

① Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma froid magnétisé1.1 Hypothèses du modèle

1. Les ions sont environ 1000 fois plus lourds que les électrons \Rightarrow ils sont moins mobiles \Rightarrow on néglige leur mouvement

2. énergie d'interaction électrostatique: $E_{\text{elec}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$

énergie cinétique d'agitation thermique: $E_c = \frac{3}{2} k_B T$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{3}{2} k_B T \Rightarrow \boxed{\pi_L = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 k_B T}}$$

$$\text{A.N.: } \pi_L = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{6\pi \cdot 8,84 \cdot 10^{-12} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^4} \approx \frac{4 \cdot 10^{-38}}{20 \cdot 1,5 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{-23} \cdot 10^4} \approx \frac{4 \cdot 10^{-38}}{30 \cdot 10^{-30}} \quad \pi_L \approx 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

3. Il y a n_0 électrons par unité de volume \Rightarrow chacun dispose d'un volume moyen $\frac{1}{n_0} = l^3$

$$\Rightarrow \boxed{l = \frac{1}{n_0^{1/3}}} \quad \text{A.N.: } l \approx 10^{-\frac{16}{3}} = 10^{-\frac{1}{3}} \cdot 10^{-5} \quad \underline{l \approx 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}}$$

$l \gg \pi_L$ donc on peut négliger les collisions.

4. Par définition de u : $\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} k_B T \Rightarrow \boxed{u = \sqrt{\frac{3 k_B T}{m}}}$

$$\text{A.N.: } u = \left(\frac{3 \cdot 10^{-23} \cdot 10^4}{9 \cdot 10^{-31}} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{10^{-19}}{10^{-31}} \right)^{1/2} \quad \underline{u = 0,6 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1}}$$

$u \ll c$ donc l'hypothèse non relativiste est vérifiée

5. Longueur d'onde de De Broglie: $\lambda_{\text{DB}} = \frac{h}{m u}$

$$\text{A.N.: } \lambda_{\text{DB}} \approx \frac{7 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 6 \cdot 10^5} = \frac{7}{54} \cdot 10^{-8} \quad \underline{\lambda_{\text{DB}} \approx 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ m}}$$

$\lambda_{\text{DB}} \ll l$ donc le cadre classique convient

6. On a: $c_{\text{son}} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}}$

$$\text{A.N.: } c_{\text{son}} = \left(\frac{1 \cdot 10^{-23} \cdot 10^4}{9 \cdot 10^{-31}} \right)^{1/2} \approx (10^{11})^{1/2} \quad \underline{c_{\text{son}} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ m s}^{-1}} \quad c_{\text{son}} \approx u$$

Plasma froid: $v_{\text{ce}} \gg u$ or $u \approx c_{\text{son}}$ donc $v_{\text{ce}} \gg c_{\text{son}}$ on néglige les ondes acoustiques

1.2 Réponse d'un plasma froid magnétisé à une onde électromagnétique

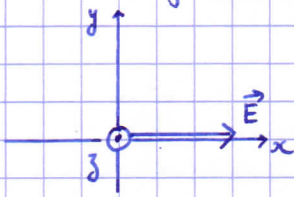
7. Equation de Maxwell Faraday: $\text{rot } \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} \rightarrow$ notation complexe: $-i k \vec{e}_z \wedge \vec{E}' = -i \omega \vec{B}'$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{B}'} = \frac{k \vec{e}_z \wedge \vec{E}'}{\omega} = \frac{k}{\omega} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & -i \\ 1 & 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - k z)} E_0$$

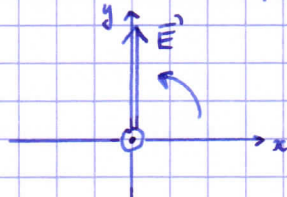
$$\text{donc: } \boxed{\vec{B}'} = \frac{E_0 k}{\omega} \begin{pmatrix} i \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - k z)}$$

8. En notation réelle: $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_0 \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}) \vec{e}_y$
 $= E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_0 \sin(\omega t - kz) \vec{e}_y$

Oma: $E_x^2 + E_y^2 = E_0^2$ équation d'un cercle \Rightarrow polarisation circulaire



$t=0, z=0$



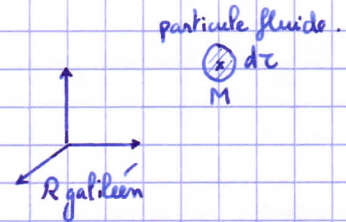
$t=\frac{T}{4}, z=0$

notation de \vec{E} dans le sens trigonométrique \rightarrow circulaire gauche

9. En changeant $-iE_0$ en $+iE_0$, on passe d'une polarisation circulaire gauche à une polarisation circulaire droite. La propagation n'est pas différente.

10. Le champ \vec{B}_i va engendrer une force de Lorentz $-e\vec{v} \wedge \vec{B}_i$ sur les électrons. Ce produit vectoriel différencie la gauche de la droite donc on peut penser que la propagation sera modifiée.

11. Les e^- forment un gaz, donc un fluide. On peut donc raisonner comme en mécanique des fluides avec une particule fluide située en M à l'instant t.



$$\rho dz \frac{D\vec{v}}{Dt} = \underbrace{\rho dz \vec{g}}_{\text{poids négligeable}} - \underbrace{\text{grad} P \cdot dz}_{\text{force de pression négligeable car plasma peu dense}} + \underbrace{m dz (\vec{E} + \vec{v} \wedge (\vec{B} + \vec{B}_i))}_{\text{force de Lorentz sur les m dz électrons situés dans dz}} \cdot (-e)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} = -\frac{e}{m} [\vec{E}' + \vec{v} \wedge (\vec{B} + \vec{B}_i)]$$

12. $\frac{\|(\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v}\|}{\|\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\|} \sim \frac{\frac{\|\vec{v}\|^2}{\lambda}}{\frac{\|\vec{v}\|}{T}} = \frac{\|\vec{v}\| T}{\lambda} = \frac{\|\vec{v}\|}{v_\phi} \Rightarrow$ on peut négliger le terme $(\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v}$ si $\|\vec{v}\| \ll v_\phi$

$\frac{\| -e(\vec{v} \wedge \vec{B}) \|}{\| -e\vec{E} \|} \sim \frac{\|\vec{v}\| \cdot \|\vec{B}\|}{\|\vec{E}\|} \sim \frac{\|\vec{v}\|}{v_\phi} \quad (\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{v_\phi} \text{ d'après la relation de Maxwell-Faraday})$

\Rightarrow on peut négliger le terme $-e(\vec{v} \wedge \vec{B})$ si $\|\vec{v}\| \ll v_\phi$

13. Equation (2) simplifiée: $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m} [\vec{E}' + \vec{v} \wedge \vec{B}_i]$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{pmatrix} = -\frac{e}{m} \begin{pmatrix} E_0 \\ -iE_0 e^{i(\omega t - kz)} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_i \end{pmatrix}$$

en notation complexe: $\begin{pmatrix} i\omega v_x \\ i\omega v_y \\ i\omega v_z \end{pmatrix} = -\frac{e}{m} \begin{pmatrix} E_0 \\ -iE_0 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{e}{m} \begin{pmatrix} v_y B_i \\ -v_x B_i \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} i\omega v_x = -a + \Omega v_y \\ i\omega v_y = ia - \Omega v_x \\ 0 \end{cases}$

d'où: $\boxed{v_x = \frac{ia}{\Omega + \omega}} \quad \boxed{v_y = \frac{a}{\Omega + \omega}} \quad (v_z = 0)$

14. $\Omega = -\frac{2 \cdot 10^{-19} \cdot 1}{9 \cdot 10^{-31}} \rightarrow \Omega = -2 \cdot 10^{11} \text{ rad s}^{-1}$
 $a = \frac{2 \cdot 10^{-19} \cdot 10^5}{9 \cdot 10^{-31}} \rightarrow a = 2 \cdot 10^{16} \text{ m s}^{-2}$

évaluation de E_0 :

(Laser) $\downarrow S$

puissance du laser: $P = \langle \pi \rangle \cdot S = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} S$
 $\Rightarrow E_0 = \left(\frac{2\mu_0 c P}{S} \right)^{\frac{1}{2}} \quad E_0 = 10^5 \text{ V.m}^{-1}$

15. $V_z = 0$ (question 13) \rightarrow les électrons n'ont pas de mouvement longitudinal

$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \alpha \text{ div } \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow \rho = 0 \Rightarrow m(-e) + m_0(+e) = 0 \Rightarrow m = m_0$

16. Si $\omega \rightarrow |\Omega|$ alors $\omega + \Omega \rightarrow 0$ donc V_x et V_y tendent vers l'infini

L'hypothèse $\|\vec{v}\| \ll v_{pe}$ n'est plus vérifiée.

On veut: $\|\vec{v}\| \ll v_{pe}$ avec $\|\vec{v}\| \propto \frac{a}{|\Omega + \omega|}$ et $v_{pe} \approx c$

On choisit comme critère $\|\vec{v}\| < 0,1 v_{pe} \Rightarrow \frac{a}{|\Omega + \omega|} < 0,1 c \Rightarrow |\Omega + \omega| > \frac{a}{0,1 c} \approx 0,6 \cdot 10^8 \text{ rad s}^{-1}$

1.3 Relation de dispersion dans la bande interdite

17. $\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E}$

$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{rot}(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) = -\frac{\partial (\text{rot } \vec{B})}{\partial t} = -\frac{\partial (\mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

avec $\vec{j} = -m_0 e \vec{v}$ cela donne: $\Delta \vec{E} = -m_0 \mu_0 e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

18. En notation complexe: $-k^2 \vec{E} = -\frac{m_0 e}{\epsilon_0 c^2} i \omega \vec{v} - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}$

$$k^2 \begin{vmatrix} E_0 \\ -iE_0 \\ 0 \end{vmatrix} = \frac{m_0 e}{\epsilon_0 c^2} i \omega \begin{vmatrix} \frac{i a}{\Omega + \omega} \\ \frac{\Omega + \omega}{\Omega + \omega} \\ 0 \end{vmatrix} + \frac{\omega^2}{c^2} \begin{vmatrix} E_0 \\ -iE_0 \\ 0 \end{vmatrix}$$

$$k^2 \begin{vmatrix} E_0 \\ -iE_0 \\ 0 \end{vmatrix} = \frac{m_0 e}{\epsilon_0 c^2} i \omega \begin{vmatrix} i \\ \frac{\Omega + \omega}{\Omega + \omega} \\ 0 \end{vmatrix} \frac{e E_0}{m} + \frac{\omega^2}{c^2} \begin{vmatrix} E_0 \\ -iE_0 \\ 0 \end{vmatrix}$$

$$k^2 \begin{vmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{vmatrix} = \frac{m_0 e^2}{m \epsilon_0 c^2} \begin{vmatrix} -\omega \\ \frac{\Omega + \omega}{i \omega} \\ \frac{\Omega + \omega}{\Omega + \omega} \end{vmatrix} + \frac{\omega^2}{c^2} \begin{vmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{vmatrix}$$

$$\Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{\omega}{\Omega + \omega}$$

On pose: $\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{pe}}$ sans dimension $\Rightarrow k^2 = \frac{\bar{\omega}^2 \omega_{pe}^2}{c^2} - \frac{\omega_{pe}^2 \cdot \omega_{pe} \bar{\omega}}{c^2 (\Omega + \omega_{pe} \bar{\omega})}$

$$\Rightarrow \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} = \bar{\omega}^2 - \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} + \frac{\Omega}{\omega_{pe}}}$$

donc: $\bar{k}^2 = \bar{\omega}^2 - \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} - 2\alpha}$ avec: $\bar{k} = \frac{k c}{\omega_{pe}} \quad \alpha = -\frac{\Omega}{2\omega_{pe}}$

$$19. \quad \omega_{pe} = \left(\frac{10^{16} \cdot 4 \cdot 10^{-38}}{10^{-30} \cdot 9 \cdot 10^{-12}} \right)^{1/2} = \left(\frac{4 \cdot 10^{-22}}{9 \cdot 10^{-42}} \right)^{1/2} \quad \omega_{pe} \approx 0,6 \cdot 10^{10} \text{ rad s}^{-1} \quad \omega_{pe} \ll |\Omega_e|$$

$$\alpha = \frac{2 \cdot 10^{11}}{1,2 \cdot 10^{10}} \quad \alpha \approx 17$$

20. La propagation est possible si $\bar{k}^2 > 0$ pour que k soit réel

$$\bar{k}^2 > 0 \Rightarrow \bar{\omega}^2 - \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} - 2\alpha} > 0 \Rightarrow g(\bar{\omega}) > 0$$

La propagation est donc impossible pour $g(\bar{\omega}) < 0 \Rightarrow [\bar{\omega}_{\text{inf}} = 32, \bar{\omega}_{\text{sup}} = 32,03]$ bande interdite

Analytiquement, on résout $g(\bar{\omega}) = 0 \rightarrow \bar{\omega}^2 = \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} - 2\alpha}$

$$\rightarrow \bar{\omega}(\bar{\omega} - 2\alpha) = 1$$

$$\rightarrow \bar{\omega}^2 - 2\alpha\bar{\omega} - 1 = 0$$

$$\text{on a } \Delta = 4\alpha^2 + 4 \Rightarrow \bar{\omega} = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 1}$$

La solution - ne convient pas car on doit avoir $\bar{\omega} > 0$.

On retient: $\bar{\omega}_{\text{sup}} = \alpha + \sqrt{\alpha^2 + 1}$

• $\bar{\omega}_{\text{inf}}$ correspond à l'asymptote verticale de $g(\bar{\omega}) \rightarrow \bar{\omega}_{\text{inf}} = 2\alpha$

$B_1 = 0 \Rightarrow \alpha = 0 \Rightarrow \bar{\omega}_{\text{inf}} = 0$ et $\bar{\omega}_{\text{sup}} = 1 \Rightarrow$ bande interdite de pulsation $[0, \omega_{pe}]$
 \Rightarrow on retrouve le résultat du cours sur les plasmas

21. $\bar{k}^2 < 0 \Rightarrow$ atténuation de l'onde dans le plasma sous forme d'onde évanescente

\Rightarrow réflexion totale à l'interface vide-plasma

$$\bar{k}^2 < 0 \Rightarrow \bar{k} = \pm i \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} - 2\alpha} - \bar{\omega}^2} \Rightarrow \text{onde évanescente en } e^{-|k|z} = e^{-\frac{z}{\delta}}$$

La distance caractéristique d'atténuation est: $\delta = \frac{1}{|k|} = \frac{c}{\omega_{pe} \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega} - 2\alpha} - \bar{\omega}^2}}$

Un conducteur ohmique tel que le cuivre peut présenter le même type de comportement.

22. $v_{\varphi} = \frac{\omega}{k} = c \frac{\bar{\omega}}{\bar{k}}$. Quand $\bar{\omega} \rightarrow \bar{\omega}_{\text{inf}}^-$, alors $\bar{k} \rightarrow +\infty$ donc: v_{φ} tend vers 0

Les hypothèses "plasma froid" ($v_{\varphi} \gg v$), $(\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v}$ et $-\frac{e}{m} (\vec{v} \wedge \vec{B})$ négligeables (question 12) ne sont plus valables.

② Transparence électromagnétiquement induite2.1 Réponse du plasma

23. On reprend les résultats de la partie I :

• question 15 $\Rightarrow m_p = m_0$ • question 12 \Rightarrow

$$\vec{v}_p = \text{Re} \left(\begin{array}{c} v_{px} \\ v_{py} \\ 0 \end{array} e^{i(\omega t - k_p z)} \right) = \text{Re} \left(\begin{array}{c} i a_p \\ \frac{a_p}{\Omega + \omega_p} \\ \frac{a_p}{\Omega + \omega_p} \\ 0 \end{array} e^{i(\omega t - k_p z)} \right) \quad \text{or } \Omega + \omega_p = -\omega_{pe}$$

$$= \text{Re} \left(\begin{array}{c} a_p \\ -\omega_{pe} \\ -\omega_{pe} \\ 0 \end{array} e^{i(\omega t - k_p z) + \frac{\pi}{2}} \right) \quad \text{d'où: } \boxed{\vec{v}_p = \frac{a_p}{\omega_{pe}} \begin{array}{c} \sin(\omega t - k_p z) \\ -\cos(\omega t - k_p z) \\ 0 \end{array}}$$

24. Equation locale de conservation du nombre d'électrons: $\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = 0$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (m_0 + m_s) + \text{div}[(m_0 + m_s)(\vec{v}_p + \vec{v}_s)] = 0$$

$$\frac{\partial m_s}{\partial t} + (m_0 + m_s) \underbrace{\text{div} \vec{v}_p}_{=0} + m_0 \underbrace{\text{div} \vec{v}_s}_{\frac{\partial v_{sz}}{\partial z}} + \underbrace{m_s \text{div} \vec{v}_s}_{\text{ordre 2 donc négligeable}} = 0$$

Il reste: $\boxed{\frac{\partial m_s}{\partial t} + m_0 \frac{\partial v_{sz}}{\partial z} = 0}$ $v_{sz} \neq 0 \Rightarrow m_s \neq 0$ un petit mouvement longitudinal v_{sz} engendre un petit excédent de densité m_s

$$25. \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{m_0(+e) + (m_0 + m_s)(-e)}{\epsilon_0} = \frac{-m_s e}{\epsilon_0}$$

$$m_s \neq 0 \Rightarrow \text{div} \vec{E} \neq 0 \quad \text{or } \text{div} \vec{E}_p = 0 \text{ et } \text{div} \vec{E}_s = 0$$

donc il existe un champ $\vec{E}_L = E_L(z, t) \vec{e}_z$ tel que: $\boxed{\frac{\partial E_L}{\partial z} = \frac{-m_s e}{\epsilon_0}}$

$$26. \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial E_L}{\partial z} \right) = -\frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial m_s}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_L}{\partial t} \right) = -\frac{e}{\epsilon_0} \left(-m_0 \frac{\partial v_{sz}}{\partial z} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_L}{\partial t} - \frac{m_0 e v_{sz}}{\epsilon_0} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial E_L}{\partial t} - \frac{m_0 e}{\epsilon_0} v_{sz} = \text{cste} = 0 \quad \text{car } E_L = 0 \text{ si } v_{sz} = 0$$

donc: $\boxed{\frac{\partial E_L}{\partial t} = \frac{m_0 e}{\epsilon_0} v_{sz}}$

27. On a une équation d'oscillateur harmonique en régime sinusoïdal forcé
 ω_{pe} est la pulsation propre28. En intégrant l'équation de la question 26 par rapport au temps: $E_L = \frac{m_0 e}{\epsilon_0} z(t)$ ($z(t) = \int v_{sz} dt = \text{déplacement de l'électron selon } \partial z$)

La force de Lorentz exercée par \vec{E}_L sur l'électron est alors: $\vec{F} = -e\vec{E}_L = -eE_L\vec{e}_z = -\frac{m_0e^2}{\epsilon_0}Z(t)\vec{e}_z$

Soit: $\vec{F} = -m\omega_{pe}^2 Z(t)\vec{e}_z$ du type force de rappel élastique.

En résumé: petit mouvement des électrons selon $Oz \Rightarrow$ création de \vec{E}_L selon Oz
 \Rightarrow force de rappel sur les électrons

29. Terme en $\cos(\Delta\omega t \dots)$: terme de forçage induit par battement
 terme en v_+ et v_- : terme de couplage avec le mouvement transverse

$a_s = \frac{eE_s}{m}$ puissance du laser sonde = 10^{-4} puissance du laser pompe (0,3W / 3kW)
 $\Rightarrow E_s = 10^{-2} E_p = 10^{-2} \cdot 10^5 = 10^3 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ ($E_p = E_0$ de la question 14)

A.N: $a_s = \frac{2 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3}{10^{-30}} \quad a_s = 2 \cdot 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$

30. terme en a_s : forçage terme en a_p : couplage

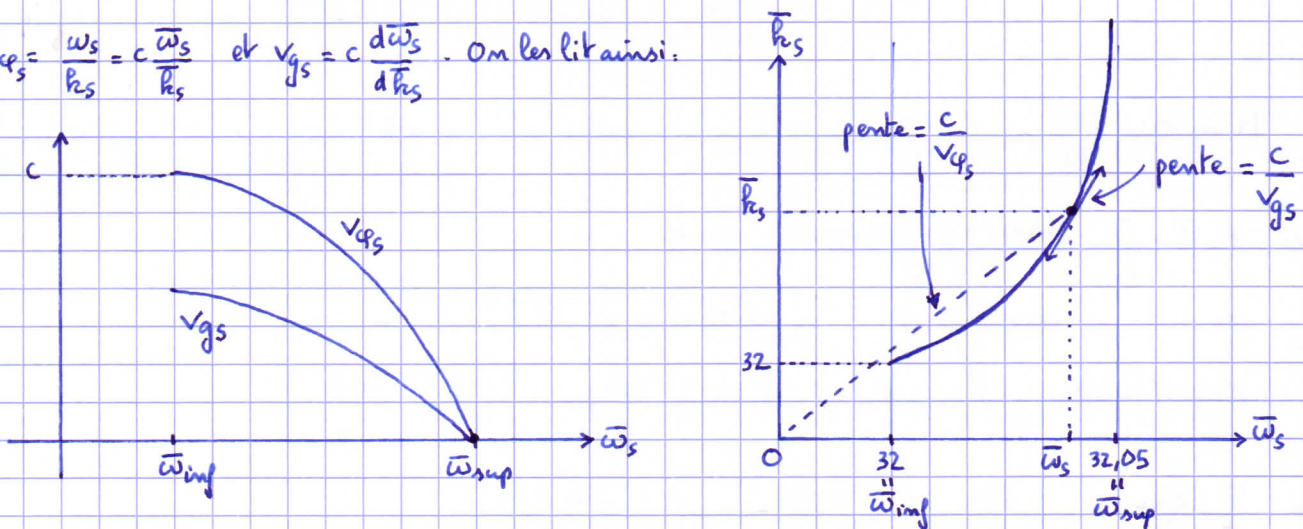
2.2 Relation de dispersion et transparence électromagnétiquement induite

31. Intensité de l'onde pompe nulle $\Rightarrow a_p = 0 \Rightarrow \Omega_R = 0$ et $\delta\omega_0(\hbar_s) = 0$

Il reste: $\boxed{\hbar_s^2 c^2 = \omega_s^2 - \frac{\omega_s \omega_{pe}^2}{\delta\omega}}$ avec $\delta\omega = \omega_s + \Omega$ On retrouve la relation de la question 18

32. Dans la zone initialement interdite on a maintenant \hbar_s qui est réel. La propagation est donc possible

33. $v_{\phi s} = \frac{\omega_s}{\hbar_s} = c \frac{\bar{\omega}_s}{\hbar_s}$ et $v_{g s} = c \frac{d\bar{\omega}_s}{d\hbar_s}$. On les lit ainsi:



34. Le paquet d'ondes se propage en se déformant (étalement)

35. Si l'intensité du faisceau pompe augmente $\Rightarrow a_p \uparrow$
 \Rightarrow les différentes courbes de dispersion sont de plus en plus "braves"
 \Rightarrow pentes plus faibles
 $\Rightarrow v_{\phi s}$ et $v_{g s}$ plus élevées
 \Rightarrow l'onde sonde va plus vite