

---

## PROPAGATION AVEC DISPERSION

---

### Niveau

### Commentaires du jury

- 2016 : Il s'agit d'une leçon qui porte sur la dispersion et non sur la propagation.
- 2015 : Le jury invite les candidats à réfléchir sur les notions de vitesse de groupe et de vitesse de l'énergie qui ne s'identifient pas forcément. Jusqu'en 2013, le titre était : Propagation dans un milieu dispersif : vitesse de phase, vitesse de groupe. Paquets d'ondes planes et évolution. Exemples.
- 2012, 2013 : Les candidats doivent avoir réfléchi à la notion de vitesse de groupe et à son cadre d'utilisation.
- 2009, 2010 : Il convient de ne pas consacrer trop de temps à présenter les circonstances (rares), où la vitesse de groupe ne s'interprète pas comme vitesse de transport de l'énergie.
- 2007, 2008 : Les candidats ont à leur disposition une petite animation qui permet d'illustrer les notions délicates que sont la vitesse de phase et la vitesse de groupe.
- 2001 : La notion de paquet d'ondes ne se réduit pas à la superposition de deux ondes. Lorsqu'ils décrivent un paquet d'onde beaucoup de candidats oublient que  $k$  et  $\omega$  sont reliés par la relation de dispersion. Il faut bien sûr s'intéresser aux déformations du paquet d'onde.
- 2000 : Une superposition d'un nombre fini d'harmoniques ne permet en aucun cas de définir un paquet d'onde, puisque le phénomène reste périodique. Elle ne peut que constituer un intermédiaire avant le passage à la limite continue, qui doit être étudiée avec soin. Lorsqu'ils décrivent un paquet d'onde tridimensionnel, beaucoup de candidats oublient que  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  et  $\omega$  sont reliés par la relation de dispersion.
- 1999 : Ne pas se limiter, pour la construction d'un paquet d'onde à la superposition de deux ondes planes progressives harmoniques de fréquences voisines. La déformation du paquet d'onde est rarement envisagée. Des exemples doivent être pris dans les ondes mécaniques et les ondes électromagnétiques, par exemple dans la propagation d'information sur fibre optique.
- 1998 : Un battement n'est pas un paquet d'ondes. Le choix d'une représentation de Fourier spatiale ou temporelle pour représenter un paquet d'ondes dépend de la nature du problème de propagation étudié. Le concept de vitesse de groupe n'a de sens que si le phénomène de propagation étudié est associé à une relation de dispersion. La vitesse de groupe n'est pas toujours la vitesse de propagation de l'énergie.

### Bibliographie

—

### pré-requis

- Equation de d'Alembert, solutions

—

### Expériences

—

### Table des matières

|          |                                               |          |
|----------|-----------------------------------------------|----------|
| 1.1      | Modèle du plasma dilué . . . . .              | 2        |
| 1.2      | Equation de propagation . . . . .             | 3        |
| 1.3      | Relation de dispersion . . . . .              | 4        |
| 1.3.1    | $\omega > \omega_p$ : . . . . .               | 4        |
| 1.3.2    | $\omega < \omega_p$ : . . . . .               | 4        |
| 1.4      | Application : l'ionosphère . . . . .          | 4        |
| <b>2</b> | <b>Formalisme du paquet d'onde</b>            | <b>5</b> |
| 2.1      | Paquet d'onde . . . . .                       | 5        |
| 2.2      | Vitesse de phase . . . . .                    | 6        |
| 2.3      | Vitesse de groupe à l'ordre 1 . . . . .       | 6        |
| 2.4      | Vitesse de groupe à l'ordre 2 . . . . .       | 7        |
| 2.5      | Vitesse de propagation de l'énergie . . . . . | 8        |
| <b>3</b> | <b>Ondes gravito capillaires.</b>             | <b>8</b> |
| <b>4</b> | <b>Annexe</b>                                 | <b>9</b> |

## Introduction

Manip ou vidéo ou on voit de la dispersion. Selon ce qu'on fait dans le III :

- Propagation guidée : on envoie une onde dans un tuyau en PVC à l'aide d'un haut parleur et d'un ampli.
- Cable coax : on fait le cable coax en vrai
- Cuve à onde : la dispersion ne se voit pas vraiment... Il vaut mieux montrer l'étalement d'une vague qui se propage.

dans des cours précédents, on a rencontré l'équation de d'Alembert, caractéristique des milieux non dispersif et non absorbant. On va se placer dans un cas plus complexe, afin de modéliser la déformation du paquet d'onde observée.

## 1 Propagation dans un plasma

Nous allons commencer par illustrer les notions à travers de l'exemple du plasma. Cependant, les notions abordé pourrons être étendue dans un cas linéaire.

### 1.1 Modèle du plasma dilué

Un plasma est un milieu ionisé, constitué d'ions positifs, de charge  $+e$  et de masse  $M$ , et d'électrons, de charge  $-e$  et de masse  $m$ .

**Réalité physique ?** L'ionosphère est une couche de l'atmosphère située à plus de 50 km d'altitude. Le gaz est partiellement ionisé par le rayonnement UV du Soleil. Le soleil est une boule de plasma.

#### Hypothèses :

- On suppose le milieu **dilué**. Dans l'ionosphère  $n_e$  est entre  $10^{10}m^{-3}$  et  $10^{12}m^{-3}$ . Ainsi on néglige les interactions entre particules. Les particules 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." Plus exactement les interactions à courte portée (les collisions binaires coulombiennes) entre charges sont négligées. Cette hypothèse revient à comparer l'énergie cinétique à l'énergie potentielle d'interaction électrique :  $e_p/e_c \ll 1$ . Pour cela on doit considérer la longueur d'onde de Landau :  $\lambda_l$  tel que  $e_p = e_c \implies \frac{3}{2}k_B T = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_l}$   
On veut ainsi que la longueur d'onde de Landau soit petite devant la distance interparticulaire :  $\lambda_l \ll n_e^{-1/3}$
- On considère un plasma non relativiste :  $v_e \ll c$
- pas d'effet quantique :  $\lambda_{DB} \ll n_e^{-1/3}$
- 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 a posteriori.

— On ne considère pas de mouvement d'ensemble du plasma, cela conduirait à l'emploi de la magnétohydrodynamique.

On considère une onde Électromagnétique progressive, plane, traverse ( $\vec{E}_0$  orthogonale à Oz) et harmonique.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - kz))$$

(bon on soulignera pas dans la suite par flemme) L'équation de Maxwell Faraday permet d'écrire :

$$\vec{B} = \frac{k}{\omega} (\vec{u}_z \times \vec{E}_0) \exp(i(\omega t - kz))$$

On considère un électron dans le plasma, il est soumis à la force de Lorentz :

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}$$

— On a négligé le mouvement des ions car  $M_{ion} \gg m_e$

—  $\frac{F_m}{F_e} \simeq \frac{v_e B}{E} \simeq \frac{v_e}{c} \ll 1$

En écrivant  $\vec{j} = -en_e \vec{v}_e$  On a :

$$\vec{j} = -i \frac{n_0 e^2}{m\omega} \vec{E} = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega} \vec{E} \quad \text{avec} \quad \omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{m\epsilon_0}$$

On définit ainsi  $\gamma = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega}$

La conductivité est imaginaire pure. Les vecteurs  $\vec{j}$  et  $\vec{E}$  sont en quadrature donc la puissance volumique moyenne dissipée par effet Joule,  $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle$  est nulle.

## 1.2 Equation de propagation

On a écrit l'équation constitutive du milieu :

$$\vec{j} = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega} \vec{E} = \gamma \vec{E}$$

On écrit aussi l'équation de Maxwell -Ampère dans le milieu :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

Pas la peine de faire durer le suspense : l'astuce  $\nabla \times \nabla \times$  fonctionne toujours.

On fait le calcul au tableau, le plasma est localement neutre donc  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ .

On aboutit à l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$$

Ca ressemble à d'Alembert mais en mieux : il y a un terme en plus. Sans surprise, on pose  $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ . Ainsi,

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + i \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$$

On écrit plutôt ça sous la forme de l'équation de Klein-Gordon :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \vec{E} = \vec{0}$$

En fait, ce terme va faire l'objet de toute la leçon !

Cette équation est toujours linéaire. Comme pour l'équation de d'Alembert, on cherche sa relation de dispersion en injectant des ondes planes :

### 1.3 Relation de dispersion

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} = 0$$

Qu'on réarrange en :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}$$

Vu la forme d'une OPPH, il faut que  $\Re(k) > 0$  pour qu'il y ait propagation. D'où la distinction :

#### 1.3.1 $\omega > \omega_p$ :

$k$  est réel et l'onde se propage sans atténuation.

On a vu que  $\vec{j}$  et  $\vec{E}$  étaient en quadrature de phase, donc en moyenne  $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = 0$  : aucune énergie n'est transmise au plasma par l'onde. L'interprétation physique de ce phénomène est que le champ oscille trop rapidement pour que les charges aient le temps de répondre.

En revanche, contrairement au cas de l'équation de d'Alembert, la relation  $\omega = kc$  n'est plus vérifiée. Si l'on veut calculer la vitesse de l'onde, alors il faut factoriser dans l'argument pour faire apparaître  $\omega/k$ .

Cette grandeur est appelée **vitesse de phase**, on la note  $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ . calculons la ici :

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}$$

On a  $v_\phi$  qui dépend de  $\omega$ . Dans l'équation de d'Alembert, on aurait  $v_\phi = c$ , mais l'ajout d'un terme dans l'équation rend cette relation obsolète. En fait, on peut généraliser avec la définition de dispersion :

La propagation est dispersive lorsque la relation de dispersion  $\omega(k)$  est non linéaire en  $k$ , ou de manière équivalente, si la vitesse de groupe dépend de  $\omega$ .

**Remarque :** la vitesse de phase est supérieure à  $c$  : la vitesse de phase ne porte aucune information.

#### 1.3.2 $\omega < \omega_p$ :

Ici,  $k$  est imaginaire pur :

$$k = \pm i \frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c}$$

Si on regarde ce que ça donne dans l'argument de  $\vec{E}$ , on voit que cela mène à un terme **d'amplitude** de  $\vec{E}$ .

Dans le cadre du plasma, sans apport externe d'énergie, on exclue la possibilité de l'amplification de l'onde. La propagation est alors atténuée sur une longueur caractéristique donnée par  $\delta = \frac{1}{k''} = \frac{c}{\omega_p^2 - \omega^2}$ . Faire un dessin. On dit que l'onde est évanescence, car elle ne se propage pas dans le milieu.

**Ordre de grandeur :**

Ainsi, de manière générale, la partie imaginaire de  $k$ ,  $k'$ , est liée à la dispersion, et  $k''$  à l'atténuation.

On peut voir que l'onde est réfléchi, et non pas absorbée, car  $\vec{j}$  et  $\vec{E}$  sont toujours en quadrature de phase.

### 1.4 Application : l'ionosphère

Cette sous partie est tiré de la leçon de Pascal Wang

**Fréquence de coupure :** Comme la densité électronique  $n_e$  est entre  $10^{10} m^{-3}$  et  $10^{12} m^{-3}$ , on en déduit  $f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$  entre 900kHz et 9MHz.

**Communications par réflexion successives :** Pour communiquer avec des satellites, on utilise des ondes au MHz. Pour communiquer avec un autre endroit de la Terre, on utilise des ondes à quelques centaines de kHz, car les réflexions successives entre l'ionosphère et la Terre permettent de s'affranchir de l'horizon optique. On peut ainsi effectuer une propagation sur 600km à 4000km la distance parcourue par saut dépend de l'onde incidente.

L'indice optique diminue avec la densité (loi de Gladstone) donc avec l'altitude. Les rayons sont en réalité courbés, concaves..

C'est ainsi qu'a été réalisée la première ligne radio transatlantique par Marconi en 1901. C'est d'ailleurs comme ceci que la ionosphère a été découverte. Les radios grandes ondes ( $f = 200$  kHz, par exemple RTL) peuvent se réfléchir sur l'ionosphère et donc parcourir de grandes distances, alors que les ondes courtes ( $f = 10$  MHz, comme Radio France) ne peuvent pas car elles traversent l'ionosphère

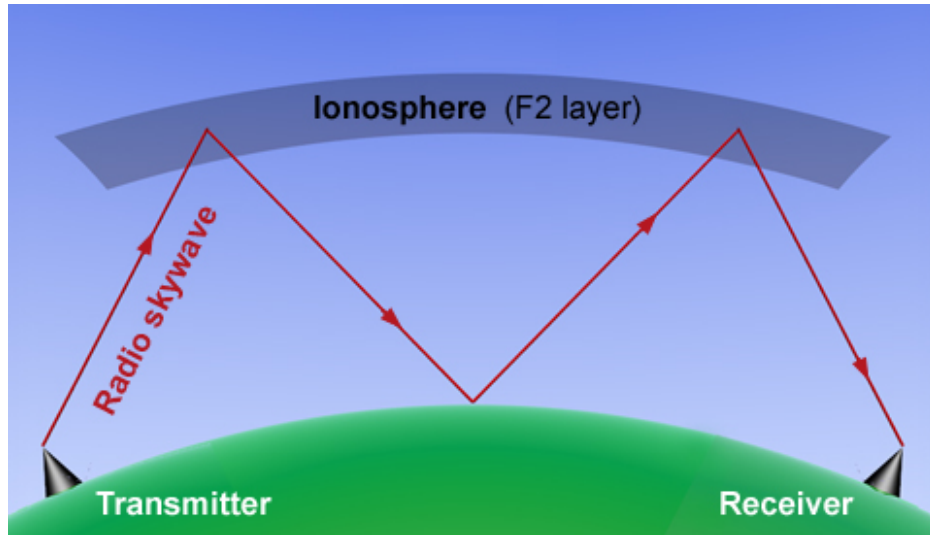


FIGURE 1 – Réflexion sur le ionosphère

**Mesure sur l'ionosphère :** On peut étudier la ionosphère en envoyant des OPPH à la verticale : à bas  $\omega$ , l'onde est réfléchiée et revient, et en augmentant  $\omega$  on fini par atteindre  $\omega_p$  et l'onde ne revient plus. On en déduit  $n_e$ , et l'altitude à l'aide du temps d'aller-retour

**Communications GPS et corrections pour l'ionosphère :** *La physique en applications, Carpentier.* Un récepteur GPS reçoit le signal de stallites. La traversée de l'ionosphère, de composition variable (jour/nuit), induit un retard. Le satellite envoie en fait deux signaux identiques (deux mêmes enveloppes), de fréquences porteuses différentes : 1228 et 1575 MHz. Le récepteur peut calculer le retard entre ces deux signaux, et en déduire le délai lié à la ionosphère

## 2 Formalisme du paquet d'onde

### 2.1 Paquet d'onde

Le formalisme de Fourier est très utile. Il nous permet de résoudre des équations. Cependant, une OPPH n'a pas de sens physique. En effet, elle transporterait une énergie infini. Le gros avantage des OPPH est qu'elle forme en réalité une base des fonction de carré sommable (ie de fonction physique). on peut ainsi écrire une onde réelle en la décomposant dans la base de Fourier.

Prenons le cas 1D pour faire les calculs : (Poly onde page 25)

- On décompose le signale en faisant une TF temporel et spatial
- On utilise la relation de dispersion, cela fait apparaître un dirac
- on finit donc avec une seule intégrale dont les  $\omega$  sont en réalité des  $\omega(k)$

$$A(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} \hat{A}(k, \omega(k)) e^{i(kx - \omega(k)t)}$$

$\hat{A}(k, \omega(k))$  n'est plus qu'une fonction d'une variable grâce à la relation de dispersion.

On peut aussi l'écrire :

$$A(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \hat{A}(\omega, k(\omega)) e^{i(k(\omega)x - \omega t)}$$

Ainsi on définit un **paquet d'onde** : une combinaison linéaire continue d'ondes planes progressives harmoniques dont les fréquences spatiales  $k$  et temporelles  $\omega$  sont reliées par la relation de dispersion. (c'est la définition laarge de Jeremi... Nous on la restreint pour notre étude)

On parle de paquet d'ondes quand l'amplitude  $A(\omega)$  ne prend de valeurs significatives que sur un petit intervalle de pulsations  $[\omega_0 - \delta\omega/2, \omega_0 + \delta\omega/2]$ , avec  $\delta\omega \gg \omega_0$ . Dans ce cas :

$$A(x, t) = \int_{\omega_0 - \delta\omega/2}^{\omega_0 + \delta\omega/2} \frac{d\omega}{2\pi} \hat{A}(\omega, k(\omega)) e^{i(k(\omega)x - \omega t)}$$

Le caractère continu de la sommes est essentielle sans quoi on abouti à des signaux périodiques. Cette définition s'étend bien entendue en 3D

*On peut proposer une lecture interférentielle de l'expression du paquet d'onde. Le paquet d'onde complet est alors issu de l'interférence d'un nombre infini d'OPPH cohérentes, chaque OPPH contribuant au paquet par l'amplitude  $\hat{A}(k)$ . BOF*

### Inégalité d'Heisenberg

$$\Delta X \Delta K \geq \frac{1}{2}$$

Ceci se déduit des propriétés de TF. Ce que cela signifie c'est qu'un signal pur fréquentiellement est infini spatialement (c'est un sinus). Si le signal à une certaine largeur fréquentielle, cela diminuera son extension spatiale.

## 2.2 Vitesse de phase

Pour étudier le paquet d'onde, on commence par faire écrire  $k(\omega)$  sous la forme d'un développement limité (c'est l'approximation du milieu faiblement dispersif) :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega}_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2}_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2$$

A l'ordre 0, la relation de dispersion est celle de l'équation de d'Alembert.

La vitesse de phase est égale à  $c$  et  $k(\omega) = \omega_0/c$ . Le paquet d'onde s'écrit :

$$A(x, t) = \int_{\omega - \delta\omega/2}^{\omega + \delta\omega/2} e^{i(k_0(x - v_\phi t))} \frac{d\omega}{2\pi} \hat{A}(\omega, k(\omega)) = e^{i(k_0(x - ct))} \int \dots$$

Le paquet d'onde se déplace en bloc entier à la vitesse  $v_\phi = c$ . Le paquet d'onde, indépendant de  $t$ , garde sa forme au cours de la propagation.

## 2.3 Vitesse de groupe à l'ordre 1

On se place à l'ordre 1 d'approximation :

$$k(\omega) = k_0 + (\omega - \omega_0) \frac{dk}{d\omega}_{\omega_0}$$

Il faut également développer la  $\hat{A}(\omega)$  qui est complexe, on développe la phase au première ordre.

- On remplace dans l'expression du paquet d'onde (écrire le paquet d'onde avec  $k$  comme variable d'intégration
- On fait sortir lce qui ne dépend plus de  $\omega$ . Et on pense à écrire  $kx = (k - k_0)x + k_0t$
- On a une intégrande qui ne dépend plus que  $k - k_0$ , on pose alors  $K = k - k_0$ . On en déduit

$$A(x, t) = e^{i(k_0x - \omega(k_0x + \phi(k_0)))} \int \frac{dK}{2\pi} \hat{A}_e(K) e^{iK(x - \frac{d\omega}{dk} t)}$$

Le paquet d'onde s'écrit :

$$A(x, t) = e^{i(k_0x - \omega_0 t)} \int_{\omega - \delta\omega/2}^{\omega + \delta\omega/2} \frac{d\omega}{2\pi} A(\omega) e^{i(\omega - \omega_0)(x \frac{dk}{d\omega}_{\omega_0} - t)}$$

où on a posé  $v_g = \frac{1}{\frac{d\omega}{dk}_{\omega_0}}$ . cette grandeur est appelée vitesse de groupe. C'est elle qui décrit la vitesse moyenne du paquet d'onde.

Ce qui est important c'est de voir ça comme :

$$A(x, t) = \underbrace{A_e \left( t - \frac{x}{v_g} \right)}_{\text{enveloppé}} \underbrace{e^{i\omega_0 \left( t - \frac{k}{\omega_0} x \right)}}_{\text{phase}}$$

**animation geogebra : ici**

La vitesse de groupe et la vitesse de phases ont toutes les deux des réalité physique : Mesurer un indice optique revient à mesurer une vitesse de phase, alors que la mesure du temps de vol d'une impulsion dans un câble coaxial donne une mesure de la vitesse de groupe.

**Terminologie :** Lorsque  $v_\phi \neq v_g$ , on dit que la phase glisse dans l'enveloppe (c'est l'impression qu'on a sur l'animation). On dit que c'est de la dispersion *normale* si  $v_g > v_\phi$ , dispersion *anormale* sinon.

**Calcul dans le cas du plasma :** On est dans le cas  $\omega \geq \omega_p$ . On différencie la relation de dispersion pour arriver à :

$$v_g = c^2 \frac{k}{\omega} = c \times \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

On remarque que  $v_g v_\phi = c^2$ . Notons que la vitesse de groupe est inférieure à la vitesse de la lumière : c'est la vitesse de propagation du paquet d'onde, qui contient l'information.

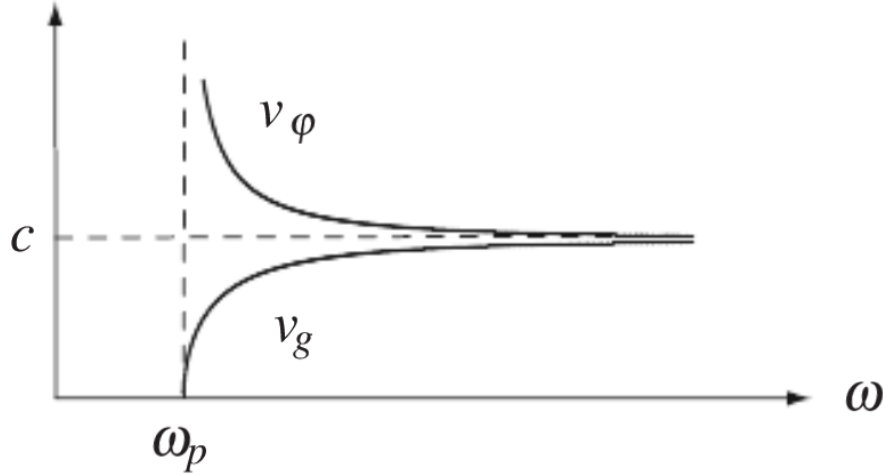


FIGURE 2 – Vitesse de phase et de groupe pour Klein Gordon

## 2.4 Vitesse de groupe à l'ordre 2

Si on développe à l'ordre 2 on a :

$$\omega(k) = \omega_0 + (k - k_0) \frac{d\omega}{dk} \Big|_{k_0} + \frac{(k - k_0)^2}{2} \frac{d^2\omega}{dk^2} \Big|_{k_0}$$

— Soit on fait l'équation de l'enveloppe jusqu'à obtenir Schrodinger que l'on résout ensuite en TF

— soit on fait pas le calcul parce qu'on a pas le temps et que c'est pas intéressant...

On montre des codes. On observe que l'enveloppe se déforme.

Pour expliquer l'étalement on peut avancer l'argument suivant : On considère un paquet d'onde d'extension spatiale  $\Delta x_0$  à  $t = 0$ , On a donc une extension dans l'espace des  $k$  de l'ordre de  $\Delta k \simeq \frac{1}{\Delta x_0}$ . Le paquet d'onde va se propager avec des vitesses de groupes différentes :  $v_g(k_0 \pm \Delta k/2)$

$$\begin{aligned} \Delta v_g &= \Delta k \frac{\partial v_g}{\partial k} \\ &= \Delta k \frac{d^2\omega}{dk^2} \end{aligned}$$

On a donc un étalement du paquet d'onde :  $\Delta x^2 = \Delta x_0^2 + (\Delta v_g t)^2$ , donc :

$$\Delta x(t) = \Delta x_0 \sqrt{1 + \left( \frac{t}{t_d} \right)^2} \quad \text{avec} \quad t_d = \frac{\Delta x_0^2}{\frac{d^2\omega}{dk^2}}$$

**Application :** limitation du débit :

On peut dessiner deux paquets d'onde d'étroits en entrée, séparés d'un silence (Morse : 1-0-1) et à la réception, ils se sont étalés et se recouvrent : le signal a été déformé, on n'est pas sûr s'il y a eu un silence 0 entre les 1.

**Application** :analyse de spectre :

On utilise les propriétés dispersives des matériaux (prismes) pour analyser le spectre de la lumière. Formule de Cauchy :

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

**Bilan**

- Un paquet d'onde est une sommes continue d'OPPH vérifiant la relation de dispersion
- Chaque OPPH a sa propre vitesse de phase.
- L'enveloppe se propage à la vitesse de groupe
- Si la vitesse de phase dépende de  $\omega$  on dit qu'il y a dispersion (cela revient à dire que la relation de dispersion ne s'écrit pas  $\omega = ck$ )
- Lorsqu'il y a dispersion, il y a glissement de la phase de phase dans le paquet d'onde, de plus si  $v_g$  dépend de  $\omega$  alors le paquet d'onde s'étale.

**Attention** : ces résultats ne sont valable que si on peut faire des DL.

## 2.5 Vitesse de propagation de l'énergie

Voir j'intègre Physique tout-en-un MP/MP\*p.564. Voir Sanz physique tout en 1 PC-PC\* p.1020

Ne pas oublier de vérifier comment écrire les opérateurs en Fourier pour la structure de l'onde, avant de calculer le poynting.

On montre que l'énergie se propage à la vitesse  $v_g$ .

Attention, ceci n'est vrai que si il y a dispersion et pas atténuation ou des ondes évanescentes. Une onde est atténuée si son vecteur d'onde à une partie complexe. Une onde est évanescence si le vecteur d'onde est imaginaire pure auquel cas il n'y a pas de propagation (ce sont des ondes stationnaires dans le milieux) toute l'énergie est réfléchie

## 3 Ondes gravito capillaires.

Faire l'expérience!!! Il faut manipuler!!

Onde gravito capillaire : cours de Jérémie ondes. et slow motion

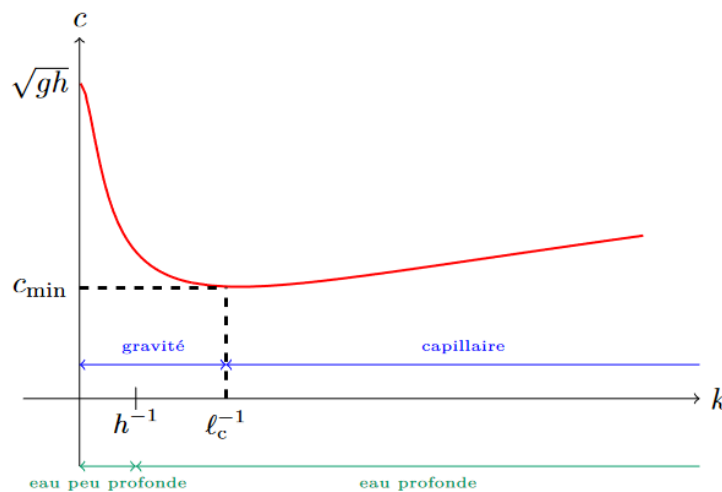


FIGURE 3 – Relation de dispersion (voir phénomènes interfaciaux impliquant des fluides)

## 4 Annexe

### Equation de la physique :

- Schrodinger
- Sine Gordon
- Equation d'onde gravito capillaire
- Klein Gordon
- D'Alembert
- Onde sonore dans un pavillon (la pris en compte de la section variable rajoute un terme)

## Conclusion

spersion.

On a insisté sur un aspect plus réaliste des milieux de propagation des ondes que le cas de l'équation de d'Alembert. Il faut garder en tête que de manière générale, la propagation d'un paquet d'onde est dispersive : le paquet d'onde s'étale. C'est le cas dans les télécommunications, dans des cables ou à travers l'ionosphère pour les GPS. On a vu que la dispersion pouvait provenir du milieu comme des conditions aux limites.

Un aspect non abordé est bien sur l'atténuation des signaux.