

Quand l'énergie volumique dépend de r (coordonnée sphérique), il faut calculer l'énergie totale par une **intégrale** en couches successives, l'élément de volume étant $4\pi r^2 dr$ dans le cas d'une symétrie de révolution sphérique.

$\text{div} \vec{B} = 0$ n'implique pas $\vec{B}$ uniforme.

Ce n'est qu'en régime **statique** que $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$

L'équation d'onde dans le vide $\Delta \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{c^2 \partial t^2} = \vec{0}$ ne mène pas toujours à une onde plane ; il suffit

que le milieu vide soit **limité** pour engendrer des ondes **non planes**. C'est le cas dans un **guide d'onde** (sorte de tube).

Ne pas confondre onde plane et champ transverse.

Onde *plane* signifie : le champ est uniforme dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (ou ne dépend pas des coordonnées perpendiculaires à la direction de propagation) ; exemple si la propagation se fait selon x , E ne dépend pas de y ni de z .

Onde *transverse* : la direction de E est perpendiculaire à la direction de propagation ; exemple si la propagation se fait selon x , E n'a aucune composante selon x .

Attention quand le sujet impose des champs en $e^{-i\omega t}$ alors les dérivées temporelles ont un signe

moins : $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}$

La formule $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$ s'applique pour toute expression **complexe** des champs sous la forme

$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - kx)}$ avec E_0 **uniforme**. Si le champ réel ne peut s'exprimer en complexe sous cette forme, la relation n'est plus valable et le **seul** moyen pour calculer $\vec{B}$ est l'équation de Maxwell $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Par exemple si on donne $\vec{E} = f(y) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$ ou $\vec{E} = f(z) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$ il faut faire le calcul avec $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ pour obtenir $\vec{B}$.

$\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}$ ne peut pas s'appliquer à un champ **total** qui contiendrait une onde incidente de direction de propagation $\vec{u}$ et une onde réfléchie de direction de propagation opposée

De même que précédemment, entre deux plaques conductrices où siège le vide, on ne peut pas appliquer $\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}$ au champ **total résultant** car l'onde résultante est **stationnaire**, le milieu vide étant **limité dans l'espace** par les deux plaques.

Une onde électromagnétique qui traverse de la matière et dont on souhaite l'uniformité à l'échelle de vibration des électrons doit être telle que la longueur d'onde associée soit beaucoup plus grande que l'amplitude d de ces vibrations : $d \ll \lambda$, ou encore puisque $\lambda = cT = 2\pi c / \omega$, $d \ll c / \omega$

Quand on connaît $\vec{E}$ il vaut mieux utiliser $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ pour déduire $\vec{B}$ (plutôt que l'équation de

Maxwell-Ampère), et quand on connaît $\vec{B}$ il vaut mieux utiliser $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ (cas où $\vec{j} = \vec{0}$) pour déduire $\vec{E}$ (plutôt que l'équation de Maxwell-Faraday). La raison est que la dérivée temporelle conduit directement au facteur $\pm j\omega$.

Si $\vec{B} = B_0 \cos(k_z z) e^{j(\omega t - k_y y)} \vec{u}_x$ alors $\Delta \vec{B} = \left(\frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} \right) \vec{u}_x = (\vec{0} - k_y^2 B_x - k_z^2 B_x) \vec{u}_x$

Attention à l'utilisation de l'opérateur Laplacien sur un vecteur : on a $\Delta \vec{a} = \Delta a_x \vec{u}_x + \Delta a_y \vec{u}_y + \Delta a_z \vec{u}_z$

On n'a pas l'équivalent en coordonnées cylindriques ou sphériques : $\Delta \vec{a} \neq \Delta a_r \vec{u}_r + \Delta a_\theta \vec{u}_\theta + \Delta a_z \vec{u}_z$

Si une o.p.p.h incidente vérifie $\vec{B}_i = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}_i}{c}$ et se réfléchit sous incidence normale alors l'onde

réfléchi est plane progressive harmonique et s'écrit $\vec{B}_r = \frac{-\vec{u} \wedge \vec{E}_r}{c}$ (Penser à la direction de propagation qui est **opposée**).

La moyenne du vecteur de Poynting peut se calculer de deux façons, par la notation réelle

$$\langle \vec{R} \rangle = \left\langle \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right\rangle \text{ ou bien par la notation complexe } \langle \vec{R} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \text{Re} \ell(\vec{E} \wedge \vec{B}^*)$$

En aucun cas il ne peut se trouver de produit de $e^{i(\omega t - kr)}$ **par lui-même**, ç-à-d **pas de** $e^{2i(\omega t - kr)}$ qui conduirait au réel $\cos(2(\omega t - kr))$ et à une moyenne temporelle nulle.

Le vecteur de Poynting est une puissance **surfactive**.

Dans un plasma on néglige le mouvement des protons (sauf mention contraire de l'énoncé) car ils sont 1000 fois plus massiques que les électrons, ç-à-d 1000 fois plus inertes.

Dans un plasma il y a des charges en mouvement, les électrons, donc $\vec{j} \neq \vec{0}$

Lorsque $\vec{j}$ est proportionnel à $\vec{E}$, le facteur de proportion est la conductivité du milieu. On le note soit σ soit γ ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ou $\vec{j} = \gamma \vec{E}$).

La vitesse de phase ne fait intervenir que la partie **réelle** de l'indice du milieu, (la vitesse de phase ne peut pas être complexe).

Une onde dont l'amplitude s'atténue en $\exp(-az)$ a une puissance en $\exp(-2az)$

L'équation différentielle $\frac{d^2 \underline{B}}{dx^2} - \underline{\gamma}^2 \underline{B} = 0$ où $\underline{\gamma}$ est complexe conduit à une solution $\underline{B} = \underline{A}_1 e^{\underline{\gamma}x} + \underline{A}_2 e^{-\underline{\gamma}x}$

L'équation différentielle $\frac{d^2 \underline{B}}{dx^2} + \underline{\gamma}^2 \underline{B} = 0$ conduirait à $\underline{B} = \underline{A}_1 e^{i\underline{\gamma}x} + \underline{A}_2 e^{-i\underline{\gamma}x}$

(Dans les deux cas on a pris les solutions de l'équation caractéristique $r^2 \pm \underline{\gamma}^2 r = 0$ avec r complexe)

Lorsque le système est **illimité** dans une direction alors il faut bannir toute solution **divergente**. Par contre si le milieu est de dimension **finie** selon z , on peut très bien avoir des solutions en $\exp(z/\delta)$ qui croissent au fur et à mesure de la progression de l'onde (combinées à des solutions qui décroissent en $\exp(-z/\delta)$).

Certain domaine très particulier de la physique peut conduire à des indices négatifs mais pour un gaz dans des conditions usuelles, on ne trouve pas d'indice **inférieur** à 1, indice du vide.

Un coefficient R de réflexion en **énergie** ne peut pas être négatif. Il est toujours inférieur à 1. De même pour le coefficient T de transmission en **énergie**.

La relation $R = |\underline{r}|^2 = \left| \frac{1 - \underline{n}}{1 + \underline{n}} \right|^2$ peut se calculer avec un indice $\underline{n}$ complexe puisqu'il s'agit d'un module au carré. Par exemple si $\underline{n}$ est **imaginaire pur** alors $R=1$.

La conservation de l'énergie conduit obligatoirement à $R+T=1$ où R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission en énergie.

Retenons : **Réel(k)** et **Réel(n)** sont liés à la propagation ; **Im(k)** et **Im(n)** sont liés à l'atténuation.