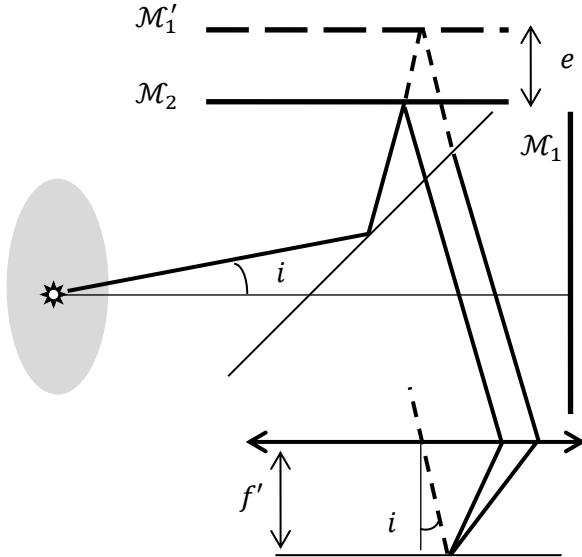


1) La masse volumique d'un gaz parfait est  $\frac{MP}{RT} \rightarrow n - n_0 = n - 1 - n_0 + 1 = a \frac{P}{T_0} - a \frac{P_0}{T_0} = \frac{a}{T_0} (P - P_0)$

2) La position de la source est indifférente, aucune lentille n'est obligatoire en amont de l'interféromètre. Par contre, si on veut augmenter le flux lumineux sur la séparatrice, on utilise **un condenseur** mais surtout pas une lentille mince ! On se fiche complètement du stigmatisme et de l'approximation de Gauss.



L'écran est dans le **plan focal** de la lentille, les miroirs sont perpendiculaires mais non symétriques par rapport à la séparatrice. L'interféromètre est équivalent à une lame d'air d'épaisseur  $e$  :  $\delta = 2e \cos i = \delta_0 \cos i$  (Privilégiez  $S'_1$  et  $S'_2$  tout en haut, hors figure, pour la démo)

Par définition  $p_k = \frac{\delta_0 \cos i_k}{\lambda} \sim \frac{\delta_0}{\lambda} \left(1 - \frac{i_k^2}{2}\right) = \frac{\delta_0}{\lambda} \left(1 - \frac{r_k^2}{2f'^2}\right)$   
 et  $p_k = \frac{\delta_0}{\lambda} - k$  car l'ordre au centre  $\frac{\delta_0}{\lambda}$  est entier.

En définitive,  $r_k = f' \sqrt{\frac{2\lambda}{\delta_0} k}$

3) Attention, il est question d'une différence de marche supplémentaire à partir de la situation avec  $n_0$  :

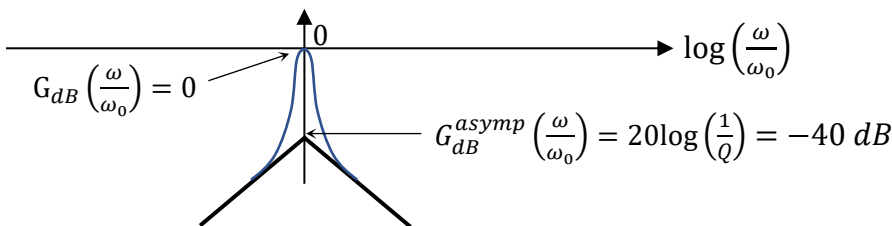
$$\delta_{sup} = 2(n - n_0)L = N\lambda \rightarrow N = \frac{2aL}{\lambda T_0} (P - P_0)$$

4) On peut parler de régression linéaire mais le modèle n'est pas vérifié, je soupçonne un problème d'arrondi pour obtenir  $N$ . De toute façon, une démarche plus précise serait inutile,  $L$  étant connu qu'à un seul chiffre significatif ! Je privilégie  $N = 111 \rightarrow a \sim 9.10^{-7} K.Pa^{-1}$

5) La force magnétique est négligeable tant que l'électron est **non relativiste**. En régime sinusoïdal forcé, la deuxième loi de Newton donne :  $m_e \ddot{\vec{r}} = -e\vec{E} - m_e \Gamma \dot{\vec{r}} - m_e \omega_0^2 \vec{r} \rightarrow \vec{v} = i\omega \vec{r} = \frac{i\omega e \vec{E}}{m_e(\omega^2 - \omega_0^2) - i\omega m_e \Gamma}$

6) Le noyaux étant **plus lourds**, leur accélération est négligeable.  $\vec{j} = \rho_{mob} \vec{v} = -2n^* e \vec{v} = \frac{2n^* e^2}{m_e} \frac{i\omega \vec{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma}$

7) On reconnaît un filtre **passer-bande avec**  $\gamma_0 = \frac{2n^* e^2}{\Gamma m_e}$  car ainsi  $H = \frac{1}{1 + \frac{i\omega_0}{\Gamma} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega}\right)} \rightarrow Q = \frac{\omega_0}{\Gamma}$



C'est un filtre très sélectif.

8)  $\rho = 0 \rightarrow \overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}(\vec{E})) = -\Delta \vec{E} \Leftrightarrow \Delta \vec{E} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \Leftrightarrow \Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \left(1 + \frac{\gamma_0}{i\omega \epsilon_0} H\right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

9)  $\epsilon_r \sim 1 + \frac{\gamma_0 \Gamma}{\epsilon_0 \omega_0^2} = 1 + \frac{2n^* e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2} \quad \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r = \frac{1}{v^2} = \frac{n^2}{c^2} \rightarrow n = \sqrt{\epsilon_r} \sim 1 + \frac{n^* e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}$

$$10) n^* = \frac{P}{k_B T} \rightarrow n - 1 = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2 k_B T} \rightarrow \alpha = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2 k_B} \rightarrow \omega_0 = 2.10^{16} \text{ rad. s}^{-1} \text{ (U.V. } \lambda_0 = 90 \text{ nm)}$$

On retrouve l'ordre de grandeur des bandes d'absorption de l'atmosphère : Opacité si les électrons vibrent !

$$11 \& 12) \text{ Voir cours et exercice 1 sur les dipôles en régime stationnaire : } \mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e} = 9.10^{-24} \text{ A. m}^2$$

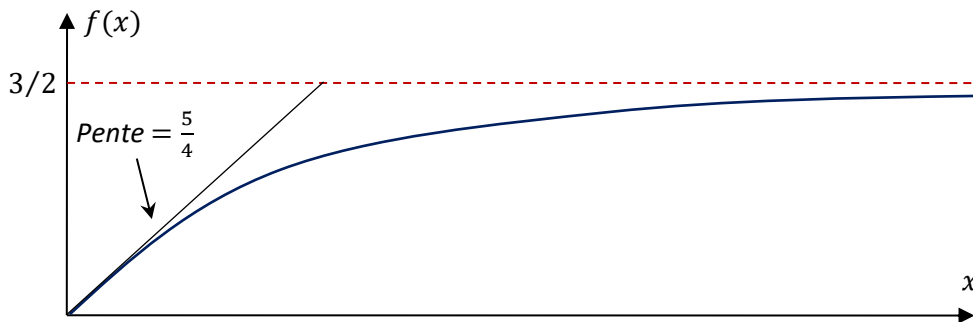
$$13 \& 14) x = \frac{g\mu_B B}{k_B T} \quad Z = \sum_{k \in \mathbb{M}} \exp(kx) = \exp(-mx) \frac{1 - \exp((2m+1)x)}{1 - \exp(x)} = \frac{\text{sh}((m+1/2)x)}{\text{sh}(x/2)}$$

$$15) \langle \mu_z \rangle = g\mu_B \sum_{k \in \mathbb{M}} k P_k = \frac{g\mu_B \sum_{k \in \mathbb{M}} k \exp(kx)}{\sum_{k \in \mathbb{M}} \exp(kx)} = g\mu_B \frac{d}{dx} [\ln(Z)] = \dots \text{ Or } M = n^* \langle \mu_z \rangle \rightarrow M_\infty = n^* g\mu_B$$

$$16) \text{ Après calculs, on obtient } \gamma = n^* g^2 \mu_B^2 \frac{m(m+1)}{3k_B}$$

17) Lorsque  $x$  tend vers 0 ( $T \gg \frac{g\mu_B B}{k_B}$ ), l'agitation thermique l'emporte, il y a **équipartition**.

Lorsque  $T \ll \frac{g\mu_B B}{k_B}$ ,  $M \rightarrow \frac{3}{2} M_\infty$ . Au contraire il y a **gel du système** dans son état le plus stable ( $k = \frac{3}{2}$ )



$$\chi = \frac{\mu_0}{T} \gamma = \frac{5 n^* \mu_0 \mu_B^2}{k_B T}$$

$$\chi \sim 9.10^{-5}$$

[L'exercice 3 de thermodynamique statistique traite le sujet à l'échelle macro (distribution continue)]

18) L'équivalent de " $VBdM$ " serait " $-PdV$ ", le travail élémentaire des forces de pression.

$$dh = c_B dT = T ds - M dB \rightarrow ds = \frac{c_B}{T} dT + \frac{\gamma B}{T^2} dB$$

19) Attention ! La suite est un grand classique :  $ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_B dT + \left(\frac{\partial s}{\partial B}\right)_T dB$

Grâce à l'égalité de Schwarz, nous obtenons  $\left(\frac{\partial(c_B/T)}{\partial B}\right)_T = \left(\frac{\partial(\gamma B/T^2)}{\partial T}\right)_B \Leftrightarrow \left(\frac{\partial c_B}{\partial B}\right)_T = -\frac{2\gamma B}{T^2} \rightarrow c_B = \frac{\alpha - \gamma B^2}{T^2}$

20) Le protocole semble indiquer qu'une transformation **adiabatique réversible** est recherchée :  $ds = 0$

$$\rightarrow c_B T dT = -\gamma B dB \rightarrow \frac{dT}{T} = \frac{\gamma B}{\gamma B^2 - \alpha} dB \rightarrow T_f = T_i \sqrt{\frac{|\gamma B_f^2 - \alpha|}{|\gamma B_i^2 - \alpha|}} \sim T_i \frac{B_f}{B_i} = 35 \text{ mK}$$