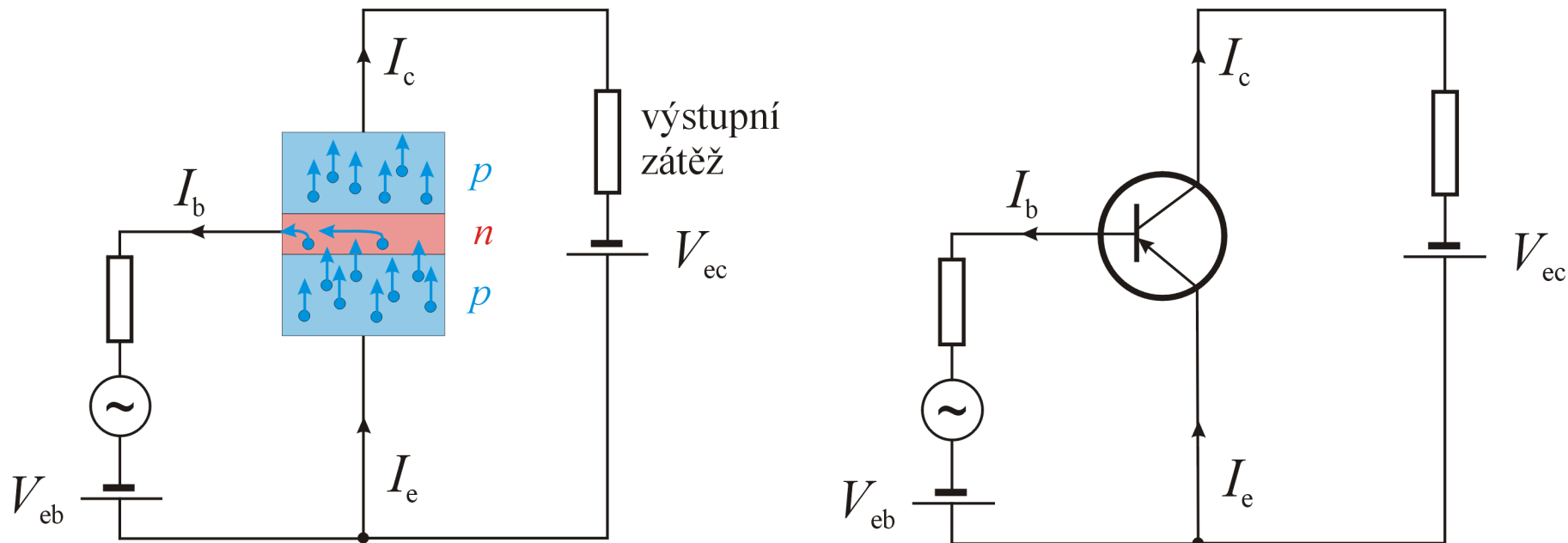
Procesor Intel Pentium 4,  
 $42 \cdot 10^6$  tranzistorů,  
 kmitočet 1,5 GHz (2000)



**Náročnost výroby – čisté bezprašné prostory – fotografie laboratoří na ÚFKL (třída čistoty 100, tj. max 100 částic větších než 0,5 mikrometru ve stopě krychlové. Procesy: litografie, oxidace, naprašování, sycení dopanty. Demineralizovaná voda, 18 M $\Omega$ .cm @ 25 °C. Čistota chemikálií: p.p.**



## Princip činnosti tranzistoru



Přechod emitor–báze je polarizován v propustném směru, přechod báze–kolektor v závěrném směru. Emitorový proud je tvořen děrami driftujícími do báze. V bázi jsou díry minoritními nositeli proudu a rekombinují s volnými elektrony. Protože je báze velmi tenká, velká část těchto děr nerekombinuje a difúzí pronikne do kolektoru. Tato difúze je urychlována napětím mezi bázi a kolektorem. Část děr v bázi je odváděna z báze. Proud báze  $I_b$  ovlivňuje kolektorový proud

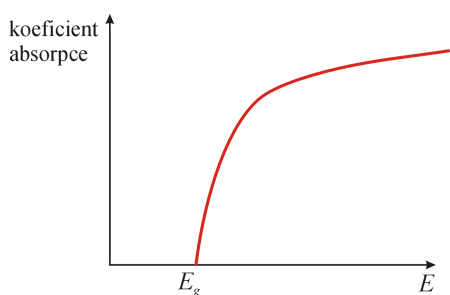
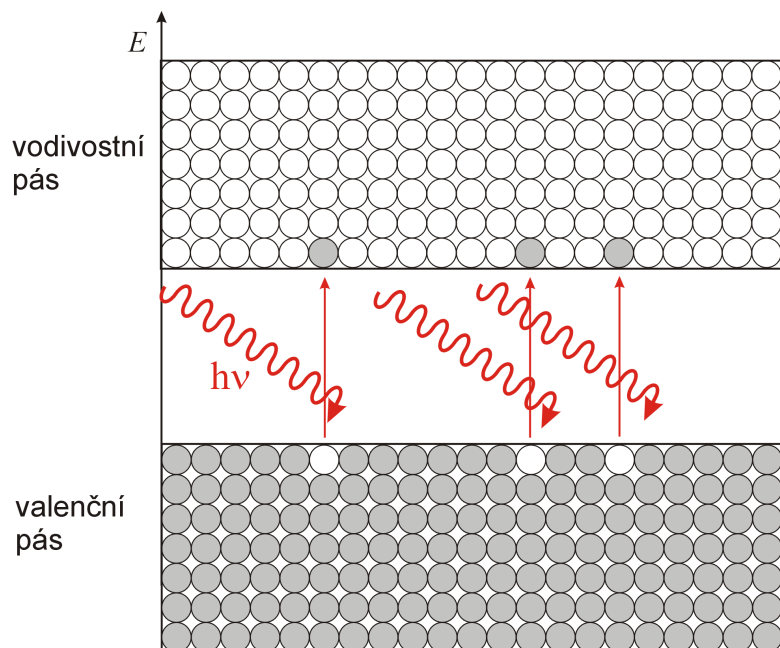
$$I_c = \beta I_b \quad (\text{III.22})$$

Zesilovací činitel  $\beta \approx 10 \div 100$



## Světelná dioda – LED

### Absorpce světla vlastním polovodičem

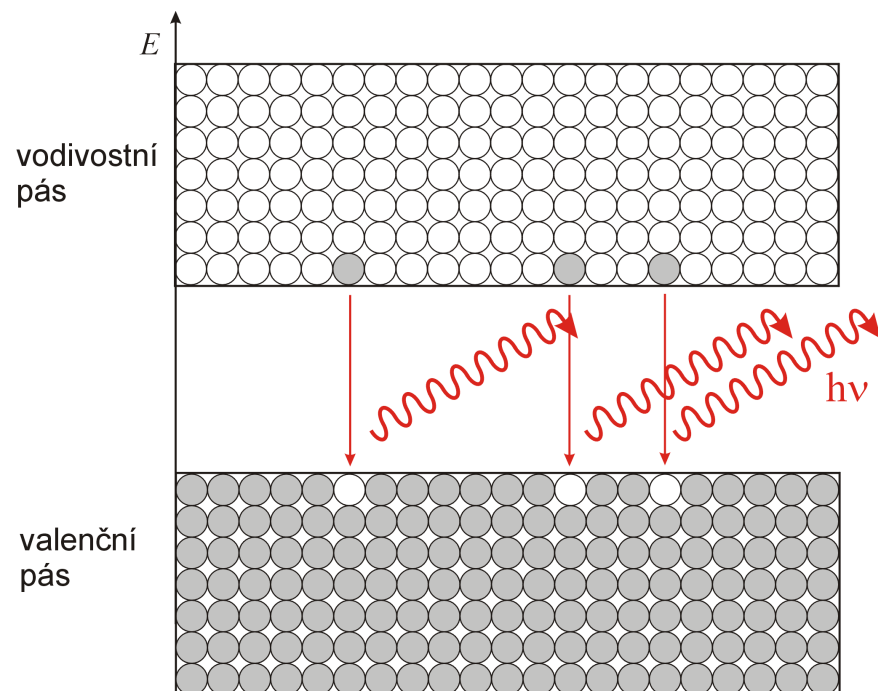


Polovodič absorbuje světlo o energii větší než je energie zakázaného pásu  $E_g$ , fotony s energií menší absorbovány nejsou a tudíž projdou.

Např. GaAs absorbuje světlo s energiemi nad 1.43 eV, tj. s vlnovými délkami pod 868 nm (IR světlo).

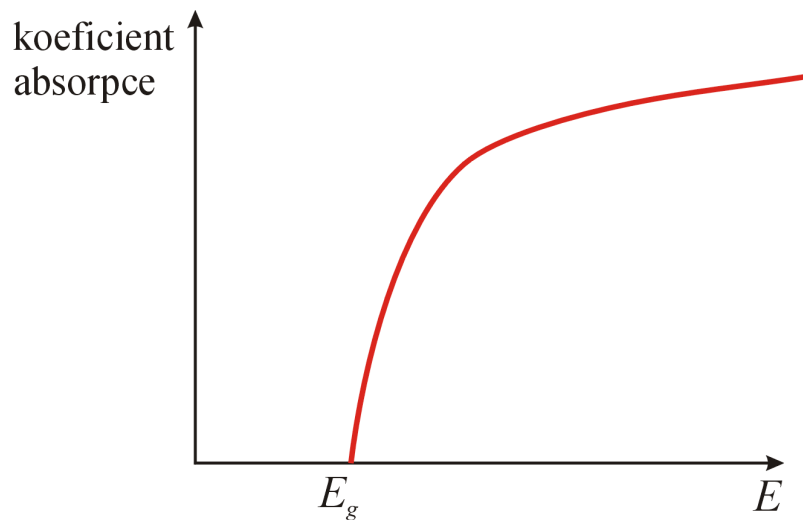
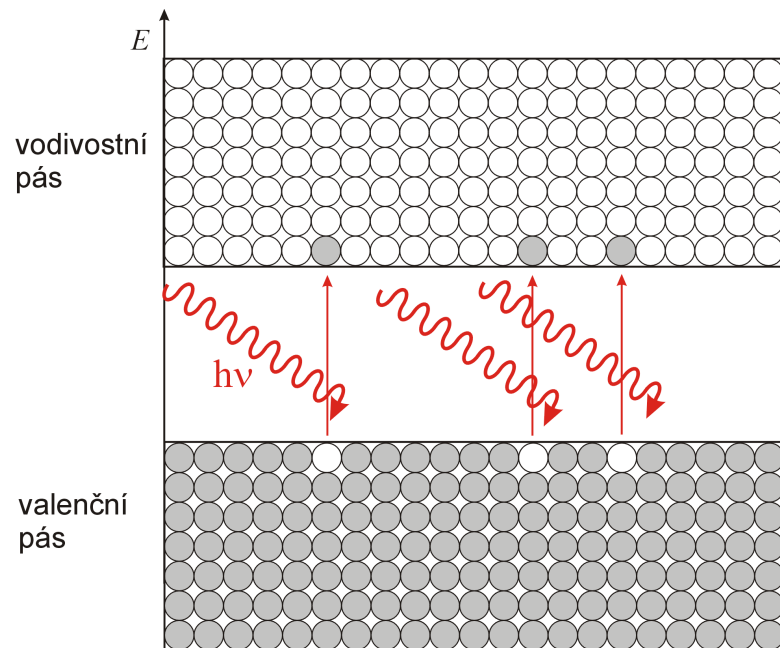
Emise je opačný proces – foton o energii  $E_g$  je uvolněn při přeskoku elektronu z vodivostního do valenčního pásu.

### Emise světla vlastním polovodičem



## Světelná dioda – LED

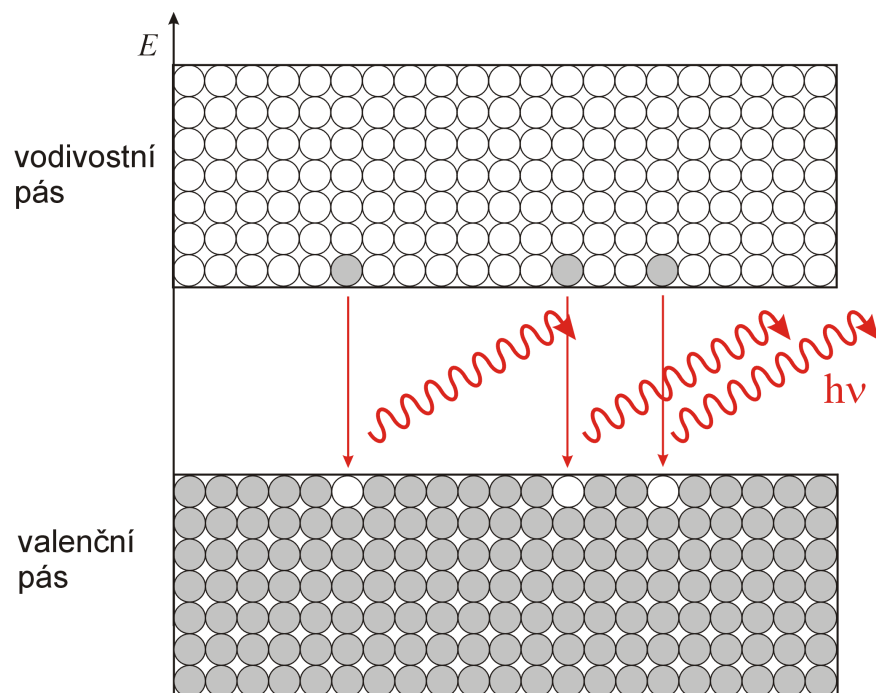
### Absorpce světla vlastním polovodičem



Polovodič absorbuje světlo o energii větší než je energie zakázaného pásu, fotony s energií menší absorbovány nejsou a tudíž projdou.

Např. GaAs absorbuje světlo s energiemi nad 1.43 eV, tj. s vlnovými délkami pod 868 nm (IR světlo).

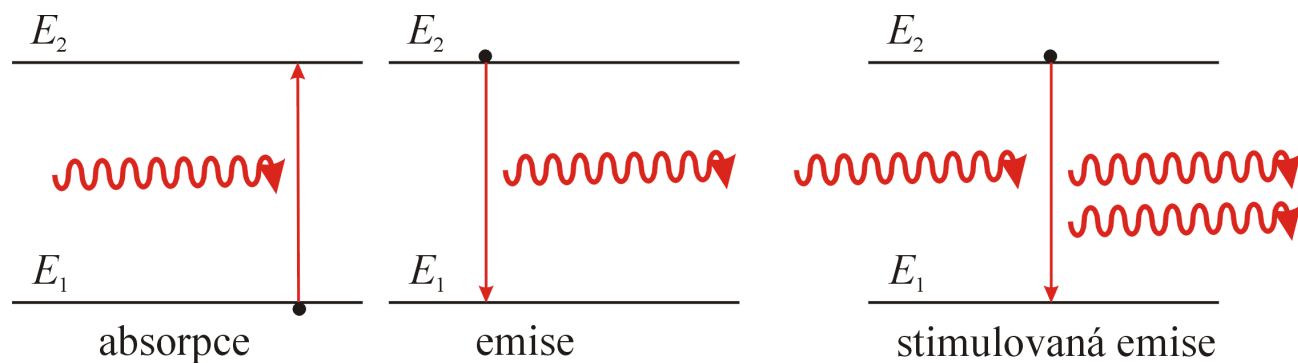
## Emise světla vlastním polovodičem



Elektrony se do vodivostního pásu dostanou driftem přes p-n přechod, pak rekombinují s dírami ve vodivostním pásu.

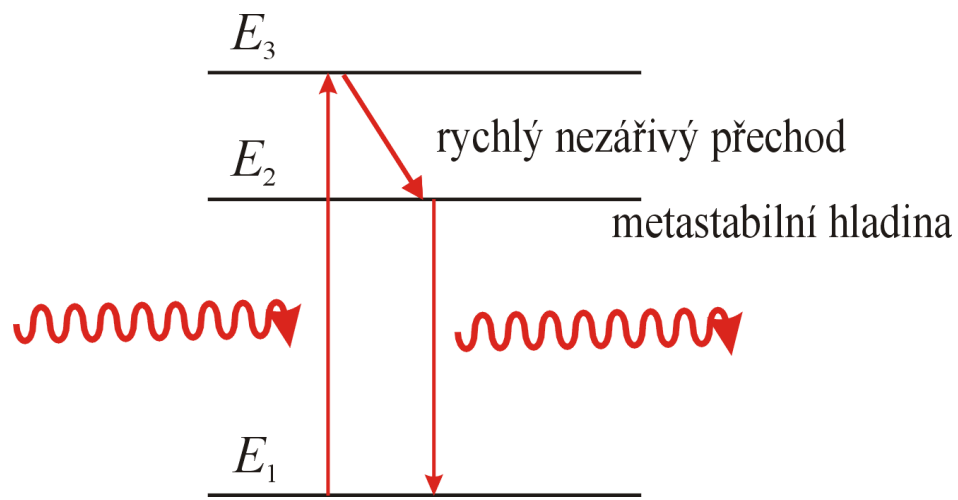
## Polovodičové lasery

### Spontánní a stimulovaná emise:



Podmínka existence stimulované emise – počet částic  $N_2$  na vyšší energiové hladině  $E_2$  musí být větší než počet částic  $N_1$  na nižší energiové hladině  $E_1$ .

### Tříhladinový systém:



## Popis stimulované emise:

Populace atomů v dvouhladinovém systému:  $N_2/N_1 = e^{-hf/k_B T}$

Absorpce fotonu – přechod atomu ze stavu 1 do stavu 2: za 1 s přejde atomů  $N_1 u(\omega, T) B_{12}$

Stimulovaná emise fotonu – přechod atomu ze stavu 2 do stavu 1 vlivem elektromagnetického pole – za 1 s přejde atomů  $N_2 u(f, T) B_{21}$

Spontánní emise – přechod atomu ze stavu 2 do stavu 1 bez působení vnějšího pole:  
za 1 s přejde atomů  $N_2 A_{21}$

Termodynamická rovnováha:  $N_1 u(f, T) B_{12} = N_2 u(f, T) B_{21} + N_2 A_{21}$

a odtud: 
$$u(f, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\hbar f/k_B T} - B_{21}}$$

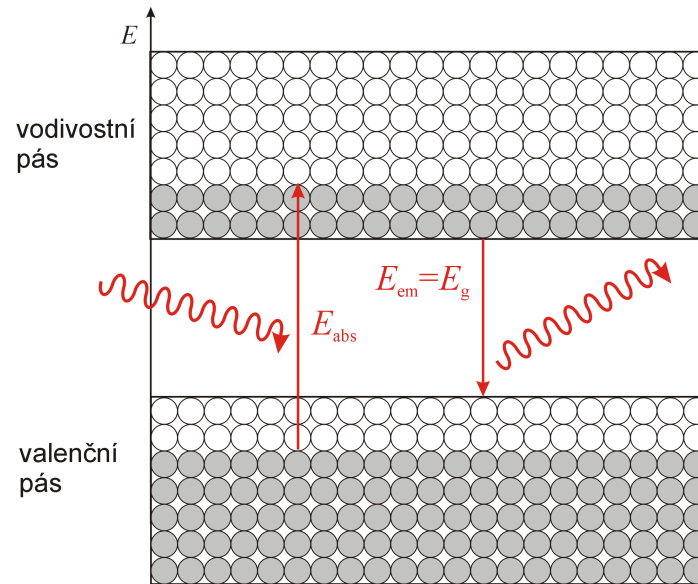
Srovnajme to s Planckovým zákonem: 
$$u(f, T) = \frac{8\pi h f^3}{c^3} \frac{1}{e^{hf/k_B T} - 1}$$

Odtud vyplývá, že pravděpodobnost stimulované emise je rovna pravděpodobnosti absorpce:

$$B_{12} = B_{21}$$

Stimulovaná světelná emise v polovodiči:

$$E_{\text{abs}} > E_{\text{em}} = E_g$$



*Schematický řez polovodičovým laserem:*

Odrážející stěny vytvářejí optický rezonátor, v němž vzniká stojatá světelná vlna.

