1. • À l'onde incidente est associé le champ $\left|\begin{array}{l}\overrightarrow{\underline{E}_i} = E_0.e^{j.(\omega t - k_0 x)}\overrightarrow{e_y} \\ \overrightarrow{\underline{B}_i} = \dfrac{E_0}{c}.e^{j.(\omega t - k_0 x)}\overrightarrow{e_z}\end{array}\right.$

   • On prévoit l'existence d'une onde réfléchie du type $\left|\begin{array}{l}\overrightarrow{\underline{E}_r} = \underline{r}.E_0.e^{j.(\omega t + k_0 x)}\overrightarrow{e_y} \\ \overrightarrow{\underline{B}_i} = -\dfrac{\underline{r}.E_0}{c}.e^{j.(\omega t + k_0 x)}\overrightarrow{e_z}\end{array}\right.$

   • Dans le diélectrique $div\overrightarrow{E} = 0$, on prévoit donc toujours une onde transversale. On peut écrire l'onde progressive sou la forme $\overrightarrow{\underline{E}_t} = \underline{t}.E_0.e^{j.(\omega t - \underline{k}x)}\overrightarrow{e_y}$, avec $\underline{k} = \dfrac{\underline{n}.\omega}{c}$

   L'onde étant plane transversale, on obtient $\overrightarrow{\underline{B}_t} = \dfrac{\overrightarrow{\underline{k}} \wedge \overrightarrow{\underline{E}_t}}{\omega} = \dfrac{\underline{n}.\underline{t}.E_0}{c}.e^{j.(\omega t - k_0 x)}\overrightarrow{e_z}$

2. Il n'existe pas de densités surfaciques de charge ou courant à l'interface de deux diélectriques. On doit donc vérifier la continuité des champs à l'interface, ce qui donne : $\left|\begin{array}{l}\overrightarrow{\underline{E}_i} + \overrightarrow{\underline{E}_r} = \overrightarrow{\underline{E}_t} \\ \overrightarrow{\underline{B}_i} + \overrightarrow{\underline{B}_r} = \overrightarrow{\underline{B}_t}\end{array}\right. \rightarrow \left|\begin{array}{l}1 + \underline{r} = \underline{t} \\ 1 - \underline{r} = \underline{n}.\underline{t}\end{array}\right.$

   On en déduit que $\underline{r} = \dfrac{1 - \underline{n}}{1 + \underline{n}}$ et $\underline{t} = \dfrac{2}{1 + \underline{n}}$

3. Pour le bilan énergétique, on doit reprendre les grandeurs réelles, ce qui donne :
   $\overrightarrow{\underline{B}} = \dfrac{2.E_0}{\omega}.\left[\left(\frac{n'.(1+n')+n''^2}{(1+n')^2+n''^2}\right) + j.\left(\frac{n'.n''-n''.(1+n')}{(1+n')^2+n''^2}\right)\right].\left[cos\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right) + j.sin\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right)\right].e^{-\frac{n''\omega.x}{c}}.\overrightarrow{e_z}$
   $\overrightarrow{B} = \mathcal{R}e\left(\overrightarrow{\underline{B}}\right)$
   $\overrightarrow{B} = \dfrac{2.E_0}{\omega}.e^{-\frac{n''\omega.x}{c}}.\left[\left(\frac{n'.(1+n')+n''^2}{(1+n')^2+n''^2}\right)cos\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right) - sin\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right).\left(\frac{n'.n''-n''.(1+n')}{(1+n')^2+n''^2}\right)\right].\overrightarrow{e_z}$
   Il reste à déterminer la partie réelle de $\overrightarrow{\underline{E}} = \dfrac{2}{(1+n'2)+n''^2}.e^{-\frac{n''\omega.x}{c}}.\left[(1+n')cos\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right) - n''.sin\left(\omega t - \frac{n'.\omega.x}{c}\right)\right].\overrightarrow{e_z}$
   On peut désormais déterminer la valeur moyenne du vecteur de Poynting