UNIVERSITE MOULAY ISMAIL
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Année Universitaire 2022 / 2023
Filière : SMP 4
Module : Electricité 3

Examen de la session ordinaire juin 2023
Corrigé

-I- QUESTIONS DU COURS :

1) Dans un milieu aimanté linéaire, homogène et isotrope l'absence de courant volumique réel $\vec{j}(\mathrm{M}) = 0$ entraine l'absence de courant volumique fictif $\vec{j}_a(\mathrm{M}) = 0$ et réciproquement.

Démonstration :
On considère les deux formes locales du théorème d'Ampère :

$$\mathrm{div}\vec{\mathrm{B}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M}) = \mu_0\left(\vec{j}(\mathrm{M}) + \vec{j}_a(\mathrm{M})\right) \qquad (1)$$

$$\mathrm{div}\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M}) = \vec{j}(\mathrm{M}) \qquad (2)$$

Sachant que dans un milieu magnétique parfait on a : $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M}) = \dfrac{\vec{\mathrm{B}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M})}{\mu_0\mu_\mathrm{r}}$ (3)

On remplace $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M})$, par son expression (3), dans l'expression (2) : $\dfrac{1}{\mu_0\mu_\mathrm{r}}\mathrm{div}\vec{\mathrm{B}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M}) = \vec{j}(\mathrm{M})$

Puis on remplace $\mathrm{div}\vec{\mathrm{B}}_{\mathrm{tot}}(\mathrm{M})$ par son expression (1), ce qui donne en définitive la relation de proportionnalité entre les deux densités de courant :

$$\vec{j}_a(\mathrm{M}) = (\mu_\mathrm{r} - 1).\vec{j}(\mathrm{M}) \qquad (4)$$

Ainsi, dans un milieu aimanté parfait, l'absence du courant volumique réel $\vec{j}(\mathrm{M}) = 0$, entraine l'absence du courant volumique d'aimantation $\vec{j}_a(\mathrm{M}) = 0$ et réciproquement.

2) Dans le cas d'une onde électromagnétique plane il y a équipartition de l'énergie entre les formes électrique et magnétique.

Démonstration : Il suffit de montrer que les densités d'énergie électrique et magnétique, associées au champ électromagnétique de l'onde plane, sont égales. Soit :

$$\omega_\mathrm{e} = \frac{1}{2}\varepsilon \mathrm{E}^2(\mathrm{M,t}) \quad ; \quad \varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{r} \qquad (5)$$

$$\omega_\mathrm{m} = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{B}^2(\mathrm{M,t})}{\mu} \quad ; \quad \mu = \mu_0\mu_\mathrm{r} \qquad (6)$$

Sachant qu'une onde plane se propageant à la vitesse $\vec{\mathrm{v}}$ est caractérisée par la relation de structure entre les modules: $\mathrm{E(M,t) = v.B(M,t)}$

En remplaçant $\mathrm{E(M,t)}$ dans l'expression (5), et en tenant compte de la relation $\mathrm{v}^2 = \dfrac{1}{\mu\varepsilon}$, on obtient l'égalité des densités d'énergie électrique et magnétique :

$$\omega_\mathrm{e} = \frac{1}{2}\varepsilon \mathrm{E}^2(\mathrm{M,t}) = \frac{1}{2}\varepsilon \mathrm{v}^2\mathrm{B}^2(\mathrm{M,t}) = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{B}^2(\mathrm{M,t})}{\mu} = \omega_m$$

3) Expression de la puissance électromagnétique transportée par une onde électromagnétique (OEM).
La puissance électromagnétique P_{em} transportée par une **OEM** est égale au flux du vecteur de Poynting $\vec{R}$ à travers une surface **S** perpendiculaire à la direction de propagation: $$P_{em} = \iint_S \vec{R}.dS.\vec{e}_u = \iint_S R.dS$$ $\vec{e}_u$ = vecteur unitaire de la direction de propagation de l'onde.

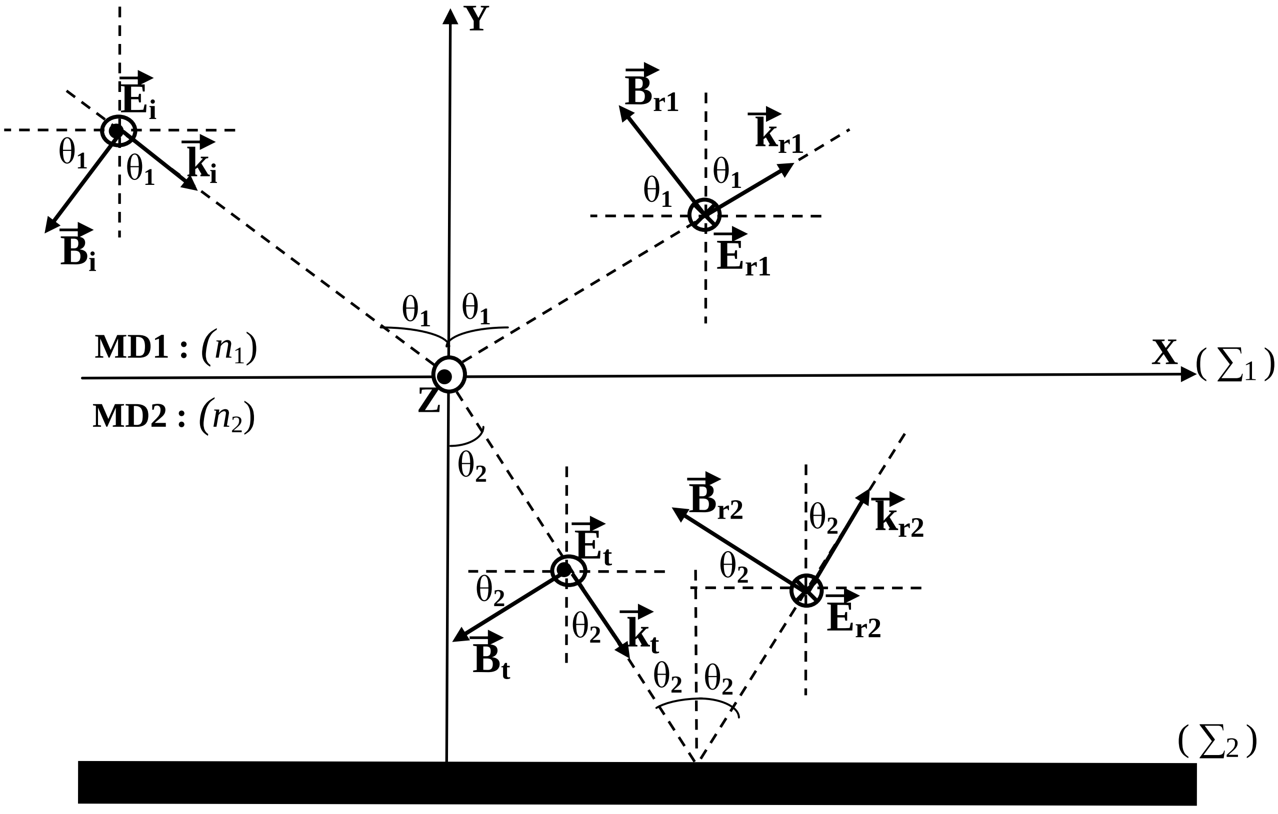
-II- ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES MILIEUX MATERIELS :

1) ■ Relation de structure de l'onde plane entre les grandeurs vectorielles :

$$\vec{B}(M,t) = \frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \vec{E}(M,t)$$

2) ■ Expressions des vecteurs d'onde $\vec{k}_i, \vec{k}_{r1}, \vec{k}_t$ et $\vec{k}_{r2}$ dans la base cartésienne $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$:

avec $k_i = k_{r1} = k_1 = \frac{\omega}{v_1}$ et $k_t = k_{r2} = k_2 == \frac{\omega}{v_2}$.



Conducteur parfait : $\vec{E}=\vec{0}$; $\vec{B}=\vec{0}$

$$\begin{cases} \vec{k}_i = k_1(\sin\theta_1.\vec{e}_x - \cos\theta_1.\vec{e}_y) & ; \quad \vec{k}_{r1} = k_1(\sin\theta_1.\vec{e}_x + \cos\theta_1.\vec{e}_y) \\ \vec{k}_t = k_2(\sin\theta_2.\vec{e}_x - \cos\theta_2.\vec{e}_y) & ; \quad \vec{k}_{r2} = k_2(\sin\theta_2.\vec{e}_x + \cos\theta_2.\vec{e}_y) \end{cases}$$

3) ■ **Voir représentation des champs électromagnétiques dans la figure ci-avant.**

Remarque : L'onde incidente est polarisée parallèlement à la direction de l'axe OZ, soit : $\vec{E}_i(M,t) = E_{iz}(M,t).\vec{e}_z$

Par suite, les trois champs électriques $\vec{E}_{r1}(M,t), \vec{E}_t(M,t)$ et $\vec{E}_{r2}(M,t)$ le sont aussi, soit. Les champs magnétiques sont dans le plan (XOY) :

$$\begin{cases} \vec{E}_{r1}(M,t) = E_{r1z}(M,t).\vec{e}_z \\ \vec{E}_t(M,t) = E_{tz}(M,t).\vec{e}_z \\ \vec{E}_{r2}(M,t) = E_{r2z}(M,t).\vec{e}_z \end{cases} \qquad \begin{cases} \vec{B}_i(M,t) = B_{ix}(M,t).\vec{e}_x + B_{iy}(M,t).\vec{e}_y \\ \vec{B}_{r1}(M,t) = B_{r1x}(M,t).\vec{e}_x + B_{r1y}(M,t).\vec{e}_y \\ \vec{B}_t(M,t) = B_{tx}(M,t).\vec{e}_x + B_{ty}(M,t).\vec{e}_y \\ \vec{B}_{r2}(M,t) = B_{r2x}(M,t).\vec{e}_x + B_{r2y}(M,t).\vec{e}_y \end{cases}$$

Les vecteurs $\vec{B}_i, \vec{B}_{r1}, \vec{B}_t$ et $\vec{B}_{r2}$ sont dans le plan d'incidence (XOY), leur sens est obtenu en tenant compte du fait que les trois vecteurs $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k},)$ forment un trièdre direct.

Dans le milieu conducteur parfait le champ électromagnétique est nul $(\vec{E} = \vec{0}\,; \vec{B} = \vec{0})$.

L'onde $(\vec{E}_t, \vec{B}_t, \vec{k}_t)$ subit une réflexion totale à la surface $(\sum_2)$ du conducteur, donnant une onde réfléchie $(\vec{E}_{r2}, \vec{B}_{r2}, \vec{k}_{r2})$ dans le MD2 dont le champ $\vec{E}_{r2}(M,t)$ est en opposition de phase avec le champ $\vec{E}_t(M,t)$.

4)

a- Relations de structures reliant E_{0i} et B_{0i}, E_{0r1} et B_{0r1}, E_{0t} et B_{0t}, E_{0r2} et B_{0r2} **:**

$$\begin{cases} E_{0i} = v_1 B_{0i} \quad ; \quad E_{0r1} = v_1 B_{0r1} \\ E_{0t} = v_2 B_{0t} \quad ; \quad E_{0r2} = v_2 B_{0i} \end{cases}$$

b- Expressions des champs $(\vec{E}_i, \vec{B}_i, \vec{E}_{r1}, \vec{B}_{r1,} \vec{E}_t, \vec{B}_{t,}, \vec{E}_{r2}, \vec{B}_{r2,})$ **dans la base cartésienne :**

Pour les expressions de $\vec{B}(M,t)$**, vous pouvez les déterminer, soit par projection, à partir de la figure précédente (c'est le cas ci-dessous), soit à partir de la relation de structure demandée dans la question 1 (voir méthode à la fin de ce corrigé).**

♦ **Onde incidente dans le MD1 :** $(\vec{E}_i, \vec{B}_i, \vec{k}_i)$

$$\vec{E}_i(M,t) = E_{0i}.\cos(\omega t - \vec{k}_1.\vec{r}).\vec{e}_z = E_{0i}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right]\vec{e}_z$$

$$\vec{B}_i(M,t) = \begin{cases} B_{ix} = B_{0ix}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{iy} = B_{0iy}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{iz} = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} B_{0ix} = -B_{oi}\cos\theta_1 \\ B_{0iy} = -B_{oi}\sin\theta_1 \end{cases}$$

♦ **Onde réfléchie sur la surface** (Σ_1) **:** $(\vec{E}_{r1}, \vec{B}_{r1}, \vec{k}_{r1})$

> **Remarque : Puisque** $(n_1 < n_2)$, le champ électrique $\vec{E}_{r1}(M,t)$ de l'onde réfléchie à la surface (Σ_1) est en opposition de phase le champ $\vec{E}_i(M,t)$ de l'onde incidente. Ils sont donc de sens opposés.

$$\vec{E}_{r1}(M,t) = E_{0r1z}.\cos(\omega t - \vec{k}_{r1}.\vec{r}).\vec{e}_z = -E_{0r1}.\cos[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)].\vec{e}_z$$

Où $E_{0r1z} = -E_{0r1}$

$$\vec{B}_{r1}(M,t) = \begin{cases} B_{r1x} = B_{0r1x}.\cos[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)] \\ B_{r1y} = B_{0r1y}.\cos[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)] \\ B_{r1z} = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} B_{0r1x} = -B_{or1}\cos\theta_1 \\ B_{0r1y} = B_{or1}\sin\theta_1 \end{cases}$$

♦ **Onde transmise dans le MD2 :** $(\vec{E}_t, \vec{B}_t, \vec{k}_t)$

> **Remarque :** le champ électrique $\vec{E}_t(M,t)$ de l'onde transmise à travers la surface (Σ_1) est toujours en phase avec le champ $\vec{E}_i(M,t)$ de l'onde incidente. Il est donc dirigé dans le même sens que $\vec{E}_i(M,t)$, soit $\vec{E}_t(M,t) = E_t(M,t).\vec{e}_z$.

$$\vec{E}_t(M,t) = E_{0tz}.\cos(\omega t - \vec{k}_t.\vec{r}).\vec{e}_z = E_{0t}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)].\vec{e}_z$$

Où $E_{0tz} = E_{0t}$

$$\vec{B}_t(M,t) = \begin{cases} B_{tx} = B_{0tx}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)] \\ B_{ty} = B_{0ty}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)] \\ B_{tz} = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} B_{0tx} = -B_{ot}\cos\theta_2 \\ B_{0ty} = -B_{ot}\sin\theta_2 \end{cases}$$

♦ **Onde réfléchie sur la surface** (Σ_2) **du milieu conducteur :** $(\vec{E}_{r2}, \vec{B}_{r2}, \vec{k}_{r2})$

> **Remarque :** Le champ électrique de l'onde réfléchie à la surface d'un milieu bon conducteur est toujours en opposition de phase avec le champ de l'onde incidente.
>
> Au niveau de la surface (Σ_2) du conducteur, l'onde $(\vec{E}_t, \vec{B}_t, \vec{k}_t)$ est une onde incidente, et l'onde $(\vec{E}_{r2}, \vec{B}_{r2}, \vec{k}_{r2})$ est l'onde réfléchie. Le champ électrique $\vec{E}_{r2}(M,t)$ est de sens contraire à celui du champ $\vec{E}_t(M,t)$, (voir figure précédente)

$$\vec{E}_{r2}(M,t) = E_{0r2z}.\cos(\omega t - \vec{k}_{r2}.\vec{r}).\vec{e}_z = -E_{0r2}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)].\vec{e}_z$$

Où $E_{0r2z} = -E_{0r2}$

$$\vec{B}_{r2}(M,t) = \begin{cases} B_{r2x} = B_{0r2x}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)] \\ B_{r2y} = B_{0r2y}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)] \\ B_{r2z} = 0 \end{cases} \text{avec} \quad \begin{cases} B_{0r2x} = -B_{or2}\cos\theta_2 \\ B_{0r2y} = B_{ot}\sin\theta_2 \end{cases}$$

5) ■ **Vérification de la continuité de la composante tangentielle du champ $\vec{E}$ à la surface (Σ_1)**

Rappel : Relation de passage (ou de continuité) de la composante tangentielle du champ $\vec{E}$

$$\vec{E}_1(M,t).\vec{T} = \vec{E}_2(M,t).\vec{T}$$

En tout point M de la surface de séparation entre deux milieux différents la composante tangentielle de $\vec{E}$ est toujours continue.

$\vec{E}_1(M, t)$ est le champ total dû au milieu (1), $\vec{E}_2(M, t)$ est le champ total dû au milieu (2), en un point M de la surface.

$$\begin{cases} \vec{E}_1(M,t) = \vec{E}_i(M,t) + \vec{E}_{r1}(M,t) \\ \vec{E}_2(M,t) = \vec{E}_t(M,t) + \vec{E}_{r2}(M,t) \\ \text{Le vecteut tangent } \vec{T} \text{ doit appartenir à la surface } \Sigma_1, \text{ soit } \vec{T} = \vec{e}_x \text{ ou } \vec{T} = \vec{e}_y \\ \text{on prendra le point M confondu avec le point O(0,0,0)} \end{cases}$$

Etant donné que la direction des champs électriques est perpendiculaire aux deux vecteurs tangents $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$, la continuité de la composante tangentielle du champ électrique $\vec{E}$ est donc continue, soit :

$$\begin{cases} \left[E_i(O,t).\vec{e}_z + E_{r1}(O,t).\vec{e}_z\right].\vec{e}_x = \left[E_t(O,t).\vec{e}_z + E_{r2}(O,t).\vec{e}_z\right].\vec{e}_x \\ 0 = 0 \end{cases}$$

6) ■ **Expression du vecteur de Poynting $\vec{\Re}_i$ de l'onde incidente $(\vec{E}_i, \vec{B}_i, \vec{k}_i)$:**

$$\vec{\Re}_i = \frac{\vec{E}_i(M,t)\Lambda\vec{B}_i(M,t)}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0}\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_{iz} \end{pmatrix} \Lambda \begin{pmatrix} B_{ix} \\ Biy \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\mu_0}\begin{pmatrix} -E_{iz}B_{iy} \\ E_{iz}B_{ix} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$= \frac{-E_{iz}B_{iy}.\vec{e}_x + E_{iz}B_{ix}.\vec{e}_y}{\mu_0}$$

Où $\begin{cases} E_{iz}(M,t) = E_{0i}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{ix}(M,t) = -B_{0i}\cos\theta_1\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{iy}(M,t) = -B_{0i}\sin\theta_1\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \end{cases}$ avec $B_{0i} = \dfrac{E_{0i}}{v_1}$

Soit :

$$\vec{\Re}_i(M,t) = \frac{E_{0i}^2\cos^2\left[\omega t - k_1\left(x\sin\theta_1 - y\cos\theta_1\right)\right](\sin\theta_1.\vec{e}_x - \cos\theta_1.\vec{e}_y)}{\mu_0 v_1}$$

$$= \frac{E_i^2(M,t).(\sin\theta_1.\vec{e}_x - \cos\theta_1.\vec{e}_y)}{\mu_0 v_1} = \frac{E_i^2(M,t)}{\mu_0 v_1}.\vec{u}$$

Où $\vec{u} = (\sin\theta_1.\vec{e}_x - \cos\theta_1.\vec{e}_y)$ est le vecteur unitaire de la direction de propagation de l'onde incidente.

Conclusion : Le vecteur de Poynting est parallèle à la direction de propagation de l'onde plane.

==

Expressions des champs d'induction magnétiques à partir de la relation de structure :

$$\vec{B}(M,t) = \frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \vec{E}(M,t)$$

♦ **Onde incidente dans le MD1 :** $(\vec{E}_i, \vec{B}_i, \vec{k}_i)$

$$\vec{E}_i(M,t) = E_{0i}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right].\vec{e}_z$$

$$\vec{k}_i = k_1\left(\sin\theta_1.\vec{e}_x - \cos\theta_1.\vec{e}_y\right)$$

$$\vec{B}_i(M,t) = \frac{\vec{k}_i}{\omega} \wedge \vec{E}_i(M,t) = \frac{1}{\omega}\begin{pmatrix} k_1 \sin\theta_1 \\ -k_1\cos\theta_1 \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\dfrac{k_1\cos\theta_1 E_i}{\omega} \\ -\dfrac{k_1 \sin\theta_1 E_i}{\omega} \\ 0 \end{pmatrix}$$

En tenant compte de la relation de structure : $\dfrac{k_1}{\omega} E_{0i} = \dfrac{E_{0i}}{v_1} = B_{0i}$

On obtient l'expression :

$$\vec{B}_i(M,t) = \begin{cases} B_{ix} = -B_{0i}\cos\theta_1 \cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{iy} = -B_{0i}\sin\theta_1 \cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 - y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{iz} = 0 \end{cases}$$

♦ **Onde réfléchie sur la surface** (Σ_1) **:** $(\vec{E}_{r1}, \vec{B}_{r1}, \vec{k}_{r1})$

$$\vec{E}_{r1}(M,t) = -E_{0r1}.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)\right].\vec{e}_z$$

$$\vec{k}_{r1} = k_1\left(\sin\theta_1.\vec{e}_x + \cos\theta_1.\vec{e}_y\right)$$

$$\vec{B}_{r1}(M,t) = \frac{\vec{k}_{r1}}{\omega} \wedge \vec{E}_{r1}(M,t) = \frac{1}{\omega}\begin{pmatrix} k_1 \sin\theta_1 \\ k_1\cos\theta_1 \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_{r1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{k_1\cos\theta_1 E_{r1}}{\omega} \\ -\dfrac{k_1 \sin\theta_1 E_{r1}}{\omega} \\ 0 \end{pmatrix}$$

En tenant compte de la relation de structure : $\dfrac{k_1}{\omega} E_{0r1} = \dfrac{E_{0r1}}{v_1} = B_{0r1}$

On obtient l'expression :

$$\vec{B}_{r1}(M,t) = \begin{cases} B_{r1x} = -B_{0r1}\cos\theta_1.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{r1y} = B_{0r1}\sin\theta_1.\cos\left[\omega t - k_1(x.\sin\theta_1 + y.\cos\theta_1)\right] \\ B_{r1z} = 0 \end{cases}$$

♦ **Onde transmise dans le MD2 :** $(\vec{E}_t, \vec{B}_t, \vec{k}_t)$

$$\vec{E}_t(M,t) = E_{0t}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)]\vec{e}_z$$

$$\vec{k}_t = k_2(\sin\theta_2.\vec{e}_x - \cos\theta_2.\vec{e}_y)$$

$$\vec{B}_t(M,t) = \frac{\vec{k}_t}{\omega} \Lambda \vec{E}_t(M,t) = \frac{1}{\omega}\begin{pmatrix} k_2 \sin\theta_2 \\ -k_2\cos\theta_2 \\ 0 \end{pmatrix} \Lambda \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\dfrac{k_2\cos\theta_2 E_t}{\omega} \\ -\dfrac{k_2\sin\theta_2 E_t}{\omega} \\ 0 \end{pmatrix}$$

En tenant compte de la relation de structure : $\dfrac{k_2}{\omega}E_{0t} = \dfrac{E_{0t}}{v_2} = B_{0t}$

On obtient l'expression :

$$\vec{B}_t(M,t) = \begin{cases} B_{tx} = -B_{0t}\cos\theta_2.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)] \\ B_{ty} = -B_{0t}\sin\theta_2.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 - y.\cos\theta_2)] \\ B_{tz} = 0 \end{cases}$$

♦ **Onde réfléchie sur la surface** (Σ_2) **du milieu conducteur :** $(\vec{E}_{r2}, \vec{B}_{r2}, \vec{k}_{r2})$

$$\vec{E}_{r2}(M,t) = -E_{0r2}.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)]\vec{e}_z$$

$$\vec{k}_{r2} = k_2(\sin\theta_2.\vec{e}_x + \cos\theta_2.\vec{e}_y)$$

$$\vec{B}_{r2}(M,t) = \frac{\vec{k}_{r2}}{\omega} \Lambda \vec{E}_{r2}(M,t) = \frac{1}{\omega}\begin{pmatrix} k_2 \sin\theta_2 \\ k_2\cos\theta_2 \\ 0 \end{pmatrix} \Lambda \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_{r2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{k_2\cos\theta_2 E_{r2}}{\omega} \\ -\dfrac{k_2\sin\theta_2 E_{r2}}{\omega} \\ 0 \end{pmatrix}$$

En tenant compte de la relation de structure : $\dfrac{k_2}{\omega}E_{0r2} = \dfrac{E_{0r2}}{v_2} = B_{0r2}$

On obtient l'expression :

$$\vec{B}_{r2}(M,t) = \begin{cases} B_{r2x} = -B_{0r2}\cos\theta_2.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)] \\ B_{r2y} = B_{0r2}\sin\theta_2.\cos[\omega t - k_2(x.\sin\theta_2 + y.\cos\theta_2)] \\ B_{r2z} = 0 \end{cases}$$

==