

LP 47 - Mécanismes de la conduction électrique dans les solides

Caroline Bouloc - Sandra Montalescot

Prépa Agreg 2013-2014

Niveau L2

Prérequis :

- Electrocinétique : loi d'Ohm pour les conducteurs, effet Joule
- Electromagnétisme : potentiel électrique, champs \vec{E} et \vec{B} , densité de courant, force de Lorentz
- Thermodynamique : théorie cinétique des gaz, lois de Fick et de Fourier
- Mécanique des fluides : équation d'Euler pour les fluides non visqueux

Bibliographie :

- Bertin Faroux et Renault, Electromagnétisme I (très bien pour cette leçon !)
- Alloul, Physique des électrons dans les solides (excellent pour comprendre la partie quantique, à lire absolument pour pouvoir répondre aux questions inévitables sur cette leçon)
- Pérez, Electromagnétisme, fondements et applications (bien pour la définition de la conduction électrique et les ODG de conductivité, entre autres)
- Ashcroft/Mermin, Physique des solides (pas utilisé ici mais il paraît qu'il est bien pour cette leçon)

Remarque : Cette version tient déjà compte des remarques et conseils du correcteur, notamment sur la manière d'introduire la loi d'Ohm (par analogie avec les lois de Fick et Fourier) et la manière de traiter le modèle de Drude (avec l'équation d'Euler). Sous cette forme, la leçon durerait légèrement plus de 50min, donc on peut aller un peu plus vite sur la discussion du modèle de Drude.

Les questions du correcteur sont à la fin du document, avec également des remarques (choses à savoir/comprendre pour préparer cette leçon).

Contents

1	Conduction électrique en présence d'un champ électrique \vec{E}	2
1.1	Loi d'Ohm	2
1.2	De la nécessité de trouver un modèle microscopique simple	3
2	Modélisation microscopique de la conduction électrique	3
2.1	Modèle de Drude (1900)	3
2.2	Discussion du modèle : succès, défauts et limites	4
3	Effet d'un champ \vec{B} sur la conduction électrique	5

Introduction (écrire les grandes lignes au tableau avant le début de la leçon !)

La conduction électrique est le phénomène de déplacement de charges électrique sous l'effet d'un gradient de potentiel électrique donc d'un champ électrique \vec{E} .

On ne s'intéresse donc pas ici à des courants électriques dus à un déplacement d'ensemble du matériau, à la convection par la pesanteur, ou à un gradient de concentration en porteurs de charges.

Nous restreindrons l'étude au cas des solides -> déplacement d'électrons (ou de trous).

-> importance de comprendre le mécanisme de la conduction électrique dans les solides (ex. de la vie courante : fils pour dégivrer les vitres de voiture, minimisation des pertes sur les lignes EDF, isolation (sécurité)...)

Un mouvement global de ces porteurs de charge mobiles peut être induit par un champ électrique, et éventuellement modifié par un champ magnétique :

$$F_{Lorentz} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

1 Conduction électrique en présence d'un champ électrique \vec{E}

1.1 Loi d'Ohm

Loi d'Ohm locale

On dit qu'un dipôle suit la loi d'Ohm si localement, en tout point de ce matériau, la densité de courant \vec{j} est proportionnelle à l'opposé du gradient de potentiel électrique V :

$$\vec{j} = -\sigma \vec{grad}V = \sigma \vec{E}$$

Le facteur de proportionnalité σ est appelé conductivité du matériau, il s'exprime en Siémens par mètre (Sm^{-1}).

Cette expression est analogue aux lois de Fick et de Fourier :

Fick : $\vec{j}_n = -D_n \vec{grad}\rho_n$ où \vec{j}_n est un flux de particules causé par un gradient de ρ_n , la densité volumique de ces particules.

Fourier : $\vec{j}_{th} = -\lambda \vec{grad}T$ où \vec{j}_{th} un flux thermique causé par un gradient de température.

La loi d'Ohm locale est donc une loi de diffusion: une inhomogénéité du potentiel électrique V crée un courant électrique qui tend à homogénéiser la densité volumique de charge.

Loi d'Ohm globale (1827)

A partir de la loi d'Ohm locale, on peut retrouver la loi d'Ohm globale pour un dipôle vue depuis le collègue :

Pour un dipôle ohmique de longueur L , de section S constante, de conductivité σ , traversé par un courant I et présentant une tension U à ses bornes, on a :

$$U = \int_{\text{ligne de courant}} -\vec{E} \cdot d\vec{l}$$

$$I = \int \int_{\text{section}} \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

et comme $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ en tout point,

$$I = \int \int_{\text{section}} \sigma \vec{E} \cdot d\vec{S} = \sigma S E$$

en supposant \vec{E} uniforme, et

$$U = EL$$

(attention au sens de U , \vec{E} et $d\vec{l}$ sur le schéma!), d'où finalement :

$$U = RI$$

avec

$$R = \frac{L}{S} \times \frac{1}{\sigma}$$

Ordres de grandeur et classification des solides (sur transparent) Dans les solides, l'échelle des conductivités permet de classer les différents matériaux. En effet, à température ambiante, σ varie de $10^8 S/m$ à $10^{-22} S/m$ et même moins. On classe donc grossièrement les solides en trois catégories :

- conducteurs : $\sigma > 10^4 S/m^{-1}$ à T ambiante -> ex : cuivre ($\sigma = 58.10^6 S/m$), et tous les métaux
- semiconducteurs : $10^{-6} S/m^{-1} < \sigma < 10^4 S/m^{-1}$ à T ambiante -> ex : silicium ($\sigma = 4.10^{-4} S/m$)
- isolants : $\sigma < 10^{-6} S/m^{-1}$ à T ambiante ((et si $\|\vec{E}\|$ n'est pas trop grand ie inférieur au champ disruptif du matériau, mais ne pas trop en parler à l'oral)) -> ex : verre ($\sigma \approx 10^{-11} S/m$), papier...

1.2 De la nécessité de trouver un modèle microscopique simple

Problématique de ce cours :

De quoi dépend σ ? Du matériau ? Des conditions expérimentales (température,...) ? Quel modèle microscopique pour la décrire ?

Contexte : Découverte de l'électron (modèle de Thomson) en 1897 -> on comprend que l'électricité est en fait due au déplacement de ces électrons. En théorie, il suffit donc d'étudier le mouvement de ces électrons dans le champ électromagnétique créé par le reste du métal (matrice de cations) et les autres électrons.

Problème : Densité d'électrons de conduction dans un métal ?

Pour le cuivre : 1 électron de conduction par atome, $\rho \approx 9000 kg.m^{-3}$, $M = 64 g.mol^{-1}$ donc $n_{e^-} = n_{atomes} = \frac{N_A \cdot \rho}{M} \sim 8.5 \cdot 10^{28} m^{-3}$

-> Pour un fil de longueur 1m et de section $1mm^2$, $N_{electrons} \sim 10^{23}$ -> Problème à 10^{23} corps, impossible de le traiter analytiquement. Il faut donc trouver un modèle plus simple.

Idée : En thermodynamique, on traite un grand nombre de particules avec quelques variables globales -> on peut essayer d'appliquer la théorie cinétique des gaz au "gaz" d'électrons libres (non attachés à un seul noyau, seulement contraints à rester dans le matériau) qui circulent dans une matrice de cations immobiles.

2 Modélisation microscopique de la conduction électrique

2.1 Modèle de Drude (1900)

En théorie, si \vec{E} est constant, les électrons subissent une accélération constante donc leur vitesse devrait diverger dans le temps, donc \vec{j} aussi, ce qui est en contradiction avec l'expérience : la loi d'Ohm implique que les porteurs de charge aient une vitesse de dérive limite donc qu'il y ait dissipation d'énergie, donc une force qui s'oppose au mouvement de dérive des charges. Drude propose donc en 1900 ce modèle très simple :

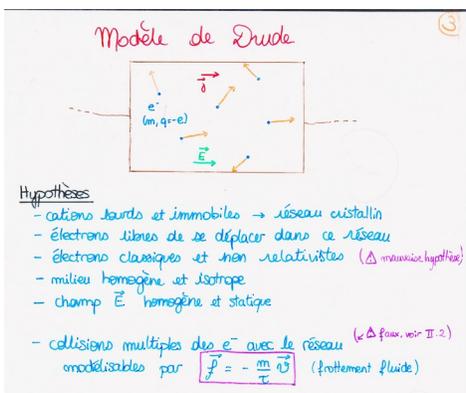


FIGURE 1 – Transparent modèle de Drude

Hypothèses (*schéma et hypothèses sur transparent*) -cations lourds immobiles qui forment un réseau cristallin, et électrons libres de se déplacer dans cette matrice de cations

- pas d'interaction entre les électrons
- électrons non relativistes et classiques (-> avec le recul, mauvaise hypothèse), de masse m, de charge q=-e
- milieu isotrope et homogène
- champ $\vec{E} = E\vec{u}_x$ constant et uniforme (donc \vec{j} aussi) appliqué à t=0
- les électrons sont ralentis par des collisions multiples avec les cations du réseau, qui sont modélisables en moyenne par une force de type frottement fluide $\vec{f} = -\frac{m}{\tau}\vec{v}$ où m est la masse d'un électron et τ le temps de relaxation de la distribution des vitesses. On pourrait montrer que τ est en fait le temps moyen entre deux collisions pour un même électron.

Remarque : L'hypothèse de collisions avec les ions du réseau est en fait fautive, mais Drude ne pouvait pas le savoir à l'époque puisqu'il faut des calculs de mécanique quantique pour le montrer. cf plus loin pour l'explication.

Calcul de σ On va traiter les électrons comme un gaz (donc un fluide) et lui appliquer l'équation d'Euler. En effet, on a négligé les interactions électron/électron donc la 'viscosité' du gaz. La vitesse de dérive des électrons (vitesse d'ensemble des électrons, la vitesse thermique -isotrope donc de moyenne statistique nulle- n'intervenant pas dans la vitesse eulérienne qui est déjà une moyenne sur un volume mésoscopique) vérifie donc

$$nm\left[\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v}\right] = nq\vec{E} - \frac{nm}{\tau}\vec{v}$$

avec n la densité volumique d'électrons en m^{-3} (donc nm=masse volumique du gaz d'électrons).

Le terme convectif peut être négligé :

$|\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}| \sim \frac{v}{\tau}$ car τ est le temps caractéristique d'évolution des vitesses

$|(\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v}| \sim \frac{v^2}{L}$ avec L la taille caractéristique du matériau.

Comme $v \ll \frac{L}{\tau}$ (i.e. libre parcours moyen \ll taille du dipôle, nécessaire pour avoir des collisions, cf AN au 2.2), on peut négliger le terme convectif.

D'où

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} - \frac{m}{\tau}\vec{v}$$

Qui donne, en régime permanent, $\vec{v} = \frac{q\tau}{m}\vec{E}$

Donc $\vec{j} = nq\vec{v} = \frac{nq^2\tau}{m}\vec{E} = \sigma_0\vec{E}$ -> on retrouve la loi d'Ohm locale avec comme conductivité statique :

$$\sigma_0 = \frac{nq^2\tau}{m}$$

AN - Pour le cuivre à 20°, $n = 8,5 \cdot 10^{28}$ électrons/ m^3 et $\sigma_0 = 58 \cdot 10^6 S/m$, $q = -e = -1,6 \cdot 10^{-19} C$ et $m = 9,1 \cdot 10^{-31} kg$, d'où $\tau = 2,4 \cdot 10^{-14} s$

Donc à partir de la mesure d'une grandeur macroscopique comme la résistance d'un échantillon, on peut grâce à ce modèle remonter à une grandeur microscopique telle que le temps moyen entre deux collisions, ou temps de relaxation des vitesses de dérive.

2.2 Discussion du modèle : succès, défauts et limites

- On a une expression de σ ! -> succès

- **Collisions avec les cations :** On peut définir pour les porteurs un "libre parcours moyen", distance moyenne parcourue entre deux collisions : $\ell = v\tau$ où v est la vitesse moyenne de l'électron due à l'agitation thermique.

Drude supposait que cette vitesse pouvait être donnée par la théorie cinétique des gaz : $v = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \approx 1,2 \cdot 10^5 m/s$ à 20°C, donc pour le cuivre ($\tau = 2,4 \cdot 10^{-14} s$), $\ell \approx 30 \text{Å}$, soit qq dizaines de distances interatomiques, ce qui justifie l'hypothèse de collision avec les cations. Or l'arrivée de la mécanique quantique au XXe siècle a permis de démontrer que la vitesse des électrons de conduction est en réalité bien plus grande : pour le cuivre, $v = 1,6 \cdot 10^6 m/s$ donc $\ell = 380 \text{Å} \gg$ distances interatomiques : les collisions ne se font pas avec les cations. On peut montrer qu'elles se font en fait d'une part sur les impuretés et défauts du cristal et sur les modes de vibration du cristal (phonons).

- **Ecarts à la loi d'Ohm en champ fort** : Pour le cuivre, la vitesse thermique moyenne est de $1,2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$. Calculons la vitesse de dérive des électrons, à l'origine du courant électrique : pour une densité de courant importante de $j = 10 \text{ A/mm}^2$, on obtient $v_d = \frac{j}{ne} = 0,7 \text{ mm/s}$ soit 10^{10} fois moins que la vitesse thermique moyenne ! En fait, pour les métaux (n grand, nombreux conducteurs), on ne pourra pas observer d'écarts à la loi d'Ohm même pour un champ très fort car la perturbation apportée est très faible. En revanche, pour de moins bons conducteurs soumis à des champs électriques très forts, l'électron peut acquérir une vitesse de dérive comparable à la vitesse thermique moyenne, ce qui affecte grandement le temps moyen entre deux collisions : il une fonction du champ électrique, donc la conductivité aussi. Le modèle de Drude permet de comprendre qualitativement ce phénomène observé expérimentalement. -> succès !

- **Evolution de la conductivité avec la température** Le modèle de Drude ne permet pas directement d'expliquer l'évolution de la conductivité avec la température. En effet, il prévoit qualitativement que τ (donc σ_0) diminue lorsque la température augmente puisque les porteurs de charge iront plus vite donc entreront plus souvent en collision. Or, expérimentalement, lorsque T augmente, on observe que la conductivité statique diminue bien pour les métaux, mais qu'elle augmente dans le cas des semiconducteurs ! En fait, dans un SC, on crée plus de porteurs de charge lorsque l'on augmente T, Pour expliquer cela proprement, il faut avoir recours à la mécanique quantique. Mais si l'on tient compte de la loi $n(T)$ dans le modèle de Drude, on peut comprendre qualitativement l'évolution de σ avec T.

Remarque : Le modèle quantique permettant d'expliquer plus correctement ce phénomène donne en fait des résultats assez proches de ceux du modèle de Drude. Le modèle de Drude est un modèle très robuste !

3 Effet d'un champ \vec{B} sur la conduction électrique

Effet Hall classique (1879)

schéma à compléter pendant l'explication qualitative (trajectoires, charges, \vec{E}_H , U_H)

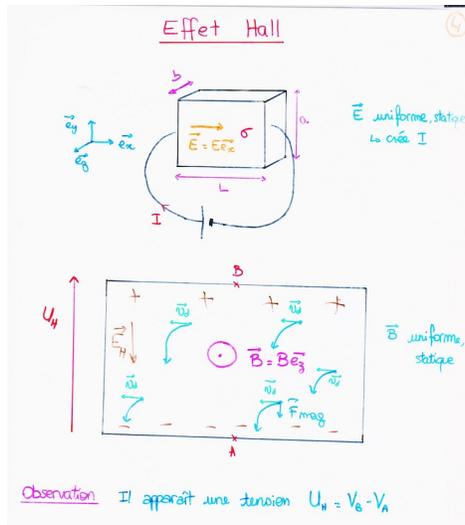


FIGURE 2 – Transparent effet Hall (déjà complété)

Hypothèses : - matériau de longueur L, de largeur a, de profondeur b, de conductivité statique σ
 - champ $\vec{E} = E\vec{u}_x$ uniforme et constant qui crée un courant I dans le circuit
 - champ $\vec{B} = B\vec{u}_z$ uniforme et constant

Observation : Il apparaît une tension transverse $U_H = V_B - V_A$ lorsqu'on ajoute le champ \vec{B} .

Explication qualitative : Les électrons sont déviés par la force $q\vec{v} \times \vec{B}$ (donc vers les y croissants) donc vont s'accumuler dans la partie haute du conducteur (cf schéma). Comme les cations ne bougent pas, il apparaît un champ électrique transverse $\vec{E}_H = E_H \vec{u}_y$ dû à cette séparation de charges, donc une tension transverse (cf schéma). Ce champ électrique transverse augmente à mesure que les électrons s'accumulent en haut, jusqu'au moment où la force qu'il exerce sur les électrons compense celle due au champ \vec{B}

Calcul rapide de U_H : A l'équilibre, \vec{E}_H atteint une valeur telle que $q\vec{E}_H + q\vec{v} \times \vec{B} = \vec{0}$ donc $E_H = vB = \frac{j_x}{nq}B = \frac{I}{nqab}B = \frac{U_H}{a}$. D'où, avec les conventions du schéma

$$U_H = -R_T I$$

avec

$$R_T = \frac{B}{n|q|b}$$

Remarques et application :

- ODG : Pour une plaque de cuivre de $b=1\text{mm}$ d'épaisseur avec un champ magnétique $B=1\text{T}$, on obtient une résistance transversale $R_T = 7.10^{-9}\Omega$ -> cet effet est très faible (difficilement mesurable), surtout pour les métaux (n grand). L'effet Hall s'observe donc surtout dans les semi-conducteurs.

$-R_T$ est proportionnel à B , ce n'est pas juste une caractéristique du matériau utilisé -> effet de magnétorésistance transversale, qui permet de faire des mesures de champ magnétique (principe des sondes à effet Hall : **on peut ici sortir une sonde à effet Hall et un petit aimant pour montrer comment ça marche!**). Comme la résistance mesurée est inversement proportionnelle à la densité volumique des porteurs de charges n , il est plus intéressant d'utiliser des semiconducteurs, pour lesquels n est bien plus faible que dans les métaux : la résistance transverse sera plus grande donc plus facile à mesurer.

Particularité des semi-conducteurs :

On observe dans **certains** semi-conducteurs (les dopés n) une tension de Hall positive, signe que les porteurs de charge à l'origine du courant électrique sont en majorité positifs, ce que ne peut pas expliquer le modèle de Drude. En fait, dans un semi-conducteur, deux types de porteurs de charge interviennent : les électrons, de charge $-e$, et les "trous", de charge $+e$, qui sont des "absences d'électrons" (analogie au choix : bulle qui remonte dans un liquide ou case vide qui se 'déplace' dans le jeu du taquin), donc une tension de Hall qui résulte de deux contributions de sens opposés. On peut doper le semiconducteur en électrons ou en trous lorsqu'on le fabrique : si l'on rajoute assez de trous, $U_H > 0$.

De plus, une étude de la variation de R_T avec la température permet de remonter à d'autres informations microscopiques sur les semiconducteurs (énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou par exemple), grâce à un modèle quantique de la conduction électrique. A détailler un peu qualitativement si jamais vous êtes en avance, à zapper sinon.

On peut donc, grâce à l'effet Hall, mettre en évidence des différences microscopiques entre les différents types de solides dans le processus de conduction électrique.

Conclusion

-> processus analogue à la diffusion de chaleur ou de particules

-> classification grossière des différents types de solides en fonction de leur conductivité

-> modèle microscopique de Drude étonnamment riche même si très simple

-> mise en évidence de mécanismes de conduction différents suivant le type de solide grâce à l'effet Hall

Historique

- théorie cinétique des gaz : XVIIIe siècle
- loi d'Ohm : 1827 (travaillait avec un galvanomètre, entre autres. loi empirique.)
- équations de Maxwell : 1865
- découverte de l'effet Hall classique : 1879
- découverte de l'électron : 1897 par J.J. Thomson (à partir de tubes cathodiques, détermine que le faisceau est constitué de charges élémentaires négatives, les électrons)
- modèle de Drude : 1900
- expérience de Rutherford : 1909 (rayon du noyau, confirmation du modèle de Thomson)

Questions posées

- **Comment déterminer l'énergie de création d'une paire électron-trou dans un SC?** -> à T=0K, tous les électrons sont dans la bande de conduction (qui est pleine). Lorsque T augmente, des électrons peuvent passer dans la bande de valence, et on peut alors appliquer une statistique de Boltzmann qui nous dit que la densité de porteurs dans la BV est proportionnelle à $e^{-E_{gap}/k_B T}$, donc en mesurant la conductivité pour différentes températures et en ajustant la courbe obtenue par cette exponentielle, on peut remonter à E_{gap} (qui est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou)

- **Comment est-ce possible qu'un trou conduise le courant?** -> Analogie de la bulle qui remonte dans un liquide (mais en fait la bulle n'est pas du vide) ou analogie du jeu du taquin (on pousse les cases pour déplacer le trou)

- **Qu'est-ce que l'effet Hall quantique?** -> Pour un matériau 2D très fin (couche monoatomique), avec \vec{B} fort, la résistance est quantifiée. Prix Nobel pour la mise en évidence expérimentale, autre prix Nobel pour l'explication théorique.

- **OdG de la magnétorésistance longitudinale dans un métal?** (NB : elle se calcule en écrivant les éqn du mouvement dans les 3 directions et en faisant apparaître la matrice de conduction dans le pb de l'effet Hall) -> $\sim 10^{-5} R_{champ nul}$

- **Qu'est-ce que la magnétorésistance géante?** -> (Wikipedia) "effet quantique observé dans les structures de films minces composées d'une alternance de couches ferromagnétiques et de couches non magnétiques. Elle se manifeste sous forme d'une baisse significative de la résistance observée sous l'application d'un champ magnétique externe : à champ nul, les deux couches ferromagnétiques adjacentes ont une aimantation antiparallèle, car elles subissent un couplage ferromagnétique faible. Un champ magnétique externe induit un renversement d'aimantation : les aimantations respectives des deux couches s'alignent et la résistance de la multicouche décroît brutalement. L'effet se produit parce que le spin des électrons du métal non magnétique se répartit équitablement de façon parallèle et antiparallèle, et subit ainsi une diffusion magnétique moins importante lorsque les couches ferromagnétiques sont aimantées de façon parallèle." Prix Nobel 2007 pour la découverte. Utilisé dans les têtes de lecture des disques durs.

- **σ est-il toujours un scalaire?** -> Non, dans le cas général, c'est une matrice. Mais pour un matériaux homogène et isotrope (et en l'absence de champ magnétique qui briserait l'isotropie du système) c'est une matrice proportionnelle à la matrice identité.

- **Est-il vraiment impossible que σ soit infinie?** -> Non, dans les supraconducteurs elle est infinie. Le modèle microscopique associé est le modèle des paires de Cooper.

- **Qu'est-ce que la loi de Wiedemann et Franz ?** -> A des températures pas trop hautes (lorsque les collisions inélastiques des électrons avec les phonons peuvent être négligées devant les collisions élastiques avec les impuretés), la conductivité électrique σ et la conductivité thermique κ d'un matériau vérifient $\kappa \propto \sigma T$ avec T la température. Donc les bons conducteurs électriques sont aussi les bons conducteurs thermiques.

A savoir/comprendre pour cette leçon, en particulier pour les questions

-Dans un cristal parfait, le potentiel cristallin ne diffuse pas les électrons, il détermine simplement leur vitesse (ALLOUL, ch IV, 3) -> pas de collision avec des noyaux ou de trucs dans le genre

-Expérimentalement, on détermine que $\rho = \rho_0 + \rho_1(T)$ avec ρ_0 qui dépend de l'échantillon choisi (pour un même métal) mais pas de sa température et $\rho_1(T)$ identique pour tout échantillon d'un même métal, linéaire en T (démonstrable en mécaQ, la thermo prévoyant seulement une évolution en \sqrt{T}). -> Le terme constant correspond aux collisions élastiques sur les impuretés et défauts (lacunes,...) du cristal et le 2e à la diffusion inélastique par les phonons (modes harmoniques collectifs de déplacement des ions du cristal par rapport à leur position d'équilibre). Il y a freinage des électrons par excitation de ces modes de vibration, ce qui conduit à un échauffement du métal => effet Joule.

-Dans un métal, si on considère un gaz de fermions (électrons), les seuls électrons qui peuvent entrer en collision avec qc sont ceux qui dépassent la vitesse de Fermi donc qui à la base avaient une vitesse proche de la vitesse de Fermi. Donc tous les électrons ne participent pas à la conduction contrairement à ce que Drude pensait. (ALLOUL, ch IV, 2.1 -> schéma et explications bien clairs). La vitesse des électrons n'est donc pas déterminée par $k_B T$. La vitesse d'entraînement des électrons ($\langle \vec{v} \rangle$) en revanche est très faible devant la vitesse de Fermi. (ODG toujours au §2.1 du ALLOUL, ch IV)

-on peut mq les bandes pleines ne participent jamais au courant (ALLOUL, IV,3.3). En effet, les seuls niveaux d'énergie qui leur seraient accessibles (changement de vitesse => changement d'état quantique) sont déjà occupés + ppe de Pauli -> ne peuvent pas changer d'état donc ne conduisent pas le courant) -> seules des bandes partiellement remplies permettent la conduction électrique

-Pour un gaz de fermions libres, si on applique un champ électrique, il y a déplacement des états électroniques dans l'espace des \vec{k} avec : $\hbar \delta \vec{k} = -e \tau_e \vec{E}$ où τ_e est la durée moyenne entre 2 collisions pour les électrons qui sont à la surface de Fermi (cf ALLOUL, chIV)

-Pour la conduction dans un métal (sauf métal de transition), on utilise le modèle des électrons presque parfaits (réseau périodique dc fonctions de Bloch, V(potentiel dû au réseau) = perturbation -> dégénérescence et apparition de bandes interdites -hyperboles qui "s'ouvrent" au niveau des zones de Brillouin-). Pour un isolant ou un métal de transition (r tout petit donc $a \gg r$), théorie LCAO ou liaisons fortes (on décompose les Ψ sur une base de fonctions, on ne considère que les interactions avec lers voisins, on projette le Hamiltonien,... séries de $E_n = E_0 n - E' \cos(ka)$, a maille du réseau, ne se recouvrent pas -> bandes interdites)

- le temps τ qui intervient dans le modèle de Drude est le temps de relaxation de la distribution des vitesses : si on coupe \vec{E} brusquement, on aura $\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\tau} \vec{v}$, donc décroissance exponentielle sur une durée caractéristique τ

- Autre limite du modèle de Drude : taille du système : Le modèle de Drude suppose qu'il y a des collisions, donc que la taille caractéristique L du système soit grande devant le libre parcours moyen. Or à température ambiante pour le cuivre, $\ell \approx 3nm$. Avec le développement des nanosciences, l'hypothèse $\ell \gg L$ n'est parfois plus respectée (dans certains microprocesseurs, les canaux font 60nm) donc ce modèle ne peut plus être utilisé.

- Effet de magnétorésistance longitudinale : si on écrit la matrice de conductivité dans le cas du III, on verra que la résistance longitudinale est elle aussi modifiée par le champ B. On peut faire apparaître la pulsation cyclotron, bla bla. Effet assez faible, cf les questions.