

Je sais pas ce qu'on fait

$$N = \text{frac} L^2 (2\pi)^2$$

Conductivité thermique

$$\mathbf{J}_e = -\rho \nabla V \rightarrow \mathbf{J}_Q = -\kappa \nabla T$$

$$\kappa = \frac{1}{3} C v l$$

κ est ici la conductivité thermique

Les phonons les les transporteurs de chaleurs.

On considère des que les phonon composant le courant J_1 viennent de T_1 et vont vers T_2 . Vice-versa pour le courant J_2

$$j_1 = \frac{n}{2} v_x E(T(x - v_x \tau))$$

$$j_2 = \frac{n}{1} v_x E(T(x + v_x \tau))$$

$$j_1 - j_2 = \frac{n v_x}{2} (E(T(x - v_x \tau)) - E(T(x + v_x \tau)))$$

$$= n v_x^2 \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dx}$$

$$= -n v_x^2 \frac{dE}{dx} \frac{dT}{dx} \tau = \frac{c v^2}{3} \tau (-\nabla T)$$

$$\mathbf{j} = -\kappa \nabla T$$

$$\kappa = \frac{1}{3} c v l$$

$$g(\omega) = \frac{2N}{\omega} (\omega_n^2 - \omega^2)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\omega_m^2 = \frac{4c}{m}$$

$$U = \int_0^\omega \frac{2N}{\pi} (\omega_n^2 - \omega^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{\hbar\omega}{e^{i\hbar\omega} - 1} = \frac{2N}{\pi} k_B T \int_0^{\omega_m} (x_m^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{x}{e^x - 1} dx$$

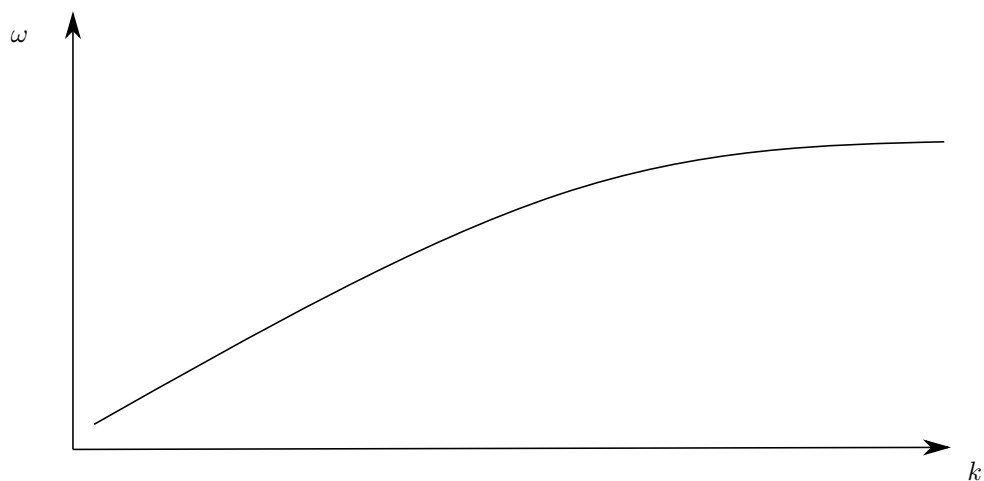


FIGURE 1 – brache acoustique

Il a écrit 1000000 équation pendant que je faisais le schéma

Wtf il dessine des trucs à des endroits aléatoires au tableau

Nouvelle section

Les métaux ont des électrons délocalisés.

Il existe deux approches pour décrire les métaux, l'approche classique et l'approche quantique. La distinction entre les deux traitements vient de la densité d'électrons

Traitement quantique

L'énergie qui est importante est l'énergie cinétique

$$H = \frac{p^2}{2m}$$

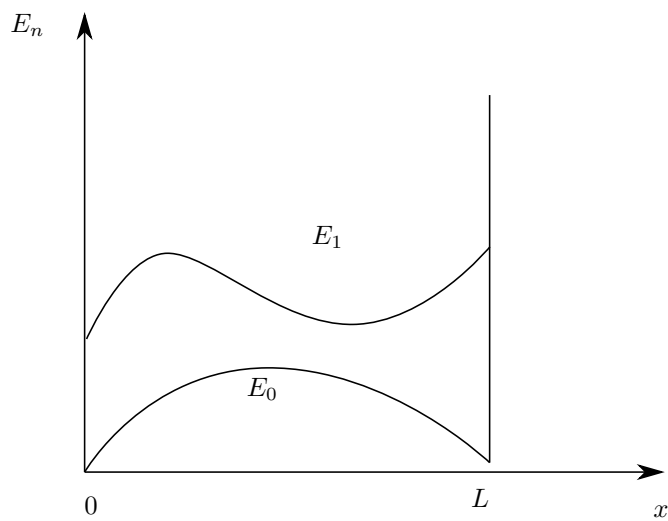


FIGURE 2 – cristal unidimensionnel

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) = E_n \Psi(x)$$

$$\boxed{\Psi_n(0) = \Psi_n(L) = 0; \quad \Psi_n(x) = A \sin(k_n x)}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} A^2 \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) = E_n A \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \rightarrow ? \text{ (Il viens de l'effacer smh)}$$

On a deux spins possibles. Les électrons ont autant de chances d'avoir l'un que l'autre

$$N = 2n_F$$

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\epsilon - \mu / k_B T} + 1}$$

$$f(\epsilon) \approx e^{\mu - \epsilon / k_B T}$$

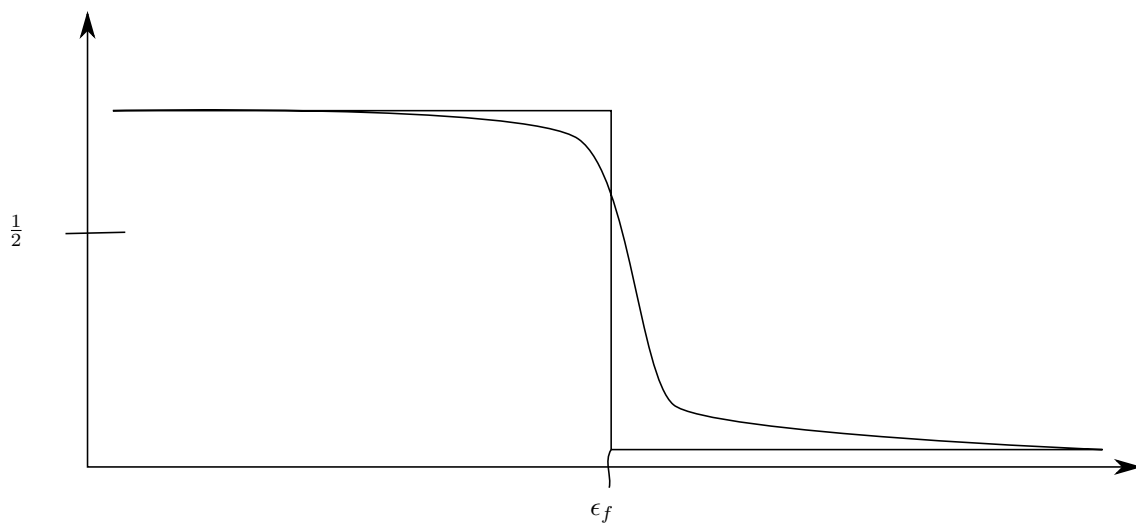


FIGURE 3 – niveau de fermi

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi_k(\vec{r})=\epsilon_k\Psi_k(\vec{r})$$

$$\Psi_k(\vec{r})\Psi_k(x,y,x)=\Psi_k(x+L,y,z)$$

$$\Psi_k(\vec{r})=\Psi_0e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{-k^2}{2m}\right) \qquad k^2=k_x^2+k_y^2+k_z^2$$

$$\epsilon_f=\frac{\hbar^2k_f^2}{2m}$$

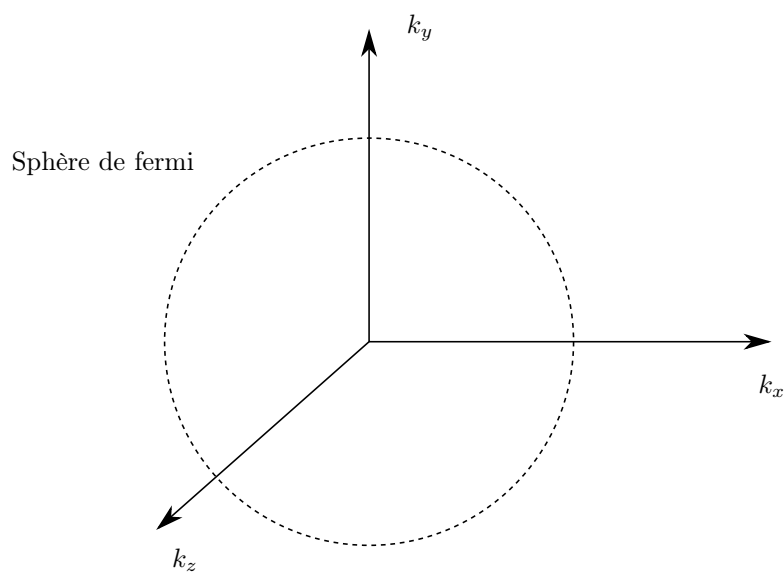


FIGURE 4 – sphère de fermi

$$\frac{N(\epsilon) = \frac{4\pi k_f^3}{3}}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 = \frac{V k_f^3}{3\pi^2}}$$

$$k_f = \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{1/3}$$

$$\epsilon_f = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3}$$

$$T_f = \frac{f}{k_B} \sim 10^4 K$$

On définit la densité (tout cours?)

$$D(\epsilon) = \frac{dN}{d\epsilon}$$

$$N(\epsilon) = \frac{V}{3\pi^2} \frac{(2m)^{3/2}}{\hbar^3}$$

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{V}{3\pi^2\hbar^3} \frac{3}{2} (2m)^{\frac{3}{2}} \epsilon^{1/2} = \frac{3N}{2E}$$

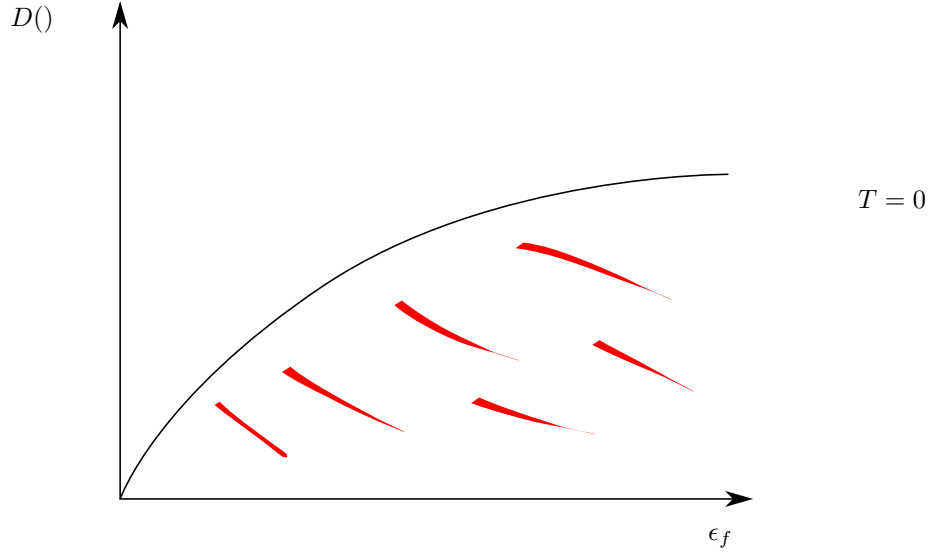


FIGURE 5 – fonction densité

$$\Delta U = U(T) - U(0) \approx \Delta N_{\text{excitées}} k_B T$$

$$\Delta N_{\text{excits}} = D(\epsilon_f) \Delta \epsilon = \frac{3N}{2K_B T_f} k_B T = \frac{3NT}{2T_f}$$

$$\Delta U = \frac{3NT^2}{2T_f} k_B$$

$$c = \frac{d}{dT} \Delta U = 3N K_B \frac{T}{T_f}$$

Le facteur T_f est important car il change complètement l'ordre de grandeur des prédictions !

$$U = \int_0^\infty d\epsilon \epsilon D(\epsilon) f(\epsilon)$$

Il faut faire des tours de passe passe. Premier tour de passe passe :

$$\epsilon_f N = \int_0^\infty D(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial T}(U - \epsilon_f N) = \frac{\partial U}{\partial T} = C_e$$

$$C_e = \int_0^\infty (\epsilon - \epsilon_f) D(\epsilon) \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial T} d\epsilon$$

$$\frac{\partial f}{\partial T} = \frac{(-1)e^{\epsilon - \mu/k_B T}}{(E^{\dots+1})^2} \frac{(-1)(\epsilon - \mu)}{k_B T^2}$$

La il réécrit l'intégrale avec la dérivée pis il évalue D à ϵ_f pour une certaine raison

Oh, c'est une approximation finalement, la fonction est très piqué alors c'est essentiellement un delta en ϵ_f

allo

Modèle de Drude

La probabilité de collision d'un électron est donnée par $\frac{1}{\tau}$ (par unité de temps)

$\mathcal{P}(t)$ est la probabilité qu'il n'y ai pas de collision entre 0 et t

$$\mathcal{P}(t + dt) = \mathcal{P}(t) \left(1 - \frac{dt}{\tau} \right)$$

$$d\mathcal{P} = \mathcal{P}(t + dt) - \mathcal{P}(t) = -\mathcal{P}(t) \frac{dt}{\tau}$$

$$\implies \mathcal{P}(t) = ce^{-t/\tau}$$

Calcul du temps moyen entre deux collisions

$$\langle t \rangle = \int_0^\infty \frac{te^{-t/\tau}}{\tau} dt = \tau \int_0^\infty ? - \int_0^\infty -e^{-u} du = \tau$$

On s'intéresse maintenant à la quantité de mouvement

$$\mathbf{p}(t + dt) = \frac{dt}{\tau} \mathbf{F} dt + \left(1 - \frac{dt}{\tau} \right) (\mathbf{p}(t) + \mathbf{F} dt) = \mathbf{p}(t) - \frac{dt}{\tau} \mathbf{p}(t) + \mathbf{F} dt$$
$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}(t)}{\tau} + \mathbf{F}$$

La force sur les électrons, si on ne considère qu'un champ électrique est

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$$

donc

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} - \frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{E} = 0$$

$$\mathbf{j} = nev$$

$$e\mathbf{E} = \frac{m\mathbf{v}}{\tau} = \frac{m}{\tau} \frac{\mathbf{j}}{ne}$$

$$\mathbf{E} = \frac{m}{ne^2\tau} \mathbf{j} = \rho \mathbf{j}$$

$$\mathbf{j} = \underbrace{\frac{ne^2\tau}{m}}_{\sigma} \mathbf{E}$$

On considère maintenant la force de Lorentz

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

On considère que \mathbf{v} est dans le plan x, y et \mathbf{B} est en z donc

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} = -e\mathbf{E}v_y B\hat{x} + ev_x B\hat{y}$$

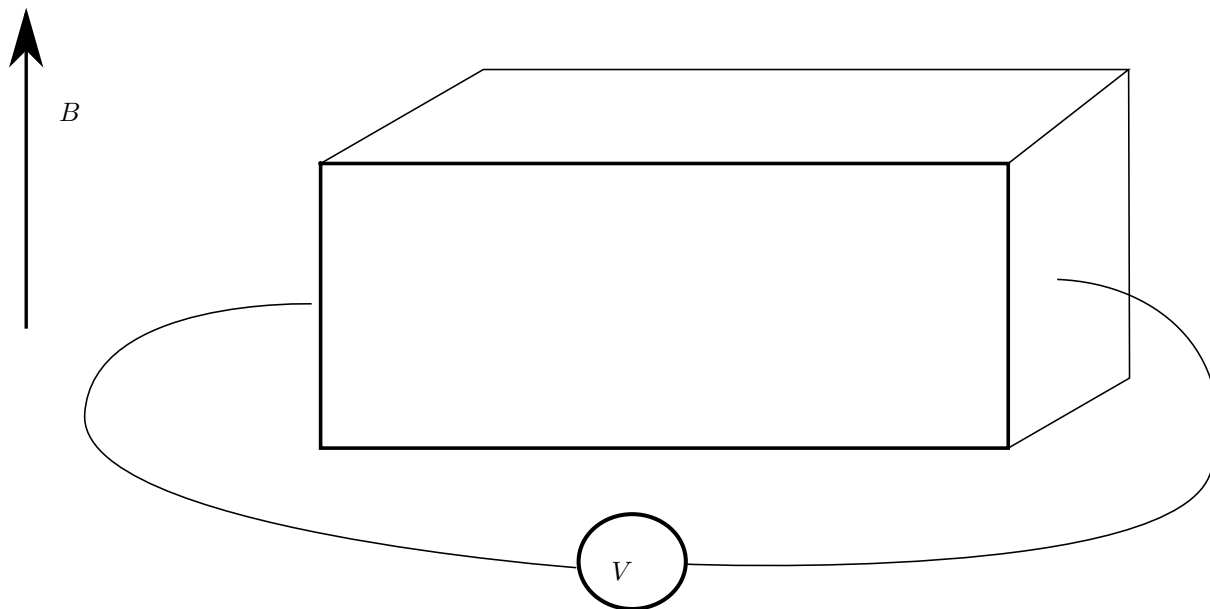


FIGURE 1 – Force de Lorentz dans une plaque conductrice

$$R_H = \frac{\overset{\dots}{E_y}}{j_x B} = -\frac{1}{ne}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{df}}} + \frac{1}{\tau_{\text{rs}}}$$

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{1}{\rho}$$

$$\rho = \rho_{df} + \rho_{res} + \rho_{e-e}$$

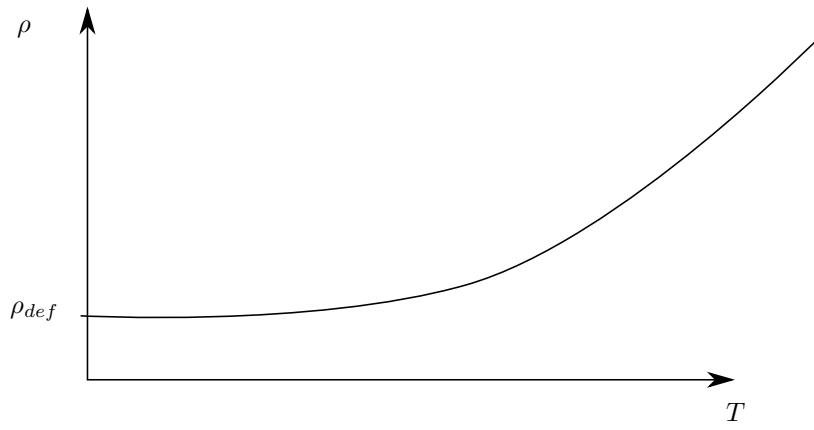


FIGURE 2 – résistance en fonction de la température

On reviens sur le modèle de Drude

omg je veux tellement me tuer

$$L = \frac{\kappa}{T\sigma} = \frac{4m\tau k_B^2 mT}{\pi mT n e^2 \tau}$$

$$\frac{4}{\pi} \left(\frac{K_B}{c} \right)^2 10^{-1} \frac{w\Omega}{k^2}$$

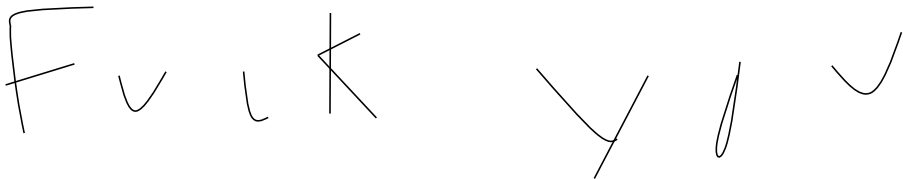


FIGURE 1 – image

G

Il écris pleins de chiffres

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{3/2} = \dots = 0.4 \text{meV}$$

$$n = \frac{\rho}{m} = \dots = 1.6 E22 / \text{cm}^3$$

$$T_F = 5 \text{K}$$

La structure de bande !

Jusqu'à maintenant on a traité les électrons comme un gaz de particules libres, on a jamais vraiment considéré les effet de leur environnement. On va maintenant s'intéresser au fait qu'il sont dans un réseau periodique.

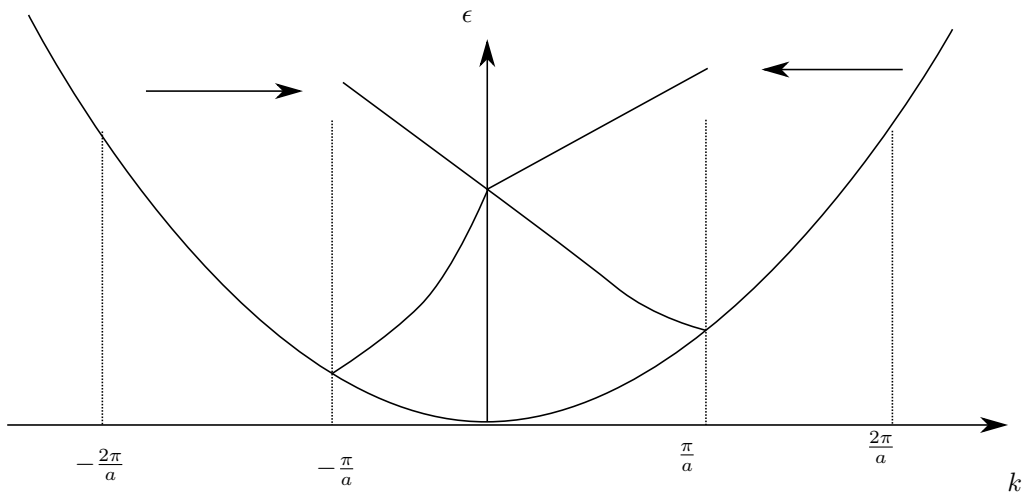


FIGURE 1 – relation de dispersion

On a levé de dégénérescence!!!????

$$\Psi_k^a = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_k^\alpha(\mathbf{r}) \quad u_k^\alpha(\mathbf{r}) = u_k^\alpha(\mathbf{r} + \mathbf{R})$$

Le α sert à parler de la bande dans laquelle on se trouve.

On va s'intéresser à l'effet de la périodicité sur le Hamiltonien du système

$$H = \underbrace{H_0}_{\frac{p^2}{2m}} + V$$

La solution à l'hamiltonien non perturbé est :

$$H_0 |k\rangle = \epsilon_k^0 |k\rangle \quad \epsilon_k^0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$\langle k | V | k \rangle$ n'est pas important apparemment

Puisque le potentiel est périodique, il admet une décomposition de Fourier et donc :

$$\langle k' | V | k \rangle = \begin{cases} 0 & \mathbf{k}' - \mathbf{k} \neq \mathbf{G} \\ V_{\mathbf{G}} & \mathbf{k}' - \mathbf{k} = \mathbf{G} \end{cases}$$

$$\Psi_k = \sum_{\mathbf{G}} A_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \left(\sum_{\mathbf{G}} A_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} \right)$$

Il y a deux conséquences au théorème de Bloch :

- Tout les excitations peuvent être décrites dans la première zone de Brillouin
- ?????

Correction de l'énergie

$$\epsilon_k = \epsilon_k^0 + \underbrace{\langle k | V | k \rangle}_{\text{même } V_0 \forall k} + \sum_{k \neq k'} \frac{|\langle k' | V | k \rangle|^2}{\epsilon_k^0 - \epsilon_{k'}^0}$$

Il y a une dégénérescence due au fait que la relation de dispersion est symétrique : $\pm k$ donne la même énergie. On doit donc utiliser la théorie des perturbations dégénérée.

$$|\Psi\rangle = \phi_k |k\rangle + \phi_{k+G} |k+G\rangle$$

$$\sum_m H_{nm} \phi_m = E \phi_n$$

$$\langle k | H | k \rangle = E_k^0 + V_0$$

$$\langle k+G | H | k+G \rangle = E_{k+G}^0 + V_0$$

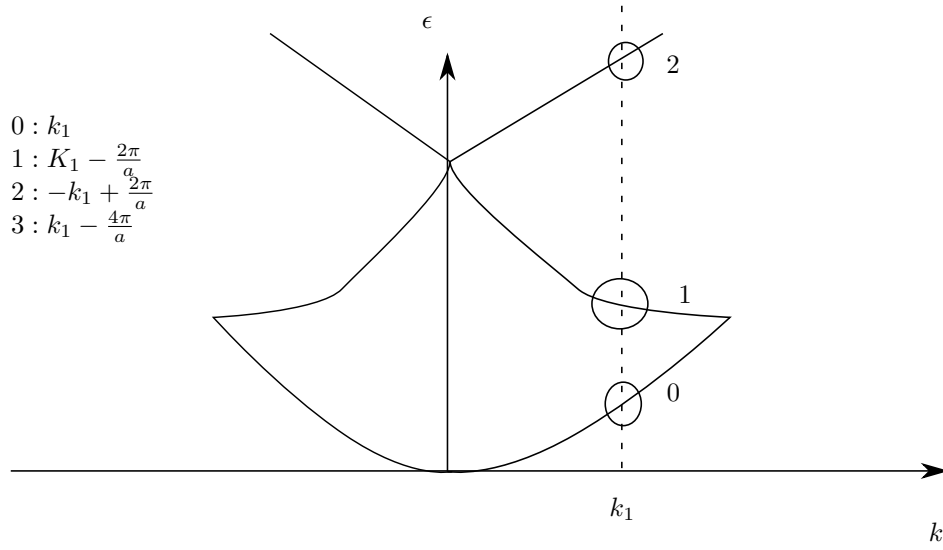


FIGURE 2 – Zonne de brillouin repliée

$$\langle k + G | H | k \rangle = V_{\mathbf{G}}$$

$$\langle k | H | k + G \rangle = V_{-\mathbf{G}} = V_{\mathbf{G}}^*$$

La représentation matricielle est alors

$$\begin{pmatrix} E_k^0 + V_0 & V_{\mathbf{G}}^* \\ V_{\mathbf{G}} & E_{k+G}^0 + V_0 \end{pmatrix}$$

Ses valeurs propres sont

$$E_{\pm} = E_k + V_0 \pm |V_{\mathbf{G}}|$$

$$U_G = A + iB$$

$$U(x) = \sum_G 2A \cos(G_x) - 2B \sin(G_x)$$

allo

ÉQUATION FONDAMENTALE DE LA PHYSIQUE DU SOLIDE

Merde, j'ai pas eu le temps de la noter

on a $\vec{r}_j(t) = \vec{r}_j + \vec{u}(t)$

$$\left\langle f_i e^{i\vec{G} \cdot (\vec{r}_j + \vec{u}(t))} \right\rangle = f_i e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}_j} \left\langle e^{-i\vec{G} \cdot \vec{u}(t)} \right\rangle = e^{-(0)}$$

1 Je sais pas

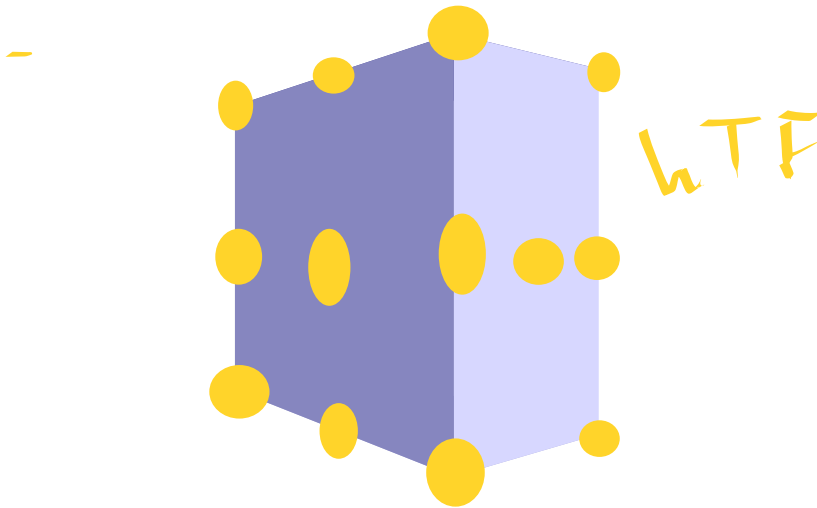


FIGURE 1 – fcc

Quand on parle de liaisons ioniques, on ne parle plus de force de Wanda Wall mais de force coulombienne.

$$u_{ij} = \pm \frac{q^2}{r_{ij}} + \lambda e^{\frac{-r_{ij}}{r}}$$

$$u_i = \sum_{ij} u_{ij}$$

$$U_{\text{tot}} = N u_i$$

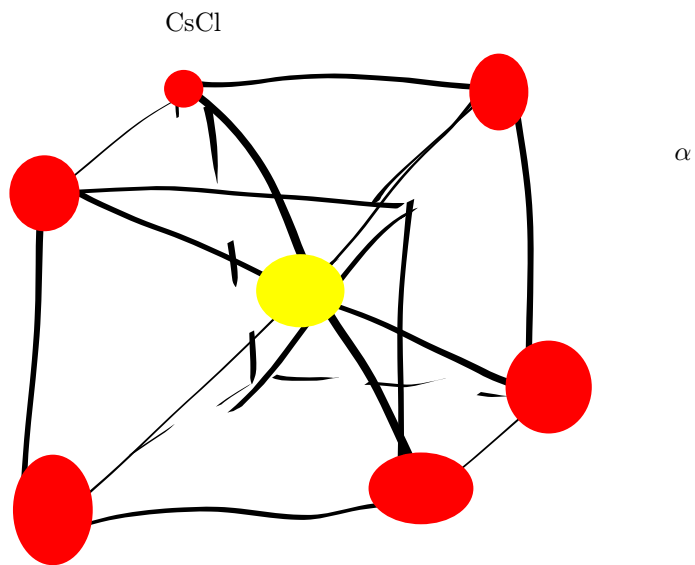


FIGURE 2 – CsCl

2 NaCl

Exercices

Premier exercice

3 Exercice 3

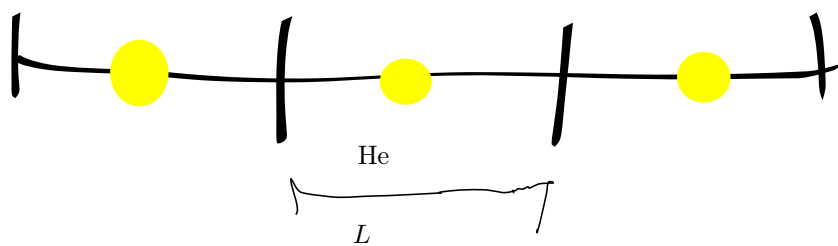


FIGURE 3 – Exercice_helium

On peut faire un développement en série autour de $R = R_0$.

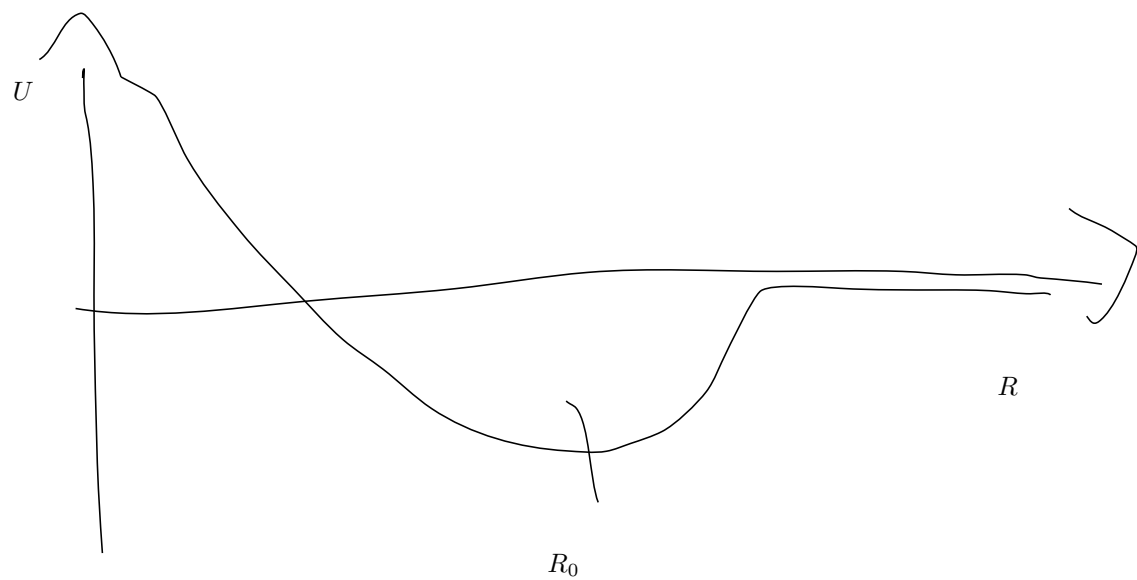


FIGURE 1 – potentiel

$$U(x)=U(x_0)+(x-x_0)\left.\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right|_{x_0}+\frac{1}{2}(x-x_0)^2\frac{\mathrm{d}^2U}{\mathrm{d}x^2}$$

$$F_s=\sum_p c_p(u_{s+p}-u_s)$$

$$u_s(t)=u_0e^{-i\omega t}e^{ikx}$$

$$m\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}t^2}=\sum_p(U_{sp}-U_s)$$

...

$$-m\omega=\sum_{p>0}C_p(e^{ikpa}-1)+\sum_{p<0}C_p(e^{ikpa}-1)$$

...

$$-m\omega^2=2\sum_{p>0}c_p(\cos(kpa)-1)$$

$$\omega^2=\frac{2c}{m}(1-\cos(ka))$$

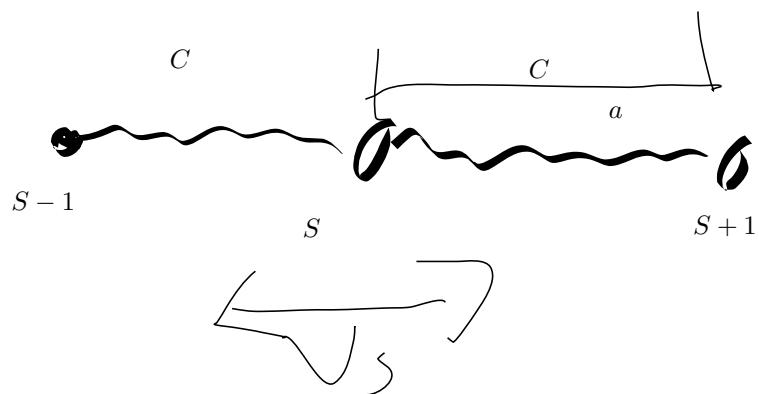


FIGURE 2 – force

$$\omega^2 = \frac{4C}{m} \sin^2 \left(\frac{ka}{2} \right)$$

Pourquoi je suis surpris d'obtenir ce résultat ? - François <3

$$v_g \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} \quad \mathbf{V}_g = \nabla \omega(\mathbf{k})$$

$$a_{allo}$$

$$a_{1,2,3}$$

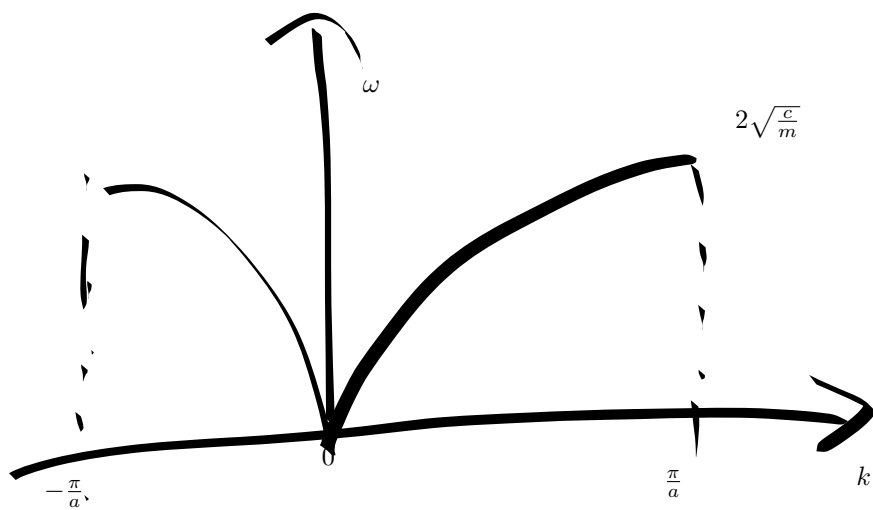


FIGURE 3 – relation de dispersion



FIGURE 4 – banane

Live on parle de mode optique pis acoustique avec un dessin de relation de dispersion comme dans le lab de mode de vibration. Je sais pas exactement de quoi on parle mais il a écrit la valeur de ω à plusieurs point du diagramme de phase en fonction des deux masses pis des constante

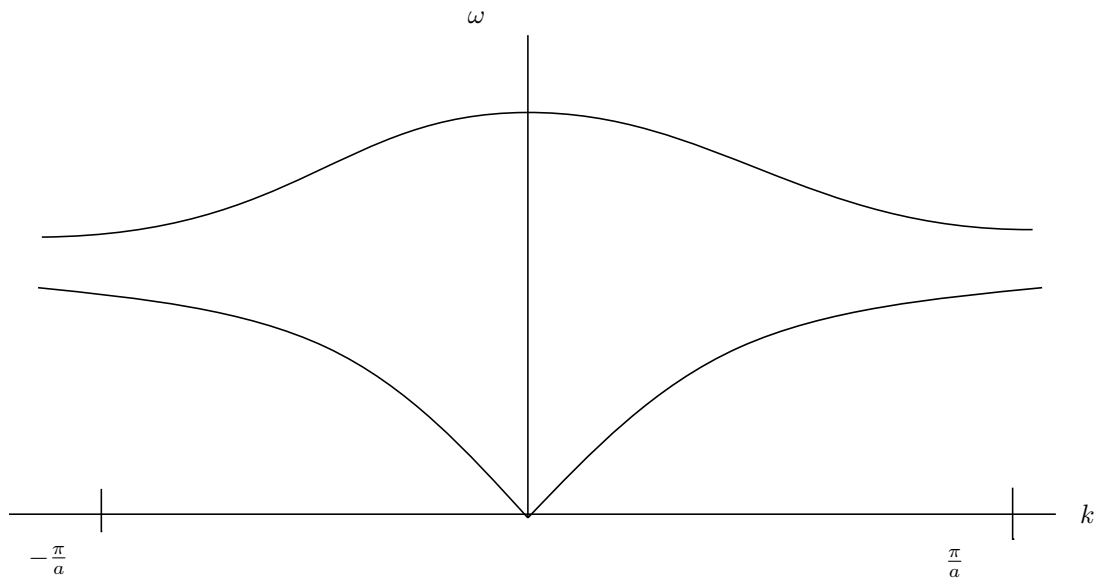


FIGURE 1 – relation

La il a parlé de branches longitudinal et transverse, je comprends fuckall ce que c'est.

La il parle de passe au quantique.

On passe d'un mode normal à des états propre avec $E_n = \hbar\omega$

On définit un phonon comme un quantum de vibration $\hbar\omega$.

On fait un problème d'oscillateur harmonique quantique, je pense ??

On essaie de trouver la valeur moyenne de l'énergie de quelque chose...

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\sum_n (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega e^{-(n+1/2)\hbar\omega/k_B T}}{\sum_n e^{-(n+1/2)\hbar\omega/k_B T}} = \frac{\sum_n n \hbar\omega e^{-n\hbar\omega/k_B T}}{e^{-n\hbar\omega/k_B T}} + \frac{\hbar\omega}{2}$$

On a une série géométrique, on prend $x = e^{-\hbar\omega/k_B T}$

Une confusion absolue à propos de dérivé polynomiale s'en suit.

On conclut éventuellement que $\langle \epsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} + \frac{\hbar\omega}{2} = \hbar\omega \langle n \rangle + \frac{1}{2}$

$$U_{\text{tot}} = \sum_{k=-\frac{p_i}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \langle \epsilon_k \rangle$$

$$a_a$$

Je sais pas pantoute ce qu'on fait, il a écrit des trucs au tableau pendant la pause pis je vois pas le lien entre les différents trucs ni avec ce qu'on faisait avant ni ce qu'il dit. mais bon

$$P_{\text{tot}} = m \sum_{s=0}^{N-1} \frac{du_s}{dt} = m \frac{d}{dt} (u_0 e^{i\omega t}) \sum_{s=0}^{N-1} e^{iks a} = \sum (e^{ika})^S = \frac{1 - e^{ikNa}}{1 - e^{ika}} = 0$$

$$\text{car } kNa = 2\pi n$$

On parle de collision/réflexion là je pense. Il y a une particule incidente en tout cas.

$$e^{i(\omega_i t - k_i x)} \rightarrow \text{particule incidente}$$

$$e^{i(\omega_i t - k_i x_s + ?)}$$

C'est pas une particule, c'est de la lumière

Il calcul des champs électriques (Boogaloo ??)

Il a sorti la condition pour avoir un pic de diffraction. On a un photon qui réfléchit sur un cristal ?? Je sais toujours pas de quoi on parle

Oups, J'ai oublié d'écouter pendant un moment.

Il a pas avancé beaucoup, il travaille avec des ondes planes là. C'est un peu le bordel au tableau.

Antoine viens de lâcher un "Da fuck"

Je pense honnêtement pas que je vais passer le cours. Il y a des gens qui posent des questions... How the fuck qu'il font pour même commencer à comprendre ce qui se passe ?

oh ! ON viens de changer de sujet ! On parle de déformations !

$$e = \frac{du}{dx} O$$

Il est arrivé à une équation d'onde, j'ai pas compris comment, je sais pas trop ce que ses variables représentent.

Oh fuck on va faire des exercices.

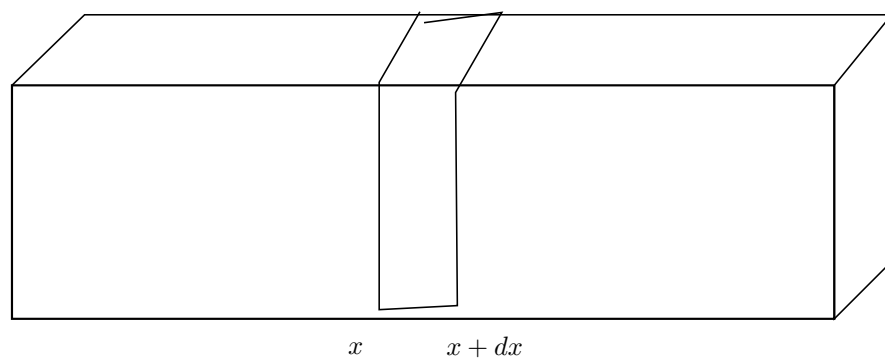


FIGURE 2 – Déformations