

LP47 - Mécanismes de la conduction électrique dans les solides

Cléments (DE LA SALLE et COLLÉAUX)

16 juin 2020

Niveau : L3

Bibliographie

- ↗ Physique des solides, Ashcroft
- ↗ Physique des électrons dans les solides, Alloul
- ↗ The Oxford solid state basics, Simon
- ↗ BUP 550
- ↗ Sanz PC

Prérequis

- eS stationnaire
-

Expériences



Table des matières

Table des matières	1
1 DRUDE...	2
1.1 Cadre de l'étude	2
1.2 Conductivité	2
1.3 Victoires et défaites de DRUDE	3
2 ... Vs SOMMERFELD...	4
2.1 Introduction	4
2.2 Détail du calcul	5
2.3 Victoire et défaites du modèle de Sommerfeld	6
3 ... Vs BANDES !	7
3.1 Obtention des bandes	7
3.2 Interprétation	9

Introduction

Dès la fin du dix-neuvième siècle, l'étude des comportements des conducteurs est un sujet central dans la compréhension de la matière. À l'aide de différents modèles historiques, nous allons tenter de comprendre tout d'abord les phénomènes de conduction électrique, mais par la même occasion, l'évolution et la critique d'un modèle.

1 DRUDE...

1.1 Cadre de l'étude

♣ *Sanz p.587*

L'enjeu est d'expliquer les milieux conducteurs.

Définition : Milieu conducteur

Il s'agit d'un milieu qui vérifie la **loi d'Ohm locale**

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

Où \mathbf{j} est la densité de courant dans le conducteur, σ est une constante de proportionnalité appelée **conductivité** et \mathbf{E} est le champ électrique qu'on applique sur le système

Il est très très très très important de bien poser les hypothèses, et d'indiquer clairement à quel moment du calcul on en a besoin, pour finalement revenir dessus à la fin et les critiquer. Voici tout d'abord le modèle le plus simple imaginé par DRUDE en 1900 pour décrire le transport électrique dans un conducteur :

Hypothèses

1. Les électrons sont les seuls responsables du transport de l'électricité, on peut dès lors écrire que si les électrons vont à une vitesse moyenne $\langle \mathbf{v} \rangle$ et que leur densité est n

$$\mathbf{j} = -ne \langle \mathbf{v} \rangle$$

2. Les électrons n'interagissent pas entre eux.
3. On modélise l'interaction d'un électron avec le solide par des chocs qui redistribuent aléatoirement la vitesse de l'électron. On note $\tau \sim 10^{-14}$ s le temps moyen entre deux chocs (pour un électron donné).
4. Les électrons sont soumis à un champ électrique \mathbf{E} (on suppose que ce champ correspond au champ appliqué : on néglige les effets diélectriques)
5. Les vitesses mises en jeu sont non relativistes
6. Les électrons sont classiques
7. Pas de gradient de température

Un petit schéma avec des collisions ça mange pas de pain...

1.2 Conductivité

On peut à présent s'attaquer au calcul... Tout d'abord, on imagine un électron ayant une quantité de mouvement \mathbf{p} à un instant t . Pendant l'instant dt qui suit, il y a deux possibilités :

Évènement	Probabilité	$\mathbf{p}(t + dt)$
Choc	$\frac{dt}{\tau}$	\mathbf{p}_a
Libre	$1 - \frac{dt}{\tau}$	$\mathbf{p}(t) - e\mathbf{E}dt$

C'est directement l'hypothèse 3 qui nous permet d'écrire les probabilités. Quant aux quantités de mouvement, elles sont données par les hypothèses 3 et 4... La quantité de mouvement \mathbf{p}_a après un choc est totalement aléatoire, donc en moyenne nulle : $\langle \mathbf{p}_a \rangle = \mathbf{0}$. On en déduit ainsi une équation pour la quantité de mouvement moyenne des électrons :

$$\langle \mathbf{p}(t + dt) \rangle = \frac{dt}{\tau} \mathbf{0} + \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) (\langle \mathbf{p}(t) \rangle - e\mathbf{E}dt)$$

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{p} \rangle = -e\mathbf{E} - \frac{1}{\tau} \langle \mathbf{p} \rangle$$

Ainsi on retrouve une équation standard pour un électron soumis à un champ extérieur \mathbf{E} et freiné par un des frottements fluides, modélisés par les chocs. Il est alors important de remarquer qu'on a accès directement à la vitesse limite des électrons :

$$\langle \mathbf{v} \rangle_{lim} = -\frac{e\tau\mathbf{E}}{m_e}$$

Et donc on a retrouvé une expression pour la conductivité (on néglige le régime transitoire de durée $\tau \sim 10^{-14}$ s) :

$$\mathbf{j} = -ne \langle \mathbf{v} \rangle_{lim} = \sigma \mathbf{E} \quad \sigma = \frac{ne^2\tau}{m_e}$$

Moyenne

Moyenne d'ensemble sur un volume mésoscopique

1.3 Victoires et défaites de DRUDE

↪ *BUP*, p.289

↪ *Aschcroft*, p.26

C'est cool parce qu'on a une expression simple de la conductivité... En plus à l'époque, ce qui a vraiment fait que ce modèle a été retenu c'est qu'il permet de retrouver la loi empirique de WIEDEMAN-FRANZ. Je pense pas qu'on ait besoin, dans le cadre de cette leçon de rentrer dans les détails de cette loi... Mais on donne quand même quelques éléments de compréhension pour les questions :

$$\frac{\kappa}{\sigma} = LT$$

Avec κ la conductivité thermique, on peut montrer que son expression est :

$$\kappa = \frac{1}{3} v_0 c_v l$$

Et pour un gaz d'électrons, $c_v = \frac{3}{2} k_B T$. Ainsi, puisque pour DRUDE, l est indépendant de T , on retrouve la loi empirique de WIEDEMAN-FRANZ avec

$$\begin{cases} \sigma \propto \frac{1}{\sqrt{T}} \\ \kappa \propto \sqrt{T} \end{cases} \implies \frac{\kappa}{\sigma} \propto T$$

Par contre on peut attaquer le modèle de DRUDE sur de nombreux aspects... Et on va même voir que toutes ces victoires ne sont que des coïncidences!
Le paramètre τ est un peu une boîte noire... On sait qu'il est relié au libre parcours moyen l via la relation :

$$\tau = \frac{l}{v_0}$$

Mais on y accède empiriquement par la définition de la conductivité. Connaissant n (pour des ions monovalents par exemple) et σ , on remonte à τ et Drude trouve 10^{-14} s (c'est bien dans ce sens-là). Pour DRUDE, l devait être de l'ordre de quelques Å et la vitesse des électrons $v_0 = l/\tau$ est due à l'excitation thermique :

$$\frac{1}{2}m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T \implies v_0 \propto \sqrt{T}$$

Donc $v_0 \sim 10^6$ m · s⁻¹. Et là on pourrait se dire "MAIS QU'EST-CE QUE C'EST QUE ÇA!? On vient de dire que la vitesse des électrons était due au champ électrique!"... En fait, la vitesse thermique est de moyenne nulle donc elle ne nous intéresse pas dans la conduction électrique. Par contre à l'échelle microscopique, c'est cette vitesse qui domine 10^6 m · s⁻¹ contre 10^{-4} m · s⁻¹ pour celle acquise sous effet de **E** ↯ *BUP*, p.291, donc c'est elle qu'on prend en compte dans le calcul du libre parcours moyen. On a alors la prévision de DRUDE :

- $v_0 \sim 10^6$ m · s⁻¹ $\implies l \sim 1$ Å (par définition indep de T dans ce modèle)
- $\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$
- $\kappa \propto \sqrt{T}$

MAIS empiriquement, on peut accéder au libre parcours moyen en diminuant progressivement l'épaisseur du conducteur (cf. Figure) ↯ *BUP*, p.290. La valeur obtenue est plutôt de l'ordre de 100 Å donc deux ordres de grandeurs de plus que prévu... Heureusement ce n'est pas l qui compte pour la conductivité, mais τ et on verra, grâce dans la partie suivante que DRUDE s'est aussi trompé d'un facteur 100 sur la vitesse des électrons, ce qui compense l'erreur précédente!

Pour ce qui est de la loi de WIEDEMAN-FRANZ, on verra également dans la partie suivante que sa vérification est totalement fortuite car en réalité, on observe plutôt que κ est indépendant de T et $\sigma \propto 1/T$!

Remarque

On n'a pas parlé de la valeur du coefficient de proportionnalité L dans WIEDEMAN-FRANZ... Et bien encore par un heureux hasard, DRUDE trouve la bonne valeur à un facteur 2 près... C'est quand même fou!

Libre parcours moyen

↯ *Ashcroft p.61*

Pour montrer que le libre parcours moyen est indépendant de la température.

2 ... Vs SOMMERFELD...

2.1 Introduction

Puisque DRUDE semble fonctionner un peu par chance, tout ne devrait pas être à jeter... On garde donc l'expression de la conductivité (et celle de κ mais ça on n'en parle toujours pas à l'oral, faut juste le savoir au cas où). On introduit la nécessité de prendre les électrons quantiques en montrant que la longueur d'onde thermique de de Broglie est plus grande (ou du même ordre de grandeur) OUI que la distance entre atomes.

En 1926, Fermi et Dirac introduisent la statistique de Fermi-Dirac qui régit le comportement des fermions comme les électrons. En 1927 Sommerfeld (encore lui, quel mec stylé quand même) applique cette statistique aux électrons responsables de la conduction électrique dans les métaux. Les électrons sont maintenant considérés comme des particules **quantiques** mais toujours **libres**.

Il est important de clarifier le but de cette partie : puisque σ garde la même forme, on cherche à mieux maîtriser le terme τ . On cherche donc une nouvelle expression de la vitesse des électrons, en cohérence avec les valeurs de τ et l imposées par l'expérience.

2.2 Détail du calcul

En particulier, un électron vérifie donc l'équation de Schrödinger stationnaire avec potentiel nul :

$$\begin{aligned}\mathcal{H} \psi(\vec{r}) &= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}) = \mathcal{E} \psi(\vec{r}) \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi(\vec{r}) &= \mathcal{E} \psi(\vec{r})\end{aligned}$$

dont la solution est une onde plane (on néglige les CL) :

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad \mathcal{E}(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}$$

avec \vec{k} le vecteur d'onde. Il est intéressant de remarquer que $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ est un vecteur propre de l'opérateur impulsion $\vec{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ car on a

$$-i\hbar\vec{\nabla} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \vec{k} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

Puisqu'une particule qui se trouve dans un état propre d'un opérateur possède comme valeur définie de l'observable sa valeur propre, alors on peut associer une impulsion à un électron dans le niveau $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}$$

On peut donc réécrire l'énergie :

$$\mathcal{E} = \frac{\vec{p}^2}{2m}$$

Écrivons maintenant les conditions aux limites périodique de ce volume $V = L^3$, dites conditions de Born-Von Karman :

$$\begin{aligned}\psi_{\vec{k}}(x, y, z + L) &= \psi_{\vec{k}}(x, y, z) \\ \psi_{\vec{k}}(x, y + L, z) &= \psi_{\vec{k}}(x, y, z) \\ \psi_{\vec{k}}(x + L, y, z) &= \psi_{\vec{k}}(x, y, z)\end{aligned}$$

cela impose notamment $e^{ik_x L} = e^{ik_y L} = e^{ik_z L} = 1$, doù la quantification du vecteur d'onde :

$$k_{x,y,z} = \frac{2\pi}{L} n_{x,y,z} \quad , n_{x,y,z} \text{ entiers}$$

L'espace des k est donc constitué d'un réseau cubique de coté $\frac{2\pi}{L}$, un point occupe un espace $\frac{(2\pi)^3}{V}$, soit un densité uniforme $g(k) = \frac{V}{(2\pi)^3}$.

Nous pouvons maintenant construire un état fondamental à N électrons. Les électrons respectent le principe de Pauli donc remplissent les niveaux d'énergie par énergie croissante, du plus bas en énergie jusqu'à un état d'énergie maximum \mathcal{E}_F dite énergie de Fermi et associée à un vecteur d'onde de Fermi k_F

tel que $\mathcal{E}_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$. Par isentropie de l'expression donnant l'énergie des électrons, aucune direction n'est privilégiée et l'ensemble des états occupés représente donc, dans l'espace des k , un sphère de rayon k_F . On a donc une expression du nombre N d'électrons :

$$N = 2 \left(\frac{4}{3} \pi k_F^3 \right) \left(\frac{V}{8\pi^3} \right)$$

on en tire $n = \frac{N}{V}$

$$n = \frac{k_F^3}{3\pi^2}$$

Là encore, on a réussi à relier une grandeur macroscopique n à une grandeur microscopique k_F . On peut alors exprimer k_F juste avec n qui est connu !

On peut alors exprimer une vitesse typique des électrons, dite vitesse de Fermi $v_F = p_F/m$:

$$v_F = \left(\frac{\hbar}{m} \right) k_F.$$

On peut légitimer pourquoi on prend k_F avec le déplacement de la sphère : seuls les atomes aux bords de la sphère comptent pour la conduction.

OdG

L'énergie de FERMI est équivalente généralement, en température à 10 000 K. Ce qui donne une vitesse de FERMI entre 10^5 et 10^6 m · s⁻¹

2.3 Victoire et défaites du modèle de Sommerfeld

Tout d'abord, la contribution principale de Sommerfeld a été d'appliquer la statistique de Fermi-Dirac à des électrons, cela peut paraître normal actuellement mais ce pas a été décisif.

Une réussite majeure du modèle de Sommerfeld a été de retrouver la valeur du libre parcours moyen mesurée expérimentalement, ce que le modèle de Drude n'était pas capable de faire. On multiplie l par 100 et on atteint bien la centaine d'Ångström (τ reste le même et on change juste Γ)

Pour la détermination de σ , on remarque que la détermination de σ dans le cadre du modèle de Drude n'est pas affectée par les nouvelles hypothèses de Sommerfeld (toujours un gaz d'électrons libres). Ainsi, on a encore

$$\sigma = \frac{ne^2 l}{m_e v_0} = \frac{ne^2 \tau}{m_e}$$

mais ici on a $v_0 = \left(\frac{\hbar}{m} \right) k_F$ indépendant de T donc σ est indépendant de T , ce qui est toujours pas bon, σ est en $1/T$ empiriquement (cf. Loi de NERNST-EINSTEIN!)

De même, on reprend l'expression de κ pour laquelle il faut trouver l'expression de c_v dans le modèle du gaz de fermions. Après des calculs dont le développement ici n'aurait aucun sens, on trouve $c_v = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k_B T}{\mathcal{E}_F} \right) n k_B$. On a alors l'expression de κ pour un gaz de fermions.

On peut alors exprimer le rapport $\frac{\kappa}{\sigma T}$ et, oh miracle, on retrouve

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 2.44 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$$

Cette fois-ci, on retrouve bien la valeur obtenue expérimentalement, sans facteur 2 parasite !

Drude

Sommerfeld

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \frac{ne^2}{m} \tau = \frac{ne^2}{m} \underbrace{l}_{v_0} \\
 &\propto \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \underbrace{\frac{\hbar k_F}{m}}_{c_v} \\
 \kappa &= \frac{1}{3} v_0^2 c_v \tau = \frac{1}{3} \underbrace{v_0}_{\frac{3}{2} n k_B} \underbrace{c_v}_{\frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k_B T}{\epsilon_F} \right) n k_B} l \\
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma &\propto \frac{1}{\sqrt{T}} \quad 1 \\
 \kappa &\propto \sqrt{T} \quad T
 \end{aligned}$$

$$\frac{\kappa}{\sigma} \propto T$$

Pour finir sur Wiedemann-Franz, on remarque que passer d'électrons classiques à des électrons fermioniques modifie la valeur de c_v et permet de revenir à une valeur comparable à celle mesurée expérimentalement.

Mais on se doute bien que ce modèle n'est pas parfait! Par exemple, on a ici une conductivité indépendante de la température, ce qu'on sait faux car expérimentalement $\sigma \propto 1/T$. On doit introduire cette dépendance de manière *ad hoc* dans τ et c'est pas ouf pour le modèle...

Défauts du modèle des électrons libres

➤ *Aschcroft p.65* (extrait sur site)

Choisir un des point suivant pour la transition. Je rajouterai bien que l'un des problème essentiel est qu'un modèle basé sur des électrons libres n'explique pas l'existence des isolants!

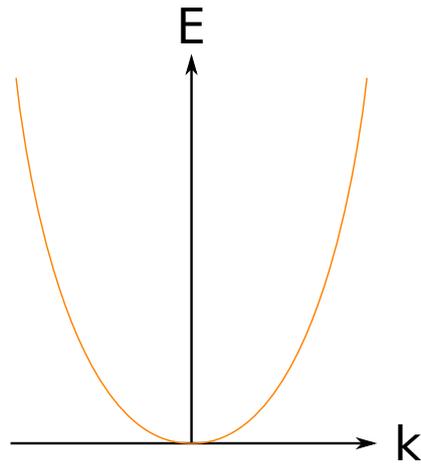
3 ... Vs BANDES!

3.1 Obtention des bandes

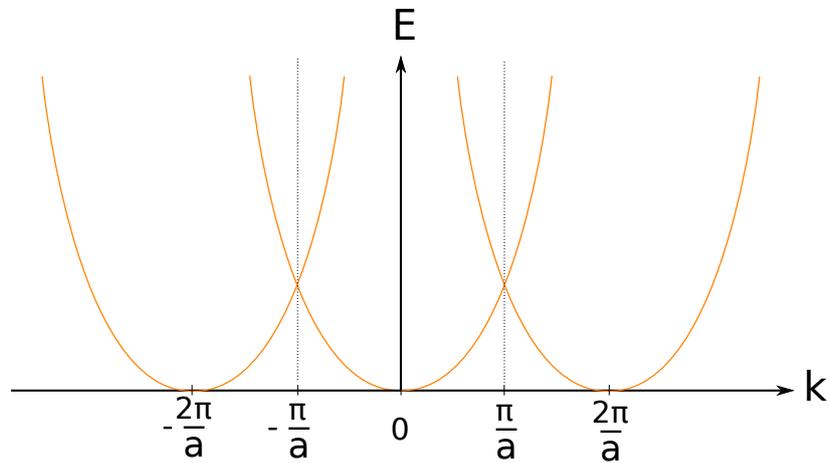
Le problème de ces deux modèles est qu'ils considèrent des gaz parfaits d'électrons, et ne prennent à aucun moment en compte la structure du solide, en particulier sa structure périodique. Dans cette partie, on va décrire avec les mains ce qu'il se passe pour un réseau 1D afin de voir la conséquence de la périodicité. On ne remet en cause que le caractère libre des électrons, pas leur caractère indépendant.

On a vu que l'énergie d'un électron libre était

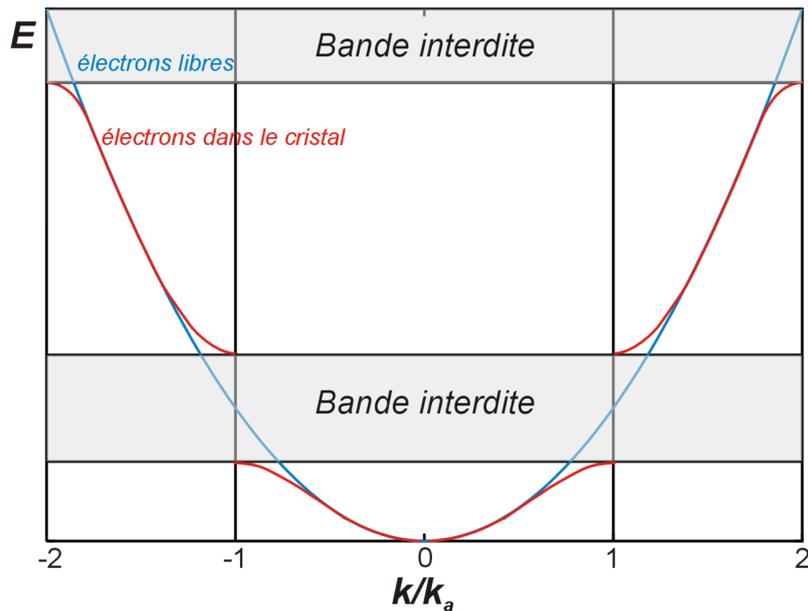
$$\mathcal{E}_0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$



Considérons un réseau 1D, de pas a . Il existe un théorème (BLOCH) qui permet de remarquer que les énergies sont les mêmes pour k et $k + 2\pi/a$ (périodicité dans l'espace réciproque). Ceci permet de se restreindre à $k \in [-\pi/a, \pi/a]$, quitte à choisir $k \rightarrow k + 2n\pi/a$. Ainsi les énergies possibles sont, avant perturbation \mathcal{E}_0 convoluées par un peigne de DIRAC.



Lorsque $k \sim 0$, la longueur d'onde cristalline (attention, k n'est plus le vecteur d'onde des électrons!!!) est grande devant a . Le mouvement libre est donc peu modifié. Par contre en approchant des bords π/a , on a des interférences qui apparaissent (fait joliment à la main \blacktriangleright BUP, p.313 encore lui!!!), le réseau ne joue plus un rôle négligeable et doit être pris en compte. Les énergies sont donc légèrement modifiées aux bords :



On observe une levée de dégénérescence, qui se traduit par l'apparition d'un gap énergétique (une "bande interdite" en bon français...). C'est-à-dire que les énergies accessibles ne forment plus un continuum, il y a des bandes d'énergie.

On a une autre manière de voir cette apparition de bandes : pour un atome d'hydrogène, les niveaux d'énergies sont quantifiés. Lorsqu'on en ajoute un autre, les niveaux sont dédoublés avec une légère dégénérescence... À chaque fois qu'on rajoute un atome, on crée de nouveaux niveaux légèrement dégénérés, et donc au cas limite où ce nombre est très grand (10^{23}), les niveaux d'énergies accessibles sont des bandes continues séparées par des gap.

<http://toutestquantique.fr/metaux/>

3.2 Interprétation

Puisque les électrons sont des fermions, on remplit les états par ordre croissant d'énergie. Il y a alors plusieurs cas possibles :

Conducteur Le dernier niveau (niveau de FERMI) est dans une bande. Alors l'application d'un champ électrique va avoir pour effet de déplacer les électrons de FERMI, sans aucune différence avec la partie précédente.

Isolant Le niveau de FERMI est le dernier niveau de la bande... Alors un champ électrique ne pourra plus faire bouger les électrons !

Il y a alors deux façons de voir les choses... Les voici et chacun choisit ce qu'il préfère.

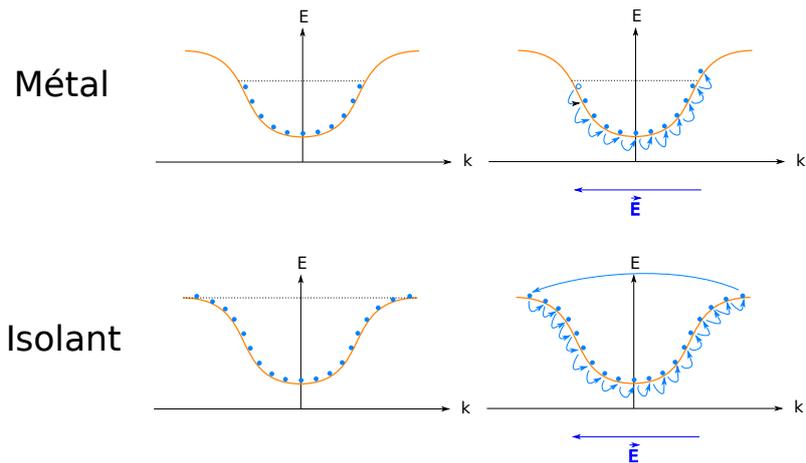


FIGURE 3.1 – *Simon p.174* Les électrons sont accélérés donc voient leur impulsion $\hbar k$ augmenter... Ceci implique, un courant global dans le cas d'un métal. Mais pour un isolant, l'état final est le même que l'état initial, il n'y a pas de courant créé.

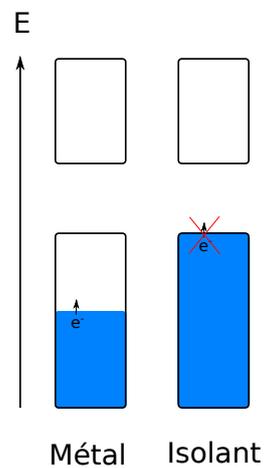


FIGURE 3.2 – Les électrons accélérés gagnent un peu d'énergie et peuvent alors bouger dans le réseau. Ceci laisse place à un trou qui est directement rebouché par mouvement successif des électrons. Ainsi, le gain en énergie d'un électron implique l'existence d'un courant. Dans le cas d'un isolant, aucun électron ne peut gagner d'énergie.

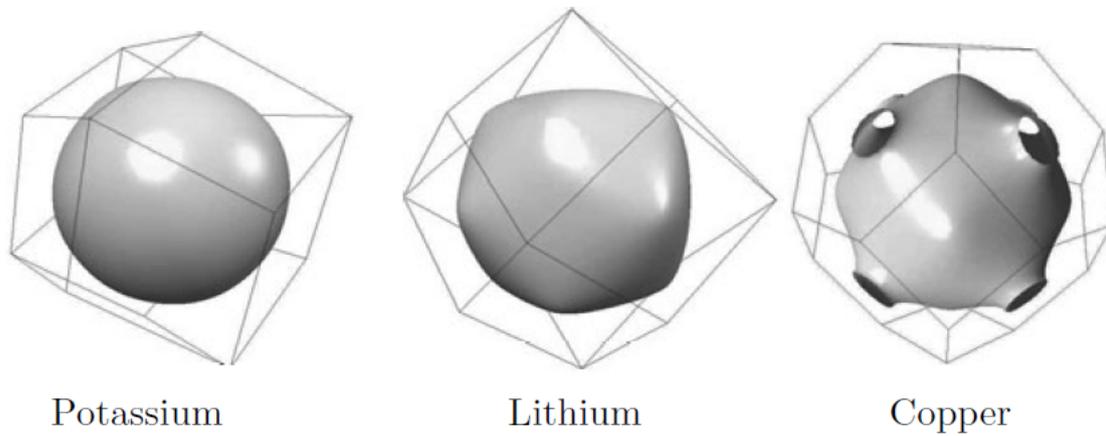


FIGURE 3.3 – Représentation de quelques surfaces de FERMI tirée du [Simon p.175](#) . On remarque que le potentiel est plus fort pour le cuivre, tandis qu'il est quasi-nul pour le potassium (la sphère est peu déformée).

Questions

La loi d'Ohm reste-t-elle toujours valable en régime variable ? Conséquence ?

Pourquoi considérer qu'après le choc l'électron a une vitesse nulle ?

Signification de la distribution de Fermi Dirac ?

Comment définir un fermion à un élève ? Particularités d'un gaz de Fermion ?

Appliquer une statistique de Maxwell-Boltzmann aux électrons revient-il à les assimiler à un gaz parfait ?

Est-il légitime de négliger les interactions électromagnétiques entre les particules dans un métal ?

En mécanique quantique, les électrons doivent ils être considérés comme des particules ?

Supraconducteur ? La loi d'Ohm est-elle encore valable ? Loi équivalente pour les supraconducteurs ?

Pour illustrer l'effet Hall, vous avez pris un conducteur long dans le sens du courant et étroit dans l'autre sens (un rectangle quoi). Si on fait cela dans l'autre sens en prenant quelque chose de très long pour pas avoir d'accumulation de charges et très court dans le sens du courant pour que les électrons soit absorbés de suite, qu'est-ce qui se passe ? Quel est cet effet ? Effet Hall quantique ?

Soudures de la sonde de Hall qui ne sont pas forcément en face, comment on fait ? Comment le constructeur fait-il pour corriger ce problème ? Vous avez un bouton réglage du zéro sur le dispositif, il sert à quoi ?

Quelle est la vitesse dans le modèle de Drude ? Et dans l'effet Hall ?

Les électrons subissent des collisions, avec quoi se produisent-elles dans un monocristal parfait ?

Comment peut-on mesurer le temps de relaxation tau ?

Connaissez-vous l'ordre de grandeur de la magnétorésistance pour un conducteur ou un semi-conducteur ?

Pouvez-vous donner un ordre de grandeur pour le gap du Si ?

Que veut dire conduction par des trous ?

Comment évolue la conductivité molaire ionique en fonction de la taille de l'ion ?

Si on considérait les électrons dans le métal comme un gaz, comment peut-on évaluer leur vitesse ?

A l'époque de Drude, est-ce qu'on connaissait le noyau ? Non, Drude a fait l'hypothèse de l'existence d'un corps positif immobile pour compenser la charge des e-

Quelles sont les hypothèses les plus fortes/osées du modèle de Drude ? GP : en réalité, il peut y avoir des interactions entre électrons et densité très importante des électrons.(donner l'OdG). Hyp des collisions car on ne se donne aucun modèle.

Différences de conductivité entre Cuivre, Carbone, Verre,...

Autre limite du modèle de Drude Mauvais dépendance en température.

Autre victoire du modèle de Drude La conductivité est proportionnelle à T

CL quand écrit le thm de Bloch ? CL périodiques pour décomposer sur des ondes progressives, cohérent pour un phénomène de conduction

Par rapport aux CL stationnaires pour décomposer sur des ondes stationnaires

Est-ce que tu peux justifier que le potentiel atomique est traité comme une perturbation ? Ecrantage par les autres électrons

Remplissage des bandes : tu l'as fait à T nulle, est-ce qu'à T ambiante, ça change beaucoup ? On remplit une bande de largeur kT qui est très petite devant l'énergie de Fermi, donc effet négligeable.

Différence modèle de Sommerfeld et modèle de Drude ? On passe d'une vision classique à une vision quantique de l'électron mais Sommerfeld garde quand même le modèle de Drude.

Comportement d'un métal avec la température ? D'un semi-conducteur ? Métal : la conductivité diminue avec la température (l'agitation thermique prend le dessus et donc on augmente le nombre de phonons), à basse température, on ne peut pas négliger les interactions avec les défauts ce qui limite la conductivité
Semi-conducteur : la conductivité augmente quand la température augmente car on peuple plus la bande de conduction (c'est pourquoi les semi-conducteurs étaient intrigant)

Conductivité pour les supraconducteurs ? Résistivité qui chute à zéro en-dessous d'une température critique

Analogie supra en méca flu ? Les superfluides : aucune viscosité
Supra : les électrons se déplacent sans collision
Superfluide : les particules de fluide se déplacent sans frottement