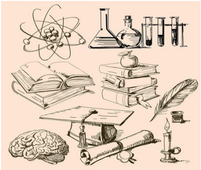
05/12/2017



Propagations des ondes planes dans les matériaux et métamatériaux

(Comme Dr Horton fait pas son travail , Dr Fab va faire le rapport pour vous les amies , c'est du niveaux 1er et 2ieme années en électromagnétisme __ *(c'est pour ma formation ok , sa m'entraine à faire les éléments de synthése et vous , ben vous méttez des sous dans ma cagnotte ok , ensuite vous méttez cette argent a disposition de responsable comme Dr Horton etc...pour financer des petites expérience pour se probleme de recherche , comme la cage de Faraday 100% avec de l'hélium liquide pour refroidir des parois en plomb etc...)* .
(Les remarque en jaune sont personnel , le reste c'est dans les cours , il peut avoir d'éventuel correction que je fait progréssivement dans les mises a jours).

2 objectifs pour vous :

1 → d'un coté vous fabriquez du matériaux et méta matériaux absorbant pas chère et de l'autre vous chercher comment fabriquez un brouilleurs de micro-ondes personnalisé (c-a-d coupler sur l'empreinte électromagnétique personnel) .

2 → Vous devez aidez la recherche public a rattraper le retard sur cette technologie pour faire tomber tout ça dans le domaine public et du coup sous la réglementation de lois qui pourra punir l'utilisation de la technologie sans permission (domaine médical etc..aurons des permissions mais pas les gens avec un petit matos fait dans le garage sinon c'est la prison , sans ça c'est la foire du diable se système de control d'individus etc.)

<u>Propagation des ondes éléctromagnétique transversale dans les milieux linéaire et isotrope.</u>

(Linéaire et Isotrope veut dire que les calculs sont valable pour tout les matériaux qui n'ont pas de direction privilégier dans leur structure interne pour les champ de force éléctromagnétique donc sa concerne tout les matériaux homogène qui rentre dans la fabrication des écran à ondes etc...).

Calcul de l'équation :

Les milieux sont caractérisé par une permitivité $\epsilon=\epsilon_0\epsilon_r$,une perméabilité $\mu=\mu_0\mu_r$ et une conductivité σ .

En reportant ses valeur dans les équations de Maxwell on a exactement les mème équations sauf que les paramétres dans le vide sont passé aux paramétres dans le milieux .

$$DIV(\vec{E})=\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1) \quad DIV(\vec{B})=\vec{0} \quad (2)$$

$$Rot(\vec{E})=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (3) \quad Rot(\vec{B})=\mu\vec{J}+\epsilon\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

(Pour remplacer ϵ_0 par ϵ ont fait des manipulations sur les équations à partir du vecteur polarisation $\vec{P}=\epsilon_0\chi_p\vec{E}$ et pour remplacer μ_0 par μ on utilise le vecteur moment magnétique $\vec{M}=\mu_0\chi_m\vec{B}$).

En dérivant l'équation de *Maxwell Ampère* (4) , et en prenons le rotationnel de l'équation de l'induction *Maxwell Faraday* (3) on arrive a l'équation du système en prenons en compte le courant de conduction J :

$\Delta\vec{E}=\mu\frac{\partial\vec{J}}{\partial t}+\epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$, le courant de conduction J est relié au champ électrique par la relation $\vec{J}=\sigma\vec{E}$ qui mène à l'équation de propagations du champ électrique dans les milieux $\Delta\vec{E}=\mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}+\epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$.

Calcul des solutions :

THM :
Toute les solutions transversales des équations de Maxwell peuvent étre décomposé en série de Fourier .

Selon se théorème , on sait quel solution particulière il faut étudié , c'est l'onde éléctromagnétique du type $\vec{E}=\vec{E}^0 \cos(\omega t+\varphi)$ ou $\vec{E}^0=(E_x^0, E_y^0, E_z^0)$ est le vecteur constant qui donne les amplitudes maximal du signal sur les 3 axes de référence , ωt la pulsation par le temp t , et φ le déphasage au niveau de l'antenne .

On peut rajouter les variables d'espace x , y et z sous la forme du vecteur positions du point observer à partir d'une origine arbitraire $(x, \vec{y}, z)=\vec{r}$ qui sera multiplié scalairement avec un vecteur $\vec{k}=(k_x, \vec{k}_y, k_z)$ appelé vecteur d'onde , qui sert physiquement à annulé la dimenssion dans le cosinus.

Finalement la solution qui nous intéréssent → $\vec{E}=\vec{E}^0 \cos(\vec{k}.\vec{r}-\omega t+\varphi)$, appeler ondes planes à cause de son invariance quand le vecteur position prend toute les coordonées d'un plan orthogonal au vecteur d'onde donc parallèle entre eux dans le vide et espacé l'un de l'autre d'une longueur d'onde λ .

Ecriture complexe .

On a

$$\vec{E}^0 \cos(k.r-\omega t+\varphi)=\vec{E}^0 e^{i(k.r-\omega t+\varphi)}=\vec{E}^0[\cos(k.r-\omega t+\varphi)+i \sin(k.r-\omega t+\varphi)]$$

et on peut faire sur l'exponentiel des additions , multiplier par un nombre réel , dérivé ou intégrer sans changer la bonne valeur du cosinus .
(faut pas multiplier l'exponentiel par un nombre complexe sinon sa marche pas).

En réalité , la fonction $\vec{E}^0 \cos(\vec{k}.\vec{r}-\omega t+\varphi)$ n'est pas directement une solution dans la mesure ou c'est la relation dite de ‘’dispersion" qui donnent les conditions , c'est une relation entre les variable d'espace et la pulsation _(dans le vide, elle s'écrit $k=\frac{\omega}{c}$, k est la norme du vecteur d'onde).

Pour connaître la relations de dispersion dans les milieux on doit mettre la solution dans l'équation de propagation et chercher les conditions .

On commence par simplifié le problème en alignant conventionnellement l'axe x du référentiel orthogonal arbitraire, sur l'axe de propagation de l'onde pour limiter le vecteur position a la coordonnée x et le vecteur d'onde a sa composante k_x ...(le vecteur d'onde et colinéaire à l'axe de propagation donc k_x est aussi la norme du vecteur d’onde c'est a dire k_x=k et le produit scalaire k.r devient kx __ si on passe a 3 dimension , on retrouvera la même relation de dispersion puisque k est la norme du vecteur d’onde).

$$\vec{E}=\vec{E}^0\, e^{i(kx-\omega t+\varphi)}$$

Maintenant on calcul les conditions qui forment la relation de dispersion en méttant la fonction dans l'équation des ondes dans les millieux .

On obtient un nombre complexe $k^2=\epsilon\mu\omega^2+\sigma\mu\omega i$.

Laissons cette relation de dispersion de coté pour l'instant et utilisant le fait que la norme du vecteur d'onde est aussi complexe puisque son carré est complexe

C'est a dire qu'on a $k=k_1+k_2 i$ qu'on peut remétre dans la fonction et voir se que sa donne *(en utilisant les propriété de l'exponentiel) :*

$$\vec{E}=\vec{E}^0 e^{i((k_1+k_2 i)x-\omega t+\varphi)}=\vec{E}^0 e^{-k_2 x} e^{i(k_1 x-\omega t+\varphi)}$$

la fonction $f(x)=e^{-k_2 x}$ décroit pour x positive , c'est clairement le facteur

d’atténuation de l'amplitude du signal transmis pendant sa propagation dans le

milieux .

(Remarque : on a dit qu'on prenait seulement la valeur réel d'un résulat avec l'exponentiel complexe donc pourquoi on considère la partie imaginaire de la relation de dispersion ?
Parce que c'est un résultat intermédiare , le résulat final c'est la multiplication de la fonction par un nombre réel donc c'est ok).

Calcul du vecteur d’onde :

$k^2=\epsilon\mu\omega^2+\sigma\mu\omega i$ on pose $A=\epsilon\mu\omega^2$, $B=\sigma\mu\omega$ et on cherche x et y

tel que $x+yi=\sqrt{A+Bi}$ *c-a-d* $(x+yi)^2=A+Bi$, qui revient à résoudre le systeme

$$x^2-y^2=A$$
$$2xy=B$$

(c’est une équation bicarré du 2ieme degrés).

Sa donne $x=\sqrt{\frac{-A+\sqrt{A^2+B^2}}{2}}$ et $y=\sqrt{\frac{-A-\sqrt{A^2+B^2}}{2}}$ et on a les partie réel et imaginaire

de la norme complexe du vecteur d’onde :

$$k_1=\sqrt{\frac{-\epsilon\mu\omega^2+\sqrt{(\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2}}{2}} \quad \& \quad k_2=\sqrt{\frac{-\epsilon\mu\omega^2-\sqrt{(\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2}}{2}} \quad .$$

A partir de la on peut commencer à étudier un peut le milieux ϵ,μ,σ qui aurait le plus de moyens pour stopper ou absorber un champ électromagnétique transversale transmis avec une pulsation ω .

D’abord les conditions réel sur les racines carré puisque les nombres k_1 et k_2 sont des nombres réel .

La condition sur la grande racine carré → $-\epsilon\mu\omega^2\pm\sqrt{(-\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2}\geq 0$.

La conditions sur la petite racines carré → $(-\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2\geq 0$.
Avant de chercher des informations , je vais faire une remarque personnel avec mon avis personnel

que vous pourrez évaluer indépendamment .

Remarque :
On voit qu'il y a un problème avec ses racines carré puisque le corp des nombres complexe est algébriquement clos , c'est à dire contient toute les solutions des équations algébrique donc physiquement ses conditions devrait être suffisante , mais il existe des valeur complexe des paramétres ϵ, μ, σ *, se qui autorise les valeurs* k_1 *et* k_2 *à avoir des valeurs complexe .*

Mon avis : On peut parfaitement donner des valeurs complexe aux nombre k_1 *et* k_2 *puisque le calcul redonne un nombre complexe donc on reste dans le corp C , c'est juste une forme différente du mème nombre complexe qui permet de traiter les paramétres physique complexe .*

Ex : Si $k_1 = a+bi$ *, et* $k_2 = c+di$ *on a* $k_1 + k_2 i = (a+bi) +(c+di)i=(a-d)+(b+c)i$ *qui donne les valeur* $k_1=a-d$ *et* $k_2 = b+c$ *qui sont bien réel donc les conditions sont indirectement vérifié , c'est juste une astuce de calcul pour gérer les paramètres physique complexe qui s'impose .*

(De toute façon on vérra plus bien plus loin dans le rapport si cette façon de voir fonctionne c'est un fichier assez long donc sa va me prendre quelques semaines peut étre avant de faire le tour de se que je peut faire sur se sujet + l'orientation pour fabriquer les matériaux et métamatériaux absorbant).

Les informations :

La profondeur de pénétrations de l'onde plane

On a $\vec{E}=\vec{E}^0 e^{-k_2 x} e^{i(k_1 x-\omega t+\varphi)}$ donc l'amplitude de l'onde tend vers 0 quand x tend vers l'infini et on se demande ou commence le début de la fin relative de cette ondes ?

Le facteur d'atténuation est du à des perte d'énergie de l'onde par effet joules généré par les courants de Foucault et/ou par oppositions avec des champs électrique du aux polarisation des charge libres et aux frottement des charges de polarisation lié aux atomes et d'autre effet plus ou moins bien connue lié a une 3ieme composante du champ électromagnétique lié aux problèmes des ondes dite scalaire .

Se qu'il appel l'épaisseur de peau δ c'est l'inverse du nombre k_2 , c'est une unitée qui sert a évaluer la profondeur de pénétration de l'onde contre une baisse de $\frac{1}{e}=\frac{1}{2{,}718}$ ~ 37 % de l'amplitude de l'onde pour chaque épaisseur de peau δ parcouru dans la propagation , c'est a dire qu'a la première épaisseur de peau il reste 63 % de l'amplitude ,a la 2ieme épaisseur de peau il reste 37 % de 63% ~40 %

de l’amplitude initial et ainsi de suite , et à ~5 épaisseur de peau l’amplitude est assez affaiblie pour être considéré comme nul .

On a $k_2=\sqrt{\frac{-\epsilon\mu\omega^2-\sqrt{(-\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2}}{2}}$, donc $\delta=\frac{1}{k_2}=\sqrt{\frac{2}{-\epsilon\mu\omega^2-\sqrt{(-\epsilon\mu\omega^2)^2+(\sigma\mu\omega)^2}}}$

c’est la forme complète de l’épaisseur de peau ok , dans les manuel ils écrivent

$\delta=\sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$, qui est un cas particulier quand $\sigma\mu\omega\gg\epsilon\mu\omega^2$, c’est se qui se passe dans les matériaux conducteur classique comme le cuivre etc...et sa revient à éliminer la partie réel $\epsilon\mu\omega^2$ du nombre d’onde complexe .

$$\delta=\sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}} \quad = \quad \delta=\frac{1}{k_2}=\sqrt{\frac{2}{\cancel{-\epsilon\mu\omega^2}-\sqrt{\cancel{(-\epsilon\mu\omega^2)^2}+(\sigma\mu\omega)^2}}} \quad .$$

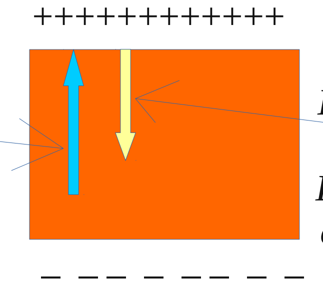
Si le vecteur d'onde est imaginaire pur , on a

Il y a essentiellement 4 forme de milieux , solide , liquide , gazeux et palsma (vous devez faire 4 équipes pour cette étude de propagation dans les lmilieux , une pour chaque type de milieux (c’est une étude global pour comprendre les matériaux absorbant).

1 → Les conducteurs → solides , liquide et plasma .
2 → Les isolants → solide , gazeux , liquide .

Les plasma c’est aussi à cause du transfert de micro-ondes a travers la ionosphère à partir de satellite , et les 2 autres servent a faire directement des écran ou indirectement des matériaux et métamatériaux absorbant qu’on va étudier au niveau de la fabrication pas trop chère un peut plus loin .

On connait la profondeur de pénétration des ondes planes dans les conducteurs classique comme le cuivre , l'aluminium etc... → $\delta=\sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$ étant donner que l'inégalité $\sigma\omega \gg \epsilon\omega^2$ est vérifier dans le cas des micro-ondes des téléphone portable etc..mais il y a cette pulsation ω qui peut métre en défaut la formule de l'effet de peau à cause des temps de réaction des charges libre qui s'oppose aux causes du mouvement par la force de coulomb .



Le temp de réaction des charge libre est donc un problème important a considéré puisque les fréquences des micro-onde peuvent monter beaucoup plus haut que 3 ou 4 GHZ de tel sorte que les charges n'ont plus le temp de réagir aux champ électrique de l'onde et du coup devrait traverser le milieux conducteur au dessus d'une certaine pulsation critique .

Nous savons que les micro-onde très haute fréquence ne se propage dans l'eau de mer qui forme un conducteur sinon les sous-marins pourrait communiquer sans problème donc cette information clef donne la réponse sans faire aucun calculs :

Les micro-ondes qui ont une pulsation égal ou supérieur a cette pulsation critique ne traverse pas les conducteurs et on a ici 2 principes vrai qui s'oppose .

Pour vous les TI's il y a 2 questions éssentiel concernant les conducteurs :

Que deviennent les micro-ondes qui ont une pulsation critique contre une cage de Faraday ?

et quels est cette pulsation critique ?

Bizarrement , j'ai pas encore trouver la réponse complète à la première question (sa sera dans une mise a jour) , pour l'instant , pour vous avancé , il est dit quelques part que l'onde qui a cette pulsation critique se propage à la

surface du conducteur et du coup peut rentrer dans une cage de Faraday qui a

des ouvertures et probablement rayonner de l'énergie dans sa propagation , mais la

encore il y a une autre question puisque les charges de conduction qui sont supposé

étre immobile pendant la propagations de l'onde ne peuvent pas servir d'antenne

pour rayonner des ondes qui ont la même fréquence puisque cette fréquence trop

grande les laisse au repos .

En attendant que je règle cette question voilà mon avis :

Si la partie réel du nombre d'onde est nul ,on a une fonction d'onde avec une pulsation et un vecteur d'onde nul donc pas de direction privilégier et cette pulsation "critique"est donné par l'expréssion de la partie imaginaire k_2

→ $\omega_c=\sqrt{\frac{-k_2^2}{\epsilon\mu}}$, les paramétres $\epsilon \, et \, \mu$ sont positif et k_2 est imaginaire pur donc c'est ok pour une pulsation réel .

Propagation dans les plasmas

Pour la 2ieme question c'est facile , on va étudier la propagation à travers le plasma

pour en venir aux conditions sur la fréquence lié à cette pulsation critique appeler

pulsation plasma , noté ω_p qui rentre dans les relations entre les matériaux et les

ondes planes et on reviendra sur les solution de la norme du vecteur d'onde .

Cette étude ici fait aussi partie des modules qui vous intéresse puisque les champ de

micro-ondes envoyer par les satellites viennent d'au dessus la Ionosphère qui forme

un plasma .

L'équation dite ''de transport'' :

Les ions et les électrons dans le plasma ont une différence de masse importante donc le mouvement des ions *(beaucoup plus lourd)* est négligeable dans l'équation du mouvement des charge libre sous l'influence d'une champ électrique .

On applique le PFD sur un électrons $m\frac{d\vec{v}}{dt}=-e\vec{E}-e\vec{v}\wedge\vec{B}$.
m la masse et e la charge .

La plupart des cours la dessus élimine le terme avec le champ B à cause de la relation entre E et B sur les ondes planes → E=cB
(norme de E = vitesse de la lumière multiplier par la norme de B , et du fait que la vitesse de dérive de l'électron soumis aux champ (E,B) est très inférieur a la vitesse de la lumière donc pas de facteur gamma a prendre en compte).

Ici je vais rester dans le cours classique sur la propagation dans un plasma, c'est a dire globalement neutre et sans champ B extérieur pour chercher la pulsation critique sur les conducteurs .

L'équation du mouvement de l'électron exister par le champ électrique se simplifie :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}=-e\vec{E}$$

Conseil *: Vous devez prendre en compte l'équation complète étant donné le champ magnétique terrestre qui joue un rôle donc c'est mieux de prendre en compte le maximum de conditions si vous devez calculé la position d'un satellites à partir de la direction du champ micro-onde etc..__ (vous faite la somme du champ magnétique terrestre et du champ magnétique de l'onde) , moi ici je vais directement aux calculs de la pulsation plasma avec et sans frottement pour prendre en compte le milieux de la ionosphère mais aussi le milieux des conducteurs utilisé pour les cages Faraday .*

La densité de courant J s'écrit $\vec{J}=-ne\vec{v}$ ou n est le nombre d'électron par mètre cube dans se plasma , *(la charge volumique total du plasma est neutre ok , c'est juste la densité d'électrons dans se courant).*
La densité volumique total est neutre se qui veut dire que $DIV(\vec{E})=0$ mais le courant fait par le mouvement des électrons pris dans le champ électrique doit apparaître dans l'équation de Maxwell Ampère $Rot(\vec{B})=\mu\vec{J}+\epsilon\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$.

La divergence de B étant toujours nul , le système de Maxwell pour se plasma se ramène a l'équation $\Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

(Finalement c'est la même équation de propagations que celle dans les conducteurs solide).

On a $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}$ donc $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{-e}{m} \vec{E}$ → $\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \frac{e^2 n}{m} \vec{E}$ puisque

$\rho = -ne$ est une constante .

On a $\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \frac{e^2 n}{m} \vec{E}$ & $\Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ donc l'équation du champ

dans le plasma neutre sans frottement est : $\Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{e^2 n}{m} \vec{E} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$.

On ramène dans l'équation notre solution de micro-onde pour tirer les conditions de la relation de dispersion ,

$\vec{E} = \vec{E}^0 \cos(\vec{k}.\vec{r} - \omega t + \varphi) = \vec{E}^0 e^{i(\vec{k}.\vec{r} - \omega t + \varphi)}$ ..(on peut annuler la phase initial pour

simplifié $\vec{E} = \vec{E}^0 \cos(\vec{k}.\vec{r} - \omega t) = \vec{E}^0 e^{i(\vec{k}.\vec{r} - \omega t)}$).

Sa donne $k^2 = -\mu_0 \frac{n e^2}{m} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$.

On sait que $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$, on déduit la pulsation "critique" appelé pulsation plasma :

$\omega_p = \sqrt{\frac{\mu_0 c^2 n e^2}{m}}$ qui s'écrit aussi $\omega_p^2 = \omega^2 - c^2 k^2$ (équation de Klein-Gordon).

J'éssaie de voir si la pulsation critique $\omega_c = \sqrt{\frac{-k_2^2}{\epsilon \mu}}$ est général on comparant avec l'expréssion de la pulsation plasma qui devrait étre un cas particulier dans le milieu ϵ_0, μ_0 → $\frac{\mu_0 c^2 n e^2}{m} = \frac{-k_2^2}{\epsilon_0 \mu_0}$.

en poson $k = k_2$ on peut remplacer k₂ au carré par $k^2 = -\mu_0 \frac{n e^2}{m} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ pour

voir si on obtient une égalité vrai , mais sa donne $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = (1+\epsilon_0 \mu_0 c^2)$ *, (presque vrai , mais pas vrai , donc faut soit reprendre le résonement ou soit vérifiez les calculs).*
Maintenant si on compare avec la pulsation plasma donné par l'équation de Clein-Gordon , sa donne $(c^2 - \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}) k^2 = (\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} - \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}) k^2 = \omega = 0$ qui est vai dans le premier membre mais pas forcément dans le 2ieme membre .

………… (je fait des mise a jour).

Indice de réfraction et loi de Snell Descartes

Avant de continuer la recherche d'information sur les matériaux , il faut d'abord faire un module sur les notions d'onde incident , réfracter et transmis a cause des indices de réfraction qui rentre dans l'étude des matériaux a fabriquer *(opposition de phase etc...)*.

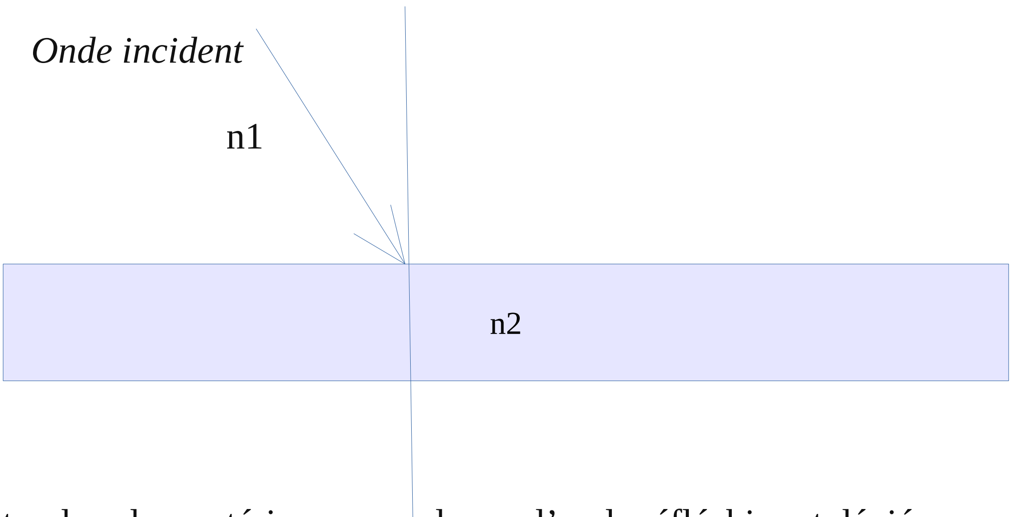
On se pose la question de la réfraction des onde invisible puisqu'on voit la lumière

qui fait partie des ondes plane , se réfléchi sur certain matériaux (donc passe pas) .

L'onde plane arrive orienter par son vecteur d'onde se propage dans le vide et vient

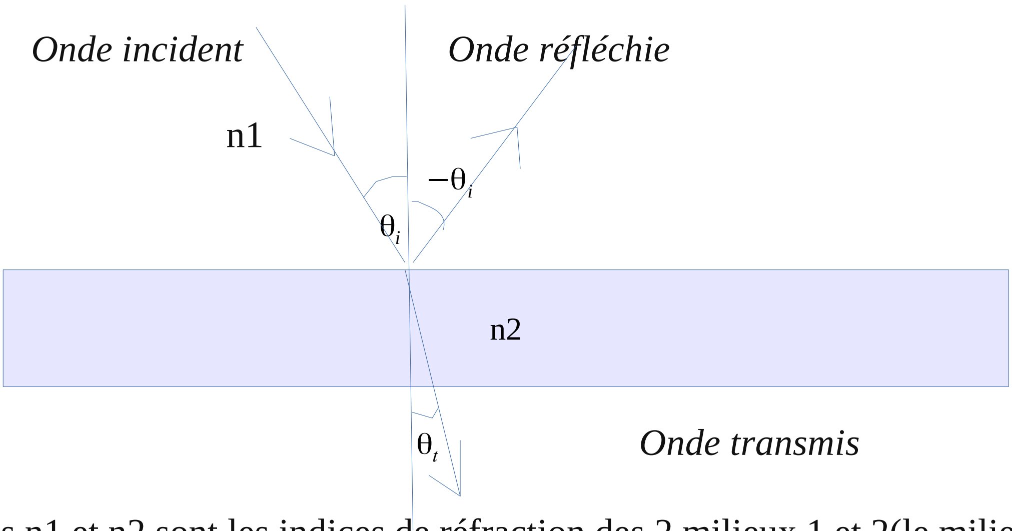
rencontrer un matériaux selon un angle θ_i par rapport a l'axe vertical qui passe par

le point d'incidence de l'onde .



On démontre dans les matériaux normale que l'onde réfléchie est dévié avec un angle

exactement opposé a l'angle incident $\theta_r = -\theta_i$ et que l'onde transmis à travers le matériaux vérifie la relation de Snell Descarte $n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_r)$



Les indices n1 et n2 sont les indices de réfraction des 2 milieux 1 et 2(le milieux extérieur et le milieux du matériaux) , c’est le rapport de la vitesse de propagation dans le vide et la vitesse de propagation dans le milieux d’indice n , *(le vide a l’indice de référence n=1*) s vitesse de propagation par rapport au vide .

N= C/V

Avec N l’indice de réfraction du milieux , C la vitesse de la lumière dans le vide et V la vitesse de l’onde transmis dans le milieu .

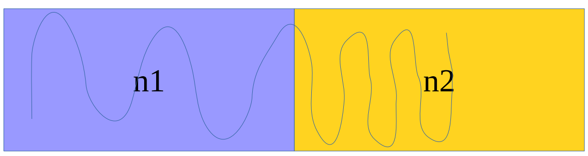
THM :
La fréquence des ondes transversales sont invariant par changement de milieux .

Selon se thm , les 3 champs *(incident , réfléchie et transmis)* , ont la mème fréquence

mais les vitesse sont différentes donc c’est les longueurs d’onde qui change c'est a

dire qu'on a $n_1 \lambda_1 = n_2 \lambda_2$.

Exemple avec n2 > n1.
La longueur d'onde dans le milieux n2 est raccourci pour conserver la fréquence étant donner que la vitesse de propagation de l'onde a diminuer .



L'indice de réfraction n est lié aux paramétres $\epsilon\, et\, \mu$ par la relation $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \frac{c}{v}$

Remarque :

On a $k^2=\epsilon\mu\omega^2+\sigma\mu\omega i$ et $\epsilon\mu=\epsilon_0\mu_0\epsilon_r\mu_r$ mais $\epsilon_r\mu_r=\frac{c^2}{v^2}$ et grace a l'équation des ondes dans le vide on sait que $\epsilon_0\mu_0=\frac{1}{c^2}$ donc $\epsilon\mu=\frac{1}{v^2}$ c-a-d $v=\frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$.

On sait ici que dans un isolant la vitesse de l'onde diminue puisque si on annule les charge de conduction $J_c=\sigma\vec{E}$, il reste l'équation des ondes $\Delta\vec{E}=\epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$ qui s'écrit aussi $\Delta\vec{E}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$ (c'est une propriété de l'équation)

(cette infos peut servir a ralentir une onde avec des matériaux pas chère pour capter son signal avant qu'elle traverse le milieux et lui renvoyer une onde exactement en opposition de phase avant qu'elle passe dérière l'antenne).

THM :
dans une représentation dans le plan , quand une onde plane est sur une interface qui sépare 2 milieux d'indice n1 et n2 , les champ incident , réfléchie et transmis on la même projection sur cette interface , contrairement a la projection orthogonal du vecteur transmis et du vecteur réfléchie qui change d'un facteur $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$.

Se thm permet de trouver les Amplitude de départ des ondes transmis et réfléchie .

On a la relation $\vec{E}_i+\vec{E}_r=\vec{E}_t$ (champ incident + champ réfléci=champ transmis).

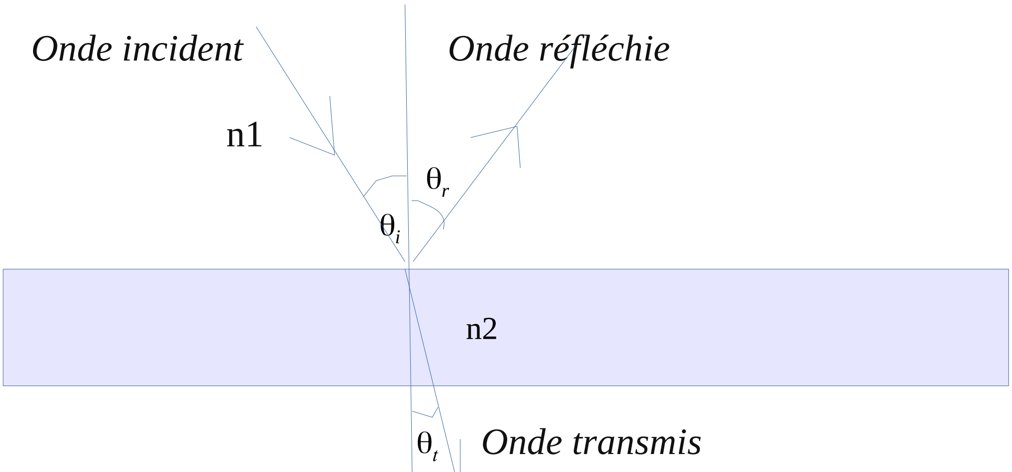
Qui s'écrit aussi $\vec{E}_i^0 e^{i(\vec{k}_i.\vec{r}-\omega t)}+\vec{E}_r^0 e^{i(\vec{k}_r.\vec{r}-\omega t)}=\vec{E}_t^0 e^{i(\vec{k}_t.\vec{r}-\omega t)}$

Dans le thm , Les vecteurs $\vec{E}_i^0,\vec{E}_r^0,\vec{E}_t^0$ sont dans le mème plan ok donc ils sont colinéaire et on peut écrire $\vec{E}_r^0\, et\, \vec{E}_t^0$ comme des multiple de $\vec{E}_i^0$.

$\vec{E}_i^0 e^{i(\vec{k}_i.\vec{r}-\omega t)}+R\,\vec{E}_i^0 e^{i(\vec{k}_r.\vec{r}-\omega t)}=T\,\vec{E}_i^0 e^{i(\vec{k}_t.\vec{r}-\omega t)}$ et il réste a calculé les coéficient **R** et **T** pour avoir l'amplitude initial de l'onde réfléchie et de l'onde transmis .

Aprés quelques calculs on trouve 2 équations en R et T qui forme un systeme linéaire qui a pour solution

$$R = \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \qquad T = \frac{2 n_1 \cos(\theta_i)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \; .$$



ici on a des facteurs fonction des angles , sur les amplitudes de l'onde réfléchie et transmis donc on sait par exemple que si $n_1 \cos(\theta_i) = n_2 \cos(\theta_t)$, l'onde réfléchie est annulé ...(c'est se qu'ils appelent, l'angle de Brewster).

Fin du module

FB

………. (je fait des mise a jour).