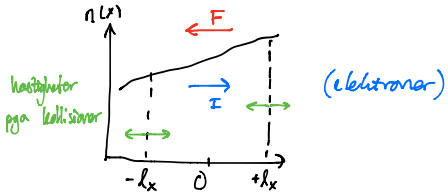
• Fria medellängelen: hur långt en elektron färdas innan kollision: $l = v_{th} \cdot \tau \approx 3\,nm$ för ex Cu i F#1

Detta var under inverkan av $\mathcal{E} = 0{,}01$ V/m. Strömmen blir $I = J \cdot s = \sigma \mathcal{E} l = 1{,}75$ A ← Mycket!
Om vi väljer $\mathcal{E}$ så att $v_{th} \approx v_d$ så smälter metallen

Diffusion – beror på kollisioner mellan partiklar och ojämna koncentrationer



1D: $\frac{m v_{th}^2}{2} = \frac{1}{2} kT$

$$F = F_{\rightarrow} + F_{\leftarrow}$$

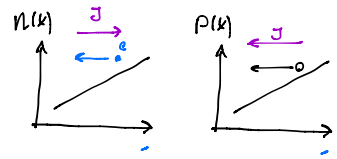
$$\left.\begin{aligned} F_{\rightarrow} &= \frac{1}{2} \cdot n(-l_x) \cdot v_{th,x} \\ F_{\leftarrow} &= \frac{1}{2} \cdot n(l_x) \cdot v_{th,x} \end{aligned}\right\} \quad F = \frac{1}{2} v_{th,x} \left(n(-l_x) - n(l_x) \right) \approx -v_{th} \cdot l_x \cdot \frac{dn}{dx}$$

Nu kan vi få fram uttryck för diffusion!

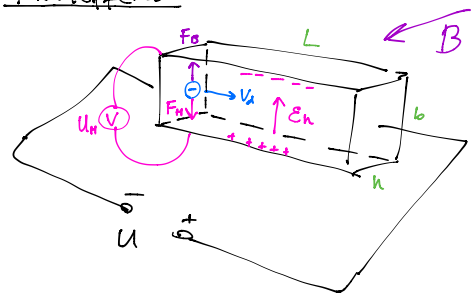
Diffusivitet och mobilitet är proportionella! $\boxed{D_e = \frac{kT}{e} \mu_e}$

$$J_e^{diff} = -e \cdot F = e \cdot \underbrace{D_e}_{\text{Diffusivitet } D_e = v_{th,x} \cdot l_x} \cdot \frac{dn}{dx}$$

Total ström $J_e = n e \mu_e \mathcal{E} + \underbrace{e D_e \cdot \frac{dn}{dx}}_{J_e^{diff}}$
(hål!) $J_h = p e \mu_h \mathcal{E} - e D_h \frac{dp}{dx}$



Halleffekt



Vi får en uppåtriktad kraft pga Lorentz kraftlag: $\vec{F} = q(\mathcal{E} + \vec{v} \times \vec{B})$
Elektroner samlas i övre området och vi får då en hallegeltj som ger $\mathcal{E}_h$ och U_H.

$$\left.\begin{aligned} F_B &= -e v_d B \\ F_H &= -e \mathcal{E}_H \end{aligned}\right\} \quad F_H = F_B \Rightarrow U_H = \frac{I}{neh} B$$

Den enda omätbara storheten!

Så Halleffekten ger inte om

1. Tecken på laddningsbärare
2. Koncentrationen n

Värmekapacitet – ett mått på energiändring med temperatur

$$C_V = \left.\frac{dE}{dT}\right|_{V\ konst.} \qquad Q = W + \Delta U$$

2 bidrag till C_V:

1. Elektronerna (valens) $\longrightarrow \bar{E}^{el} = \frac{3}{2}kT \cdot \longrightarrow \bar{E}^{el}/mol = \frac{3}{2}kT \cdot N_A \longrightarrow \boxed{C_V^{el}/mol = \frac{dE}{dT} = \frac{3}{2}kN_A}$

   Avogadros konstant

2. Atomernas vibration. "Fjädermodell": $T>0$ ger i x-led $E_x = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{M}{m}\omega^2 x^2 = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT$

   oscillator bidrag

   från fjädrar

3D: $E^{atom} = 3kT \cdot N_A \Longrightarrow \boxed{C_V^{atom} = \frac{dE}{dT} = 3kN_A}$

Total C_V ges av båda. $C_V^{el} = \frac{3}{2}kN_A$ och $C_V^{atom} = 3kN_A$

Experimentellt uppmätt ger $C_V^{ex} \leq 3kN_A$ ← Varför verkar inte C_V^{el} spela roll? $C_V^{el} \approx 0$?

$3kN_A = 25\ J/(K \cdot mol) \approx 6\ cal/(K \cdot mol)$, vilket är övre gränsen hos C_V för de flesta ämnen!

Kvantmekanisk utvidgning om vibrerande atomen!

$$H = \frac{p_x^2}{2M} + \frac{M}{2}\omega^2 x^2 \Longrightarrow \phi_n \text{ och } E_n = \hbar\omega(n + \tfrac{1}{2})$$

Vad ger den här modellen?

⇒ $kT \ll \hbar\omega$

En eller ett fåtal moder aktiva

T ökar ⇒ bara liten förändring!

Klassisk fysik funkar inte

⇒ $kT \gg \hbar\omega$

Kvantiseringen ej längre viktig!

Klassisk fysik OK och

$C_V \to 3kN_A/mol$.

C_V är olika för olika ämnen: → $3kN_A$ fort för Pb men nästan aldrig för C (diamant). Varför?

⇒ $\omega = \sqrt{\frac{\text{fjäderkonst}}{\text{massa}}}$. Pb: mjukt, tunga atomer ⇒ ω litet!