

# Chapitre EM 8 : les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell relient le champ électromagnétique ( $\vec{E}(M, t), \vec{B}(M, t)$ ) à ses sources ( $\rho(M, t), \vec{j}(M, t)$ ) en régime variable. Elles s'écrivent:

## I. Commentaires

- On peut appliquer le théorème de superposition car
- Ces équations montrent que:
  - Le champ électrique est créé par
  - Le champ magnétique est créé par
- On retrouve les équations rencontrées en magnétostatique et en électrostatique:
- En régime variable, la propriété  $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V$  n'est plus valable (car ..... ) par conséquent les lignes de champ
- Les variables de temps et d'espace sont indépendantes on peut intervertir les opérateurs:
- Les équations Maxwell contiennent l'équation de conservation de la charge, en effet:  
 $\text{div}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}) =$

## II. Les symétries du champ em

En un point d'un plan  $P^+$  pour les sources (charges et/ou courants):

Le champ électrique est

Le champ magnétique est

En un point d'un plan  $P^-$  pour les sources (charges et/ou courants):

Le champ électrique est

Le champ magnétique est

En deux points symétriques par rapport à un plan  $P^+$  pour les sources (charges et/ou courants):

Les champs électriques sont

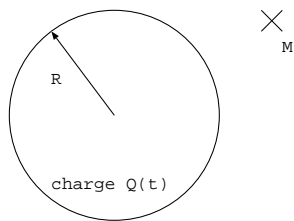
Les champs magnétiques sont

En deux points symétriques par rapport à un plan  $P^-$  pour les sources (charges et/ou courants):

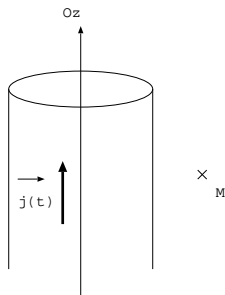
Les champs électriques sont

Les champs magnétiques sont

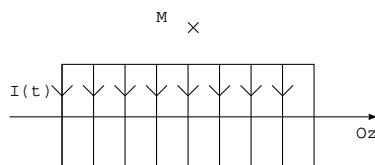
Exemple 1 : Soit une sphère de rayon  $R$ , uniformément chargée en volume portant la charge totale  $Q(t)$ .



Exemple 2 : soit un cylindre de rayon  $R$ , de grande longueur  $l \gg R$ , parcouru par un courant variable uniformément réparti dans son volume.



Exemple 3 : soit un solénoïde infini parcouru par un courant variable  $I(t)$ .



### III. Les équations intégrales

*Théorème de Gauss:*

*Flux du champ magnétique:*

*Théorème d'Ampère généralisé:*

#### IV. Approximation des régimes quasi stationnaires ou quasi permanents

On considère un champ électromagnétique de variation spatiale typique  $l$  et de variation temporelle typique  $\tau$ . Autrement dit, pour mesurer une variation significative du champ, il faut se déplacer de la distance  $l$  ou attendre le temps  $\tau$ . On note  $c$  la vitesse de propagation du champ. On a  $l \approx$

1. *Définition:* dans le cadre de l'approximation des régimes quasi-stationnaires ou quasi permanents (ARQS), les phénomènes de propagation des champs sont négligeables.

Cela signifie que le temps de propagation de l'onde  $\tau$  est petit devant sa période  $T$

ou que la distance  $d$  sur laquelle l'onde se propage est petite devant la longueur d'onde  $\lambda$ .

Exemple: ordres de grandeur en TP d'électrocinétique:

Domaine de fréquences pour lesquelles on est dans l'ARQS:

Exemple: étude du câble coaxial:

2. *ARQS magnétique:* d'après l'équation de Maxwell Ampère, un champ magnétique est créé par:

En ARQS magnétique on suppose que les courants de déplacement sont négligeables par rapport aux courants de conduction:

Conséquence: en ARQS magnétique les équations de Maxwell et l'équation de conservation de la charge s'écrivent:

## V. Point de vue énergétique

Définition	Expression	Unité	Utilisation
Densité volumique d'énergie électrique		$J.m^{-3}$	on en déduit l'énergie électrique dans un volume $V$ à l'instant $t$ par le calcul d'intégrale:
Densité volumique d'énergie magnétique		$J.m^{-3}$	on en déduit l'énergie magnétique dans un volume $V$ à l'instant $t$ par le calcul de l'intégrale:
Vecteur de Poynting		$W.m^{-2}$	on en déduit la puissance rayonnée par le champ électromagnétique à travers une surface par le calcul de l'intégrale:
Puissance volumique cédée par le champ électrique aux charges		$W.m^{-3}$	on en déduit la puissance cédée par le champ électrique à la matière par le calcul de l'intégrale:

*Remarque 1:* l'intensité lumineuse en un point  $M$  est égale à la valeur moyenne temporelle de la norme du vecteur de Poynting soit:

*Remarque 2: Bilan d'énergie électromagnétique sous forme locale:*

On utilise  $\operatorname{div}(\vec{E} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \cdot \operatorname{rot} \vec{B}$ .