Chapitre : Rayonnement dipolaire électrique

1- Dipôle électrique oscillant

1) Moment dipolaire électrique

Le dipôle électrique oscillant est la plus simple des sources d'onde électromagnétique.
Par théorème de superposition, on a que $\vec{p} = \sum_i q_i \overrightarrow{G_- G_+}$ avec G_- (resp. G_+) le barycentre des charges négatives (resp. positives) du dipôle.

2) Définition d'un dipôle électrique oscillant

Un **dipôle oscillant électrique** est un ensemble de charges électriques globalement neutre, de taille caractéristique l et de moment dipolaire $\vec{p}(t)$ tel que :
$\vec{p}(t)$ varie périodiquement avec une période T et une moyenne nulle
$l \ll r$ avec r la distance entre le dipôle et le point M où l'on calcule le champ électromagnétique
$l \ll \lambda$ avec λ la longueur d'onde associée au dipôle

La dernière condition nous apprend que le mouvement des charges de la distribution sont **non relativistes**, $\frac{l}{T} \ll c$.

2- Champ électromagnétique crée par un dipôle oscillant

On considère un dipôle oscillant tel que $\vec{p}(t) = p_0 \cos(\omega t + \phi)\overrightarrow{u_z}$

1) Etude des symétries

Le dipôle est invariant par rotation autour de l'axe (Oz) ainsi que symétrique par rapport au plan $\Pi = (M, \overrightarrow{u_r}, \overrightarrow{u_\theta})$. D'où $E_\varphi = 0$ et $B_r = B_\theta = 0$.

On a alors : $\vec{E}(M) = E_r(r,\theta,t)\overrightarrow{u_r} + E_\theta(r,\theta,t)\overrightarrow{u_\theta}$ et $\vec{B}(M) = B_\varphi(r,\theta,t)\overrightarrow{u_\varphi}$

2) Zone de rayonnement

On dit qu'un point appartient à la **zone de rayonnement** si sa distance r au dipôle électrique oscillant est telle que : $r \gg \lambda$.

3) Champ électromagnétique dans la zone de rayonnement

Dans la zone de rayonnement le champ électromagnétique est de la forme :

$$\vec{E}(M,t) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2 \sin(\theta)}{4\pi r}\cos(\omega t - kr + \phi)\overrightarrow{u_\theta}$$

$$\vec{B}(M,t) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2 \sin(\theta)}{4\pi c r}\cos(\omega t - kr + \phi)\overrightarrow{u_\varphi}$$

Ces expressions ne sont pas à connaître par cœur, pour autant il faut être capable de vérifier leur homogénéité et leur sens physique.

En effet, on a = $-\omega^2 p_o \cos(\omega t - kr + \phi) = -\omega^2 p_o \cos\left(\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \phi\right) = -\omega^2 p_o \cos(\omega t_{ret} + \phi) = p''(t_{ret})$ avec $t_{ret} = t - \frac{r}{c}$.

Ainsi le champ électromagnétique dépend de l'état du dipôle à **l'instant retardé**, instant antérieur à l'instant t.
Par analogie avec l'expression d'une OPPM, une onde se propage localement dans la direction et le sens de $\overrightarrow{u_r}$, soit radialement à partir du dipôle.

4) Anisotropie du rayonnement

L'onde électromagnétique rayonnée par un dipôle oscillant de direction fixe est polarisée rectilignement en tout point de l'espace, cette direction étant contenu dans le plan contenant M et le dipôle et perpendiculaire à la direction de propagation.

Les champs électrique et magnétique sont proportionnels à $\sin(\theta)$ et le vecteur de Poynting à $sin^2(\theta)$, ainsi l'émission dipolaire est **anisotrope** (l'anisotropie est la propriété d'être dépendant de la direction).

Le vecteur de Poynting est alors maximum pour les directions perpendiculaires au moment dipolaire ($\theta = \pm\frac{\pi}{2}$) et nulle pour $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$.

On posera alors l'**indicatrice de rayonnement** $R(\theta,\varphi)$ tel que $R(\theta,\varphi) = \frac{||<\vec{\Pi}>||(\theta,\varphi)}{||<\vec{\Pi}>||_{max}} = sin^2(\theta)$

5) Affaiblissement de l'onde avec la distance

Les champs électrique et magnétiques sont proportionnels à $\frac{1}{r}$; cet **affaiblissement** est dû à la conservation de l'énergie. En effet, la puissance émise se répartit sur des sphères de plus en plus grandes. Il ne faut pas confondre avec l'atténuation.

6) Puissance totale rayonnée

La puissance moyenne $< \mathcal{P} >$ traversant la sphère $\mathcal{S}(r)$ de centre O et de rayon r, de l'intérieur vers l'extérieur est : $< \mathcal{P} >=< \iint \vec{\Pi} \cdot \overrightarrow{dS} >= \iint < \vec{\Pi} > \cdot \overrightarrow{dS} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12\pi c}$

Ainsi la **puissance totale rayonnée** vaut : $\mathcal{P}_{rayonnée} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12\pi c}$
Celle-ci augmente très rapidement avec la fréquence émise.