perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H.m^{-1}$

Loi de Biot et Savart (Hors programme) :

on note $d\vec{C}(p)$ un élément de courant situé en P

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int\limits_{\text{P}\in\text{Distribution}} \frac{d\vec{C}(p)}{PM^2} \wedge \frac{\vec{PM}}{PM}$$

Propriétés de symétrie du champ magnétique :

○Si la distribution de courant admet un plan de symétrie :

Le plan de symétrie des courant est un pan d'antisymétrie pour la carte de champ magnétique

○Si la distribution de courant admet un plan d'antisymétrie :

Le plan d'antisymétrie des courant est un pan de symétrie pour la carte de champ magnétique

Théorème d'Ampère :

$$\oint\limits_{\Gamma} \vec{B}(M) \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enlacé par }\Gamma}$$

On retrouve le théorème à partir de Maxwell-Ampère et du Théorème de Stockes

Conservation du flux magnétique :

Le flux de $\vec{B}$ à travers toute les surface fermée est nul :

$\oint\limits_{\text{s}} \vec{B} d\vec{S_1} = 0$ pour toutes surfaces fermée d'après Maxwell-Thomson

Conséquences de la conservation du flux magnétique :

Le flux de $\vec{B}$ à travers toute surface(ouverte) de même bord est identique

Le flux de $\vec{B}$ à travers toute section d'un même tube de champ est identique

La loi local du flux conservatif de $\vec{B}$:

$div\vec{B}(M) = 0 \; \forall M$ (c'est Maxwell-Thomson)

Condition de changmenet de milieu pour le champ magnétique:

$$\vec{B}(M_2) - \vec{B}(M_1) = \mu_0 \vec{j_s}(M) \wedge \vec{n_{12}} \text{ qui contient } \begin{cases} \vec{B}_N(M_2) - \vec{B}_N(M_1) = 0 \\ \vec{B}_T(M_2) - \vec{B}_T(M_1) = \mu_0 \vec{j_s}(M) \wedge \vec{n_{12}} \end{cases}$$

Energie magnétique :

Champ du solénoïde infini :

$$\vec{B} = \mu_0 n I \vec{e}_z$$

(on retrouve en utilisant la condition de changement de milleux
et en imaginant le solénoïde comme une nape de cuivre en cylindre) $j_s = nI$

$$E_{mag} = \frac{1}{2} L I^2$$

On as aussi $LI = \Phi_{\vec{B}}$

De plus:

$$\iint_{\text{1 spire}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 n I \pi a^2$$

$$\Phi_{\vec{B}} = \mu_0 n^2 l I \pi a^2 = LI$$

donc l'inductance du sonéloïde est: $L = \mu_0 n^2 \pi a^2 l$ (a connaitre par coeur)

$$\begin{aligned} E_{mag} &= \frac{1}{2} \mu_0 n^2 \pi a^2 l I^2 \\ &= \frac{B^2}{2\mu_0} \pi a^2 l \end{aligned}$$

On identifie à $\frac{B^2}{2\mu_0}$ L'Energie magnétique par m^3 et $\pi a^2 l$ volume intèrieur

Généralisation de l'energie magnétique sur un volume $d\tau$:

$$\delta E_{mag} = \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} d\tau$$

Eenergie électrique sur un volume $d\tau$:

$$\delta E_{èl} = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2} d\tau$$

pour un condensateur par ex:

$$\frac{\delta E_{èl}}{d\tau} = \frac{C(U_c)^2}{2 \cdot S \cdot L} = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{U_c}{L} \right)^2 = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2}$$

	$\vec{E}$	$\vec{B}$
Près d'une charge ponctuelle	$\Vert\vec{E}\Vert \to \infty$ $\Vert V\Vert \to \infty$	$\emptyset$
Près d'une ligne chargé	$\Vert\vec{E}\Vert \to \infty$ $\Vert V\Vert$ diverge	$\Vert\vec{B}\Vert \to \infty$
traversé d'une surface chargé	$\vec{E}_N$ discontinue si σ $\vec{E}_T$ continue V continue	$\vec{B}_T$ discontinue si $\vec{j}_s$ $\vec{B}_N$ continue
Domaine chargé en volume	$\vec{E}$ continue V continue	$\vec{B}$ continue