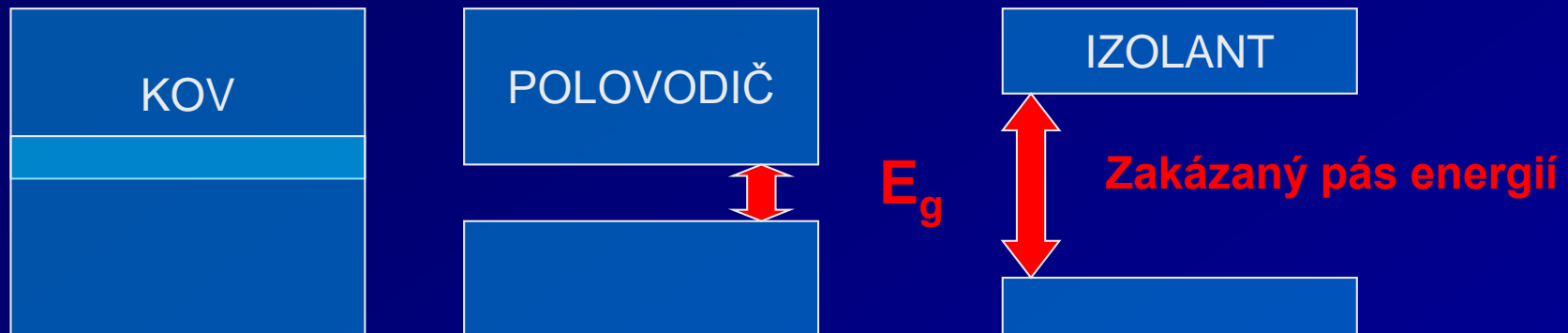


Polovodiče

To jestli nazýváme danou látku polovodičem, závisí především na jejích vlastnostech ve zvoleném teplotním oboru. Obecně jsou to látky s $0 \text{ eV} < E_g < 2 \text{ eV}$.



Základními parametry polovodiče je koncentrace elektronů ve vodivostním pásu a její změna s teplotou. Koncentrace elektronů dn odpovídající rozmezí energií E až $E + dE$

$$dn = f_D(E, T) g(E) dE$$

$$dn = f_D(E, T) g(E) dE$$

F.-D. pro degenerované polovodiče a M.-B. pro nedegenerované ($E - \mu \gg kT$)

$$f_{FD}(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}$$

$$f_{MB}(E, T) = e^{-\frac{E-\mu}{kT}}$$

(4/12)

Pro parabolický pás

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}$$

(4/14)

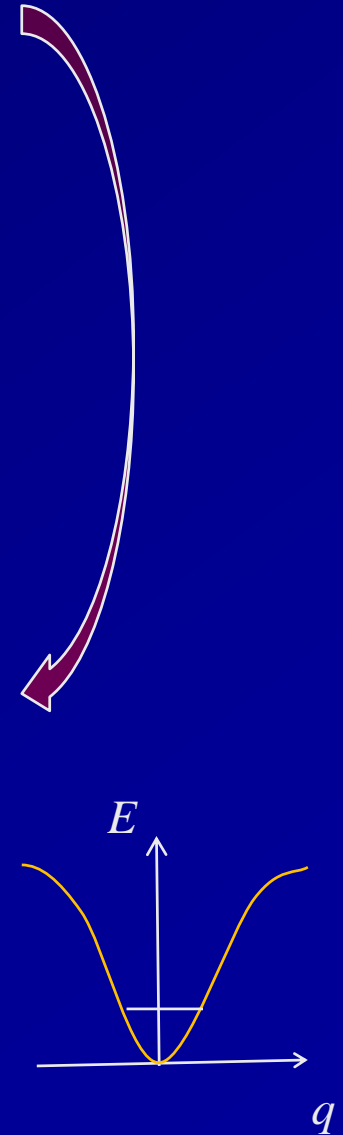
$$n = \int_{E_C}^{\infty} f_{MB}(E, T) g(E) dE$$

Koncentrace elektronů ve vodivostním pásu:

$$n \approx 2 \frac{(2\pi m_e^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{(E_C - \mu)}{k_B T}} = N_C e^{-\frac{(E_C - \mu)}{k_B T}}$$

Celkový počet stavů k dispozici

teplotní závislost

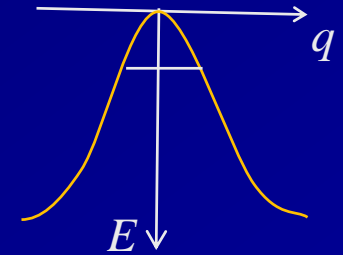


Pro díry platí:

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} (1 - f_{MB})(E, T) g(E) dE$$

Koncentrace děr ve valenčním pásu:

$$p \approx 2 \frac{(2\pi m_h^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{(\mu - E_V)}{k_B T}} = N_V e^{-\frac{(\mu - E_V)}{k_B T}}$$



$$np \approx N_C N_V e^{-\frac{(E_g)}{k_B T}} = CT^3 e^{-\frac{(E_g)}{k_B T}}$$

$$\sigma(T) = \frac{n(T)e^2\tau}{m_e}$$

Exponenciální závislost koncentrace nositelů na teplotě je hlavním důvodem podobné závislosti elektrické vodivosti polovodičů.

Intrinzická koncentrace VNP

Koncentrace **elektronů nebo děr** na teplotě u intrinzického/ vlastního polovodiče

$$n_i = n = p = C \frac{1}{2} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_g)}{2k_B T}}$$

n_i nebo $n_i^2 = np$ lze považovat za **rovnovážnou konstantu** nezávislou na koncentraci donorů a akceptorů. Má to svá omezení, viz. níže

Změna chemického potenciálu s teplotou

pro $n = p$ platí

$$n = N_C e^{-\frac{(E_C - \mu)}{k_B T}} \quad \frac{N_C}{N_V} = e^{-\frac{(2\mu - E_C - E_V)}{k_B T}}$$
$$p = N_V e^{-\frac{(\mu - E_V)}{k_B T}}$$

$$g(E)dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE$$

$$\frac{N_C}{N_V} = \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Pro parabolické pásy

$$\mu = \frac{1}{2} (E_C + E_V) + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)$$

Extrinzická koncentrace VNP

Cizí atomy v hostitelské struktuře

Pokud zavedeme do hostitelské struktury cizí atomy, tyto mohou vytvářet donorové, nebo akceptorové hladiny. V závislosti na (energetické) pozici cizího atomu v rámci pásové struktury hostitele a jeho valenčních schopnostech, mluvíme o **donoru** nebo **akceptoru**, **mělkém**, nebo **hlubokém**. Cizí atom může také vytvářet **rezonanční hladinu**. Při vysoké koncentraci mohou cizí atomy vytvořit pás.

Poruchy hostitelské struktury jako zdroj VNP

Pokud připustíme poruchy vlastní hostitelské struktury, tyto mohou rovněž vytvářet donorové, nebo akceptorové hladiny. Mluvíme o tzv. nativních/přirozených defektech. Jsou to především vakance, antistrukturní defekty a intersticiální atomy.

VÝKLAD NA TABULI

I pro dopované vzorky zůstává rovnovážná konstanta v platnosti $n_i^2 = np$. V takovém případě mluvíme o **minoritních** a **majoritních** VNP. Výjimku tvoří vysoce dopované polovodiče, u kterých se μ dostane **mimo zakázaný pás** energií. Takový polovodič se označuje jako **degenerovaný** a chová se v podstatě jako kov. Rovnovážná konstanta už neplatí.

Pokud hledáme koncentraci n a p , (minoritní/majoritní) vycházíme ze dvou rovnic:

$$np = CT^3 e^{-\frac{(E_g)}{k_B T}}$$

$$n - p = N_D - N_A$$

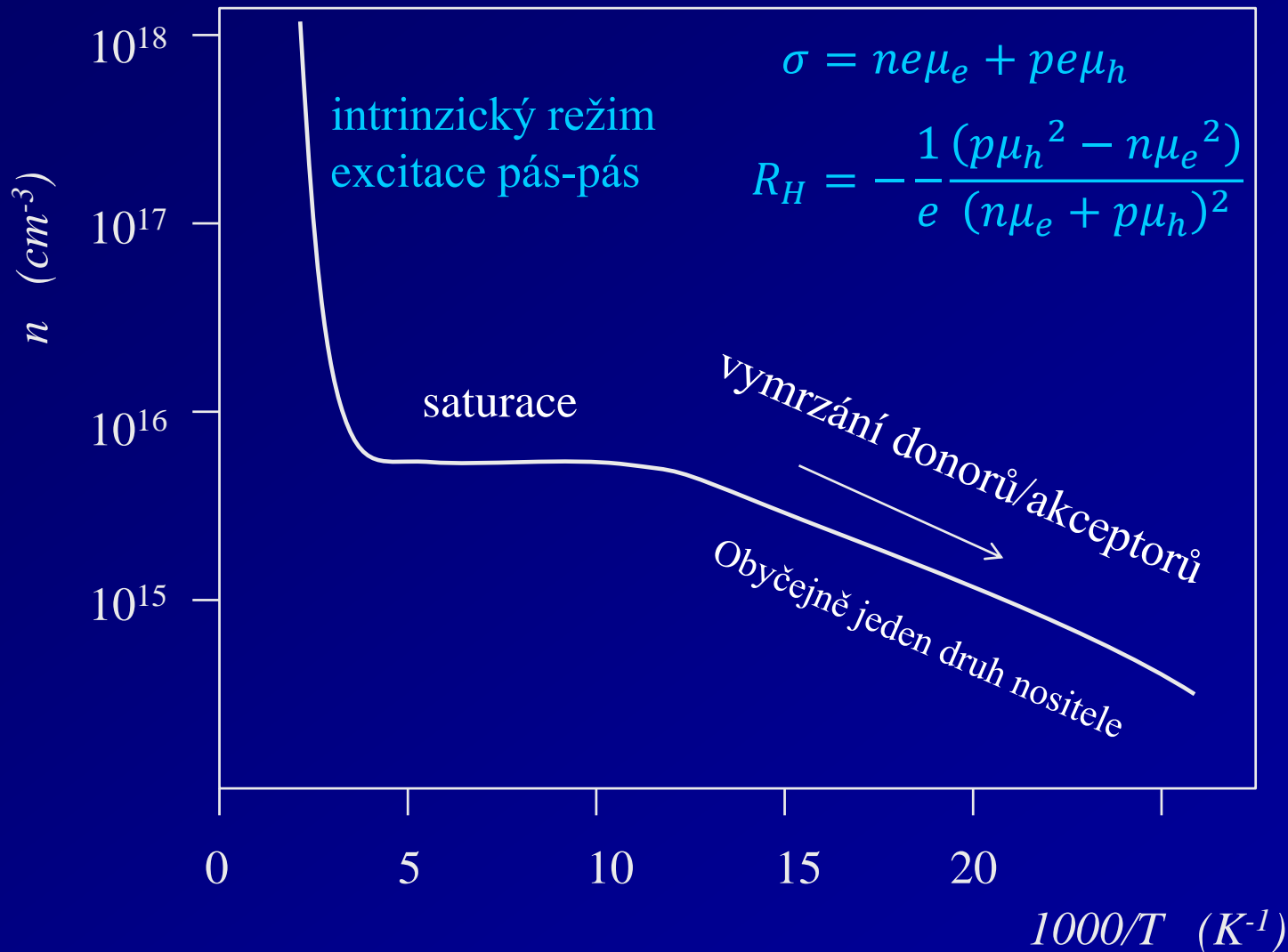


Koncentrace donorů a akceptorů

V případě významné koncentrace obou druhů VNP dochází k modifikaci výrazů pro transportní koeficienty (vodivost, Hallův koeficient, ...)

Typický průběh koncentrace VNP

Přítomnost obou typů VNP se projeví modifikací vztahů pro transportní koeficienty



Rozptylové mechanismy-teplotní závislost **pohyblivosti**

$$\sigma(T) = \frac{ne^2\tau(T)}{m_e} = ne\mu(T)$$

- **Rozptyl elektron-elektron** je relativně nedůležitý a málo pravděpodobný (počáteční i konečný stav obou elektronů (E a q) musí být poblíž Fermiho hodnot, obě veličiny se musí rovněž zachovávat). Výjimku tvoří hodně komplikované Fermiho plochy popřípadě velmi vysoké hustoty stavů (d- a f-prvky) – sloučeniny s těžkými elektrony. $\mu(T) \propto T^{-2}$
- **Rozptyl bodových defektech** je výrazný u silně dotovaných materiálů a projevuje se hlavně při nižších teplotách, než ho při vyšších teplotách překryje rozptyl na fononech. $\mu(T) \propto T^{\frac{3}{2}}$
- **Rozptyl na fononech** roste se zvyšující se teplotou. Pro $T \gg T_D$ má rozhodující vliv. $\mu(T) \propto T^{-\frac{3}{2}}$ Výjimku tvoří vysoce neuspořádané systémy, kde převládá transport pomocí hoppingu.

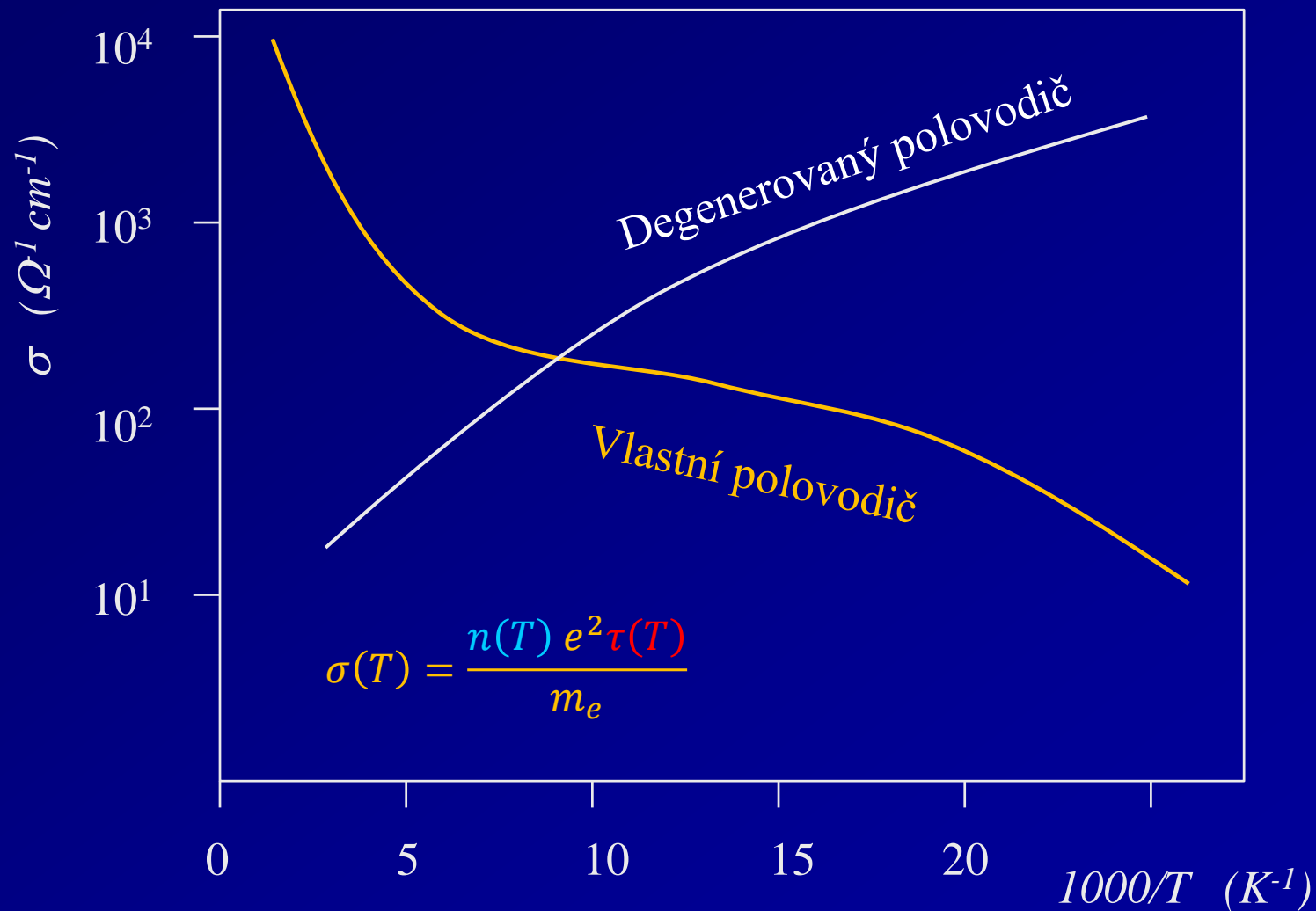
Při současném působení více rozptylových mechanismů platí Matthiasenovo pravidlo

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}$$

Typický průběh elektrické vodivosti

vliv $\tau(T)$

vliv $n(T)$



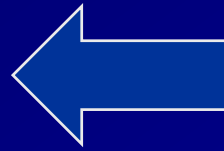
Elektronová složka tepelné vodivosti

Abychom mohli provést analýzu mřížkové tepelné vodivosti, musíme od celkové vodivosti odečíst elektronovou část.

Wiedemann – Franz

Lorenzovo číslo:

$$L_0 = \frac{\kappa_e}{\sigma T} = \frac{\pi^2 k^2}{3 e^2}$$



Kinetická teorie:

$$\kappa_e = \frac{n\pi^2 k^2 T \tau_\kappa}{3}$$
$$\sigma = \frac{ne^2 \tau_\sigma}{m^*}$$

τ pochází z různých procesů (elektrické vs. teplotní pole). Předpoklad, že vzhledem k vysoké tepelné rychlosti elektronů jsou obě τ stejná, nemusí být splněn - je třeba vyšetřit, kdy můžeme krátit a kdy ne !

Závisí to na teplotě

$$T \Leftrightarrow T_D$$

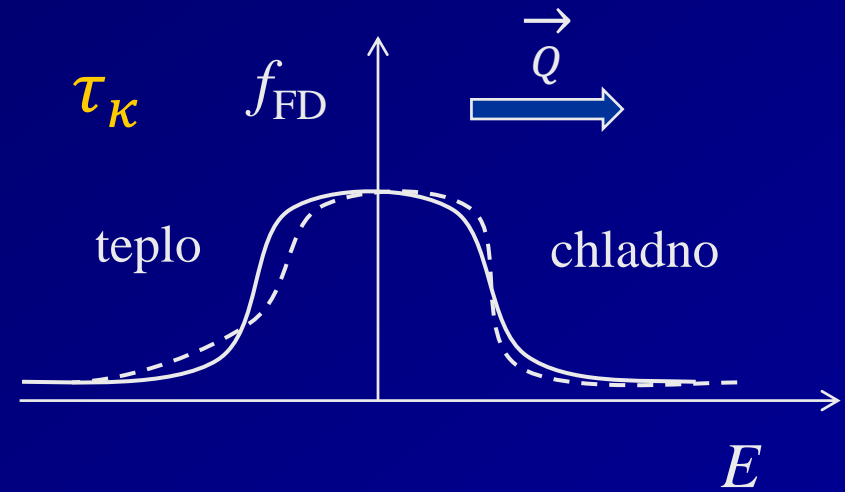
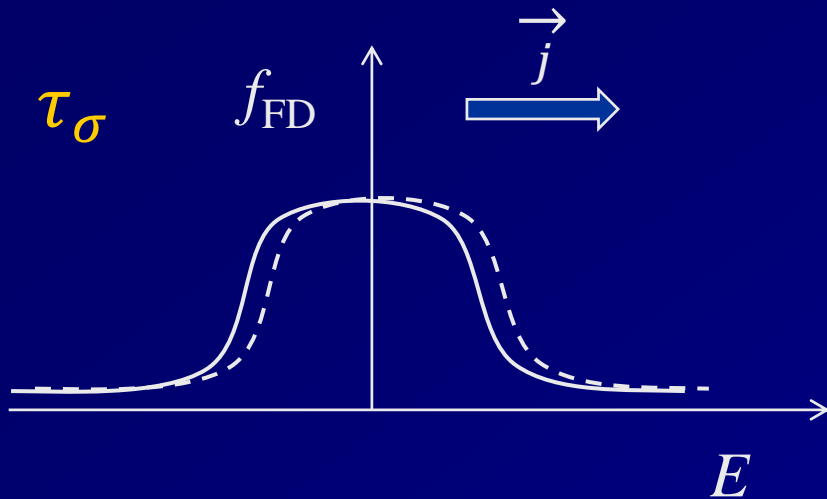
Matthiasenovo pravidlo

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}$$

Neplatí přesně pokud

$$\tau = f(q) \quad \text{nebo} \quad \tau_1 \Leftrightarrow \tau_2$$

Lorenzovo číslo - analýza



$$1) \quad T \geq T_D \quad \Rightarrow \quad q_{\text{fonon}} \approx q_F \quad \Rightarrow \quad \tau_\sigma, \tau_\kappa \sim \frac{1}{n_{\text{fononů}}} \sim \frac{1}{T}$$

$L = L_0$

$$2) \quad T \ll T_D \quad \Rightarrow \quad q_{\text{fonon}} \ll q_F \quad \Rightarrow \quad \tau_\sigma, \tau_\kappa \sim \frac{1}{n_{\text{defektů}}} \quad \text{fonony}$$

$L = L_0$

$$3) \quad T < T_D \quad \Rightarrow \quad q_{\text{fonon}} < q_F \quad \Rightarrow \quad \tau_\sigma \neq \tau_\kappa \quad L < L_0$$

$L \neq L_0$

Charakterizace pásové struktury - efektivní hmotnost VNP

Landauovy hladiny

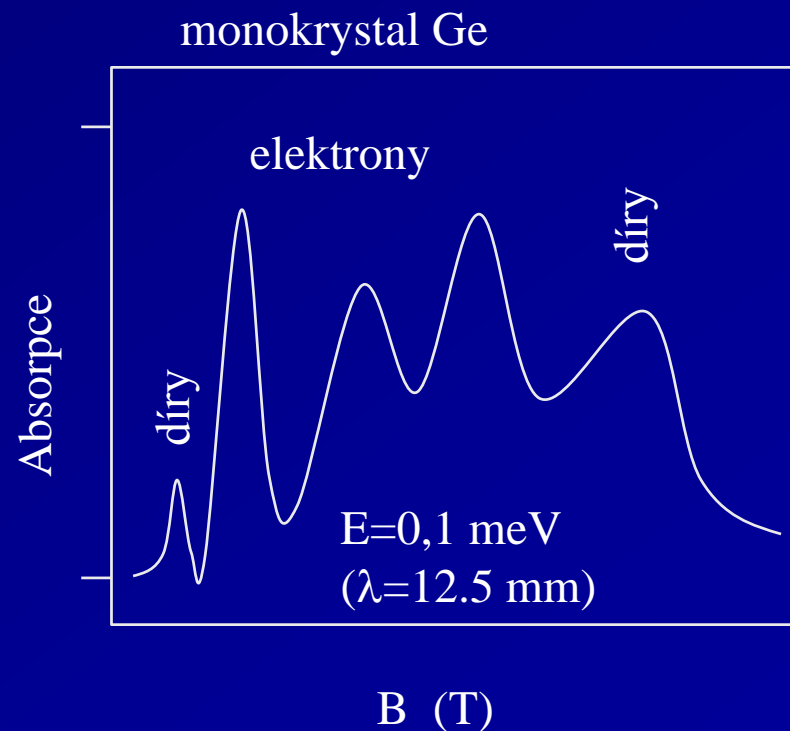
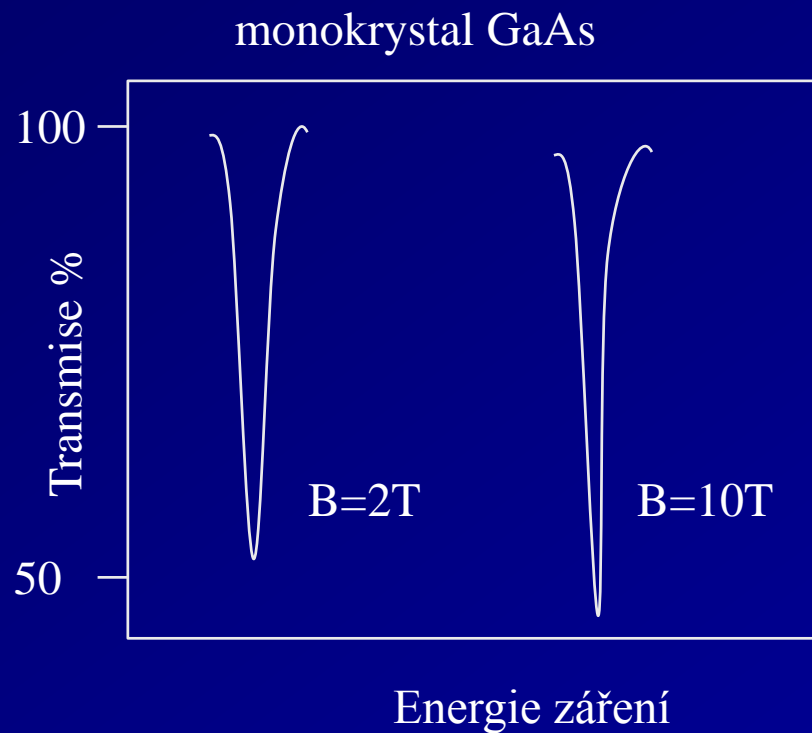
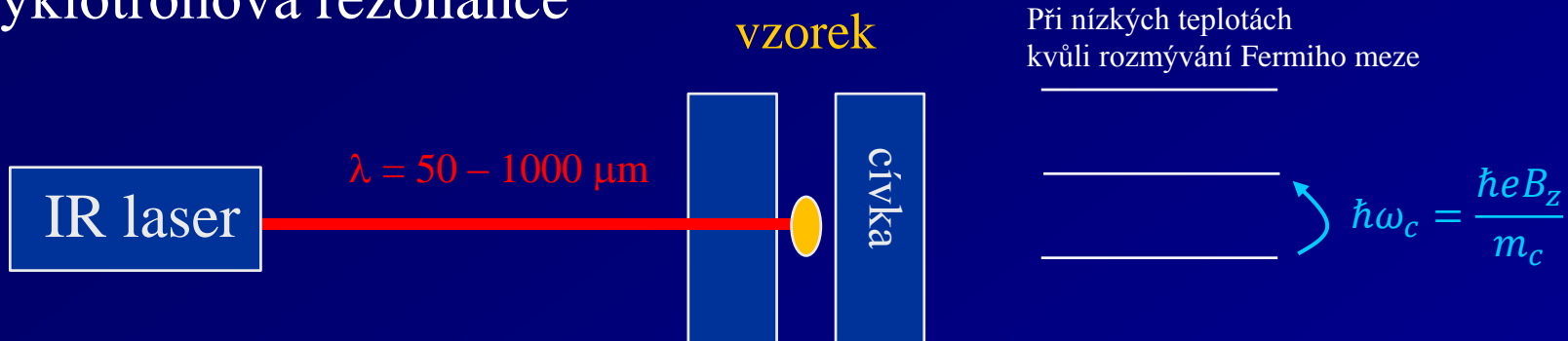
Při aplikaci magnetického pole dochází ke kvantování původně kvazi-spojitého spektra energií VNP. Počet stavů zůstává zachován, ale jejich energie je omezená na určité hladiny a jejich hustota je na těchto hladinách vyšší.

$$E = \frac{\hbar^2 q_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 q_y^2}{2m_y} + \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m_z} \quad \xrightarrow{B_z} \quad E = \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega + \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m_z}$$

$\Delta E = \hbar\omega_c$ kde $\omega = \omega_c = \frac{eB_z}{(m_x m_y)^{\frac{1}{2}}}$

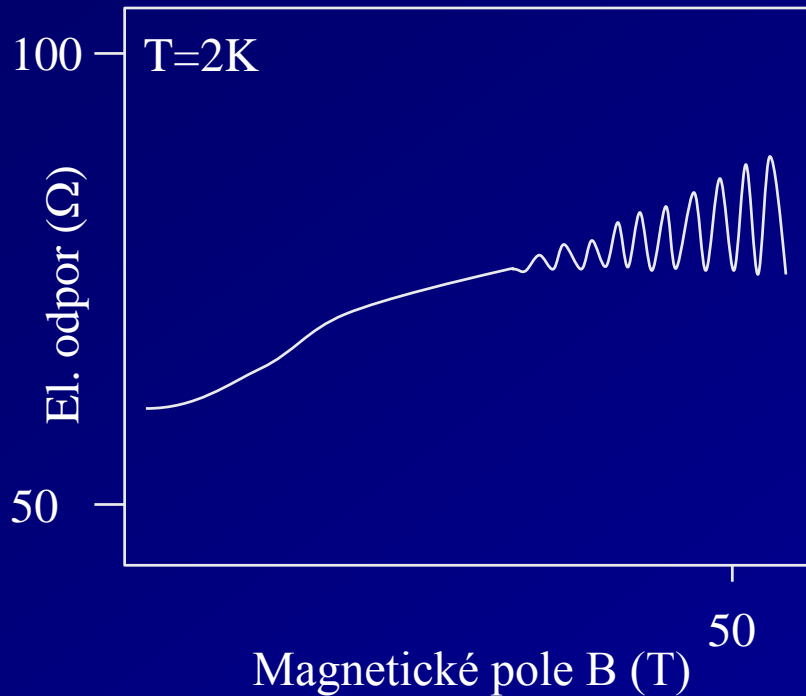
- Energie elektronu je ve směru kolmém na B kvantována. Energetické hladiny jsou nazývány Landauovy hladiny.
- Energetický rozdíl hladin je úměrný B .
- Pohyb elektronu ve směru B je nedotčen.

Cyklotronová rezonance

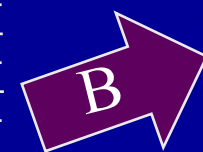
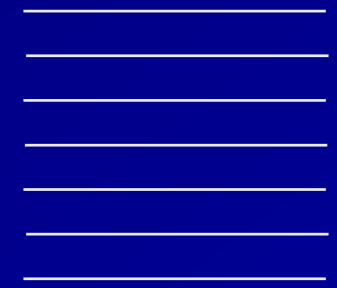


Šubnikov - deHaasův jev

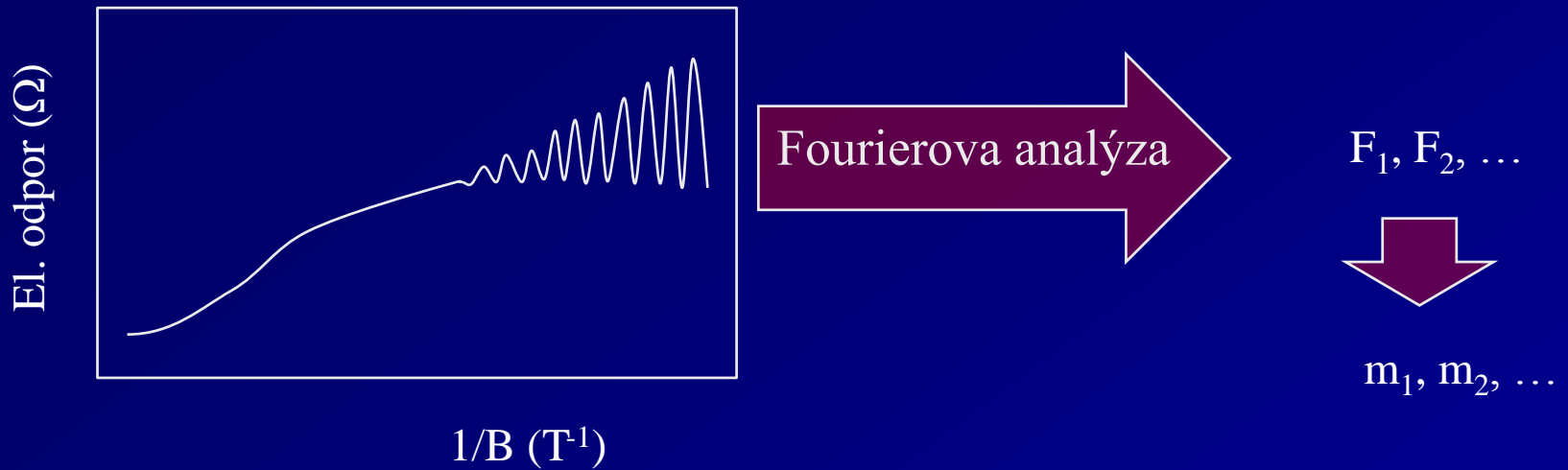
Oscilace elektrické vodivosti (odporu) se změnou magnetického pole B



Kvazi-Kontinuum - pás $E = \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega$



μ



Charakterizace pásové struktury - poznámky

Měření efektivní hmotnosti (i její anizotropie) a zjišťování druhů VNP lze provádět pouze při velmi nízkých teplotách. Důvodem je rozmývání

