Propagation du champ électromagnétique

Table des matières

Nous allons dans ce chapitre nous intéresser à la propagation des ondes électromagnétiques dans le vide.

I. Ondes électromagnétiques dans le vide

A. Equation d'onde

Dans le cas de la propagation d'ondes électromagnétiques dans l'espace ***vide de charges et de courants***, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\boxed{div(\vec{E}) = 0}$$ **Equation de Maxwell – Gauss**

$$\boxed{\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}$$ **Equation de Maxwell – Faraday**

$$\boxed{\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}$$ **Equation de Maxwell – Ampère**

$$\boxed{div(\vec{B}) = 0}$$ **Equation de Maxwell – Thomson (ou flux)**

Déterminons les équations de propagation des champs électrique et magnétique.

1. Champ électrique

L'équation de Maxwell – Faraday s'écrit : $\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$.

Donc $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{E})\right) = \overrightarrow{rot}\left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial \overrightarrow{rot}(\vec{B})}{\partial t}$.

Or l'équation de Maxwell – Ampère s'écrit, en l'absence de courants : $\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Donc $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{E})\right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

Or $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{E})\right) = \overrightarrow{grad}\left(div(\vec{E})\right) - \Delta\vec{E} = -\Delta\vec{E}$ puisque $div(\vec{E}) = 0$ en l'absence de charges.

Donc $-\Delta\vec{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ et enfin

$$\boxed{\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}}$$

Nous reconnaissons alors l'équation de d'Alembert.

Or, d'après ce qui précède, cette équation peut se mettre sous la forme : $\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$ où ***c* *est la vitesse de phase de l'onde***. Donc $\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ ou $\boxed{\mu_0\varepsilon_0 c^2 = 1}$.

Remarque 1 : c est bien ici la célérité de la lumière dans le vide puisque c'est à cette vitesse que se propage le champ électromagnétique.

Remarque 2 : dans un milieu linéaire transparent homogène et isotrope, la vitesse de propagation de l'onde n'est plus c mais $v_\varphi = \frac{c}{n}$ où n est l'indice du milieu.

2. Champ magnétique

L'équation de Maxwell – Ampère s'écrit, en l'absence de courants : $\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$.

Donc $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{B})\right) = \mu_0\varepsilon_0\overrightarrow{rot}\left(\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right) = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\overrightarrow{rot}(\vec{E})}{\partial t}$

Or $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{B})\right) = \overrightarrow{grad}\left(div(\vec{B})\right) - \Delta\vec{B} = -\Delta\vec{B}$ puisque $div(\vec{B}) = 0$.

Et $\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ (équation de Maxwell – Faraday).

Donc $-\Delta\vec{B} = -\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2}$ et enfin,

$$\boxed{\Delta\vec{B} - \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}}$$

Nous reconnaissons alors aussi l'équation de d'Alembert, qui peut aussi être réécrite :

$$\boxed{\Delta\vec{B} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}}$$

B. OPP électromagnétique

1. Structure du champ électromagnétique pour une OPP

Considérons une onde électromagnétique se propageant suivant les x croissants : le champ électromagnétique peut être mis sous la forme

$$\vec{E}(M,t) = E_x(x-ct)\overrightarrow{e_x} + E_y(x-ct)\overrightarrow{e_y} + E_z(x-ct)\overrightarrow{e_z}$$

$$\vec{B}(M,t) = B_x(x-ct)\overrightarrow{e_x} + B_y(x-ct)\overrightarrow{e_y} + B_z(x-ct)\overrightarrow{e_z}$$

Intéressons-nous au champ électrique. En l'absence de charges, l'équation de Maxwell-Gauss s'écrit $div(\vec{E}) = 0$. Donc, en coordonnées cartésiennes,

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$

Or nous avons vu que, pour une OPP, le champ ne dépendait ni de y, ni de z donc

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$

Donc

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$$

Donc $E_x(x-ct) = cte$.

Comme ***un champ constant ne peut pas décrire une onde***, $E_x(x-ct) = 0$.

Donc le champ électrique est orthogonal à la direction de propagation : il est donc ***transverse***.

L'équation de Maxwell-flux mène au même résultat pour le champ magnétique :

$$B_x(x-ct) = 0$$

En résumé, **les équations de Maxwell-Gauss et Maxwell-flux nous permettent de montrer qu'une OPP est transverse électrique et magnétique.**

Nous allons à présent nous intéresser aux conséquences des deux autres équations de Maxwell. Commençons par l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Or $\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{vmatrix}$

Comme E_x, E_y et E_z ne dépendent ni de y, ni de z pour une OPP, nous pouvons simplifier l'expression précédente en : $\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = \begin{vmatrix} 0 \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{vmatrix}$

Or $\vec{E}(M,t) = E_y(x-ct)\overrightarrow{e_y} + E_z(x-ct)\overrightarrow{e_z}$ et, par exemple, $\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial x}\frac{dE_z}{du}$ avec $u = x - ct$.

Donc $\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{dE_z}{du}$ que nous noterons pour alléger E_z'. Nous pouvons alors écrire

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = \begin{vmatrix} 0 \\ -E_z' \\ E_y' \end{vmatrix}$$

Par ailleurs, $\vec{B}(M,t) = B_y(x-ct)\overrightarrow{e_y} + B_z(x-ct)\overrightarrow{e_z}$.

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t}\frac{dB_y}{du} = -c\frac{dB_y}{du} = -cB_y'$$

L'équation de Maxwell-Faraday devient alors :

$$\begin{cases} E_z' = -cB_y' \\ E_y' = cB_z' \end{cases}$$

En intégrant ces équations, la constante étant forcément nulle puisqu'un champ constant ne peut pas représenter un phénomène ondulatoire, nous obtenons :

$$\begin{cases} E_z = -cB_y \\ E_y = cB_z \end{cases}$$

Nous pouvons alors en déduire que $E_y^2 + E_z^2 = c^2(B_y^2 + B_z^2)$ donc

$$\boxed{\left\|\vec{B}(M,t)\right\| = \frac{\left\|\vec{E}(M,t)\right\|}{c}}$$

D'autre part, $\vec{E}.\vec{B} = E_yB_y + E_zB_z = 0$: ***les champs électrique et magnétique sont orthogonaux.***

D'autre part, l'onde se propage selon les x croissants selon $\overrightarrow{u_x}$.

Alors, $\overrightarrow{u_x} \wedge \vec{E} = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} 0 \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ -E_z \\ E_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ cB_y \\ cB_z \end{vmatrix} = c\vec{B}$. Donc

$$\boxed{\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}}$$

Avec $\vec{u}$ le vecteur unitaire orienté dans le sens de la propagation (ici, $\vec{u} = \overrightarrow{u_x}$).

Le trièdre $(\vec{u}, \vec{E}, \vec{B})$ est orthogonal direct.

Remarque : nous aurions pu obtenir ces résultats en utilisant l'opérateur nabla. En effet, pour une OPP se propageant suivant les x croissants,

$$\vec{\nabla} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{d}{du} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} = -\frac{\overrightarrow{u_x}}{c}\frac{\partial}{\partial t}$$

Nous pouvons alors exprimer les équations de Maxwell par ce biais :

$div(\vec{B}) = 0$ devient $-\frac{\overrightarrow{u_x}}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ donc $\frac{\partial(\overrightarrow{u_x}.\vec{B})}{\partial t} = 0$ et, donc $\overrightarrow{u_x}.\vec{B} = cte = 0$ (puisqu'un champ constant ne peut pas décrire un phénomène ondulatoire). Donc $\vec{B}$ est transverse.

De même, $div(\vec{E}) = 0$ donc $\vec{E}$ est transverse.

$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ donc $-\frac{\overrightarrow{u_x}}{c} \wedge \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Comme $\overrightarrow{u_x}$ est un vecteur constant, $\frac{\partial(\overrightarrow{u_x} \wedge \vec{E})}{\partial t} = \overrightarrow{u_x} \wedge \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ puis en intégrant, la constante d'intégration étant nulle, toujours pour la même raison, $\vec{B} = \frac{\overrightarrow{u_x} \wedge \vec{E}}{c}$.

2. Propagation de l'énergie pour une OPP

Nous avons déjà vu que la densité volumique d'énergie électromagnétique avait pour expression :

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0}B^2$$

Or $B = \frac{E}{c}$ et $\frac{1}{\mu_0 c^2} = \varepsilon_0$ donc $\boxed{w_e = w_m}$ (***<u>l'énergie est également répartie entre les champs électrique et magnétique</u>***) et donc $\boxed{w = \varepsilon_0 E^2 = \frac{1}{\mu_0} B^2}$.

Intéressons-nous à présent à la propagation de l'énergie. Pour cela, exprimons le vecteur de Poynting :

$$\vec{\pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

Or le trièdre $(\vec{u}, \vec{E}, \vec{B})$ est orthogonal direct. Donc $\vec{\pi} = \frac{EB}{\mu_0}\vec{u}$. Or $\frac{B}{\mu_0} = \frac{w}{B} = \frac{wc}{E}$ donc

$$\boxed{\vec{\pi} = wc\vec{u}}$$

L'énergie d'une OPP se propage à la vitesse c dans la direction et le sens de la propagation de l'onde.

3. Action sur une particule chargée

Considérons une particule chargée (portant une charge q), animée d'une vitesse $\vec{v}$ par rapport à un référentiel supposé galiléen. Elle subit alors la force de Lorentz, que nous séparerons en sa composante électrique, $\vec{F_e} = q\vec{E}$ et magnétique, $\vec{F_m} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$.

Comparons leurs normes : $\|\vec{F_e}\| = |q|\|\vec{E}\|$ et $\|\vec{F_m}\| = |q|v\|\vec{B}\||\sin(\vec{v}, \vec{B})| = |q|\frac{v}{c}\|\vec{E}\||\sin(\vec{v}, \vec{B})|$.

Donc, si $v \ll c$ (domaine de la mécanique classique), $\|\vec{F_m}\| \ll \|\vec{F_e}\|$.

Pour une particule chargée non relativiste, dans le cadre d'une OPP électromagnétique, la composante magnétique de la force de Lorentz est négligeable devant la composante électrique.

C. OPPM électromagnétique

1. Propriétés générales

L'OPPM possède évidemment déjà toutes les propriétés d'une OPP :

- Elle se propage dans une direction $\vec{u}$ à la vitesse c dans le vide.
- La base $(\vec{u}, \vec{E}, \vec{B})$ est orthogonale directe.
- Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont transverses et appartiennent donc au plan d'onde : l'OPP est transverse électromagnétique.
- $\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}$ et $\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{c}$.
- $w = \varepsilon_0 E^2$ et $\vec{\pi} = wc\vec{u}$.

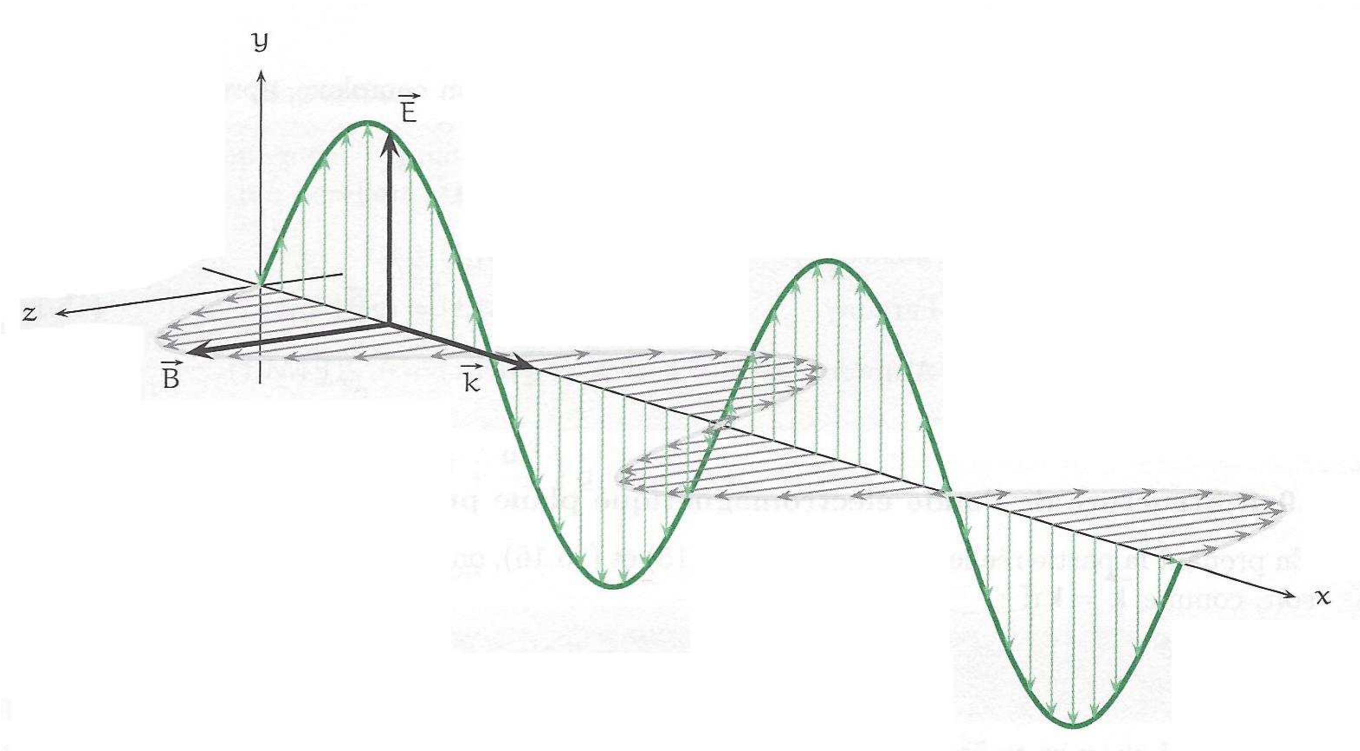
<u>*Remarque :*</u> $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont donc en phase.

De plus, nous avons déjà vu que, pour une OPPM se propageant selon les x croissants aura pour expression générale : $a(x,t) = a_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi\right)$

Nous avons alors défini une double périodicité :

- temporelle : la pulsation ω, la période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ et la fréquence $f = \frac{1}{T}$
- spatiale : la longueur d'onde λ (période spatiale), le nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ (fréquence spatiale) et le vecteur d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (pulsation spatiale).

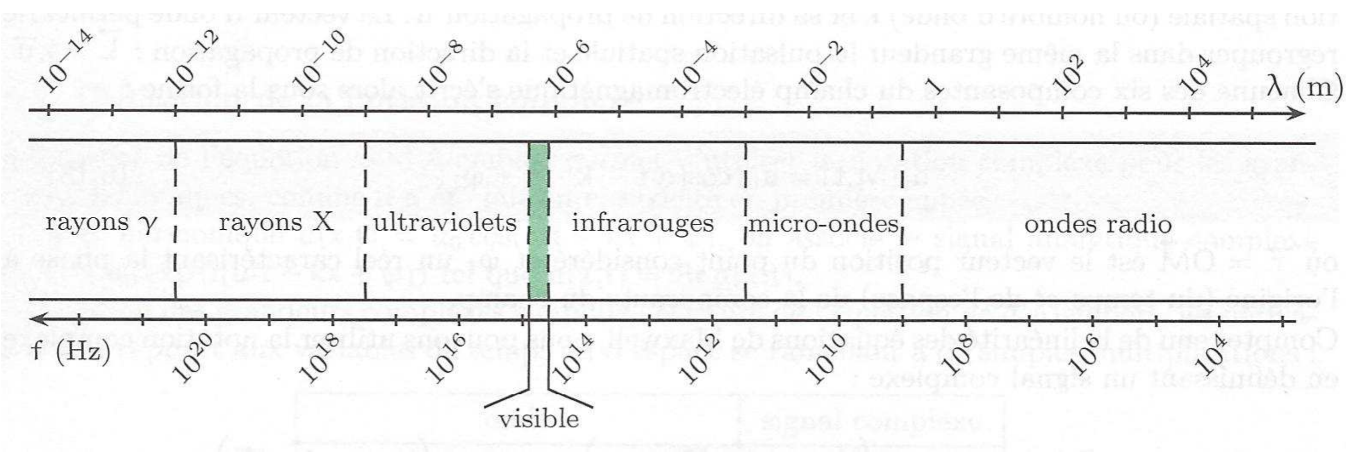
Nous obtenons alors, pour le champ électromagnétique, ce type de représentation, à un instant t donné :

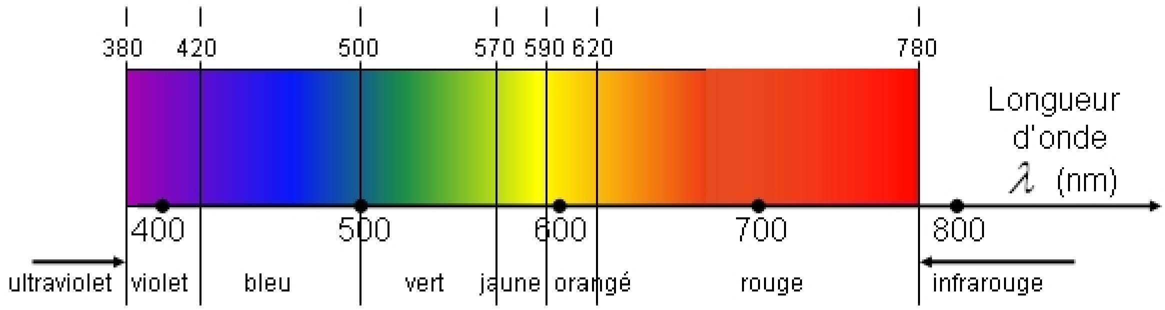


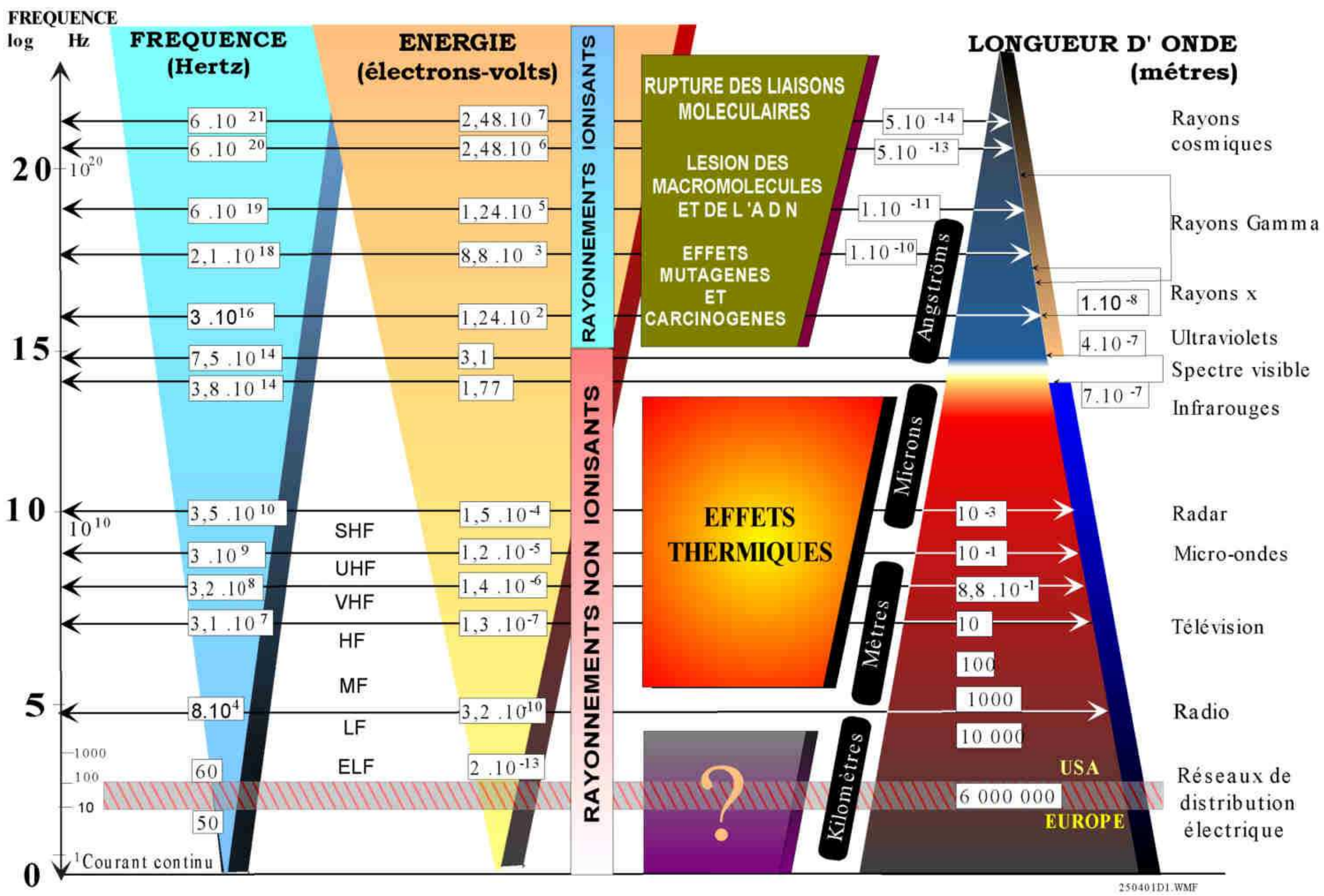
Dans le cas d'une onde se propageant dans la direction du vecteur unitaire $\vec{u}$, on définit alors le vecteur d'onde par $\boxed{\vec{k} = k\,\vec{u} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{u}}$.

D'autre part, comme $\boxed{\omega = kc}$ (relation de dispersion dans le vide), $\boxed{\lambda = cT}$: <u>***la longueur d'onde λ est la distance parcourue par l'onde durant une période temporelle T.***</u>

Les phénomènes associés aux ondes électromagnétiques couvrent 16 ordres de grandeur. Le spectre électromagnétique a donc l'allure suivante :


λ (m)
rayons γ
rayons X
ultraviolets
infrarouges
micro-ondes
ondes radio
f (Hz)
visible


380
420
500
570
590
620
780
Longueur d'onde λ (nm)
400
500
600
700
800
ultraviolet
violet
bleu
vert
jaune
orangé
rouge
infrarouge


FREQUENCE log Hz
FREQUENCE (Hertz)
ENERGIE (électrons-volts)
RAYONNEMENTS IONISANTS
RAYONNEMENTS NON IONISANTS
RUPTURE DES LIAISONS MOLECULAIRES
LESION DES MACROMOLECULES ET DE L'A D N
EFFETS MUTAGENES ET CARCINOGENES
EFFETS THERMIQUES
LONGUEUR D' ONDE (mètres)
Angströms
Microns
Mètres
Kilomètres
SHF
UHF
VHF
HF
MF
LF
ELF
Courant continu
Rayons cosmiques
Rayons Gamma
Rayons x
Ultraviolets
Spectre visible
Infrarouges
Radar
Micro-ondes
Télévision
Radio
Réseaux de distribution électrique
USA
EUROPE

Nous pouvons aussi regrouper les différents domaines de fréquence et leurs applications sous forme de tableau :

Type d'onde	Domaine fréquentiel	Domaine d'application
ELF et VLF	De la limite statique à $10^5\ Hz$	Transport et distribution de l'électricité Communications (sous-marins militaires)
Ondes radio	De 10^5 à $10^8\ Hz$	Transport de l'information Communications satellite
Microondes	De 10^8 à $10^{12}\ Hz$	Radar, Four à microondes, Téléphonie mobile
IR	De 10^{12} à $3.10^{14}\ Hz$	Chauffage
Visible	De 3.10^{14} à $8.10^{14}\ Hz$	Vision, Photosynthèse
UV	De 8.10^{14} à $3.10^{16}\ Hz$	Activation de réactions chimiques Ionisation des hautes couches de l'atmosphère Stérilisation médicale
Rayons X	De 3.10^{16} (X mous) à $3.10^{19}\ Hz$ (X durs)	Emis par rayonnement de freinage Imagerie médicale Etude de la matière par diffraction
Rayons γ Rayons cosmiques	A partir de $3.10^{19}\ Hz$ A partir de $3.10^{20}\ Hz$	Rayonnement très énergétique provoquant de graves lésions cellulaires (altération de l'ADN)

2. Equations de Maxwell en notation complexe

Nous avons aussi vu que nous pouvions, comme pour le régime sinusoïdal forcé en électrocinétique, associer à une OPPM se propageant suivant les x croissants et de la forme $a(x,t) = a_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$ une grandeur complexe

$$\underline{a}(x,t) = a_0 \exp\big(i(\omega t - kx + \varphi)\big)$$

telle que $a(x,t) = Re\left(\underline{a}(x,t)\right)$.

Nous obtiendrons alors, comme nous l'avons déjà vu, pour la dérivation :

$$\boxed{\frac{\partial \underline{a}}{\partial x} = -ik\underline{a}} \qquad \boxed{\frac{\partial \underline{a}}{\partial t} = i\omega\underline{a}}$$

En généralisant, nous pouvons exprimer l'opérateur nabla en complexes :

$$\boxed{\vec{\nabla} = -i\vec{k}}$$

Nous pouvons alors en déduire les opérateurs vectoriels, pour une OPPM vectorielle :

$$\boxed{div(\vec{\underline{a}}) = -i\vec{k}.\vec{\underline{a}}}$$

$$\boxed{\overrightarrow{rot}(\vec{\underline{a}}) = -i\vec{k} \wedge \vec{\underline{a}}}$$

__Remarque importante :__ **l'expression de nabla dépend de la convention choisie pour exprimer la phase $(\omega t - \vec{k}.\vec{r}$ ou $\vec{k}.\vec{r} - \omega t)$ et doit donc toujours être vérifiée soigneusement.**

En notation complexe, les équations de Maxwell deviennent alors :

Equation de Maxwell – Gauss	$div(\vec{E}) = 0$	$\boxed{\vec{k}.\vec{E} = 0}$	**L'onde est transverse électrique.**
Equation de Maxwell – Faraday	$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\boxed{\vec{k} \wedge \vec{E} = \omega \vec{B}}$	$\boxed{\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}}$
Equation de Maxwell – Ampère	$\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	$\boxed{-\vec{k} \wedge \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \omega \vec{E}}$	$\boxed{\vec{E} = -c^2 \frac{\vec{k} \wedge \vec{B}}{\omega}}$
Equation de Maxwell – Thomson (ou flux)	$div(\vec{B}) = 0$	$\boxed{\vec{k}.\vec{B} = 0}$	**L'onde est transverse magnétique.**

Nous pouvons ainsi retrouver très rapidement les résultats précédents.

__Remarque importante :__ **pour les calculs énergétiques (utilisant des fonctions au carré), il est totalement interdit d'utiliser la notation complexe et il est donc nécessaire de repasser en notation réelle.**

II. Etats de polarisation des OPPM

A. Définition

Nous avons vu que le champ électromagnétique d'une OPPM était transverse mais cette propriété ne suffit pas à déterminer la direction de ce champ dans le plan d'onde. En revanche, le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ étant direct, ***__la connaissance de la direction de $\vec{E}$ implique celle de $\vec{B}$__*** : nous nous intéresserons donc ici uniquement au champ électrique.

__Définition :__ **La direction du champ électrique d'une OPPM dans le plan d'onde définit la direction de polarisation de cette onde. L'évolution de cette direction au cours du temps en un point donné définit l'état de polarisation de l'onde.**

La polarisation d'une OPPM correspond donc à la courbe décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique $\vec{E}$ dans un plan d'onde $x = cte$ donné, la variable étant le temps. Ces courbes sont des courbes paramétrées (par le temps t) en se plaçant à x constant.

Considérons une OPPM se propageant suivant les x croissants. Dans le cas général, nous pourrons l'écrire (avec $E_{0y} > 0$ et $E_{0z} > 0$) :

$$\vec{E}(M,t) = \left| \begin{array}{c} 0 \\ E_{0y}\cos(\omega t - kx - \varphi_y) \\ E_{0z}\cos(\omega t - kx - \varphi_z) \end{array} \right.$$

En choisissant l'origine des phases de manière judicieuse, nous pouvons poser $\varphi = \varphi_z - \varphi_y$ et l'expression de $\vec{E}$ devient :

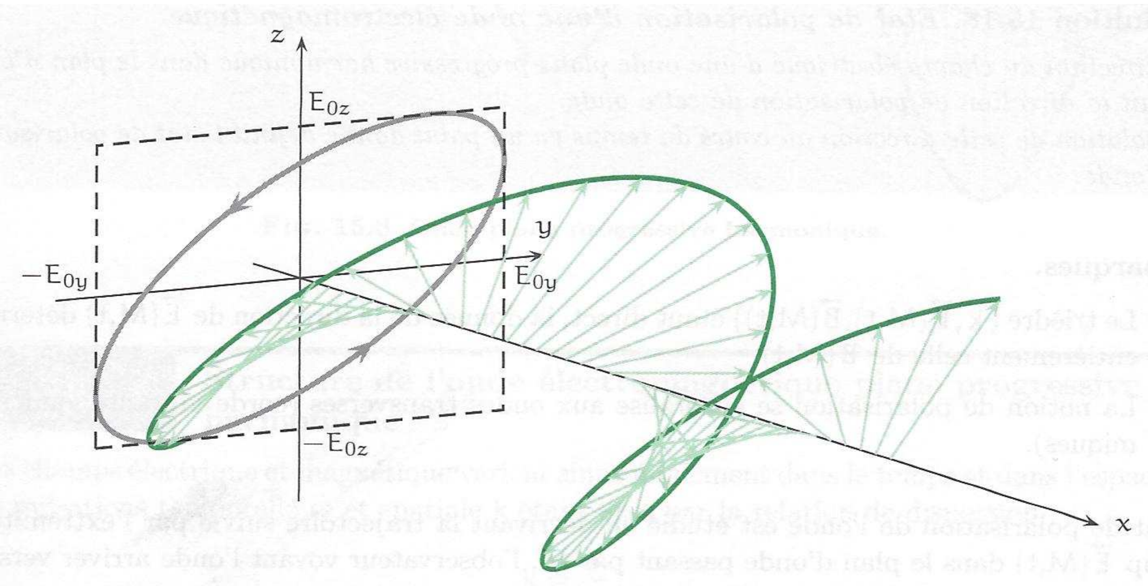
$$\vec{E}(M,t) = \left| \begin{array}{c} 0 \\ E_{0y}\cos(\omega t - kx) \\ E_{0z}\cos(\omega t - kx - \varphi) \end{array} \right.$$

Nous allons d'abord nous intéresser au cas général, la polarisation elliptique.

B. Polarisation elliptique

Dans le cas général (si $E_{0y} \neq E_{0z}$ et φ ne vaut ni 0 ni π), nous reconnaissons l'équation paramétrique (x étant constant) d'une ***ellipse***. Cette ellipse peut être parcourue dans un sens ou dans l'autre : ***elle est dite droite si, en se plaçant du point de vue de l'observateur vers lequel l'onde se déplace, elle tourne dans le sens horaire (vers la droite).***

Par exemple, pour une polarisation ***elliptique gauche*** :

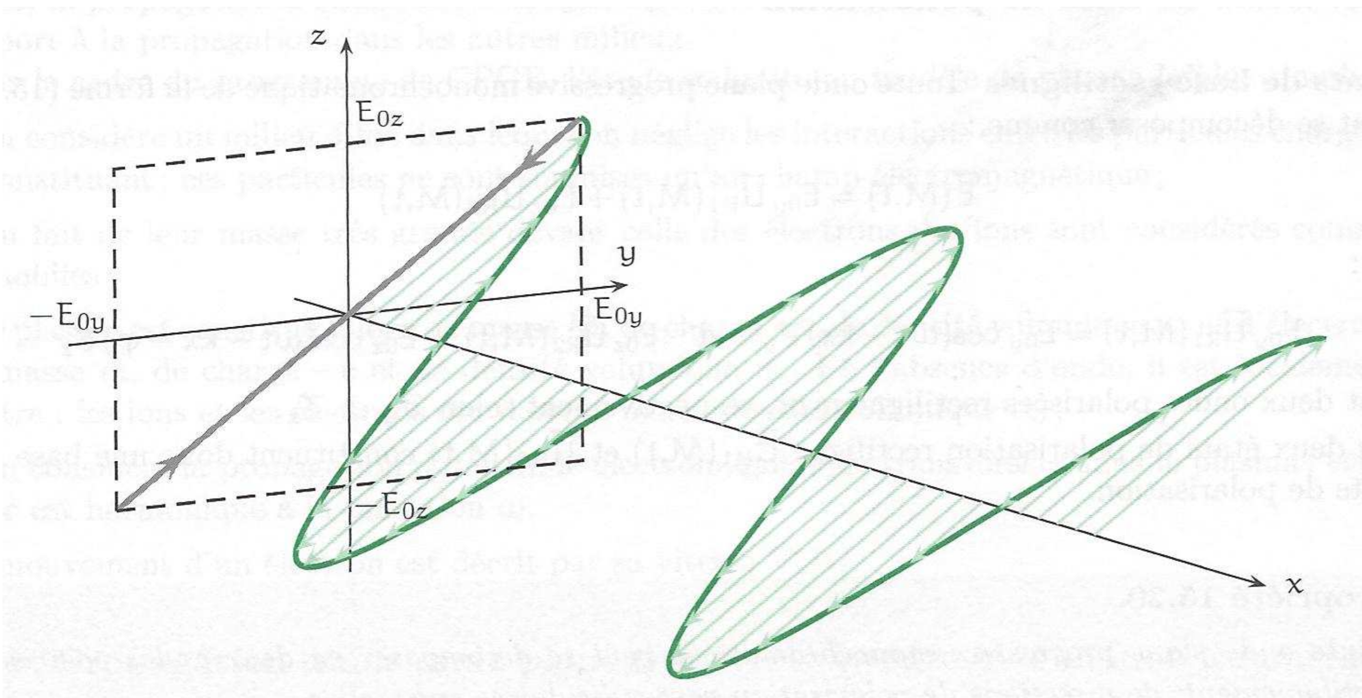


Remarque : si $E_{oy} = E_{oz}$: nous obtenons une ellipse pour laquelle les deux axes sont égaux donc un cercle : on parle de polarisation circulaire.

C. Polarisation rectiligne

La polarisation sera rectiligne si E_z et E_y sont proportionnels, c'est-à-dire si $\varphi = 0[\pi]$.

Si $\varphi = 0$, $\vec{E}(M,t) = \left| \begin{array}{c} 0 \\ E_{0y}\cos(\omega t - kx) \\ E_{0z}\cos(\omega t - kx) \end{array} \right.$, nous obtenons alors l’allure suivante :



Si $\varphi = \pi$, $\vec{E}(M,t) = \left| \begin{array}{c} 0 \\ E_{0y}\cos(\omega t - kx) \\ -E_{0z}\cos(\omega t - kx) \end{array} \right.$, nous obtenons alors encore une droite, mais de pente négative.

<u>*Remarque :*</u> dans le cas d’une onde polarisée rectilignement, il est souvent préférable de changer de base afin d’avoir $\vec{E}$ et $\vec{B}$ colinéaires aux vecteurs de la base.

D. Décompositions

Nous admettrons que

- Toute OPPM peut se décomposer en deux ondes polarisées rectilignement, de directions de polarisation perpendiculaires entre elles.
- Toute OPPM peut se décomposer en deux ondes polarisées circulairement, de sens opposés.

E. Polariseur

Un **polariseur** est un outil qui sélectionne dans une onde lumineuse incidente une direction de polarisation préférentielle : la plupart des polariseurs permettent d'obtenir une lumière polarisée rectilignement dans la direction privilégié. Dans ce cas, cette direction est appelée l'**axe du polariseur**.

En général, les polariseurs respectent la loi de Malus.

<u>Loi de Malus :</u> Soit une O.P.P.M. d'intensité I_0 polarisée rectilignement éclairant un polariseur rectiligne (P). Si on appelle α l'angle entre la direction privilégiée du polariseur (suivant laquelle il y a transmission) et celle du champ électrique incident, l'intensité transmise I_t après le polariseur varie suivant la loi :

$$I_t(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha)$$

<u>Remarque :</u> Mis en fin de système optique, le polariseur est appelé **analyseur** puisqu'il permet alors d'analyser la polarisation de la lumière