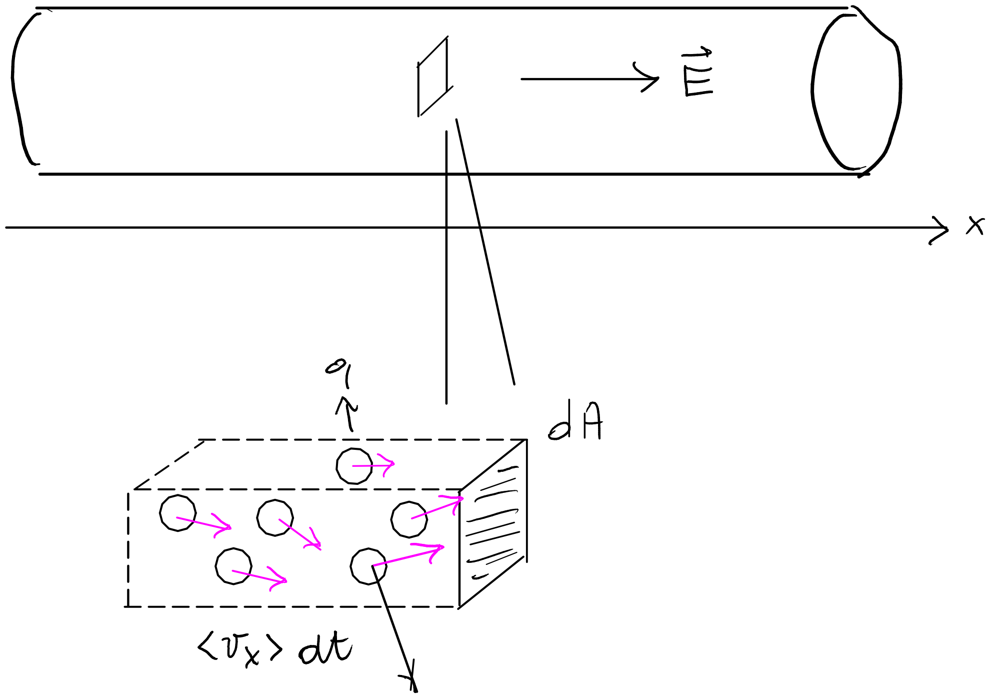
# INTERPRETAZIONE MICROSCOPICA DELLA CONDUZIONE ELETTRICA

$\to \bar{X}$

$J_e = \sigma E \longrightarrow \Delta V = R I_e \to \underline{R} \sim \frac{1}{\sigma} \sim \underline{\rho_e} \longrightarrow \rho_e = \rho_e(T) \qquad E[X] \to \langle X \rangle$

① ②




Assenza di corrente : $\langle \vec{v} \rangle = \vec{0}$

Isotropia

$\langle v_x \rangle = \langle v_y \rangle = \langle v_z \rangle = 0$

$\vec{E} = E \vec{e}_x$ $\quad q>0 \Rightarrow$ spostano nel senso di $\vec{E}$

$e^- \to q<0 \Rightarrow$ -//- opposto a $\vec{E}$

$\Rightarrow J_e \neq 0$

$\langle v_y \rangle = \langle v_z \rangle = 0 \qquad \langle v_x \rangle \equiv v_d \neq 0$

velocità di deriva

$10^{-2} \div 10^{-4}$ m/s

$\delta q$ = carica che attraversa dA nell'intervallo dt
(variazione di carica a dx dovuta al trasf. da sx)

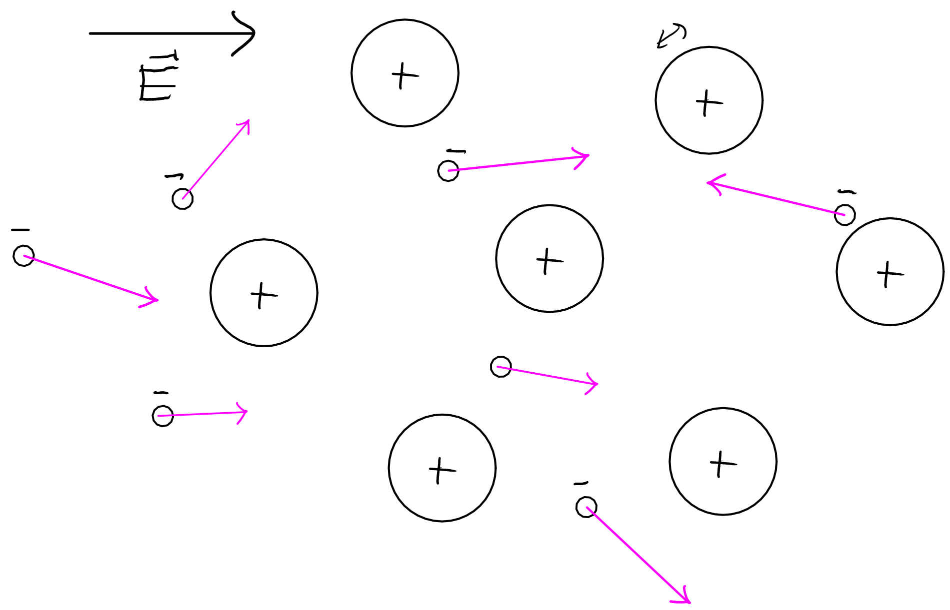
$n \equiv$ densità di numero di cariche $\quad$ SI: $m^{-3}$

densità carica

$\delta q = J_e \, dA \, dt \qquad \delta q = \langle v_x \rangle dt \, dA \cdot n \cdot q \Rightarrow J_e = q n \langle v_x \rangle = q n \, v_d \leftarrow$ vel. media

# Modello di Drude (1900)

$\vec{E} = \text{cost}$, $q$ $\to$ $\vec{F}_e = q\vec{E} = \text{cost}$ accelerato!




materiale conduttore $\to$ cristallo o amorfo

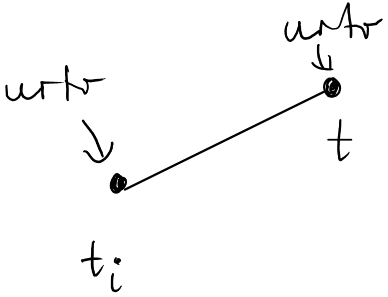
$\to$ $e^-$ liberi (di conduzione)

$q = -e$, $m = m_e$

$\to$ atomi su siti di un reticolo

vibrazioni attorno ai siti

- Sistema: cariche puntiformi ($q = -e$, $m = m_e$)
- Interazioni: cariche non interagenti tra loro $\to$ gas perfetto
  collisioni con gli atomi (elastiche)
  campo $\vec{E} = \text{cost}$
- Dinamica: newtoniana + dopo ogni collisione la velocità delle cariche assume valori casuali (isotrope)




II Newton : $\sum \vec{F} = m\vec{a}$

$$q\vec{E} = m\vec{a} \longrightarrow \vec{a} = \frac{q}{m}\vec{E} = cost$$

moto unif. accelerato tra due collisioni

$$\vec{v} = \vec{v}_i + \frac{q}{m}\vec{E}(\underbrace{t - t_i}_{\Delta t})$$

Media su tutte le cariche ($N \sim N_A$)

$$\underbrace{\langle \vec{v} \rangle}_{\equiv\, \vec{v}_d} = \underbrace{\langle \vec{v}_i \rangle}_{=\, \vec{0}\ (*)} + \frac{q}{m}\vec{E}\underbrace{\langle \Delta t \rangle}_{\equiv\, \tau}$$

$\vec{v}_d$ velocità di deriva

$\tau \rightarrow$ tempo medio tra collisioni successive

$$\vec{E} = E\,\vec{e}_x$$

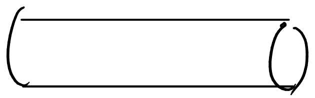
$$\langle v_x \rangle = \frac{q}{m}E\tau = v_d$$

$$J_e = q n v_d = \boxed{\frac{q^2 n}{m}\tau} E \quad \Rightarrow \quad J_e \sim E$$

ohm (V) (1)

$$\sigma = \frac{q^2 n}{m}\tau$$ conducibilità elettrica : $\sigma = \frac{e^2 n}{m_e}\tau \qquad \sigma \sim n \qquad \rho_e = \frac{1}{\sigma}$

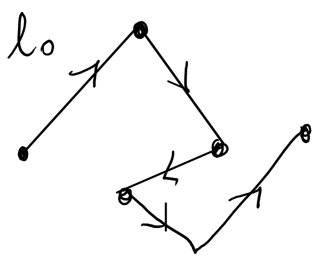
# Resistività in funzione della temperatura



$T = \text{cost}$

equilibrio termodinamico

$$\rho_e = \frac{1}{\sigma} = \frac{m_e}{e^2 n}\,\frac{1}{\tau}$$ ← tempo medio tra urti successivi




$\begin{cases} l_0 \equiv \text{libero cammino medio} \\ v_0 \equiv \text{velocità tipica} \end{cases} \rightarrow \underline{l_0 = v_0 \tau}$

$v_0 \rightarrow$ velocità di un gas perfetto a $T$

Teor. equipartizione energia: $\cancel{\frac{1}{2}} m\langle v_x^2\rangle = \cancel{\frac{1}{2}} k_B T$ $\qquad U = \frac{3}{2} k_B N T$

$$\langle v_x^2\rangle = \frac{k_B T}{m} \longrightarrow v_0 = \sqrt{\langle|\vec{v}|^2\rangle} = \sqrt{3\langle v_x^2\rangle} = \sqrt{\frac{3 k_B T}{m}}$$ ⚠ fattore 3

$T = 300\ K$

$m = m_e = 9 \times 10^{-31}\ kg$

$k_B = 1.4 \times 10^{-23}\ J/K$

$$\rightarrow v_0 = \sqrt{3\,\frac{1.4 \times 10^{-23} \times 300}{9 \times 10^{-31}}}\ \frac{m}{s} \approx 1.2 \times 10^5\ \frac{m}{s} \gg v_d$$

$$v_0 \sim \sqrt{T} \longrightarrow \tau = \frac{l_0}{v_0} \sim \frac{1}{\sqrt{T}} \longrightarrow \boxed{\rho_e \sim \frac{1}{\tau} \sim \sqrt{T}}$$

2 $\rho_e$ aumenta in funzione di $T$, ma nel modo sbagliato

Es: stimare $\tau$, $l_0$ per il rame a $T = 300\,K$