

LP47 – Mécanismes de la conduction électrique dans les solides

29 juin 2020

Laura Guislain & Pascal Wang

Niveau : L3

Commentaires du jury

Bibliographie

✦ *Le nom du livre, l'auteur*¹

→ Expliciter si besoin l'intérêt du livre dans la leçon et pour quelles parties il est utile.

Prérequis

- Mécanique du point
- Thermodynamique : théorie cinétique du gaz parfait, équilibre thermodynamique local
- Electrocinétique : diode, loi d'Ohm globale
- Electromagnétisme : densité de courant, loi d'Ohm locale
- Cristallographie : structure des métaux
- Équation de Maxwell
- Distribution de Fermi-Dirac

Expériences

- ✦ Biréfringence du quartz

Table des matières

1	Le modèle de Drude (1900)	3
1.1	Approche et hypothèses du modèle de Drude	3
1.2	Mécanisme de la conduction de Drude	4
1.3	Discussion	5
1.3.1	Intérêt du modèle de Drude	5
1.3.2	Limites du modèle de Drude	5
2	Vers une théorie quantique de la conduction	6
2.1	Théorie de Sommerfeld	6
2.1.1	Hypothèses du modèle de Sommerfeld	6
2.1.2	Résolution	7
2.1.3	Apports du modèle de Sommerfeld	7
2.1.4	Limites du modèle de Sommerfeld/des électrons libres	8
2.2	La théorie des bandes	9
2.3	Phénoménologie des propriétés de conduction des solides	9
2.3.1	Classification des solides	10
2.3.2	Exemples et applications	10

Jury

- **2017** : Cette leçon ne concerne pas que la conduction dans les métaux.
- **2014** : Dans la présentation du modèle de Drude, les candidats doivent être attentifs à discuter des hypothèses du modèle, en particulier celle des électrons indépendants. Le jury se permet par ailleurs de rappeler aux candidats que les solides ne sont pas tous métalliques.
- **2009-2010** : Dans cette leçon, il est important de bien distinguer les grandeurs microscopiques et les grandeurs moyennes.
- **2008** : La conduction électrique dans les semi-conducteurs est en général présentée de manière très approximative.
- **2001** : Si l'on utilise le modèle de Drude, on s'efforcera d'en préciser les limites. Une approche probabiliste peut être envisagée. La théorie quantique de la conduction peut être évoquée.
- **1996** : Trop peu de candidats réalisent que la relation $j = \rho v$ est une définition de la vitesse d'ensemble v , plutôt que de j . Par ailleurs, trop de candidats se figurent que le modèle de Drude est une description suffisante de la réalité microscopique.

Préparation

Biblio : ma fiche conduction dans les solides, physique statistique (gaz fermions), supraconductivité, Ashcroft, Fiete, Kittel, Oxford, BUP 550 http://bupdoc.udppc.asso.fr/consultation/article-bup.php?ID_fiche=14164, Alloul

Préparation : il faut travailler l'explication (très) avec les mains des bandes

Plan : il faut mettre Wiedemann-Franz sur transparent si on veut en parler.

Passage : Bien commenter les hypothèses

Questions : dépendance en température de la résistivité (cf. ma fiche de supra), mathiessen, T^2 pour électron-électron, constant pour impuretés, T^5 pour électrons phonons), semiconducteurs (intrinsèque, extrinsèque, odg de conductivité), effet Hall (cf. fiche électromag), supra, magnétorésistance (odg, expression), jonction PN, phénomènes thermoélectriques,

Introduction

Loi d'Ohm phénoménologique De manière commune, on définit les conducteurs et les isolants comme les matériaux qui conduisent ou non l'électricité. Pour les conducteurs, on a utilisé la loi d'Ohm $U=RI$ et sa forme locale $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ qui sont des lois phénoménologiques.

Objectif On va construire des modèles microscopiques, en suivant une approche plutôt historique, pour expliquer les propriétés de conduction dans les matériaux conducteurs.

1 Le modèle de Drude (1900)

➤ Ascroft chapitre 1.

1.1 Approche et hypothèses du modèle de Drude

Historique, approche Le modèle de Drude fut développé en 1900. C'est essentiellement une approche classique de théorie cinétique des gaz appliquée aux électrons de conduction. Les succès du modèle de Drude furent considérables et malgré ses limites, on l'utilise encore aujourd'hui en tant que moyen pratique et rapide pour se faire une idée simple et obtenir des estimations grossières de certaines propriétés, dont la compréhension approfondie nécessiterait une analyse très complexe.

Objectif L'objectif du modèle de Drude est de proposer un mécanisme de conduction des électrons, une explication théorique de la loi d'Ohm qu'on a jusqu'ici introduite phénoménologiquement pour des milieux homogènes, isotropes :

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

et une expression de la conductivité σ en fonction de grandeurs microscopiques. *Sinon, en milieu anisotrope, σ est un tenseur et \vec{j} peut ne pas être aligné avec \vec{E} . En présence de champ magnétique, il faut ajouter un terme $\vec{j}/\rho \times \vec{B}$ de magnétorésistance.*

Equivalent de la loi d'Ohm en supraconductivité L'analogie de la loi d'Ohm est la relation de London entre \vec{j} et \vec{A} :

$$\mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{m} \mathbf{A}$$

où n_s est la densité de charges supraconductrices.

Description d'un conducteur Dans un conducteur, on distingue les électrons de conduction qui sont supposés libres et les électrons de valence qui restent localisés autour du noyau et ne participent pas à la conduction. On décrit alors le métal comme des ions positifs fixes sur les noeuds d'un réseau cristallin, et un gaz d'électrons entre ces ions.

Hypothèses du modèle de Drude

- Collisions** Les électrons subissent des collisions, qui sont des événements **instantanés** qui changent de manière abrupte la vitesse de l'électron. *On ne précise pas la nature des collisions. Drude pensait que c'était avec les ions du réseau. Le libre parcours moyen montre que c'est plutôt avec les phonons et les impuretés.* Pendant un intervalle de temps infinitésimal dt , un électron prend part à une collision avec une probabilité dt/τ où τ est un temps de collision moyen, indépendant de la position et de la vitesse de l'électron. *En langage probabiliste, c'est un processus de Poisson pour des événements indépendants, sans mémoire. On fait un schéma sans spécifier la nature des collisions.*
- Electrons libres et indépendants** Entre deux collisions, on néglige les interactions électrons-électrons (*indépendance*) et les interactions électrons-ions (*libres*). *Les électrons sont quand même confinés dans le corps du métal.* En conséquence, en l'absence de champ électromagnétique externe, les électrons se déplacent selon un mouvement rectiligne uniforme. En présence de champ extérieur, le mouvement des électrons est donné par le principe fondamental de la dynamique de Newton. *À strictement parler, on ne néglige pas complètement l'interaction électron-ion, puisque le modèle de Drude suppose, de manière implicite, que les électrons sont confinés à l'intérieur du métal. En effet, ce confinement est engendré par l'attraction des ions chargés positivement. On peut prendre en compte les effets de telles interactions électron-électron et électron-ion en ajoutant aux champs extérieurs un champ interne bien défini représentant, en moyenne, les interactions électron-électron et électron-ion.*

3. **Équilibre thermodynamique local** Le métal est supposé à l'équilibre thermodynamique local. *La température est alors localement bien définie.* A chaque collision, les électrons thermalisent avec leur environnement. Immédiatement après une collision, l'électron émerge avec une vitesse de norme donnée la vitesse thermique du milieu et une direction aléatoire.
4. **Vitesse d'ensemble** *Inutile si on travaille en régime continu* Le champ électrique oscillant appliqué \vec{E} est uniforme à l'échelle d'un volume mésoscopique d'électrons *sinon, il faut considérer une théorie non locale et des effets de diffraction sur le réseau.* Cela se traduit par la condition $\lambda \ll l_p \sim 10^{-8}\text{m}$ où l_p est le libre parcours moyen d'un électron, λ la longueur d'onde du champ \vec{E} . **La force de frottement fluide qui résulte du modèle de collisions n'a de sens qu'au niveau d'un volume mésoscopique (ou en tant que moyenne d'ensemble); il ne s'agit pas d'une force s'appliquant sur chaque électron.**
5. **Non relativiste, pas de champ magnétique externe** Les électrons sont non-relativistes. En l'absence de champ magnétique externe, $E/B \sim c$. La composante magnétique de la force de Lorentz est alors négligée.

Ordres de grandeur Pour du cuivre : chaque atome donne un électron de conduction. Connaissant la masse volumique $\rho = 8.910^3 \text{kg/m}^3$ et la masse molaire $M = 63.5 \text{g/mol}$, on en déduit la densité d'électrons de conduction $n = 8.5 \cdot 10^{28} \text{e}^-/\text{m}^3$, à comparer avec $n \sim 10^{25} \text{m}^{-3}$ pour un gaz parfait dans les cntp. Pour un courant de 1A dans un fil de cuivre de section 1mm^2 $j = 10^6 \text{A/m}^2$ donc $\langle \vec{v} \rangle \sim 0.1 \text{mm/s}$. D'autre part, à température ambiante, $v_{th} \sim 10^5 \text{m/s}$

Résumé de l'approche de Drude Finalement, on traite les électrons de conduction comme un gaz parfait classique, sous l'action d'un champ électrique ce qui peut surprendre au premier abord. On va voir que cela donne des prédictions surprenamment juste.

↓ *Maintenant que l'on a posé les hypothèses, on va s'intéresser à la conduction en elle-même.*

1.2 Mécanisme de la conduction de Drude

↗ Ashcroft p.7

Problème On applique un champ \vec{E} constant et uniforme au métal, supposé isotrope, à l'équilibre thermique T . **Il faut supposer \vec{E} pas trop grand pour ne pas sortir du domaine linéaire. Comment définir pas trop grand ?**

Moyenne d'ensemble On va considérer des moyennes d'ensemble $\langle \cdot \rangle$ à un temps fixé, ce ne sera pas une moyenne temporelle. La moyenne est effectuée sur un volume mésoscopique de taille d : $n^{1/3} \ll d \ll V^{1/3}$. La distribution des vitesses est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Les électrons possèdent par l'agitation thermique une vitesse initiale \vec{v}_0 de direction aléatoire et telle que $\langle v^2 \rangle = \frac{3k_B T}{m_e}$ mais de moyenne $\langle \vec{v}_0 \rangle = 0$.

PFD à un électron On applique le PFD à un électron dans le référentiel lié au solide supposé fixe, entre l'instant t et le dernier choc subi, en $t - \Delta t$. On rappelle qu'il n'y a pas de champ magnétique et que le poids est négligé (**ODG**: $E = 1V/m$ donne $m_e g/qE \sim 10^{-11}$) :

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_{\text{choc}} - \frac{e}{m_e} \vec{E} \Delta t$$

où \vec{v}_{choc} est la vitesse juste après le choc, aléatoire et de moyenne nulle. On a donc en prenant une moyenne d'ensemble de cette équation :

$$\langle \vec{v} \rangle = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \langle \Delta t \rangle$$

Or le temps de collision moyen s'exprime : $\langle \Delta t \rangle = \tau$, on a donc

$$\langle \vec{v} \rangle = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \tau$$

Conductivité Finalement, comme le vecteur densité de courant $\vec{j} = -ne \langle \vec{v} \rangle$ est relié à la vitesse moyenne :

$$\vec{j} = \frac{ne^2 \tau}{m_e} \vec{E}$$

On a obtenu un lien linéaire entre \vec{j} et \vec{E} . Le modèle de Drude mène donc à la loi d'Ohm locale avec pour la conductivité :

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

On a retrouvé la loi d'Ohm avec un modèle microscopique assez simple, purement cinétique.

1.3 Discussion

1.3.1 Intérêt du modèle de Drude

Lien entre microscopique et macroscopique Mis à part les constantes universelles, la conductivité dépend de la densité d'électrons libre n et du temps de collision τ . On obtient une expression de la conductivité, qui présente une relation entre une grandeur macroscopique mesurable σ et une grandeur microscopique τ caractéristique du matériau. **ODG:** pour le cuivre, $\sigma \sim 6 \cdot 10^7 \text{S/m}$ et $\tau \simeq 10^{-14} \text{s}$. **On donne un tableau d'ordres de grandeur.** Les temps de collision sont tous de l'ordre de $\tau \simeq 10^{-14} \text{s}$.

Mesure de la conductivité du cuivre

Un bout de cuivre et un ohmmètre.

Extension au régime variables Pour des électrons non relativistes, la loi d'Ohm s'étend au régime variable. *On n'en parle pas plus.*

Loi de Wiedemann-Franz Le succès le plus impressionnant du modèle de Drude au moment où il fut proposé a été son explication de la loi empirique de Wiedemann-Franz (1853). Cette loi stipule que le nombre de Lorentz $L = \kappa/T\sigma$ est constant pour les métaux, où κ est la conductivité thermique. **On montre le tableau du Alloul.** En supposant la conduction de la chaleur assurée par les électrons, *on observe expérimentalement qu'un bon conducteur électrique est bon conducteur thermique* et faisant un modèle cinétique du transport de chaleur avec le même temps de collision moyen τ , on obtient $\kappa = n\langle v^2 \rangle \tau c_v / 3$. Ainsi, le modèle de Drude prédit une valeur du nombre de Lorentz

$$L = \frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\langle v^2 \rangle c_v m_e}{3 T e^2} = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right) \simeq 1.12 \times 10^{-8} \text{W}\cdot\Omega/\text{K}^{-2} \quad (1)$$

où n et τ se compensent au numérateur et dénominateur et où les électrons sont considérés comme des particules classiques. Comme le gaz parfait monoatomique : $\langle E_c \rangle = m_e \langle v_0^2 \rangle / 2 = \frac{3}{2} k_B T$ et la capacité calorifique associée à un électron est alors $c_v = \frac{3}{2} k_B$. Ainsi, Drude retrouve la constance de L et le bon ordre de grandeur, ce qui a pendant longtemps été considéré comme une preuve que l'hypothèse de Drude issue de la mécanique classique était valide.

↓ *Cependant, le raisonnement fait face à des difficultés.*

1.3.2 Limites du modèle de Drude

Libre parcours moyen Le temps moyen de collision permet d'estimer le libre parcours moyen des électrons **ODG:** $l_p(\text{Drude}) = \sqrt{\langle v^2 \rangle} \tau \simeq 20 \text{Å}$. Pour Drude qui pensait que les collisions s'effectuaient entre les électrons et les ions du réseau espacés de $\sim 1 \text{Å}$, c'est assez surprenant : les électrons subissent étonnamment peu de collisions. En fait, la valeur expérimentale est $l_p(\text{exp}) \approx 100 \text{Å}$. Ainsi le modèle de Drude prédit un libre parcours moyen d'un ordre de grandeur trop petit. **▲ BUP 550 p.290.** *On mesure le libre parcours moyen en utilisant des films métalliques minces. Lorsque l'épaisseur du film devient de l'ordre du libre parcours moyen, la résistivité augmente car les chocs contre les parois se font plus fréquents et s'ajoutent aux diffusions des électrons sur le réseau. On peut fabriquer ces films par laminage.*

Pas d'origine des collisions Le libre parcours moyen $l_p(\text{exp}) \approx 100 \text{Å}$ indique que les collisions ne peuvent être dues aux ions du réseau. En fait, il modèle de Drude est phénoménologique : il ne présume pas la nature des collisions, à ce stade mystérieuse. *Aujourd'hui, on sait que les collisions sont en fait avec les phonons et les impuretés.*

Capacité thermique Un autre problème du modèle de Drude est de considérer les électrons comme classiques et d'appliquer leur appliquer le théorème d'équipartition de l'énergie $\langle E_c \rangle = m_e \langle v_0^2 \rangle / 2 = \frac{3}{2} k_B T$ et la capacité calorifique volumique associée aux électrons est alors $c_{v,e} = \frac{3}{2} n k_B$, qui est du même ordre de grandeur que la capacité calorifique due aux vibrations des atomes du réseau cristallin. Or, cette contribution électronique à la capacité calorifique est en fait **ODG:** 100 fois plus faible. **On montre un tableau de capacité calorifique température ambiante, où $C_V \sim 3R$ (sauf diamant), comme le prédit le théorème de l'équipartition appliqué à chaque atome du cristal formant un oscillateur harmonique 3D indépendant. On n'observe pas de contribution en $3R/2$ due aux électrons. De plus, cette erreur dans l'estimation de c_v conduit à la surestimation d'un facteur 100 du coefficient Seebeck pour les phénomènes thermoélectriques $Q = -c_v / (3ne)$**

Dépendance en température τ est indépendante de T (c'est ce qu'il y a écrit dans le bup, mais pourquoi ?, or $v \propto \sqrt{T}$, donc $\tau \propto 1/\sqrt{T}$ et $\sigma \propto 1/\sqrt{T}$. Or l'expérience donne $\sigma \propto 1/T$ ([todo]trouver des graphs, sinon il y a celui du BUP) à suffisamment haute température. Il y a donc contradiction entre le calcul de Drude et l'expérience. Mais, par une coïncidence fortuite, en appliquant son calcul à Ag et Cu, Drude a trouvé le bon ordre de grandeur de la résistivité du cuivre et de l'argent à température ordinaire.

Bonus : effet Hall de signe inverse Hall coefficient frequently is measured to have the wrong sign, indicating a charge carrier with charge opposite to that of the electron.

Bonus : effet Hall fractionnaire La conductivité de Hall σ varie par paliers quantifiés. Cela est dû aux interactions électron-électron. On peut définir un quantum de résistance $R = h/e^2$. L'effet Hall quantique apparaît dans un gaz d'électrons bi-dimensionnel soumis à une basse température et à un fort champ magnétique. Dans ces conditions, les électrons (d'un point de vue classique) suivent une trajectoire de cyclotron. Lorsque traité de façon quantique, ces orbites sont quantifiées. L'effet Hall quantique fractionnaire survient aussi dans les gaz 2D en forte interaction, soumis à un champ magnétique : la fraction correspond au facteur de remplissage : le rapport du nombre d'électrons au nombre de quanta du flux magnétique.

Caractère quantique des électrons Le modèle de Drude est classique, mais en faisant un ordre de grandeur de longueur d'onde de De Broglie à température ambiante 300 K $\lambda = h/p = h/\sqrt{2m_e k_B T} = 7.6 \cdot 10^{-9} \text{m}$ contre la distance inter-électrons $d = 1/n^3 = 5 \cdot 10^{-10} \text{m}$.

Comme $\lambda > d$, les électrons sont quantiques à température ambiante. Comparé à un gaz d'atomes, les électrons sont 10^3 plus légers et 10^3 plus denses dans les cntp.

↓ Tout ceci motive la révision du modèle de Drude, pour prendre en compte le caractère quantique des électrons.

2 Vers une théorie quantique de la conduction

2.1 Théorie de Sommerfeld

2.1.1 Hypothèses du modèle de Sommerfeld

Description quantique des électrons de conduction Les électrons sont maintenant reconnus comme des particules quantiques dont l'évolution est donnée par l'équation de Schrödinger. En tant que fermions, ils suivent la distribution de Fermi-Dirac à l'équilibre thermique, dont on rappelle à l'allure. **On fait un schéma avec notamment la largeur caractéristique $2k_B T$.**

Résumé de l'approche de Sommerfeld L'approche de Sommerfeld revient à changer la distribution des vitesses des électrons, supposée de type Maxwell-Boltzmann par Drude, par la distribution quantique de Fermi-Dirac. L'énergie caractéristique est alors l'énergie de Fermi et non plus $k_B T$. *Enfinement, la théorie de Sommerfeld ne change pas grand chose aux propriétés de conduction, mais plutôt aux propriétés thermodynamiques.*

Hypothèses du modèle de Sommerfeld

1. **Electrons comme libres et indépendants.** On considère toujours les électrons comme libres et indépendants. Leur énergie est purement cinétique *mis à part le potentiel de confinement.*
2. **Confinement** Les électrons sont confinés dans une enceinte de taille $L \times L \times L$. *Dans la limite $L \rightarrow \infty$, le détail de la forme de l'enceinte importe peu.*
3. **Approximation continue** L'enceinte est de taille macroscopique $n \ll (1/L)^3$. *coucou, c'est pas plutôt le contraire ?*
4. **Basse température, état fondamental** On étudie l'état fondamental. Cela revient à supposer que $T = 0K$: la distribution de Fermi-Dirac est une marche. *On verra plus tard en quoi cela peut s'appliquer aux situations à température ambiante car $T \ll T_F$*

2.1.2 Résolution

Equation de Schrödinger Puisque les électrons sont libres et indépendants, ils vérifient l'équation de Schrödinger. Ici, on ignore tout processus dynamique comme les collisions, on cherche des fonctions d'onde stationnaires :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi = E\Psi \quad (2)$$

avec des conditions périodiques. *dans la limite des grands volumes, les conditions limites, qu'on aurait pu prendre rigides, n'a pas d'importance.*

Solution en ondes planes et spectre Pour les conditions périodiques, les solutions sont les ondes planes

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{V}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

avec les conditions aux limites qui imposent une quantification du vecteur d'onde

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{L}(n_x, n_y, n_z)$$

. L'énergie d'un électron est alors $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$.

Espace des phases, densité d'états L'espace des états est présenté par l'espace des vecteurs d'onde \vec{k} et les deux valeurs possibles de spin. L'espace des vecteurs d'ondes est constitué d'un réseau cubique de côté $\frac{2\pi}{L}$. Un volume élémentaire $\frac{8\pi^3}{V}$ comporte 2 états de spin soit une densité d'état $\rho = \frac{V}{4\pi^3}$ en m^3 **en tenant compte du spin.**

Energie de Fermi Considérons qu'il y a N particules dans le volume du métal. On se place à $T = 0K$, d'après la distribution de Fermi-Dirac, les états sont remplis par énergie croissante en respectant le principe de Pauli. L'énergie de l'électron de plus haute énergie est appelé énergie de Fermi E_F , à laquelle correspond un vecteur d'onde de Fermi k_F et une température de Fermi $T_F = E_F/k_B$. Par isotropie de l'expression de l'énergie des électrons, l'ensemble des états occupés dans l'espace des vecteurs d'ondes est une boule dont le rayon vaut k_F . On détermine k_F en utilisant le fait que le nombre d'états à l'intérieur de la boule doit être égal à N le nombre d'électrons. On obtient alors :

$$N = \rho \frac{4\pi k_F^3}{3} = \frac{4\pi k_F^3}{3} \frac{V}{4\pi^3} \leftrightarrow k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

Ordres de grandeur et justification des hypothèses \simeq Ashcroft p43. Comme dans le modèle de Drude, on trouve une relation entre une grandeur microscopique k_F et une grandeur macroscopique n . **ODG:** Avec $n \sim 10^{28}m^{-3}$, on peut alors estimer $k_F \sim 10^9 m^{-1} \gg \frac{2\pi}{L} \simeq 10m^{-1}$ donc les états sont resserrés, la limite continue est justifiée. On estime alors $E_F = \hbar^2 k_F^2 / (2m_e)$, $v_F = \frac{\hbar k_F}{m_e}$, $T_F = E_F / k_B$. **On regroupe cela dans un tableau de valeurs** A température ambiante $T \ll T_F$ donc le remplissage proposé à $T = 0K$ est valable : la distribution de Fermi-Dirac ressemble bien à une marche **avec un dessin!**

Interprétation de la température de Fermi La température de Fermi n'a rien à voir avec la température réelle du gaz d'électrons. On l'utilise comme un point de repère, un ordre de grandeur dans l'échelle des températures. Ici le fait que $T \ll T_F$ indique que le comportement des électrons dans les solides est quantique.

2.1.3 Apports du modèle de Sommerfeld

Vitesse de Fermi On a estimé $v_F \sim 100v_{th}$. La vitesse caractéristique des électrons est 100 fois plus grande que dans le modèle de Drude.

Libre parcours moyen Avec la vitesse de Fermi, on trouve $l_p(\text{Sommerfeld}) = v_F \tau \simeq 100 \text{ \AA}$, ce qui est le résultat expérimental!

Capacité thermique La capacité thermique volumique due aux électrons devient

$$c_{v,e} = \frac{\pi^2}{3} \frac{3}{2} n k_B \left(\frac{T}{T_F} \right)$$

qui est plus de 100 fois inférieure à la valeur prévue par le modèle de Drude. **On peut donner l'intuition de la loi d'échelle avec le dessin de distribution de Dirac et admettre le préfacteur.** Le modèle de Sommerfeld explique donc pourquoi on n'observe pas de contribution électronique à la capacité thermique à température ambiante. De plus, à

basse température, on mesure bien une dépendance linéaire $\propto T$, due aux électrons. On peut montrer le graphe de c_V/T^2 en fonction de T qui a une ordonnée à l'origine non nulle, ce qui indique qu'il y a une contribution sous-cubique superposée au modèle de Debye en T^3 .

Dynamique du gaz de Fermi, interprétation de la conductivité \blacktriangle Alloul. L'impulsion d'un électron libre en mécanique quantique s'écrit $m_e \vec{v} = \hbar \vec{k}$. On peut réécrire le principe fondamental de la dynamique :

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \quad (4)$$

In the absence of collisions the Fermi sphere moves in \mathbf{k} space at a uniform rate by a constant applied electric field. We integrate with $\mathbf{B} = 0$ to obtain

$$\mathbf{k}(t) - \mathbf{k}(0) = -e\mathbf{E}t/\hbar$$

If the force $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$ is applied at time $t = 0$ to an electron gas that fills the Fermi sphere centered at the origin of \mathbf{k} space, then at a later time t the sphere will be displaced to a new center at

$$\delta\mathbf{k} = -e\mathbf{E}t/\hbar$$

Notice that the Fermi sphere is displaced as a whole because every electron is displaced by the same $\delta\mathbf{k}$. Donc le déplacement du centre de masse de la mer de Fermi représente le mouvement collectif des électrons. Le décalage de la mer de Fermi dans l'espace réciproque se traduit dans l'espace réel par un mouvement d'ensemble des électrons, qui donne l'apparition d'un courant. Pour que la sphère de Fermi n'accélère pas indéfiniment, il faut introduire des processus de diffusion, similaires au modèle de Drude. En introduisant un temps de collision τ , on aboutit alors à la loi d'Ohm avec la même conductivité que le modèle de Drude.

Pourquoi le modèle de Drude marche-t-il si bien ?

- Pour la loi de Wiedemann-Franz, il y a compensation des erreurs sur $\langle v^2 \rangle$ et c_v d'un facteur 100 qui se compensent.
- On pourrait s'attendre à ce que le temps de collision dépende de la vitesse des électrons ou de manière équivalente de leur énergie $\tau(E)$ mais comme il n'y a que les électrons proches du niveau de Fermi qui participent à la conduction, $\tau(E) \sim \tau(E_F)$ est une bonne approximation.

2.1.4 Limites du modèle de Sommerfeld/des électrons libres

\blacktriangle Ashcroft chap3.

- On ne tient pas compte des interactions électrons/ions dans ce modèle (les électrons sont libres), alors qu'un rapide ordre de grandeur montre que l'énergie typique d'interaction est de l'ordre de l'énergie de Fermi **ODG**: $e^2/(4\pi\epsilon_0 n^{1/3}) = 3.5\text{eV}$ contre $E_F \sim 5\text{eV}$. En fait la diffusion électron-électron est négligeable à basse température $T \ll T_F$ car selon le principe de Pauli, les électrons qui peuvent diffuser et changer d'énergie sont ceux proches de la surface de Fermi, non pas l'ensemble des électrons de conduction. On dit que l'espace des phases pour la diffusion $e^- - e^-$ est très réduit. cf. compléments
- On n'explique pas la dépendance en température de la conductivité. Elle doit être insérée *a posteriori* dans τ .
- Surtout, on n'explique toujours pas pourquoi certains matériaux sont conducteurs, alors que d'autres sont isolants. Par exemple, le bore est un isolant alors que l'aluminium juste en-dessous dans la classification périodique est conducteur. De même, le carbone graphite est conducteur, alors que le carbone diamant est isolant. En effet, on observe une gamme de 10^{32} (\blacktriangle Kittel) de résistivité du conducteur à l'isolant. L'existence des semi-conducteurs est elle aussi pas expliquée.

▮ Pour raffiner le modèle et expliquer d'où viennent les conducteurs et les isolants, il faut prendre en compte la présence du réseau cristallin.



2.2 La théorie des bandes

Description des électrons de conduction Dans cette partie, on considère toujours des électrons indépendants. Cependant, on remet en cause l'hypothèse d'électrons libres. On considère des solides cristallins. Ils évoluent désormais dans un potentiel périodique dû au réseau cristallin.

Origine des bandes : première méthode (liaisons fortes) (⚡ BUP p.296, relire ⚡ Oxford) Si on part de deux atomes comme l'hydrogène, pour former une molécule diatomique, on sait que la mise en commun des électrons engendre une levée de dégénérescence *i.e.* une séparation des niveaux d'énergie : un état liant avec une énergie plus basse et un état anti-liant. (c'est la même avec deux pendules couplés, ie deux OH). Quand on passe de la molécule au cristal, la mise en commun des électrons entre les N atomes du cristal produit une (division des niveaux atomiques en N sous-niveaux si proches les uns des autres qu'il est impossible de les séparer. On a alors affaire à des bandes d'états d'énergie possibles, plus simplement bandes d'énergie. (en fonction de la distance inter atomique, les bandes associées à un niveau se recouvrent ou pas, on retrouve les bandes interdites, cf ashcroft page 216 ou simon oxford)

Origine des bandes : deuxième méthode électrons quasi-libres) : (⚡ BUP p.313) Je préfère celle là. La deuxième méthode consiste à partir du modèle des électrons libres et de construire un modèle perturbé d'électrons quasi libres. 🍷 On se place dans un modèle 1D avec des ions régulièrement espacés de a . Si les électrons sont libres, leur relation de dispersion est $E = \hbar^2 k^2 / 2m \propto k^2$. On dessine une parabole. Les électrons libres sont représentés par des ondes planes progressives. On a une vision ondulatoire des électrons ici, comme dans l'expérience de Davisson et Germer. L'onde est partiellement diffusée par les ions du réseau On fait un schéma Tant que la longueur d'onde de l'onde associée est très différente de celle du réseau, l'interférence entre les ondelettes diffusées n'est pas constructive et le réseau joue peu de rôle. Par contre, pour certaines valeurs privilégiées du vecteur d'onde k , par exemple lorsque la longueur d'onde est égale au pas du réseau, *i.e.* $k = \pi/a$ *i.e.* à limite de la zone de Brillouin, il se passe un phénomène d'interférences constructives. Le rôle du réseau devient prépondérant.

Pour $k = \pi/a$, si les ondes réfléchies sont en phase, on obtient donc des ondes stationnaires dont la vitesse de propagation est donc nulle. Cela ce traduit par une vitesse de groupe nulle. $v_g = d\omega/dk = (1/\hbar)dE(k)/dk = 0$ donc $E(k)$ a un extremum. Avec les mains, il existe deux ondes stationnaires d'énergies différentes : une avec densité élevée au dessus des ions et une opposée aux ions, donc d'énergie plus grande et donc un gap s'ouvre au bords de la zone. On peut aussi interpréter cela comme un croisement évité à la dégénérescence. On montre le dessin. On peut pousser cette analyse plus loin en constatant que sur la branche inférieure, lorsqu'on s'approche du point de discontinuité, la vitesse tend vers zéro alors que l'énergie continue à augmenter. On interprète ce résultat en disant que la masse effective est négative dans cette région. Elle est positive sur la branche supérieure.

Une onde quelconque du cristal est toujours la superposition d'ondes de vecteurs d'onde :

$$k - \frac{2\pi}{a}, k, k + \frac{2\pi}{a}, k + \frac{4\pi}{a}, \dots, k + \frac{2n\pi}{a}$$

ce qui traduit le fait que l'espace réciproque est lui aussi périodique, et que l'origine y est arbitraire. Dans l'environnement périodique du réseau, les vecteurs d'ondes sont équivalents modulo π/a donc on peut étudier la relation de dispersion $E(k)$ dans une seule zone de Brillouin, à condition d'y tracer la branche correspondante de toutes les courbes de dispersion de ces différentes ondes. On obtient ce qu'on appelle le schéma de bandes réduites.

La structure périodique du réseau engendre l'apparition de gap dans les niveaux d'énergie.



Enfin, la structure de bandes est caractéristique d'un matériau, c'est elle qui va déterminer si celui-ci est un conducteur, un isolant ou même un semi-conducteur. On peut alors faire la phénoménologie des différents matériaux existants

2.3 Phénoménologie des propriétés de conduction des solides

Maintenant que on a vu apparaître les bandes, cherchons les propriétés du solide que l'on peut en déduire.

2.3.1 Classification des solides

Bande de valence, bande de conduction La bande de valence est la bande la plus haute en énergie entièrement remplie. La bande de conduction est la bande juste au-dessus de la bande de valence. *Pour les semi-métaux, à cause de la géométrie des bandes, une bande peut être quasiment pleine, tandis que celle du dessus peut être légèrement remplie.*

Matériaux conducteurs On peut alors définir un conducteur comme un matériau présentant une bande de conduction partiellement remplie. Lors de l'application d'un champ électrique, la mer de Fermi peut se déplacer comme on l'a montré dans la partie précédente et la valeur moyenne de k devient non nulle et donc l'impulsion moyenne des électrons devient non-nulle. **On montre un dessin.** Exemples : alcalins, alcalino-terreux et de manière générale tous les métaux.

Matériaux isolants Un matériau qui a une bande de conduction vide est un isolant. En effet, une bande pleine ne participe pas à la conduction. La valeur moyenne de k est nulle. Exemples : diamant ($E_{gap} \sim 5.47$ eV).

Matériaux semi-conducteurs Les semi-conducteurs ne possèdent pas de bande partiellement remplie à température nulle mais leur bande de valence est suffisamment proche $E_{gap} \leq 2eV \sim 100k_B T_{amb}$ de leur bande de conduction pour que des électrons du haut de la bande de valence soient excités à température ambiante vers le bas de la bande de conduction. On montre alors que la densité d'électrons de conduction résultante est en $\exp(-E_{gap}/k_B T)$, d'où une conductivité qui augmente avec la température, au contraire des métaux. La conductivité est intermédiaire entre les métaux et isolants et dépend exponentiellement de la température. Exemples : silicium ($E_{gap} \sim 1.12$ eV) ou germanium ($E_{gap} \sim 0.67$ eV).

Semi-métaux Les semi-métaux sont ceux dont la bande de conduction recouvre partiellement la partie supérieure de la bande de valence. Il y a donc une population non négligeable de cette bande menant à de la conduction. Attention, comme celle-ci peut être indirecte, il va falloir être à température non nulle. Exemples : Arsenic ($n_e = 2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$) Antimoine, Bismuth ¹ ($n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$), ...

2.3.2 Exemples et applications

Principe du remplissage Soit N le nombre d'atomes dans le solide. Une bande peut accueillir $2N$ électrons. *Le facteur 2 est dû au spin.*

Alcalins Les alcalins possèdent un électron de valence. La bande, qui peut en contenir $2N$, est donc à demi-pleine. Les alcalins sont donc des métaux. Exemples : Li, Na, K, Cs...

Alcalino-terreux Les alcalino-terreux ont deux électrons de valence. La bande de valence est pleine, et la bande de conduction vide. Ce devrait être des isolants. En fait, les bandes se recouvrent.

Métaux trivalents Les métaux trivalents ont une bande pleine et une bande demi-pleine. On attend donc bien caractères un métallique.

Métaux de transition La participation d'électrons des couches profondes à la liaison donne une structure de bande assez complexe, où se chevauchent des bandes correspondant aux différents types d'électrons et conférant à ces métaux leurs propriétés physiques remarquables : couleur des métaux nobles, propriétés magnétiques des triades... Ces structures sont trop complexes pour qu'on puisse les discuter ici.

Éléments de la quatrième colonne Les éléments de la quatrième colonne ont une structure cristallographique qui correspond à deux atomes par maille et ils ont quatre électrons de valence. On attend donc des isolants. C'est bien le cas du diamant. Ce n'est par contre pas le cas du silicium, ni du germanium \rightarrow gap indirect (semi conducteurs intrinsèques).

Diodes, supra

Conclusion

On a présenté au cours de cette leçon deux modèles historiques ainsi que la théorie des bandes, ce qui nous a permis de comprendre certains aspects de la conduction électrique dans les solides.

Ouverture : origine des collisions Néanmoins, certaines questions restent sans réponse, par exemple, aucun des modèles présentés n'explique la présence d'une résistivité et de quelle nature sont les collisions. Il faudrait pour cela prendre en compte les défauts de périodicité du cristal : impuretés ou défauts cristallins, mais aussi les vibrations

du réseau cristallin, (diffusion électron/phonon), mais ceci sera l'objectif d'une prochaine leçon (par exemple pour traiter les aspects microscopiques des capacités calorifiques des solides, voir LP 44). On peut ouvrir sur le mystère des interactions électron-électrons.

Ouverture : dépendance en température de la résistivité vide infra

Ouverture : supra Ou ouverture sur la fin qu'on a pas eu le temps : utilisation des supra, diodes.

Compléments

D'où viennent les collisions/la résistivité ? Les collisions sont dues aux interactions électron-phonon et électron-impuretés/défauts, qui créent des déviations à la périodicité du cristal. La règle Matthiessen est une approximation consistant à supposer que les contributions à la résistivité se somment : ou encore que les taux de diffusion $1/\tau$ se somment. Cf. fiche pour les dépendances.

Pourquoi l'approximation des électrons indépendants marche-t-elle aussi bien ? \blacktriangle Ashcroft p411. Les interactions entre électrons modifient leurs niveaux d'énergies et introduisent des processus de diffusion. Pour savoir s'il faut les négliger, au lieu de comparer $V_{coulomb}$ et E_F , il faut comparer le temps de diffusion $e^- - e^-$, noté τ_e avec le temps de collision de Drude (défauts, phonons). Or le principe de Pauli réduit fortement τ_e . En effet, le principe de Pauli implique que les réorganisations de population des niveaux d'énergie ne peuvent se faire quand dans un voisinage de la surface de Fermi. En considérant la diffusion $e_1 + e_2 \rightarrow e_3 + e_4$, e_1 doit interagir avec e_2 proche du niveau de Fermi de $k_B T$, qui peut donner e_3 proche du niveau de Fermi de $k_B T$ et l'énergie de e_4 est donnée par la conservation de l'énergie. D'où un taux de diffusion $1/\tau_e \propto T^2$. A température ambiante, $\tau_e \sim 10^4 \tau_{Drude}$ donc les interactions $e^- - e^-$ sont négligeables. L'argument reste valable si on ne considère pas des électrons simples, mais des quasi-particules fermioniques.

Comment aller au delà de l'approximation des électrons libres ? \blacktriangle Ashcroft. Pour prendre en compte les interactions électron-électron, une approche possible est celle de Hartree et consiste à introduire un potentiel moyen dû aux électrons, proportionnel à la densité d'électrons $\rho = -e \sum_i |\psi_i(\vec{r})|^2$. On résout alors l'équation de Schrödinger, devenue une équation d'auto-cohérence non-linéaire en ψ , par itération, jusqu'à ce que les itérations n'altèrent pas le potentiel de manière appréciable. C'est l'approche de champ auto-cohérent de Hartree. Pour raffiner, il faut inclure (i) l'"échange" en antisymétrisant la fonction d'onde totale avec les déterminants de Slater (Hartree-Fock), (ii) l'écrantage des ions du réseau par les électrons, ainsi que (iii) le liquide de Fermi.

Quand est-ce qu'il faut prendre en compte l'interaction électron-électron ? C'est l'ingrédient de la supraconductivité. L'interaction électron-électron est globalement attractive : il y a formation de paires de Cooper.

Les phonons font-ils toujours baisser la conductivité ? Les phonons ne font pas toujours diminuer la conductivité : dans un supraconducteur (conventionnel), les phonons sont à l'origine de la formation des paires de Cooper, et donc du courant électrique non dissipatif caractéristique de la supraconductivité (cf. Kittel, Alloul). Au passage, la description macroscopique d'un supraconducteur, qui remplace la loi d'Ohm locale, est donnée par les équations de London (cf. aussi Christian Goring, Milieux magnétiques, chapitre 3).

Magnétorésistance ODG: 100% dans un semi conducteur, moins pour un métal???

Le modèle de Drude

⚡ Ascroft chapitre 1. Le courant électrique est un mouvement d'électrons. Or, les électrons, sont des particules quantiques, qu'il faudrait donc décrire avec une approche quantique. Cependant, ici on va ici commencer par une approche classique de la conduction, qui sera plus facile à mettre en oeuvre, mais aussi incomplète.

Hypothèses fondamentales

Ce modèle fut développé peu après la découverte de l'électron en 1897 par Thomson. En effet, dans un conducteur, on va distinguer **les électrons de conduction** qui sont supposés libres et les électrons de valence qui restent localisés autour du noyau. Cette description, plus naturelle pour les métaux (liaison métallique = délocalisée), revient donc à considérer des ions positifs fixes sur les noeuds d'un réseau cristallin, et un gaz d'électrons entre ces ions.

On peut alors définir la densité électronique de conduction : $n = \rho N_A N_{valence} / M$ et on trouve typiquement $10^{28} m^{-3}$ soit **1000 fois plus** que pour un gaz parfait dans les CNTP, mais nous allons tout de même le gaz métallique avec les méthodes de la théorie cinétique des gaz.

Hypothèses :

1. Entre deux collisions, on néglige (i) les interactions électrons-électrons : **Approximation des électrons indépendants** entre les collisions et (ii) les interactions électrons-ions : **approximation des électrons libres** (en soit, on ne les néglige pas complètement puisque les électrons sont confinés grâce aux ions à l'intérieur du métal). Conséquence : en l'absence de champ électromagnétique externe, les électrons se déplacent selon un mouvement rectiligne uniforme. En présence de champ extérieur, le mouvement des électrons est donné par le principe fondamental de la dynamique de Newton.
2. Les collisions sont des événements **instantanés** qui changent de manière abrupte la vitesse d'un électron. (on ne précise pas ici avec quoi on lie les collisions, Drude pensait que c'était avec les coeurs durs des ions, ce qui est faux. Dans tous les cas, les collisions électrons-électrons sont négligeables.). Un électron prend part à une collision avec **une probabilité par unité de temps $1/\tau$** (ie prob pendant dt est dt/τ). τ = temps de relaxation, temps de collision, temps de libre parcours moyen, est indépendant de la position et de la vitesse de l'électron.
3. Le métal est supposé à **l'équilibre thermodynamique local** (ce qui va permettre de définir localement une température). Les électrons établissent un équilibre thermique avec leur environnement uniquement par **le biais des collisions**. Immédiatement après une collision, l'électron émerge avec une **vitesse de norme donnée par la température locale** et de **direction aléatoire**.

↓ Maintenant que l'on a posé les hypothèses, on va s'intéresser à la conduction en elle-même.

Mécanisme de la conduction

Voir fiche

Discussion

Intérêt du modèle :

- On obtient une expression de la conductivité, qui présente une relation entre une grandeur macroscopique mesurable σ et une grandeur microscopique τ caractéristique du matériau. **ODG:** voir fiche.
- Cela nous permet de calculer le libre parcours moyen des électrons **ODG:** voir fiche. Ce libre parcours moyen vaut plusieurs distances interatomiques, c'est donc que les électrons dans les métaux sont relativement libres (et comparable aux distances atomiques, ie comptable avec l'hypothèse de Drude que les collisions se font avec les ions *mais attention c'est quand même faux*).

Limites :

- On peut comparer ce libre parcours moyen a des valeurs expérimentales. ⚡ voir BUP p.290, en prenant des films métalliques toujours plus minces d'obtenir un ordre de grandeur du libre parcours moyen, car quand l'épaisseur du film devient de l'ordre de ce dernier, la résistivité augmente car les chocs contre les parois se font plus fréquents et s'ajoutent aux diffusions des électrons sur le réseau. On trouve alors $l \approx 100 \text{Å}$ ie un odg plus grand que celui obtenu.

- Capacité thermique : dans le modèle de la théorie cinétique des gaz, on considère des particules classiques et donc $U = 3/2k_B T$. On obtient donc une capacité deux fois plus faible que celle observée expérimentalement (Dulong et Petit) *donnée dès 1819 et qui est due aux vibrations du cristal, pas aux électrons, leur contribution est en fait 100 fois plus petite*. En plus, elle est indépendante de la température (si on considère que τ est aussi indépendante de T).
- τ est indépendante de T (*c'est ce qu'il y a écrit dans le bup, mais pourquoi ?*, or $v \propto \sqrt{T}$, donc $\tau \propto 1/\sqrt{T}$ et $\sigma \propto 1/\sqrt{T}$. Or l'expérience donne $\sigma \propto 1/T$ ([todo] trouver des graphs, sinon il y a celui du BUP) à suffisamment haute température. Il y a donc contradiction entre le calcul de Drude et l'expérience. Mais, par une coïncidence fortuite, en appliquant son calcul à Ag et Cu, Drude a trouvé le bon ordre de grandeur de la résistivité du cuivre et de l'argent à température ordinaire.
- Remarquons en outre que le modèle de Drude n'explique pas la variation de σ d'un bon métal à un autre, et le fait que la varie suivant le degré de pureté ou de perfection cristalline du métal. \blacktriangleleft Bup

↓ Tout ceci motive la révision du modèle de Drude, pour prendre en compte le caractère quantique des électrons

Modèles quantiques

Théorie de Sommerfeld

Bonus par rapport à ma fiche :

- Les électrons sont des objets quantiques, leur évolution est donnée par l'équation de Schrödinger stationnaire.
- On considère toujours les électrons comme libres et indépendants.
- Les électrons sont confinés dans un cube de métal de côté L , et ils sont libres donc il est raisonnable de les décrire par une onde plane et des conditions périodiques. Les CL donnent k
- Cette « température de Fermi » n'a rien à voir avec la température réelle du gaz d'électrons. On l'utilise seulement comme un point de repère, un ordre de grandeur dans l'échelle des températures : on peut dire, par exemple, que la statistique de Fermi-Dirac s'applique bien lorsque la température des électrons est très petite devant la température de Fermi, ce qui est pratiquement toujours le cas pour les solides.

Discussion :

- Comme dans le modèle de Drude, on trouve une relation entre une grandeur microscopique k_F et une grandeur macroscopique n .
- A partir de k_F , on peut obtenir la vitesse de Fermi, qui est la vitesse typique des électrons.
- On retrouve le libre parcours moyen attendu.
- btw donne la capacité thermique des électrons en $\propto T$

Limites :

- On ne tient pas compte des interactions électrons/ions dans ce modèle (les électrons sont libres), alors qu'un rapide ordre de grandeur montre que l'énergie typique d'interaction est de l'ordre de l'énergie de Fermi [todo] faire l'ODG:
- On n'explique toujours pas la dépendance en température de la conductivité. Elle doit être insérée artificiellement dans τ .
- On n'explique toujours pas pourquoi certains matériaux sont conducteurs, alors que d'autres sont isolants. Plus généralement, la règle selon laquelle les atomes libèrent leur électrons de valence qui deviennent des électrons de conduction est insuffisante au regard de l'expérience. Par exemple, le Bore est isolant alors que l'Aluminium est conducteur, malgré la même configuration de valence. Ou encore, le diamant est un isolant alors que le graphite est conducteur. En effet, on observe un gamme de 10^{32} (\blacktriangleleft Kittel) de résistivité du conducteur à l'isolant. L'existence des semi-conducteur est elle aussi pas expliquée.
- Plein d'autres limites \blacktriangleleft Ashcroft p.68 et voir **fiche** pour un résumé rapide.

Les limitations de ces deux modèles montrent les limites de l'hypothèse des électrons libres, il faut alors avoir recours à une théorie plus actuelle mais que l'on va présenter de manière plus succincte : La théorie de bandes.

La théorie des bandes

Dans cette partie, on considère toujours des électrons indépendants. Cependant, on remet en cause l'hypothèse d'électrons libres.

La théorie des bandes peut être comprise à partir de plusieurs méthodes. Nous allons en présenter deux.

Origine des bandes : première méthode (liaisons fortes) (⚡ BUP p.296, relire ⚡ Oxford) Si on part de deux atomes comme l'hydrogène, pour former une molécule diatomique, on sait que la mise en commun des électrons engendre une séparation des niveaux d'énergie : un état liant avec une énergie plus basse et un état anti-liant. (c'est la même avec deux pendules couplés, ie deux OH). Quand on passe de la molécule au cristal, la mise en commun des électrons entre les N atomes du cristal produit une (division des niveaux atomiques en N sous-niveaux si proches les uns des autres qu'il est impossible de les séparer. On a alors affaire à des bandes d'états d'énergie possibles, plus simplement bandes d'énergie. (en fonction de la distance inter atomique, les bandes associées à un niveau se recouvrent ou pas, on retrouve les bandes interdites, cf ashcroft page 216 ou simon oxford)

Origine des bandes (méthode électrons quasi libres) : (⚡ BUP p.313) La deuxième méthode consiste à partir du modèle des électrons libres et de construire un modèle perturbé d'électrons quasi libres. Si les électrons libres, $E \propto k^2$ (schéma). Les électrons libres sont représentés par des ondes planes progressives. L'onde est partiellement diffusée par les ions du réseau. Tant que la longueur d'onde de l'onde associée est très différente de celle du réseau, l'interférence entre les ondelettes diffusées n'est pas constructive et le réseau joue peu de rôle. Par contre, pour certaines valeurs privilégiées du vecteur d'onde k (lorsque la longueur d'onde est égale au pas du réseau, ie $k = \pi/a$ ie limite de la zone de Brillouin à, on a, comme dans l'expérience de Davisson et Germer, un phénomène d'interférences constructives. Le rôle du réseau devient prépondérant.

Pour $k = \pi/a$, les ondes réfléchies sont en phases et on obtient donc des ondes stationnaires dont la vitesse de propagation est donc nulle. **Sans calcul** : il existe deux ondes stationnaires d'énergies différentes (une avec densité élevée au dessus des ions et une opposée aux ions, donc d'énergie plus grande) (schéma+⚡ Kittel anglais p165), et donc un gap s'ouvre au bords de la zone. **calculs** : voir fiche.

Il existe encore d'autres méthodes pour obtenir cette structure. Finalement, la structure de bandes est caractéristique d'un matériau, c'est elle qui va déterminer si celui-ci est un conducteur, un isolant ou même un semi-conducteur. On peut alors faire la phénoménologie des différents matériaux existants

Phénoménologie

Maintenant que on a vu apparaître les bandes, cherchons les propriétés du solide que l'on peut en déduire.

Définitions :

la bande de valence : elle correspond à la bande la plus haute en énergie entièrement remplie.

La bande de conduction : il s'agit de la bande juste au-dessus de la bande de valence.

Propriétés En fonction de remplissage de la bande de conduction, on va pouvoir définir différents types de comportements :

- Les conducteurs seront les matériaux présentant une bande de conduction partiellement remplie, ceci permettra à un champ électrique, aussi peu intense soit-il, de transmettre une impulsion aux électrons et donc de les exciter sur des niveaux voisins (faire un schéma où on applique E, voir **fiche**)
- Les autres (tels que leur bande de conduction est vide) n'auront pas de bonnes propriétés de conduction. Néanmoins, pour être plus quantitatif, il faut comparer la largeur de la bande interdite (appelée énergie de gap E_g) à l'énergie typique d'agitation thermique à température ambiante $k_B T_{amb} = 25 meV$. Ceci permettra de distinguer les semi-conducteurs (silicium, germanium) ($E_g < 2eV \approx 100 k_B T_{amb}$) et les isolants (diamant) ($E_g > 2eV$) (schéma de pourquoi c'est isolant dans le ⚡ Alloul page 115 anglais). **donner des exemples, voir en dessous**

Remplissage ⚡ BUP

- voir fiche, on conclut $2N$ électrons dans une bande.
- Dans les métaux alcalins (lithium Li, le sodium Na, le potassium K, le rubidium Rb, le césium Cs et le francium Fr), chaque atome possède un électron de valence. La bande, qui peut en contenir $2N$, est donc à demi pleine. Les alcalins sont donc des métaux.
- La situation est différente pour les alcalino-terreux qui ont deux électrons de valence. La bande de valence est pleine, et la bande de conduction vide. Ce devrait être des isolants. En fait, comme nous l'avons vu pour le lithium, **les différentes directions de l'espace réciproque ne sont pas équivalentes**. On voit, par exemple, qu'il y a recouvrement des bandes.
- Les métaux trivalents ne posent pas de problème : une bande pleine, une bande demi pleine, on attend donc caractère métallique.
- Métaux de transition : La participation d'électrons des couches profondes à la liaison donne une structure de bande assez complexe, où se chevauchent des bandes correspondant aux différents types d'électrons et conférant à ces métaux leurs propriétés physiques remarquables (couleur des métaux nobles, propriétés magnétiques des triades, etc...). Ces structures sont trop complexes pour qu'on puisse les discuter ici.
- Les éléments de la quatrième colonne ont des propriétés remarquables et nous n'allons plus nous intéresser qu'à eux maintenant. Leur structure cristallographique correspond à deux atomes par maille et ils ont quatre électrons de valence. On attend donc des isolants. C'est bien le cas du **diamant**. Ce n'est par contre pas le cas du silicium, ni du germanium \rightarrow gap indirect (semi conducteurs intrinsèques). Compléments dans le \blacktriangleleft BUP.

Semi conducteurs dopés

- Voir le BUP
- Dopage n, exemple : arsenic dans du silicium. Les électrons supplémentaires des atomes « donneurs » occupent des niveaux d'énergie liés, très haut dans la bande interdite, donc très facilement excitables thermiquement. Ducoup devient conducteur ! **ODG**: nombre de porteurs

Compléments : diode et supra dans le BUP.

Conclusion

On a présenté au cours de cette leçon deux modèles historiques ainsi que la théorie des bandes, ce qui nous a permis de comprendre certains aspects de la conduction électrique dans les solides. Néanmoins, certaines questions restent sans réponse, par exemple, aucun des modèles présentés n'explique la diminution de la conductivité des métaux quand la température augmente. Il faudrait pour cela tenir compte des vibrations du réseau cristallin, ou encore de la diffusion électron/phonon, mais ceci sera l'objectif d'une prochaine leçon (par exemple pour traiter les aspects microscopiques des capacités calorifiques des solides, voir LP 44)

Ou ouverture sur la fin qu'on a pas eu le temps : utilisation des supra, diodes.

Complément

Pourquoi peut-on négliger les collision électron-électron ? Il est vrai qu'en ordre de grandeur, l'énergie coulombienne est comparable à l'énergie cinétique. Aller regarder Fermi-liquid.

Origine des collisions (\blacktriangleleft Alloul) On observe $\rho = \rho_0 + \rho_1(T)$.

Scattering by Lattice Vibrations : $\rho_1(T)$: ne change pas avec la présence d'impuretés, domine à hautes températures quand le cristal est pur. We have seen that the Bloch states which take into account the periodic potential of the crystal cannot be scattered by the ions. However, any departure from periodicity, due to thermal agitation of the ions from their equilibrium position, for example, is likely to cause electron scattering. As the amplitude of these oscillations increases with temperature, such a collision term would indeed be expected to increase at high T, as shown experimentally. For this reason, the temperature dependent term is attributed to **electron scattering by atomic vibration modes**. In principle, the energy associated with these vibrations increases as $k_B T$, leading to a term linear in T for the resistivity at high temperatures.

Collisions with Impurities and Defects : collision élastiques, indépendantes de T, dépend de la concentration en impuretés. At very low temperatures, the resistivity of a metal is thus determined to a large extent by its purity. However, even for the purest metals that can be obtained, the resistivity is at best only 10^6 times lower than the resistivity at room temperature. The electron mean free path can then reach the millimeter range for copper, or a few

centimeters for aluminium.

Couleur (↯ Oxford)

- Semiconductors with somewhat smaller band gaps will absorb photons with energies above the band gap (exciting electrons from the valence to the conduction band), but will be transparent to photons below this band gap. For example, cadmium sulfide (CdS) is a semiconductor with a band gap of roughly 2.6 eV, so that violet and blue light are absorbed but red and green light are transmitted. As a result this material looks reddish. Semiconductors with very small band gaps (such as GaAs, Si, 7Colors of materials can be quite a bit more complicated than this simple picture, as when a color is absorbed one often needs to look at details to find out how strongly it is absorbed! or Ge) look black, since they absorb all frequencies of visible light!
- The optical properties of metals are a bit more complicated than that of insulators. Since metals are very conductive, photons (which are electromagnetic) excite the electrons, which then re-emit light. This re-emission (or reflection) of light is why metals look shiny. Noble metals (gold, silver, platinum) look particularly shiny because their surfaces do not form insulating oxides when exposed to air, which many metals (such as sodium) do within seconds. Even amongst metals (ignoring possible oxide surfaces), colors vary. For example, silver looks brighter than gold and copper, which look yellow or orange-ish. This again is a result of the band structure of these materials. All of the noble metals have valence 1 meaning that a band should be half filled. However, the total energy width of the conduction band is greater for silver than it is for gold or copper. This means that higher-energy electronic transitions within the band are much more possible for silver than they are for gold and copper. For copper and gold, photons with blue and violet colors are not well absorbed and reemitted, leaving these material looking a bit more yellow and orange. For silver on the other hand, all visible colors are re-emitted well, resulting in a more perfect (or “white”) mirror. While this discussion of the optical properties of metals is highly over-simplified, it captures the correct essence—that the details of the band structure determine which color photons are easily absorbed and/or reflected, and this in turn determines the apparent color of the material.
- It turns out that small levels of impurities put into periodic crystals (particularly into semiconductors and insulators) can have dramatic effects on many of their optical (as well as electrical!) properties. For example, one nitrogen impurity per million carbon atoms in a diamond crystal gives the crystal a yellowish color. One boron atom per million carbon atoms give the diamond a blueish color.
- Sinon autre ref : optical properties Fox, Oxford <http://www.phy.pku.edu.cn/~gwlyu/images/markfox.pdf>

Autre

- Les phonons ne font pas toujours diminuer la conductivité : dans un supraconducteur (conventionnel), les phonons sont à l'origine de la formation des paires de Cooper, et donc du courant électrique non dissipatif caractéristique de la supraconductivité (cf. Kittel, Alloul). Au passage, la description macroscopique d'un supraconducteur, qui remplace la loi d'Ohm locale, est donnée par les équations de London (cf. aussi Christian Garing, Milieux magnétiques, chapitre 3).
- La magnétorésistance est un phénomène dans lequel la conductivité d'un matériau dépend du champ magnétique appliqué. Elle n'est pas prédite par les modèles de Drude et Sommerfeld.
- Pour obtenir des champ magnétiques intenses (e.g. 30 T), on utilise généralement des bobines supraconductrices

Passage

Plan

Questions

- Vous avez dit que le champ E ne devait pas être « trop grand », ça veut dire quoi ? Quelle valeur ? Votre modèle de conduction électrique avec des chocs : à quoi correspond votre temps τ ? Est-il directement transposable à votre exemple sur la conductivité des solutions chimiques ? 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 ?
- Expérience qui montre une vitesse limite des électrons accélérés ? Expérience de Bertozzi.
- Calcul d'ODG pour montrer que l'approche classique n'est pas valable ? Calculer l'action $S = \Delta_x \Delta_p \sim 10^{-10} 10^{-30} 10^6 \sim 10^{-34}$ et la comparer à la constante de Planck.
- Température de Debye ? Relation de dispersion de phonons acoustiques ? Comment lire ω_D sur le graphe ? Température caractéristique des phonons. ω_D correspond (environ) au maximum de la relation de dispersion des phonons acoustique, en bord de ZB. On trouve k_D avec la linéarisation.
- Unité de résistivité universelle ? Effet Hall quantique, quantum de résistance.
- Comment on retrouve la loi d'Ohm avec la mer de Fermi ? (déplacement de la sphère sous l'action d'un champ E). Hypothèses pour le dessin ? Pas de notion de résistivité dans le modèle de Sommerfeld des fermions libres. Il faut introduire des temps caractéristique d'interaction phonon-électron ou électron-électron. Voir chapitre interaction electron-phonon du Ascroft
- Comment démontrer le principe de Pauli ? Si la fonction d'onde est antisymétrique, alors si deux Fermions ont le même état, la fonction d'onde est nul d'où le principe de Pauli. En supposant connue la distribution de Fermi-Dirac ? On utilise Maxwell-Boltzmann en supposant que la population d'un niveau est 0 ou 1 et on tombe sur Fermi-Dirac. (trou de Fermi)
- Dépendance en température de la conductivité ? Semi-conducteur T augmente resistivité diminue.
- Comment mesurer la vitesse de Fermi d'un métal ? Par diffraction de rayons X, on regarder les longueurs d'ondes absorbées, on peut même mesurer la forme des surfaces de Fermi.
- Qu'est-ce qu'un semi-métal ? Un semimétal est un matériau dont les états d'énergie inférieurs de la bande de conduction recouvrent très faiblement les états d'énergie supérieurs de la bande de valence. Gap indirect entre bande de valence et bande de conduction.
- Exemples de semi-métaux ? L'arsenic, l'antimoine, le bismuth, l'étain α (gris) et le graphite.
- Qu'est-ce qu'il y a au bout d'un teslamètre ? Un semi-conducteur qui mesure la tension Hall.
- Relation entre σ_{xy} et ρ_{xy} ? Les coefficients ne sont pas inverses mais ce sont les tenseurs qui sont inverses.
- Dans $\sigma = ne^2\tau/m$, de quelles grandeurs sont universelles ? m c'est la masse effective qui dépend du matériau et τ dépend du couplage phonon-électron $\tau^{-1} \propto T^5$, électron-électron $\tau^{-1} \propto T^2$ et des impuretés $\tau^{-1} = cst$ où les dépendances ont été données à basse température.
- Pourquoi utiliser Maxwell-Boltzmann au lieu de Fermi-Dirac ? Parce que $T_{ambient} \ll T_{Fermi}$.
- On applique un dirac de tension à l'instant initial à un métal et à un isolant, dessiner $I(t)$? On a une relaxation exponentielle dans les deux cas ! Pour un isolant, $\tau \sim \hbar/E_{gap}$ relaxation très rapide (les électrons sont mis en mouvement dans le modèle de l'électron élastiquement lié puis reviennent à l'équilibre). Pour un métal, τ c'est le temps de Drude. Le courant à $t = 0$ est le même.
- 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
- Qu'est-ce qui se passe si on accélère à l'infini un électron ? → Sa vitesse sature sous la vitesse de la lumière.
- Comment s'appelle l'expérience historique montrant quelle est la vitesse limite des électrons ? → Expérience de Bertozzi.
- Comment peut-on justifier rapidement qu'une approche classique ne peut pas expliquer la conduction ? → Pour $\Delta x \approx 10 \text{ \AA}$ et $\Delta p = \hbar k_F \approx 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ on calcule $S = \Delta x \Delta p \approx h$
- Qu'est ce que la température de Debye ? → Température d'excitation typique des phonons.
- Comment s'interprète la loi d'Ohm dans le cadre du modèle de la seconde partie ? "Déplacement global de la sphère de Fermi (dans le sens opposé au champ).
- Dans quel cadre les élèves sont-ils sensé avoir vu la statistique de Fermi-Dirac ? → Lors de l'introduction à la mécanique quantique (pour la distinction Fermion/Boson) et en cours de physique statistique (pour la distribution). Comment démontrer que les fermions s'excluent ? → Trou de Fermi, relation d'anti-commutation qui montrent que la fonction de corrélation est nulle à l'origine.
- Qu'est-ce que le potentiel chimique μ qui apparait dans Fermi-Dirac ? → C'est l'énergie nécessaire à l'ajout d'une particule au système.
- Que dire sur les semi-conducteurs dopés ? → Il y a beaucoup à dire. Il y en a au moins deux sortes, dopés n (SiAs) et dopés p (SiB) dont une certaine quantité d'impuretés permet d'augmenter (resp. diminuer) le nombre d'électrons de valence à l'aide de niveau(x) intermédiaire(s) (dans le Gap). Quelle est l'influence de la température sur la résistivité ? ⇒ Pour un semi-conducteur intrinsèque, la résistivité diminue avec la température. Pour un conducteur, elle augmente.
- Comment évoluent les niveaux d'énergie dans une diode ? → C'est une jonction pn, donc selon la tension de polarisation, la jonction est passante (ou bloquée) et les niveaux sont proches (resp. éloignés)
- Où peut-on retrouver la longueur caractéristique lié à la valeur de k_F ? → On peut accéder à l'énergie de Fermi par des expériences type ARPES (cf diapositive). Il est aussi possible de mesurer la plus basse fréquence absorbée par un semi-conducteur.
- Qu'est-ce qu'un semi-métal ? → C'est un matériau qui a moins d'électrons de conduction qu'un métal mais plus que les semi-conducteurs intrinsèques. (exemple : Arsenic, Antimoine, Bismuth, Étain et Graphite). Comment sait-on si la conduction est liée aux électrons ou aux trous ? → Il faut faire une mesure de résistance à effet Hall dont le signe dépend du signe de la charge des porteurs.
- Comment relier la résistivité et la conductivité ? → $\sigma = 1/\rho$. Dans quelle limite Maxwell-Boltzmann est équivalent à Fermi-Dirac ? → À très haute température, c'est-à-dire lorsque $T \gg T_F$. Qu'est-ce qui se passe lorsqu'on soumet un conducteur à une ddp abrupte ? Puis un isolant ? → Pour un conducteur, il y a un courant transitoire qui s'amortit en un temps caractéristique τ_e . Pour un isolant y a aussi un courant, de même intensité initiale que pour un conducteur, mais l'amortissement se fait sur un temps caractéristique \hbar/E_g
- Coentrin : Lien entre résistance et résistivité ? Unités ? Comment apparaît le champ électrique dans le modèle de Sommerfeld ? Quel est l'effet dans l'espace des phases ? Comment l'expliquer à un élève ? Quand est-ce que les élèves voient la distribution de Fermi-Dirac ? Est-ce qu'un semi-conducteur conduit bien le courant ? Comment l'améliorer ? Evolution de la résistance en fonction de la température ? Comment fabrique-t-on des films métalliques d'une centaine d'angströms d'épaisseur ? Expérience pour montrer que les porteurs du courant sont de charge négative ? Forme d'une bande d'énergie dans le cas d'une approche des liaisons fortes ?
- 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 ? Vous avez négligé la force magnétique et vous avez dit qu'elle était 10 10 fois inférieure à la force électrique, comment le justifiez-vous ? Il m'ont ensuite demandé de plutôt majorer le champ magnétique mais j'ai pas tout compris, peut-être que le Ashcroft apporte des précisions. Si on garde comme expression de la conductivité σ_0 (c'est à dire en régime permanent) et qu'on essaye de propager une onde dans un fil qu'est ce qui se passe ? Connaissez-vous un autre effet qui rentre en compte ? 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? Pour l'expérience sur l'effet Hall, avez-vous choisi délibérément une plaquette avec un semi-conducteur ou est-ce celle qu'on vous a apporté? Les électrons subissent des collisions, avec quoi se produisent-elles dans un monocristal parfait? Comment peut-on mesurer le temps de relaxation? Validité de la loi d'Ohm? Est-il possible que j et E ne soient pas colinéaires? Qu'est-ce qu'un matériau anisotrope? Peut-on provoquer l'anisotropie dans un matériau? Dans le modèle des bandes présenté sur le carbone, quelle est l'hybridation des orbitales atomiques? (J'ai présenté le modèle des bandes comme cela est présenté dans « Introduction à l'électronique » de Donnini et Quaranta)
- Comparer les vitesses de déplacement des électrons à cause du champ électrique d'une part et à cause de l'agitation thermique d'autre part. La loi d'Ohm reste-t-elle toujours valable en régime variable? Conséquence? Que signifie Δx dans la relation d'indétermination? Pourquoi considérer qu'après le choc l'électron a une vitesse nulle? Montrer $j = nqv$. Pourquoi mettre la loi d'Ohm locale en prérequis? A quelle occasion les élèves l'auraient vu avant? Signification de la distribution de Fermi Dirac? Comment définir un fermion à un élève? Particularités d'un gaz de Fermion?

Commentaires

- Comment on arrive aux bandes, c'est du M1.
- Mettre en mouvement les électrons dans les bandes pour coller au titre.