

LP 28 – Ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques

11 juin 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau : L3

Bibliographie

↗ *LP 28 2020*, Cléments de la Salle et Col-léaux → Merci les zouzs

Prérequis

- Ondes électromagnétiques dans le vide
- Moment dipolaire
-

Expériences



Table des matières

1 Milieux diélectriques	2
1.1 Vecteur polarisation	2
1.2 Équations de Maxwell et relation constitutive	3
1.3 Équation de propagation	4
2 Conséquences sur les ondes électromagnétiques	5
2.1 Modèle de l'électron élastiquement lié	5
2.2 Dispersion : la loi de Cauchy	9
2.3 Absorption : la loi de Beer-Lambert	9
3 Questions et commentaires	10
3.1 Questions	10
3.2 Commentaires	10

Introduction

On utilise très souvent le four à micro-onde pour réchauffer nos aliments. Le principe de fonctionnement diffère des méthodes utilisées historiquement, à savoir chauffer par conduction/convection., ici on utilise le rayonnement électromagnétique. Comment chauffer avec des ondes électromagnétiques ? Il faut alors étudier le couplage entre la matière et le rayonnement. Dans le cas de l'eau, le passage d'une onde électromagnétique à une fréquence judicieusement choisie cause l'absorption de l'onde, ce qui communique une partie de son énergie à la matière. L'énergie est alors convertie en agitation thermique du milieu : l'eau chauffe.

Dispersion d'un prisme

Le prisme est dispersif, la propagation dépend de la longueur d'onde

Ces phénomènes sont observables dans les diélectriques. Ce sont des milieux isolants, où il n'y a pas de charges libres mais des charges liées aux noyaux

Comment se comporte une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique ?

1 Milieux diélectriques

1.1 Vecteur polarisation

Milieu diélectrique : Matériau qui possède un moment dipolaire permanent ou qui est susceptible d'en acquérir un lorsqu'on lui applique un champ électrique.

(*dia* = à travers, signifie que le champ électrique pénètre dans le matériau)

Différence conducteur / diélectrique :

Dans un diélectrique les charges restent attachées à un point fixe, dans les conducteurs les charges sont libres. C'est la différence $\vec{j}_{liées}/\vec{j}_{libres}$. On se limitera dans la leçon au cas du *diélectrique parfait* i.e. $\vec{j}_{libres} = \vec{0}$ et $\rho_{libres} = 0$, ainsi que pas d'aimantation.

Dans le modèle du diélectrique, l'application d'un champ extérieur \vec{E} induit un déplacement des charges liées. Il y a séparation des charges + et - et donc apparition d'un moment dipolaire \vec{p} qui s'exprime en C.m. Nous verrons plus tard une modélisation de ce phénomène.

Remarque :

Ainsi sous l'action d'un champ électrique extérieur il y a création dans les diélectriques de moments dipolaires \vec{p} . Nous avons déjà vu qu'un moment dipolaire crée un champ électrique dipolaire \vec{E}_M qui s'ajoute au champ électrique extérieur. Le champ électrique appliqué à la matière est donc modifié par la réponse de la matière. Dans la suite de ce chapitre nous nous placerons dans le cas de milieux dilués ou cette réponse est négligeable.

Regardons maintenant les conséquences de l'apparition de ces moments dipolaires \vec{p} . On va définir le vecteur *densité de moment dipolaire* ou *vecteur polarisation* \vec{P} qui s'exprime en C/m² :

$$\vec{P} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial \tau} \quad (1.1)$$

Il correspond à une densité volumique de moments dipolaires. Ainsi le moment dipolaire $d\vec{p}$ d'un élément de volume $d\tau$ est :

$$d\vec{p} = \vec{P} d\tau \quad (1.2)$$

Dans un cas simple où \vec{P} est uniforme, si les charges q_i sont placées en \vec{r}_i alors on peut écrire :

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_i q_i \vec{r}_i \quad (1.3)$$

Ainsi on peut voir l'apparition d'un courant (appelé *courant lié*) en dérivant par rapport au temps :

$$\vec{j}_{lié} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (1.4)$$

En effet on a :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{1}{V} \sum_i q_i \vec{v}_i = \vec{j} \quad (1.5)$$

Puisque ce courant existe et que la charge est conservée on doit lui associer une équation de conservation de la charge et donc une densité de charge liée de sorte que :

$$\frac{d\rho_{\text{lié}}}{dt} + \nabla \cdot \vec{j}_{\text{lié}} = 0 \quad (1.6)$$

D'où l'expression suivante :

$$\rho_{\text{lié}} = -\nabla \cdot \vec{P} \quad (1.7)$$

Enfin on peut associer à ce vecteur une densité surfacique de charge (sur une surface orientée selon \mathbf{n}) comme illustré sur [Figure 1](#) :

$$\sigma_{\text{lié}} = \vec{P} \cdot \mathbf{n} \quad (1.8)$$

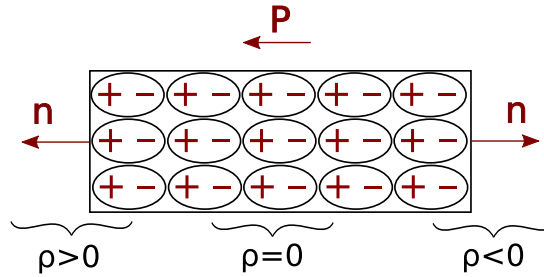


Fig. 1 : Densité volumique et surfacique de charge

1.2 Équations de Maxwell et relation constitutive

On peut maintenant écrire les équation de Maxwell dans la matière en prenant en compte les termes dus aux charges et courants liés :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{\text{libre}}}{\epsilon_0} - \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \vec{0} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j}_{\text{libre}} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.12)$$

Ainsi on pose naturellement le vecteur déplacement électrique $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ de sorte que les équation s'écrivent :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{\text{libre}} \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \vec{0} \quad (1.15)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_{\text{libre}} + \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.16)$$

Mais pour fermer ce système (9 équations scalaire car un rot c'est deux équations, donc Maxwell donne 6 et la définition de \vec{D} donne 3; et 12 inconnues $\vec{E}, \vec{D}, \vec{P}, \vec{B}$) on rajoute une condition sur \vec{E} et \vec{P} qui découle des considérations microscopiques vues en première partie : *dans le domaine de Fourier* et *uniquement* dans ce domaine on écrit que :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.17)$$

Avec χ_e un tenseur appelé susceptibilité électrique. On est souvent amenés à faire quelques hypothèses sur sa forme :

- Milieu linéaire $\implies \chi_e$ ne dépend pas de \vec{E}
- Milieu homogène $\implies \chi_e$ ne dépend pas de l'espace
- Milieu isotrope $\implies \chi_e$ est une matrice proportionnelle à l'identité donc un scalaire.

Dans un milieu diélectrique linéaire homogène isotrope souvent appelé DLHI on peut donc définir $\epsilon_r = 1 + \chi_e$ et écrire :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (1.18)$$

En exemples de certains DLHI on peut citer l'eau, les gaz sous hypothèse d'homogénéité, certains solides amorphes comme le verre.

gaz (20°C-1 atm)	$10^6 \chi_e$	liquides (20°C)	ϵ_r	solides	ϵ_r
Hélium	65	Eau	80,36	Diamant	5,5
Néon	127	CCl ₄	2,238	Silice pure	3,78
Argon	517	Benzène	2,284	Paraffine	2,20
Hydrogène	254	Nitrobenzène	35,74	Nylon	3,5
Oxygène	495	Acide acétique	6,15	Polyéthylène	2,3
Azote	547	Éthanal	4,34	Verres	4 à 7
Gaz carbonique	921	Éthanol	25,1	Plexiglass	3,4
Air sec	537	Glycérol	43,5	Téflon	2,1
		Acétone	21,2	Titane	
				de Baryum	~1500

Fig. 2 : Valeurs de ϵ_r et χ_e pour quelques matériaux.

1.3 Équation de propagation

On rappelle que l'on se place dans le cas d'un DLHI parfait et non magnétique ainsi :

$$\rho_{\text{libre}} = 0 \quad \vec{J}_{\text{libre}} = \vec{0} \quad (1.19)$$

Comme d'habitude pour trouver l'équation d'onde, on applique deux fois le rotationnel à \vec{E} : d'une part on a :

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} \quad (1.20)$$

On se place dans le domaine de Fourier avec une OPPM $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$ pour utiliser la relation $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times (-i\omega \vec{B}) = -i\omega \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \omega^2 \vec{D} = \frac{\epsilon_r \omega^2}{c^2} \vec{E} \quad (1.21)$$

On retrouve une équation d'onde dans le domaine de Fourier :

$$\Delta \vec{E} + \frac{\epsilon_r \omega^2}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (1.22)$$

Cette équation ressemble beaucoup à l'équation de d'Alembert obtenue dans le vide au facteur ϵ_r près qui est caractéristique des milieux diélectriques.

☛ Condensateur d'Aepinus

Pourquoi pas le montrer pour mesurer le ϵ_r de l'air ?

↓ Quelle conséquence aura cette modification de la relation de dispersion sur les ondes se propageant dans un DLHI ?

2 Conséquences sur les ondes électromagnétiques

Dans la première partie on a développé le modèle mathématique du DLHI parfait. On regarde maintenant les conséquences de ce modèle sur les ondes électromagnétiques. En particulier on se penche sur la résonance optique phénomène illustré en Figure 3.

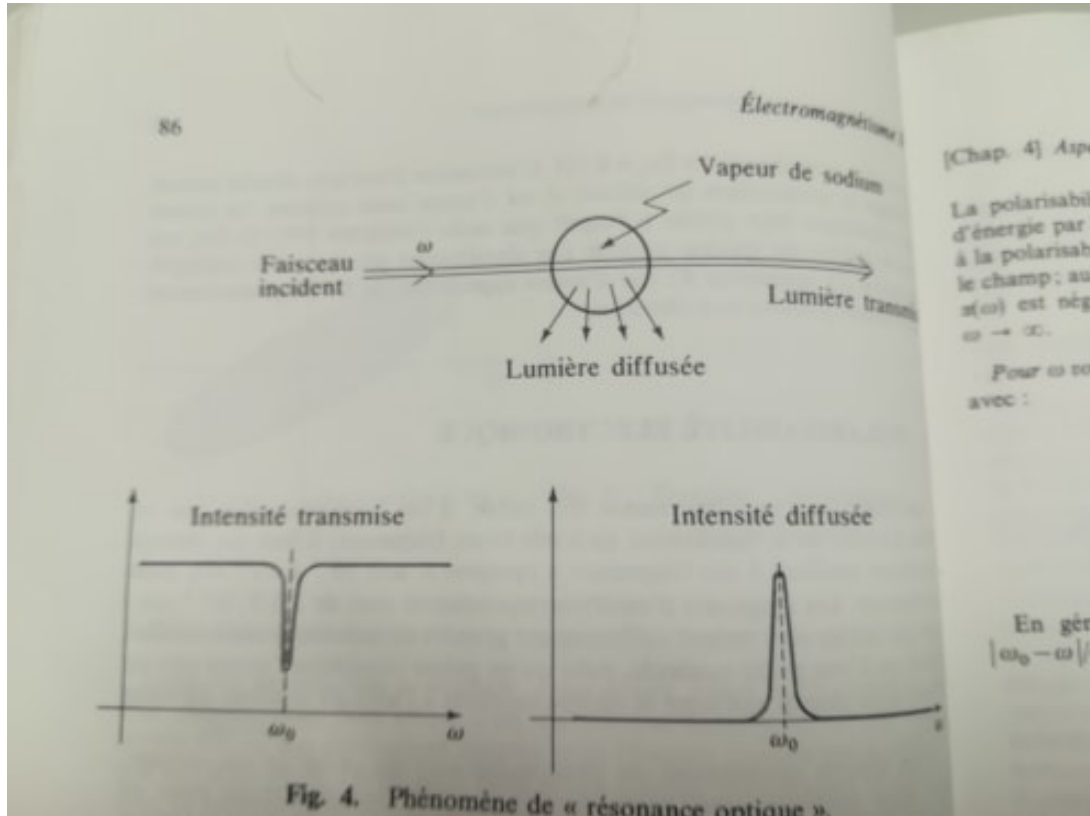


Fig. 3 : Propriété des milieux diélectriques : la résonance optique, qui se remarque sur le graphe de l'intensité diffusée.

On éclaire un DLHI dilué (ici de la vapeur de Sodium) avec une pulsation ω_0 et on trace l'intensité diffusée en fonction de ω , on remarque une résonance à ω_0 .

2.1 Modèle de l'électron élastiquement lié

Pour comprendre cette observation, il faut développer un modèle microscopique permettant d'avoir accès à χ_E . Il s'agit d'un modèle phénoménologique proposé par Lorentz au début XXième.

On étudie le modèle phénoménologique de l'électron élastiquement lié (pour l'hydrogène ou des atomes monoélectroniques) dont les hypothèses sont les suivantes :

- On note \vec{r} le vecteur reliant le barycentre des charges + à l'électron.
- Le noyau (un proton) est fixe.
- L'électron subit une force de rappel vers le noyau (modélisation de l'interaction Coulombienne purement empirique)
- L'électron accéléré rayonne et perd de l'énergie. Cette perte est traduite par un terme de frottement fluide $-m\dot{\vec{r}}/\tau$
- Le champ électrique extérieur est uniforme à l'échelle de l'atome.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron donne alors

$$m\ddot{\vec{r}} - m\omega_0^2\vec{r} - m\dot{\vec{r}}/\tau - e\vec{E}. \quad (2.1)$$

Puisque l'atome se modélise en terme de dipôle on définit le vecteur $\vec{p} = e(-\vec{r})$, en appliquant une transformée de Fourier on a la relation

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \frac{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}} \vec{E} = \varepsilon_0 \alpha(\omega) \vec{E}. \quad (2.2)$$

Le coefficient $\alpha(\omega) \in \mathbb{C}$ est appelé coefficient de polarisabilité. Il s'exprime en m^3 et est de l'ordre de grandeur de la taille du volume atomique.

À l'oral on va à l'essentiel : On utilise à la suite, en montrant les courbes :

1. Pour un milieu dilué $\vec{P}(\omega) = n_e \vec{p}(\omega) = -en\vec{p}$ On a $\vec{P}(\omega) \in \mathbb{C}$.
2. On identifie $\vec{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_E \vec{E}$ On a $\chi_E \in \mathbb{C}$.
3. $\varepsilon_r = 1 + \chi_E(\omega)$ On a $\varepsilon_r(\omega) \in \mathbb{C}$
4. $n^2 = \varepsilon_r(\omega)$ On note $n(\omega) = n'(\omega) - in''(\omega) \in \mathbb{C}$
5. La relation de dispersion $\vec{k}^2 = \frac{n^2}{c^2} \omega^2$. On note $k = k'(\omega) - ik''(\omega) \in \mathbb{C}$

On reprend à la loi de Cauchy.

Pour un milieu dilué, $\vec{P} = n_e \vec{p}$ donc

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \frac{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}} \vec{E}. \quad (2.3)$$

On a ainsi l'expression de χ_E :

$$\chi_E = \frac{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}} = \chi_E' - i\chi_E'' \quad (2.4)$$

On note deux points importants. χ_E dépend de ω donc l'équation de constitution n'est valable que dans le domaine de Fourier et χ_E est complexe. Cette relation de proportionnalité s'écrit dans le domaine des fréquences (transformée de Fourier temporelle). On peut tracer les parties réelles et imaginaires de χ_E en fonction de ω en [Figure 4](#)

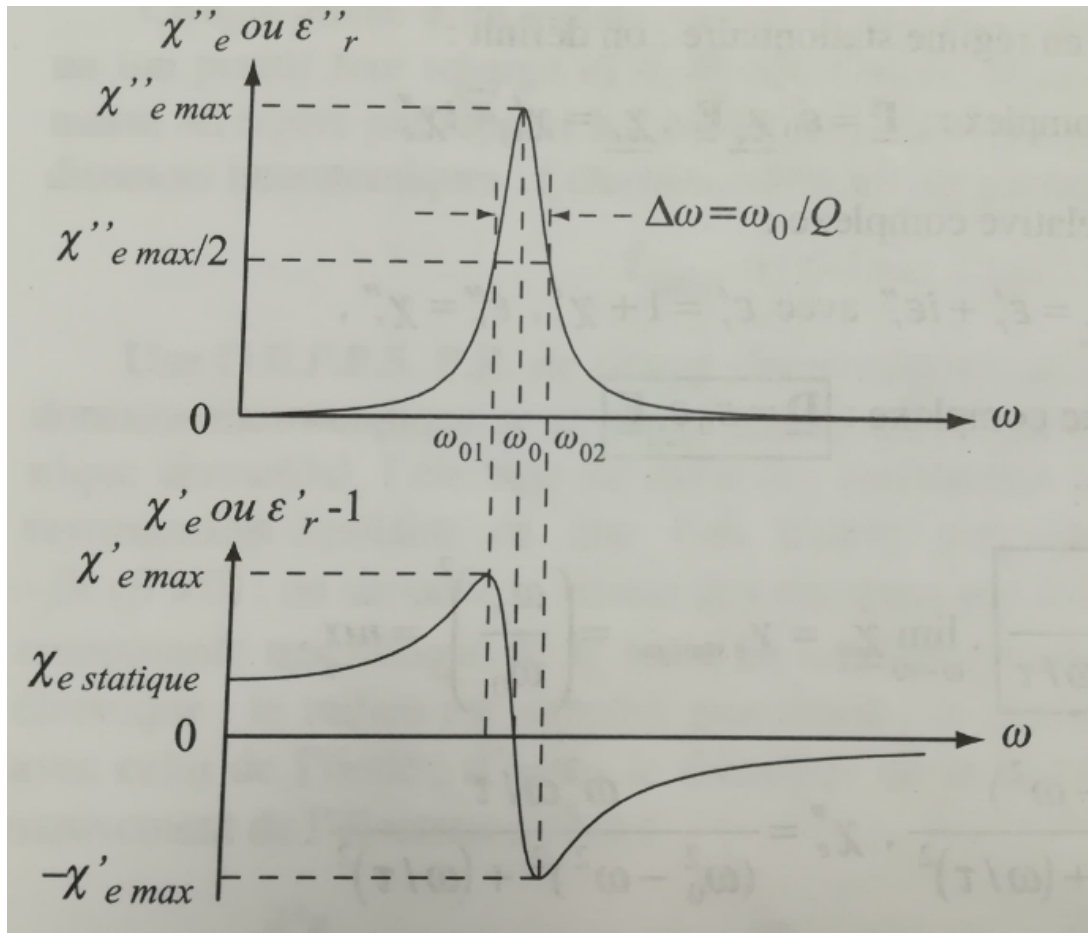


Fig. 4 : Parties réelles et imaginaires de χ_E en fonction de ω . On remarque une résonance sur la partie imaginaire.

La polarisabilité électronique n'est pas la seule source microscopique de polarisation. Il faut aussi citer la polarisabilité ionique, même phénomène mais changement d'échelle, ω_0 correspond à de l'infrarouge et la polarisabilité d'orientation qui concerne l'alignement des moments dipolaires permanents avec un champ extérieur.

On injecte une onde plane $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{r})\}$ qui permet de trouver la relation de dispersion

$$\vec{k}^2 = \frac{\varepsilon_r}{c^2} \omega^2. \quad (2.5)$$

On a déjà vu la définition de l'indice optique n qui vérifie $n^2 = \varepsilon_r$. On se rappelle de la définition de $\varepsilon_r = 1 + \chi_E$. Avec le modèle de l'électron élastiquement lié, on a trouvé un χ_E complexe. Dans le cas général, ε_r est complexe aussi ce qui implique que n est complexe aussi, on le note $n = n' - in''$

La relation de dispersion est donc

$$\vec{k}^2 = \frac{n^2}{c^2} \omega^2. \quad (2.6)$$

\vec{k} est donc complexe, on le note $\vec{k} = \vec{k}' - i\vec{k}''$. Le signe $-$ est une convention que l'on pourra expliquer plus tard. il est possible de montrer la relation entre les parties réelles et imaginaires de \vec{k} et \vec{n} (solution d'un système de deux équations à deux inconnues)

$$\frac{\omega}{c} n' = \|\vec{k}'\| \quad (2.7)$$

$$\frac{\omega}{c} n'' = \|\vec{k}''\| \quad (2.8)$$

Une onde plane pourra donc s'écrire comme

$$\begin{aligned}
\vec{E} &= \vec{E}_0 \exp\{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})\} \\
&= \vec{E}_0 \exp\{-\vec{k} k \cdot \vec{r}\} \exp\{i(\omega t - \vec{k}' \cdot \vec{r})\} \\
&= E_0 \exp\left\{-\frac{\omega}{c} n' \mathbf{u} \cdot \vec{r}\right\} \exp\left\{i\left(\omega t - \frac{\omega}{c} n'' \mathbf{u} \cdot \vec{r}\right)\right\}
\end{aligned}$$

On note souvent n' *indice de dispersion* et n'' *indice d'absorption*.

Dans le cas des milieux peu denses comme les gaz on a $\chi_e \ll 1$ et on peut donc faire un DL de n :

$$n = 1 + \frac{\chi_e}{2} \quad (2.9)$$

On trouve alors :

$$n' = 1 + \frac{n_e e^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{2m\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 / \tau^2} \quad (2.10)$$

$$n'' = \frac{n_e e^2 \omega}{2m\tau\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 / \tau^2} \quad (2.11)$$

L'évolution de ces grandeurs est montré sur la [Figure 5](#).

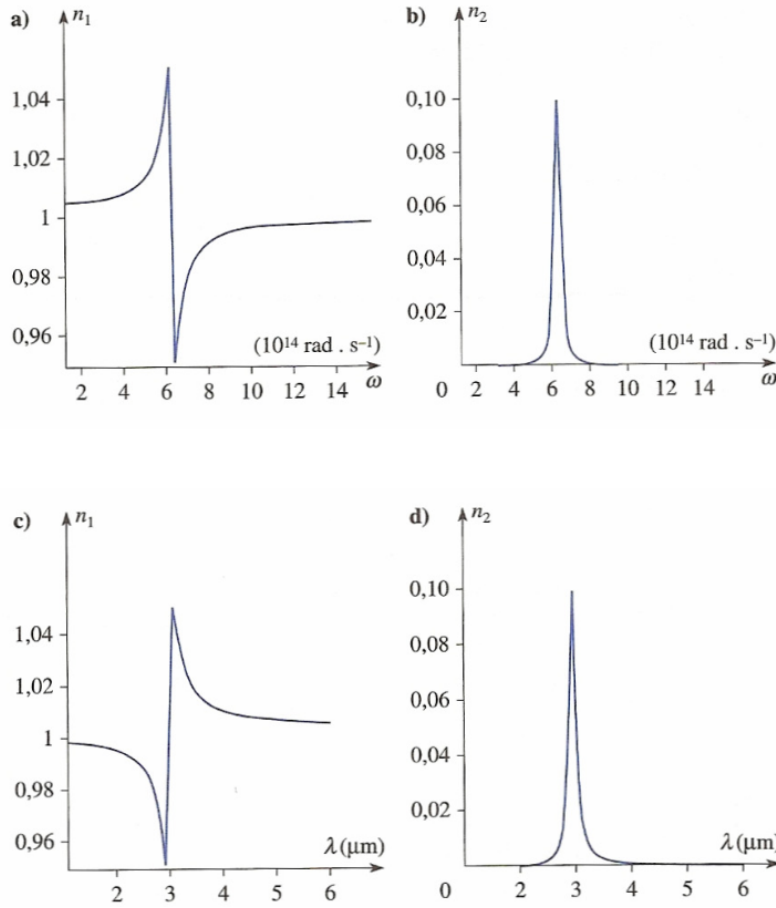


Fig. 5 : Dépendance en pulsation et longueur d'onde des indices de dispersion et d'absorption

En reprenant nos considérations initiales, c'est à dire trouver le lien entre \vec{P} et \vec{E} , on peut écrire :

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \alpha_{e1}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (2.12)$$

$$\alpha_{e1}(\omega) = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\frac{\omega}{\tau})} \quad (2.13)$$

Le coefficient α_{e1} en m^{-3} est appelé « ta grosse daronne » facteur de polarisabilité électronique. Il traduit la capacité d'un nuage électronique à se déformer sous l'application d'un champ électrique. Il est de l'ordre de grandeur du volume de l'atome.

On a ainsi montré que l'application d'un champ électrique avait pour conséquence ce créer un moment dipolaire. C'est un modèle peu précis mais qui rends bien compte de la réalité des choses.

Différents régimes :

Projeter les variations de n' et n'' avec ω et discuter des différents régimes :

- $\omega \ll \omega_0$ on a $n'' \sim 0$ donc le milieu est transparent (mais réfractant également car $n' > 1$)
- $\omega \sim \omega_0$: on a un pic d'absorption car n'' est maximal
- $\omega \gg \omega_0$ le milieu est de nouveau transparent.



Essayons maintenant de comprendre pourquoi la partie réelle de n est appelée indice de dispersion.

2.2 Dispersion : la loi de Cauchy

La partie réelle du vecteur d'onde permet la propagation de l'onde. C'est à elle que l'on doit s'intéresser pour les propriétés de dispersion. On définit alors la vitesse de phase v_ϕ et la vitesse de groupe v_g

$$v_\phi = \frac{\omega}{k'} = \frac{c}{n'} \quad (2.14)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk'} = \frac{c}{n' + \omega \frac{dn'}{d\omega}} \quad (2.15)$$

Une dépendance de n' en fréquence indique que le milieu est *dispersif*, chaque fréquence a sa propre vitesse de groupe et un paquet d'onde serait déformé par propagation dans ce milieu.

Si on se place en dehors du domaine d'absorption loin de ω_0 on $n'' = 0$ et $n' = n$, tout se passe comme si χ_E et ε_r étaient réels. On retrouve alors la notion d'indice optique.

On a alors, en notant $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e \varepsilon_0^2}{\varepsilon_0 m_e}}$ la pulsation plasma :

$$n'^2 - 1 = \chi'_E = \frac{\omega_p^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 / \tau^2} \simeq \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \quad (2.16)$$

On développe en $\frac{\omega}{\omega_0}$ il vient

$$n' \simeq 1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \left(1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} \right) = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (2.17)$$

On retrouve la loi de Cauchy! Dans le visible ça donne $n(\lambda) = 1 + 1,36 \times 10^{-4} + \frac{1,06 \times 10^{-18}}{\lambda^2}$ Le λ_0 trouvé est de 88 nm donc bien loin du visible et l'approximation est bonne.



Dans l'onde OPPM, à quoi correspond k'' ?

2.3 Absorption : la loi de Beer-Lambert

On a vu qu'une onde plane s'écrit

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{-\vec{k}'' \cdot \vec{r}\} \exp\{i(\omega t - \vec{k}' \cdot \vec{r})\} \quad (2.18)$$

On voit apparaître un terme d'amplitude : la partie imaginaire du vecteur d'onde est responsable de l'atténuation de l'onde dans le milieu (diminution de son amplitude).

Soit une onde EM en moyenne en 1D qui pénètre dans un DLHI dilué (milieu absorbant) de longueur d . On note $E = E_0 \exp(-k''x) \exp(i(\omega t - k'x))$. On peut calculer les intensités avant et après le DLHI :

$$I_{av} = \langle \vec{\Pi}_{av} \rangle = \frac{1}{2\mu_0 c} E_0^2 n' \quad (2.19)$$

$$I_{\text{ap}} = \langle \vec{\mathbf{I}}_{\text{ap}} \rangle = \frac{1}{2\mu_0 c} E_0^2 n' \exp\{-2k''d\} \quad (2.20)$$

On a alors $I_{\text{ap}} = I_{\text{ax}} \exp\{-2k''d\}$ on retrouve la loi de Beer Lambert !

Pour s'assurer que cette onde est bien absorbée on peut calculer la puissance cédée au milieu et montrer qu'elle dépend linéairement de χ_e'' que l'on sait relier à n'' .

$$P_{\text{cédée}} = \langle \vec{\mathbf{j}}_{\text{liés}} \cdot \vec{\mathbf{E}} \rangle = \frac{1}{2} \Re(\vec{\mathbf{j}}_{\text{liés}} \cdot \vec{\mathbf{E}}^*) \quad (2.21)$$

$$\vec{\mathbf{j}}_{\text{liés}} = i\omega \vec{\mathbf{P}} = i\omega \varepsilon_0 (\chi_e' - i\chi_e'') \vec{\mathbf{E}} \quad (2.22)$$

$$P_{\text{cédée}} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \chi_e'' E_0^2 \quad (2.23)$$

Application au micro-ondes : Le principe est d'envoyer des ondes EM dans de l'eau liquide pour lui fournir de l'énergie : on envoie à la pulsation de résonance de l'eau. Déterminons la !

L'eau est composée de moments dipolaires permanents qui vont s'orienter avec le champ : c'est la *polarisabilité d'orientation*. On peut montrer que le vecteur polarisation $\vec{\mathbf{P}}$ est régi par l'équation suivante dans l'eau avec $\tau = 1,5 \times 10^{-10}$ s et $\chi_0 = 79$ USI :

$$\tau \frac{\partial \vec{\mathbf{P}}}{\partial t} + \vec{\mathbf{P}} = \varepsilon_0 \chi_0 \vec{\mathbf{E}} \quad (2.24)$$

On définit alors $\chi_e = \frac{\chi_0}{1+i\omega\tau}$ et on peut chercher la fréquence maximisant χ_e'' et donc n'' . On a :

$$\chi_e'' = \chi_0 \frac{\omega\tau}{1-\omega^2\tau^2} \quad (2.25)$$

Qui est maximum pour une pulsation $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ avec $\nu_0 = 3$ Ghz. Les fours usuels utilisent des fréquences comprises entre 0.8 et 3 Ghz ce qui est cohérent avec notre analyse.

Conclusion

On a vu dans notre leçon que la réponse de la matière induisait plusieurs comportements. À l'aide d'un modèle simple on a pu arriver à des formules nous permettant de comprendre la dispersion et l'absorption et de voir le lien direct entre ces deux phénomènes.

Certains milieux ont une anisotropie marquée et ainsi il faut prendre en compte le caractère tensoriel de la perméabilité électrique. On étudiera ces milieux dits *milieux biréfringents* dans un prochain cours.

3 Questions et commentaires

3.1 Questions

-

3.2 Commentaires

-