LP2020 - Ondes dans les plasmas

02 Avril 2021
Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau : L2

Bibliographie

✍ *Poly d'électromag 2020*, **Jeremy Ferrand** ⟶ très doux
✍ *Poly d'ondes 2020*, **Jeremy Ferrand** très quali⟶

Prérequis

- Équations de Maxwell dans le vide

Expériences

☕

Table des matières

Introduction

Le plasma est un état de la matière dans lequel les électrons ont été arrachés aux noyaux atomiques d'un gaz. Il est ainsi constitué de porteurs de charges positives et négatives. Cela en fait un milieu très sensible aux champs électriques et magnétiques.

L'étude du comportement des plasmas et des ondes est important dans le domaine des télécommunications du fait de la présence de l'ionosphère, couche de l'atmosphère ionisée par le rayonnement solaire. Le plasma est un milieu présent dans les étoiles donc sa compréhension est un enjeu en astronomie. Finalement, pour mettre à bien la fusion, la piste du projet ITER est de confiner un plasma.

On va se contenter d'étudier les ondes électromagnétiques dans les plasmas.

1 Cadre d'étude et hypothèses de travail

1.1 Définition et hypothèses

Définition : Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé. Il est ainsi constitué de deux types de porteurs de charge :

- Des cations de charge $+q$, de masse m_i, de densité n_i et de vitesse v_i.
- Des électrons de charge $-e$, de masse m_e, de densité n_e et de vitesse v_e.

Hypothèses :

- On suppose le milieu **dilué** ainsi on néglige les interactions entre particules qui ne sont donc soumises qu'au champ électromagnétique. Le milieu étudié peut être vu comme un milieu presque vide, d'où l'utilisation des équations de Maxwell dans le vide.
- On considère un plasma **non relativiste :** $v_e \ll c$.
- Milieu localement neutre en absence d'onde électromagnétique.
- On va dans un premier temps négliger le mouvement des ions devant celui des électrons, hypothèse qu'on justifiera dans la seconde partie.
- On ne considère pas de mouvement d'ensemble du plasma, cela conduirait à l'emploi de la magnétohydrodynamique.

1.2 Oscillation du plasma

On va considérer un premier modèle simple, unidimensionnel pour voir la réponse du plasma à une petite perturbation extérieure qui fera bouger les électrons (et non les ions, ainsi n_i est une constante).

On considère une tranche de plasma de longueur $\mathrm{d}z$, on note la perturbation ξ et on suppose les ions de charge unité ($q = +e$).

Avant la perturbation $n_{i0} = n_{e0} \equiv n$.

Le nombre d'électrons dans la tranche avant la perturbation est $N_e = n_{e0}\,\mathrm{d}z = n\,\mathrm{d}z$. Après la perturbation :

$$N_e = n_e(z + \mathrm{d}z + \xi(z+\mathrm{d}z) - (z + \xi(z))) = n_e\,\mathrm{d}z\left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial z}\right) \tag{1.1}$$

Par conservation du nombre d'électrons on a donc :

$$n_e\left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial z}\right) = n \tag{1.2}$$

On se place dans le cadre d'une petite perturbation ainsi $\frac{\partial \xi}{\partial z} \ll 1$ et ainsi $n_e \simeq n\left(1 - \frac{\partial \xi}{\partial z}\right)$.

La densité de charge est donc $\rho = -n_e e + n_i e$.

Ainsi :

$$\rho = ne\left(1 - \left(1 - \frac{\partial \xi}{\partial z}\right)\right) = ne\frac{\partial \xi}{\partial z} \tag{1.3}$$

En utilisant l'équation de Maxwell-Gauss on a :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{ne}{\varepsilon_0}\frac{\partial \xi}{\partial z} \tag{1.4}$$

Après intégration :

$$\vec{\mathbf{E}} = \frac{ne}{\varepsilon_0}\xi\vec{\mathbf{u}}_z \tag{1.5}$$

On applique le principe fondamental de la dynamique à un électron :

$$m_e\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -e\frac{ne}{\varepsilon_0}\xi \tag{1.6}$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{ne^2}{m_e\varepsilon_0}\xi \tag{1.7}$$

On reconnaît l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation d'oscillation w_p telle que :

$$\boxed{\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m_e\varepsilon_0}}} \tag{1.8}$$

On appelle donc ω_p la pulsation plasma.

2 Équation d'onde et conséquences

On va maintenant s'intéresser à la propagation d'une onde électromagnétique de pulsation ω dans un plasma. On adopte la notation complexe

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_0 \exp\left\{i(\omega t - \vec{\mathbf{k}}\cdot\vec{\mathbf{r}})\right\} \tag{2.1}$$

2.1 Conductivité du plasma

On cherche à exprimer le vecteur densité de courant $\vec{\jmath}$ en fonction du champ électrique incident pour identifier la conductivité du plasma.

On va utiliser les hypothèses émises pour simplifier notre système. Premièrement, évaluons le rapport de la force magnétique et de la force électrique s'appliquant sur un électron.

$$\frac{F_m}{F_e} \sim \frac{v_e B}{E} \tag{2.2}$$

Or d'après la relation de structure $\vec{\mathbf{B}} = \dfrac{\vec{\mathbf{k}}\wedge\vec{\mathbf{E}}}{\omega}$ on a $B \sim \dfrac{E}{v_\varphi} \sim \dfrac{E}{c}$

Ainsi :

$$\frac{F_m}{F_e} \sim \frac{v_e}{c} \ll 1 \tag{2.3}$$

d'après l'hypothèse non relativiste. On peut donc **négliger la force magnétique**.

Les forces que subissent les électrons et les ions sont identiques à un facteur de l'ordre de l'unité ainsi :

$$m_e\frac{\partial v_e}{\partial t} \sim m_i\frac{\partial v_i}{\partial t} \tag{2.4}$$

D'où :

$$\frac{v_i}{v_e} \sim \frac{m_e}{m_i} < 10^4 \ll 1 \tag{2.5}$$

On peut donc *négliger le mouvement des cations* par rapport à celui des électrons.

Ainsi $\vec{\jmath} = -en_e\vec{\mathbf{v}}_e$.

En appliquant le principe fondamental de la dynamique à un électron en régime forcé à la pulsation ω on a :

$$im_e\omega\vec{\mathbf{v}}_e = -e\vec{\mathbf{E}} \implies \vec{\mathbf{v}}_\mathbf{e} = i\frac{e}{m_e\omega}\vec{\mathbf{E}} \tag{2.6}$$

D'où :

$$\vec{\jmath} = -i\frac{n_e e^2}{m_e\omega}\vec{\mathbf{E}} \implies \vec{\mathbf{j}} = -i\varepsilon_0\frac{\omega_p^2}{\omega}\vec{\mathbf{E}} \tag{2.7}$$

En identifiant à la loi d'Ohm locale $\vec{\jmath} = \sigma\vec{\mathbf{E}}$ on trouve :

$$\boxed{\sigma(\omega) = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega}} \tag{2.8}$$

La conductivité du plasma est imaginaire pure, ainsi $\vec{\mathbf{E}}$ et $\vec{\jmath}$ sont en quadrature de phase donc la puissance dissipée est nulle en moyenne, *l'onde ne cède pas d'énergie au plasma.*

2.2 Équation d'onde

On va donc utiliser les équations de Maxwell pour trouver l'équation d'onde se propageant dans le plasma :

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\
\boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}} &= 0 \\
\boldsymbol{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \\
\boldsymbol{\nabla} \times \vec{\mathbf{B}} &= \mu_0 \vec{\jmath} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t}
\end{aligned}$$

On utilise la conservation de la charge

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\jmath} + \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0 \\
-i\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\jmath} + i\omega\rho &= 0 && \text{onde monochromatique} \\
-\vec{\mathbf{k}} \cdot \sigma\vec{\mathbf{E}} + \omega\rho &= 0 && \text{Loi d'Ohm locale} \\
-\sigma i \frac{\rho}{\varepsilon_0} + \omega\rho &= 0 && \text{Maxwell-Gauss} \\
\left(-\frac{\omega_p^2}{\omega} + \omega\right)\rho &= 0 && \text{Expression de la conductivité} \\
(\omega_p^2 - \omega^2)\rho &= 0
\end{aligned}$$

Si l'onde a une pulsation différent de la pulsation plasma alors le milieu est *localement neutre*, on peut alors chercher l'équation de propagation.
Ainsi on utilise la même technique que pour exhiber l'équation d'onde dans le vide :

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\nabla} \times \left(\boldsymbol{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}}\right) &= \boldsymbol{\nabla} \times \left(-\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t}\right) \\
\boldsymbol{\nabla}\left(\boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}}\right) - \nabla^2 \vec{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial}{\partial t}\left(\mu_0\left(\sigma\vec{\mathbf{E}} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t}\right)\right) \\
\nabla^2 \vec{\mathbf{E}} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{\mathbf{E}}}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} &= 0
\end{aligned}$$

2.3 Relation de dispersion

En utilisant l'équation d'onde on trouve la relation de dispersion du plasma :

$$\boxed{k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_p^2} \tag{2.9}$$

On va maintenant voir les conséquences de cette forme de relation de dispersion et des conséquences.
On va ainsi distinguer deux cas :

- Pour $\omega > \omega_p$, le vecteur d'onde k est réel et il y a donc propagation. On définit alors la vitesse de phase $v_\varphi = \dfrac{\omega}{k}$ et la vitesse de groupe $v_g = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}$
  En utilisant la relation de dispersion on trouve donc :

$$\boxed{\begin{aligned} v_\varphi &= \frac{c}{\sqrt{1-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}}} \\ v_g &= c\sqrt{1-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}} \end{aligned}}$$

On est dans le cas $\omega > \omega_p$ ainsi $v_\varphi > c$ et $v_g < c$. Ce n'est pas un problème que la vitesse de phase soit supérieure à celle de la lumière car l'énergie se propage à la vitesse de groupe.

On observe que v_φ dépend de ω ainsi le milieu est *dispersif*. On observe de plus que $v_\varphi v_g = c^2$

- Pour $\omega < \omega_p$ le vecteur d'onde est *imaginaire pur*, on note $\vec{\mathbf{k}} = i\vec{\mathbf{k}'}$ avec $\vec{\mathbf{k}'}$ un vecteur réel. Si on remplace dans l'expression du champ électrique on obtient :

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_0 \exp\left(-\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{r}}\right) \exp(i\omega t) \tag{2.10}$$

La propagation est impossible dans le plasma, on obtient une onde évanescente au sein du plasma, l'onde incidente est *réfléchie*.

L'onde est atténuée sur une distance caractéristique $\frac{1}{k'}$ mais n'est pas absorbée ! En effet l'onde ne cède pas d'énergie au milieu car le courant et le champ sont en quadrature de phase.

3 Étude énergétique et applications

3.1 Étude énergétique

Cette sous-partie n'a pas été présentée, il n'y a clairement pas le temps avec ce plan.

Considérons le champ incident suivant :

$$\vec{\mathbf{E}}(M,t) = E_0 \exp(i(\omega t - kz))\vec{\mathbf{u_x}} \tag{3.1}$$

On se place dans le cas $\omega > \omega_p$ On cherche à calculer l'énergie volumique totale u, somme de l'énergie de l'onde électromagnétique u_{em} et de l'énergie cinétique volumique des électrons e_c.

Déterminons tout d'abord l'expression du champ magnétique grâce à la relation de structure :

$$\vec{\mathbf{B}} = \frac{\vec{\mathbf{k}} \wedge \vec{\mathbf{E}}}{\omega} \Longrightarrow \vec{\mathbf{B}} = \frac{E_0}{v_\varphi} \exp(i(\omega t - kz))\vec{\mathbf{u_y}} \tag{3.2}$$

On a $\langle u_{em} \rangle = \dfrac{\varepsilon_0 \left\langle E^2 \right\rangle}{2} + \dfrac{\left\langle B^2 \right\rangle}{2\mu_0}$

Ainsi :

$$\langle u_{em} \rangle = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} + \frac{E_0^2}{4v_\varphi^2 \mu_0} \tag{3.3}$$

Le PFD sur un électron donne $\vec{\mathbf{v}} = -i\dfrac{e}{m\omega}\vec{\mathbf{E}}$ ainsi l'énergie cinétique moyenne est :

$$\langle e_c \rangle = nm_e \frac{1}{2}\left(\frac{e}{m_e\omega}\right)^2 \frac{E_0^2}{2} = \frac{ne^2}{4m_e\omega^2}E_0^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} \tag{3.4}$$

Ainsi :

$$\langle u \rangle = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} + \frac{E_0^2}{4v_\varphi \mu_0} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4}\left(1 + \frac{c^2}{v_\varphi^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \tag{3.5}$$

$$\langle u \rangle = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} \tag{3.6}$$

Calculons maintenant la valeur moyenne du vecteur de Poynting $\vec{\mathbf{\Pi}} = \dfrac{\vec{\mathbf{E}} \wedge \vec{\mathbf{B}}}{\mu_0}$

On a :

$$\left\langle \vec{\mathbf{\Pi}} \right\rangle = \frac{1}{2\mu_0}\operatorname{Re}(\vec{\mathbf{E}} \wedge \vec{\mathbf{B}}^*) = \frac{E_0^2}{2\mu_0 v_\varphi}\vec{\mathbf{u_z}} = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} v_g \vec{\mathbf{u_z}} \tag{3.7}$$

On a ainsi :

$$\boxed{\left\langle \vec{\mathbf{\Pi}} \right\rangle = \langle u \rangle \, v_g \vec{\mathbf{u_z}}} \tag{3.8}$$

On peut montrer de même que dans le cas $\omega < \omega_p$ la valeur moyenne du vecteur de Poynting est nulle, il n'y a donc pas de propagation d'énergie dans le cas de l'onde évanescente.

3.2 Propagation d'information et paquet d'onde

On a mis en évidence que la vitesse de phase est supérieure à c, or les équations de Maxwell sont relativistes, donc l'information ne peut pas se déplacer à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière. Quelle est alors la vitesse de propagation de l'information ? Pour ça il faut introduire la notion de paquet d'ondes.

En effet, un signal réel a une extension temporelle et spatiale finie, on peut décomposer un signal quasi monochromatique en une porteuse et une enveloppe. La vitesse de propagation de l'information n'est pas la vitesse de propagation de la phase, v_φ mais la vitesse de propagation de l'enveloppe. On va montrer que cette vitesse n'est autre que v_g.

On considère un signal u qui se propage selon la direction des x croissants, à l'instant initial,

$$u(x, t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(k) \exp(ikx) \, \mathrm{d}k \tag{3.9}$$

À tout instant on peut décomposer ce signal sur la base de solutions des ondes planes

$$u(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(k) \exp\{i(kx - \omega(k)t)\} \, \mathrm{d}k \tag{3.10}$$

Où $\omega(k)$ est donné par la relation de dispersion.

Dans le cadre d'un paquet d'onde on suppose que $\hat{u}(k)$ est piquée autour d'un nombre d'onde k_0, c'est-à-dire que le signal est presque monochromatique. On fait un développement de la relation de dispersion autour de cette valeur k_0 :

$$\omega(k) = \omega(k_0) + \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}_{k_0} (k - k_0) \tag{3.11}$$

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned}
u(x, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(k) \exp\left(i(k_0 x + (k - k_0)x - \omega(k_0)t - \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}_{k_0} (k - k_0)t) \right) \mathrm{d}k \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(i(k_0 x - \omega(k_0)t)) \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(k) \exp\left(i(k - k_0)x - \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}_{k_0} (k - k_0)t \right) \mathrm{d}k \\
u(x, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(ik_0(x - v_\varphi(k_0)t)) \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(k) \exp(i(k - k_0)(x - v_g(k_0)t)) \, \mathrm{d}k
\end{aligned}$$

Le paquet d'onde est le produit d'une porteuse et d'une enveloppe, la porteuse se déplace à la vitesse de phase v_φ et l'enveloppe se déplace à v_g. C'est cette vitesse que l'on associe au déplacement du paquet d'onde.

Dans le cas du plasma on a vu que $v_g < c$, l'information se déplace bien moins vite que la vitesse de la lumière.

3.3 Application : GPS et radio

On a dit que l'ionosphère constituait un plasma du au rayonnement solaire qui ionise les molécules de cette partie de l'atmosphère. La densité de porteurs de charge est $n_0 = 1 \times 10^{12}\,\mathrm{m}^{-3}$ qui est bien une valeur très faible devant par exemple $n = 1 \times 10^{29}\,\mathrm{m}^{-3}$ dans le cas d'un métal.

On peut calculer la pulsation plasma de l'ionosphère

$$\omega_p = 6 \times 10^7\,\mathrm{rad\,s^{-1}}, f_p = 9\,\mathrm{MHz} \tag{3.12}$$

Les fréquences de radio grandes ondes qu'emploie la technologie de modulation d'amplitude se trouvent dans une gamme de fréquence inférieure à cette fréquence plasma (inférieure à 300 kHz). Cela permet au signal de ne pas être émis dans l'espace mais d'être réfléchi par la ionosphère et donc d'émettre plus loin.

À l'inverse le système GPS doit envoyer un signal qui peut traverser l'ionosphère, le système GPS utilise des signaux dont la porteuse est de l'ordre du GHz. Cette fréquence est bien supérieure à la fréquence plasma et donc le signal GPS peut parcourir l'ionosphère.

De plus la variation de vitesse de groupe qu'introduit l'ionosphère par rapport au vide induit une correction à apporter pour estimer la distance d'un satellite à la cible à positionner de l'ordre de la dizaine de mètres. C'est donc une variation à prendre en compte.

Si on note h la hauteur de l'ionosphère et f la fréquence de travail alors,

$$\delta x \sim \frac{h f_p^2}{2f^2}. \tag{3.13}$$

Application numérique : en considérant $h \sim 700\,\mathrm{km}$ on trouve $\delta x \sim 15\,\mathrm{m}$. Ainsi c'est une erreur à prendre en compte, ce qui est évidemment fait.

Conclusion

On a vu dans cette leçon que l'on pouvait décrire un plasma dilué comme un « écart par rapport au vide » et on a trouvé une relation de dispersion qui fait intervenir la pulsation plasma. Deux régimes apparaissent, un de non pénétration et un de propagation. Cette relation est dispersive. La propagation de l'information se fait à la vitesse de groupe, l'onde plane n'est qu'un outil mathématiques et pas une réalité physique. On a pu voir l'importance de ce genre d'études pour les radiocommunications et le GPS par exemple.

4 Questions et commentaires

4.1 Questions

- En introduction t'a cité différents endroits où on rencontre des plasmas. Quand on parle des écrans plasma, c'est la même chose ?

  Non je pense pas.

- Dans le gaz ionisé, il y a des ions, des électrons, tu parles de densité. Comment tu la définit ?

  Dans un petit volume $\mathrm{d}\tau$ il y a $\mathrm{d}N_e$ électrons donc une densité $\mathrm{d}n_e = \frac{\mathrm{d}N_e}{\mathrm{d}\tau}$ en m^{-3}.

- Dans ce gaz tu dis qu'il n'y a pas d'interaction, c'est le cas pour tous les gaz ?

  C'est une hypothèse de mon modèle, c'est le cas aussi pour les gaz parfaits mais pas pour les gaz de Van der Waals par exemple.

- Puisqu'on n'a pas d'interaction, est-ce qu'on peut dire qu'un plasma est un gaz parfait ?

  Je pense pas qu'on puisse le dire, on trouve les plasmas dans des conditions où le gaz parfait n'est pas applicable. Le plasma d'un tokamak ou de la couronne solaire n'est pas un gaz parfait. L'ionosphère c'est peut-être un gaz parfait.

- Quelles sont les hypothèses du gaz parfait ?

  On considère des particules sans interaction.

- Est-ce-qu'il y a des hypothèses sur la nature du milieu ?

  Je vois pas

- T'as écrit $n_e = n_{e0}\,\mathrm{d}z$.

  Je voulais écrit $\mathrm{d}n_e = n_{e0}\,\mathrm{d}z$.

- D'où ça vient l'étape d'après ?

  C'est la traduction de Maxwell-Gauss dans ce cas unidimensionnel.

- Est-ce qu'on peut négliger le champ magnétique terrestre ?

  Je pense que oui.

- Comment on choisit l'amplitude du champ E pour le GPS ?

  On choisit une amplitude grande pour négliger l'effet du champ magnétique terrestre.

- Comment on peut retrouver l'électroneutralité sans passer par les grandeurs complexes.

  On trouve que

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon_0}\rho = 0 \tag{4.1}$$

  On en déduit

$$\rho = \rho_0 \exp\left\{-\frac{\sigma}{\epsilon_0}t\right\} \tag{4.2}$$

  Pour $t \gg \frac{\epsilon_0}{\sigma}$ on a $\rho = 0$.

- Que supposes tu en grandeur complexe ?

  On a une onde plane on néglige le transitoire, on est en régime établi.

- Pourquoi tu passes pas en complexe pour l'équation d'onde ?

  Pour voir l'équation d'onde avant de voir la relation de dispersion. Pour bien voir chaque terme.

- Dans le cas $\omega < \omega_p$ t'as utilisé le terme d'onde evanescente. Tu peux le justifier, c'est abusif ?

  C'est peut-être abusif oui.

- Comment tu définit une onde ?

  Propagation dans un milieu, ici il n'y a pas de propagation donc c'est pas vraiment une onde.

- La conductivité est imaginaire pur donc il n'y a pas d'absorption, tu peux justifier ?

$$\begin{aligned} \vec{\jmath} &\propto i\vec{\mathbf{E}} \\ \vec{\jmath} &= \vec{\jmath}_0 \sin\omega t \\ \left\langle \vec{\jmath} \cdot \vec{\mathbf{E}} \right\rangle &\propto \langle \cos\omega t \sin\omega t \rangle = 0 \end{aligned}$$

- Comment tu peux comparer la réflexion sur un conducteur et celle sur un plasma à $\omega < \omega_p$?

  Je définit $n = \frac{v_\phi}{c} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > 1$ Mince c'est imaginaire pur. Dans le cas d'un conducteur parfait il y a réflexion totale et introduction d'un déphasage de π comme dans le cas du plasma donc je pense que les deux réflexions sont analogues.

- C'est aussi le cas dans un métal ?

  On a

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega t}, \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} \tag{4.3}$$

- Est-ce que dans un métal on a une onde évanescente ? Oui parce que la conductivité a une partie réelle non nulle donc on a bien une onde

- Est-ce qu'on peut retrouver un comportement identique ?

- Tu as parlé d'analyse de Fourier, à quoi tu fais appel ?

  Je fais appel à la transformée de Fourier, je leur demande pas de savoir calculer.

- Tu peux justifier le fait qu'on utiles la transformée de Fourier plutôt qu'un développement en série de Fourier ?

  Notre signal n'est pas périodique donc on ne peut pas utiliser les séries de Fourier qui s'appliquent aux fonctions périodiques

- On considère le paquet d'onde piqué autour de k_0, est-ce que la largeur autour du pic correspond à des situations différentes en termes d'ordre de grandeur ?

  L'étalement sera plus fort quand le paquet d'onde sera plus localisé. Plus le paquet d'onde sera spatialement piqué (donc large dans l'espace des k), plus le développement sera incorrect et donc il faut pousser le développement.

- Pourquoi on parle de Grandes Ondes ?

  On est à faible fréquence, donc longueur d'onde de l'ordre du mètre, donc grandes ondes.

- Que se passe-t-il en modulation de fréquence ?

  Elles sont de fréquence supérieure à celle de plasma donc elle vont moins loin mais elles ont d'autres avantages, les antennes sont plus petites et le signal demande moins d'énergie.

- Tu as évoqué la dispersion, quand il y réflexion total, il n'y pas d'absorption. Quel paramètre fait qu'il y de l'absorption ?

  C'est lié à la partie réelle de la conductivité.

- La raison pour laquelle on fixe ω et on travaille sur k, C'est parce que remonter l'espace c'est plus naturel que remonter le temps $\omega < 0$ c'est moins clair.

4.2 Commentaires

- L'introduction était bien, elle contextualisait bien la leçon. C'est pas déconnecté de la réalité. C'est valorisé. Elle revient dans la conclusion, c'est intéressant.
- Bien préciser ou redire les bails de métal.
- Par rapport au modèle de gaz parfait, le milieu doit être homogène et isotrope. Là a priori ça peut continuer à s'accepter.
- Tu dis qu'il n'y pas de mouvement d'ensemble, comme en thermodynamique. On doit se dire qu'on a bien formalisé les hypothèse. Appliquer un modèle de gaz parfait sur les plasmas ça se fait. On pourrait dire dans la leçon que c'est un gaz parfait.
- Pour la partie 2, toutes les informations ont été données. Peut-être pas pas comme on aurait pu les attendre, genre l'oubli de l'onde plane.
- Enseignement spiralaire c'est tendance en ce moment.
- Parler d'onde évanescente dans les métaux, oui, dans les plasmas, moins justifié.
- Au niveau du débit, tu t'es pas précipité, à la fin t'as légèrement dépassé. C'est pas trop grave je pense.
- Si on met un champ magnétique extérieur B constant, on peut faire des exos.