

# Électromagnétisme

Martin ANDRIEUX

## 1 Analyse vectorielle

### Circulation

$$\mathcal{C} = \int_{\Lambda}^B \vec{E}(M) \cdot d\vec{M}$$
$$\mathcal{C} = \oint \vec{E}(M) \cdot d\vec{M}$$

### Flux

$$\Phi = \oiint_{(S)} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}$$
$$\Phi = \oiint_{(S)} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}$$

### Théorème de Gauss

Dans un champ électrique :

$$\oiint_{(S)} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$$

### Énergie

Pour n charges ponctuelles :

$$U_e = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i v_i$$

Pour une distribution continue :

$$U_e = \frac{1}{2} \iiint_{\text{espace}} \epsilon_0 \vec{E}^2(M) d\tau$$

### Théorème d'Ostrogradski

$$\oiint_{(S)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_{(V)} \text{div}(\vec{E}) d\tau$$

### Équation de Poisson

$$\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0$$

En l'absence de charges :

$$\Delta V = 0$$

### Théorème de Stokes

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_{(S)} \text{rot} \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

### Équivalence

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \iff \oint_{(C)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \iff \text{rot} \vec{E} = \vec{0}$$

## 2 Dipôle électrostatique

### Moment dipolaire

$$\vec{p} = q \overrightarrow{NP}$$

### Potentiel loin d'un dipôle

$$V(M) = \frac{p \cos(\theta)}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

D'où :

$$E_r = \frac{2p \cos(\theta)}{4\pi\epsilon_0 r^3} \text{ et } E_\theta = \frac{p \sin(\theta)}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

### Force exercée sur un dipôle

Force :

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{E}(M) = (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E}$$

Moment pour un champ variant peu :

$$\vec{\Gamma}(M) = \vec{p} \wedge \vec{E}(M)$$

### Énergie Potentielle

$$E_p = -\vec{p} \cdot \vec{E}$$

### Capacité

La capacité C est telle que :

$$Q = C \cdot (V_1 - V_2)$$

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{e}$$

### Densité volumique de courant

$$\vec{j} = nq\vec{v} = \rho_m \vec{v}$$

Dans les métaux :

$$\vec{j} = -ne\vec{v}$$

$$i = \iint_{(S)} \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

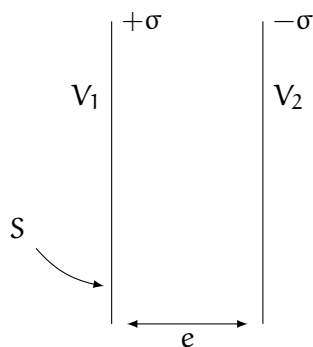
## 3 Conducteurs

### Équilibre

$$\vec{E} = \vec{0} \text{ donc } V = 0$$

Or,  $\text{div } \vec{E} = 0$  donc  $\rho = 0$ . La densité volumique de charge est nulle dans tout le volume du conducteur : la charge se localise uniquement sur la surface. D'où :

$$\vec{E}_{\text{ext}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}$$



### Conservation de la charge

$$\text{div } \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

La démonstration de ce résultat est à connaître, en voici les grandes lignes :

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_{(S)} \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

$$q(t) = \iiint_{(V)} \rho(M, t) d\tau$$

Ensuite, dériver q, permuter la dérivation et la sommation, appliquer Ostrogradski. L'égalité des intégrales entraîne l'égalité des grandeurs sommées.

### Loi d'Ohm locale

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

Avec  $\sigma$  la *conductivité* du milieu, aussi notée  $\gamma$ .

#### Loi de Joule locale

$$\mathcal{P} = \vec{j} \cdot \vec{E}$$

$\frac{\sigma}{\epsilon_0}$  en électrostatique.

#### Résistance d'un conducteur cylindrique

$$R = \frac{l}{\sigma S}$$

Cette expression se retrouve rapidement avec un raisonnement purement intuitif du type « Plus le fil est long plus la résistance est grande ».

#### Champ dans un solénoïde

$$B_{\text{int}} = \mu_0 n I \cdot \vec{u}_z$$

### 4 Magnétostatique

#### Force de Lorentz

$$\vec{f} = q \left( \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right)$$

#### Moment dipolaire magnétique

$$\vec{\mathcal{M}} = I S \vec{n}$$

#### $\vec{B}$ est à flux conservatif

$$\oint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Or d'après le théorème d'Ostrogradski,

$$\oint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iiint_{(V)} \text{div } \vec{B} d\tau = 0$$

D'où :

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

#### Champ créé par un dipôle

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 \mathcal{M}}{4\pi r^3} (2 \cos(\theta) \vec{u}_r + \sin(\theta) \vec{u}_\theta)$$

Cette expression est totalement analogue à celle obtenue pour le dipôle électrostatique, il suffit en effet de remplacer  $p$  par  $\mathcal{M}$  et  $\frac{1}{\epsilon_0}$  par  $\mu_0$ .

#### Moment des forces de Laplace

$$\vec{\Gamma}(M) = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}(M)$$

#### Théorème d'Ampère

$$\oint_{(C)} \vec{B}(M) \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{int}}$$

Pour le théorème d'Ampère local, on a :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

#### Énergie Potentielle

$$E_p = -\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B}$$

#### Discontinuité

La discontinuité d'un champ de part et d'autre d'une surface est en  $\mu_0 \vec{j}_s$ . Cela est à rapprocher du

#### Flux du champ magnétique

$$\Phi = \iint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

$$\Phi = L_1 i_1 (+M_{12} i_2)$$

Avec  $L$  les coefficients d'*auto-induction* et  $M$  les coefficients d'*induction mutuelle*.  $L$  est bien sûr positif. On peut montrer que  $M_{ij} = M_{ji}$ .

### Inductance propre

Lorsque que l'on connaît  $\vec{B}$ , il est possible de calculer le flux du champ, et donc l'inductance propre du circuit avec  $\Phi = \Lambda i$ .

### Énergie magnétique

$$U_m = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + \frac{1}{2} M_{12} i_1 i_2$$

$$U_m = \iiint_{\text{espace}} \frac{B^2}{2\mu_0} d\tau$$

## 6 Équations de Maxwell

### Égalité

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$$

### Maxwell-Gauss

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Cette équation est la forme locale du théorème de Gauss.

### Flux magnétique

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

Cette équation signifie que  $\vec{B}$  est à flux conservatif.

### Maxwell-Faraday

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

L'équation de Maxwell-Faraday traduit, au niveau local, la *loi de Faraday de l'induction électromagnétique*.

### Maxwell-Ampère

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Ce résultat constitue le *théorème d'Ampère généralisé*.

## 7 Vecteur de Poynting

### Expression

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

Le vecteur de Poynting correspond à un flux surfacique d'énergie, ou encore à une puissance surfacique. Il s'exprime en  $\text{W m}^{-2}$ .

### Équation de Poynting

$$\frac{\partial u_{\text{em}}}{\partial t} + \text{div } \vec{\Pi} + \vec{j} \cdot \vec{E} = 0$$

Cette équation traduit localement la conservation de l'énergie.

### Énergie d'un photon

$$E = h\nu$$

$$E = pc$$

### Quantité de mouvement volumique

$$\frac{d\vec{p}}{d\tau} = \frac{\vec{\Pi}}{c^2} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0 \cdot c^2} = \epsilon_0 \vec{E} \wedge \vec{B}$$

## 8 Induction

### Loi de Faraday

$$e = -\frac{d\phi}{dt}$$

### Loi de Lenz

« La f.é.m. induite tend par ses effets à s'opposer à la cause qui lui a donné naissance. »

### Puissances pour l'induction de Lorentz

En notant :

- $\mathcal{P}_l$  la puissance des forces de Laplace
- $\mathcal{P}_e$  la puissance de la f.é.m. induite

$$\mathcal{P}_l + \mathcal{P}_e = 0$$

### Effet de peau

Les courants sont presque entièrement concentrés dans une couche dont l'épaisseur  $\delta$  est de l'ordre de :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma} \omega}$$

## 9 Ondes électromagnétique

### équations de propagation

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

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