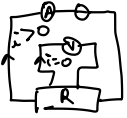


23 - Mécanismes de la conduction électrique dans les solides (S9)

Manipulations possibles : • Conductivité électrique cuivre

Notes sur la manip : $\sigma = \frac{4LI}{\pi u d^2}$ $u(L)?$ $u(d)?$



de mieux c'est de tracer $\sigma(T)$ et vérifier que on a une droite + comparer valeur théo à 20°C Nettoie dans l'eau pour thermaliser.

Niveau: L3

prérequis : Voir slide

Introduction : Tout le monde utilise des quasi. on voit conductivité. σ $6 \cdot 10^7$ Cu $\rightarrow 10^{-12}$ verre (slide) \rightarrow variat° immense Pourquoi? quels mécanismes micro?

I - Modèle classique de Drude

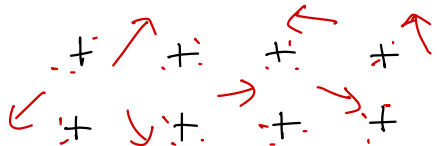
A - De la résistance à la résistivité

$U = Ri$, R dépend forme $\rightarrow R = \rho \frac{L}{S}$ $\sigma = \frac{1}{\rho}$ en $S \cdot m^{-1}$
 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ \rightarrow ce qu'on va retrouver ρ et interpréter microscopiquement

B - Le modèle de Drude

1900. 3 ans après découverte e^- par Thomson. Paul Drude Allemand.

Dans conduc, les e^- de conduc se détachent et sont libres \rightarrow gaz d' e^-



Hypothèses:

- e^- libres et indép. e^- soumis que $\vec{a} = \vec{E}$ pour collision
- collisions aléatoires: proba $\frac{dt}{\tau}$
- coll isotropes: $\langle \vec{v}_{\text{après coll}} \rangle = \vec{0}$

$\langle \vec{p} \rangle$ entre t et $t+dt$. 2 cas:

- pas coll $(1 - \frac{dt}{\tau})$: $\langle \vec{p}_1(t+dt) \rangle = \langle \vec{p}_1(t) \rangle - e\vec{E}dt$
- coll $(\frac{dt}{\tau})$: $\langle \vec{p}_2(t+dt) \rangle = \vec{0}$ moy pondérée

$$\langle \vec{p}(t+dt) \rangle = (\langle \vec{p}(t) \rangle - e\vec{E}dt) (1 - \frac{dt}{\tau})$$

$$\Rightarrow \langle \frac{d\vec{p}}{dt} \rangle = -e\vec{E} - \frac{m}{\tau} \langle \vec{v} \rangle$$

PFD frottement, Δ pas vraiment fort visq car pas dissipat° continue \rightarrow effet statistique

Régime stationnaire $\vec{p}_{\text{stat}} = -e\tau\vec{E}$

$$\vec{v}_d = -\frac{e\tau}{m} \vec{E}$$

$$\vec{j} = -em\vec{v}_d = \frac{e^2 m \tau}{m} \vec{E} \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} \quad \text{ok}$$

$$\sigma = \frac{e^2 m \tau}{m} \Rightarrow \text{résultat de Drude qu'on cherche à interpréter: } \tau!$$

C- Applications numériques et interprétation

• Mesure expérimentale σ_{Cu} . $\sigma_{\text{Cu}} = 5,96 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ à 20°C .
 Pour câble de cuivre de TP: $L \sim 1 \text{ m}$, $\rightarrow R \sim 5,5 \text{ m}\Omega$ $\varnothing \sim 1 \text{ mm}$

⇒ cable long + montage 4 points.

En préparation plein de températures différentes
En direct à Tamb. → χ_{red}^2

Calcul et interprétation τ :

$$1e^- \text{ par ion} \rightarrow n = \frac{\mu CPA}{\delta l} \sim 8,5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$$

$$\tau = \frac{m_e \sigma}{m e^2} \sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ s.}$$

Pour Drude e^- CP classique. Théorème d'équipartition:

$$v_{Drude} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \sim 1,2 \cdot 10^5 \text{ m/s à } 300\text{K}$$

$$\hookrightarrow l_{Drude} \sim 3 \text{ nm}$$

$$a_{cu} \sim 2-3 \text{ \AA}$$

⇒ collisions avec ions toutes les qqs mailles

Donc voilà à la fin de cette leçon que c'est faux.

Conclu partielle Drude: ⊕ Ohm et express° des σ
⊖ conduct vs isolant?
dépendance en T.

⇒ quantique + e^- pas libre mais dans le
potentiel périodique du réseau.

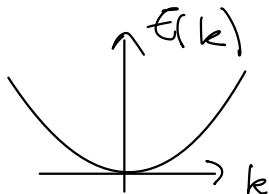
II - Théorie des bandes: conduct, iso, semicon

A - Origine des bandes d'énergie

En méca Q

① e^- libre mais quantique

onde plane $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$



L macro \rightarrow quasi continue

② potentiel périodique

$V(x+a) = V(x)$ slide $V(x) = \sum \frac{-Ze^2}{4\pi\epsilon_0 |x - \pi na|}$

$\forall k$ presque, les ondes rétrodiffusées interfèrent destructivement et e^- propage comme libre.

$k = \pm n \frac{\pi}{a}$ $n \in \mathbb{N}$ $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2a}{n}$ sont $n\lambda = 2a$

\Rightarrow Condition de Bragg

Toutes ondes \leftarrow en phase et on a \leftarrow et \rightarrow de même amplitude. Pareil pour \rightarrow qui donne $\leftarrow \dots$
 \Rightarrow Ondes stationnaires au lieu de progressive

$\psi_+ = e^{i \frac{n\pi x}{a}} + e^{-i \frac{n\pi x}{a}}$
sym

$\psi_- = e^{i \frac{n\pi x}{a}} - e^{-i \frac{n\pi x}{a}}$
antisym

densités de proba

$|\psi_+|^2 \propto \cos^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right)$ $|\psi_-|^2 \propto \sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right)$

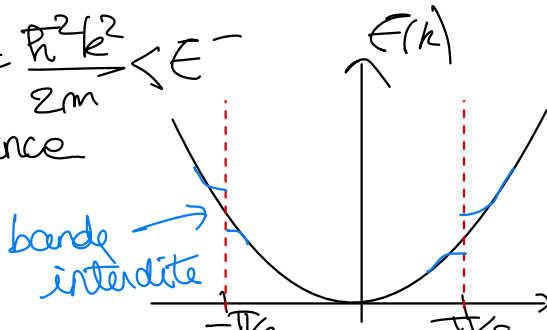
Slides pour $m=1$

$\frac{p_+}{p_-}$ accumule e^- proche ion ou E_{pp} très négative
loin E_{pp} moins attractive

$E^+ < E_{pp}(0) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} < E^-$

\Rightarrow levée de dégénérescence

slide



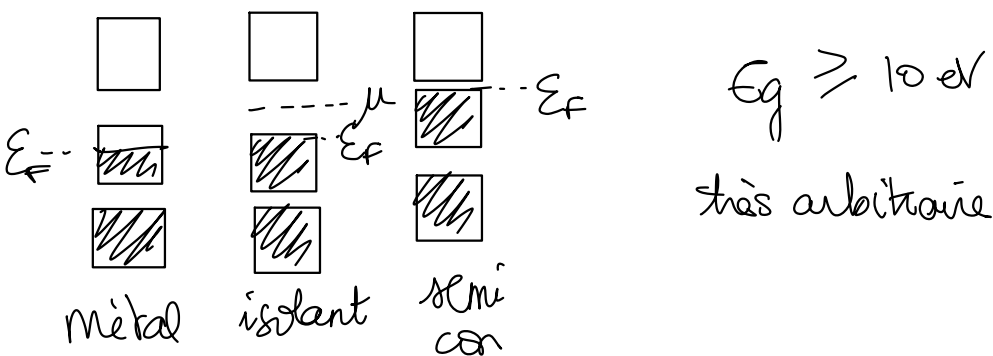
largeur gap = force liaison atomique

diamant 5,5 eV germanium 0,7 eV

B - Métaux, isolants et semi-conducteurs

Comment les e^- remplissent les bandes ?

e^- = fermions. Principe d'exclusion Pauli. A $T=0K$ remplissent les niveaux \uparrow 2 e^- par état



Conséquence sur $\sigma(T)$.

métal $T \uparrow$, agitation thermique \uparrow , coll \uparrow

semi con $T \uparrow$, n conduct \uparrow , $\sigma \uparrow$! $\rightarrow \sigma \downarrow$

C - Modèle de Drude corrigé

Au lieu de 300K pour v , $T_F = \frac{E_F}{k_B} \sim 8000K$

$\rightarrow v_F \sim 13 \times v_{\text{Drude}} \sim 1,6 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

$l \sim 40 \text{ nm} \sim 100 a$

si très pur)

Dans les semicon: trous contribuent aussi
 $\tau_{\text{trou}} \neq \tau_{e^-}$ On somme les deux contributions.

Nature des charges expérimentalement? Effet Hall.

τ dans un semicon expé? Hall donne $m_{e^{\text{eff}}}$ → mobilité

Saturation du ρ semicon à très basse T → régime dopé
due aux impuretés résiduelles.

Réflexion de Bragg à 3D: 1^{ère} zone de Brillouin.

Aujourd'hui dopage pas chimique: transistor à effet
de champ.

En régime non-stationnaire

$$\underline{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + j\omega\tau}$$

Régime chimique
si $\omega\tau \ll 1$.

Bibliographie

Kittel Physique de l'état solide

Ashcroft Physique des solides

Nozieres Introduction à la physique
des solides

BUP SSO

