LP 22 _ Propriété macroscopique des milieux ferromagnétiques

Conducteur ①

Intro.

Matériaux aimantés si $I = 0 \Rightarrow$ Ferro.

Obj $\Rightarrow$ propriétés et utilisations

I _ Mise en équations

1 _ Origine microscopique du magnétisme

On saute !

2 — Equation de Maxwell dans un milieu matériel

EM dans le vide : (MG) $\mathrm{div}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ (MA) $\vec{\mathrm{rot}}\,\vec{B} = \mu_0 \vec{J}_T + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

$$\boxed{(MT)\ \mathrm{div}\,\vec{B} = 0 \quad (MF)\ \vec{\mathrm{rot}}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}$$

eq constitutives $\Rightarrow$ inchangées

MG et MA $\Rightarrow$ sources.

↳ 2 cats : ⊛ liées au milieu matériel

⊛ libres dues aux porteurs de charge

On ne regarde que MA dans l'ARQS (magnétisme).

On introduit : champ aimantation : $\vec{\mathrm{rot}}\,\vec{M} = \vec{J}_{lié}$.

(MA) devient $\vec{\mathrm{rot}}\,\vec{B} = \mu_0(\vec{j}_{libre} + \vec{\mathrm{rot}}\,\vec{M})$.

On introduit un nouveau champ : $\boxed{\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}}$

d'où MA en milieu matériel :

$$\boxed{\vec{\mathrm{rot}}\,\underbrace{\vec{H}}_{A.m^{-1}} = \underbrace{\vec{J}_{libre}}_{A.m^{-2}}}$$

3 _ Théorème d'Ampère dans les milieux magnétiques.

$$\boxed{\oint_{\mathcal{C}} \vec{H}.\vec{dl} = \sum I_{enlacés}}$$

II – Caractéristiques des milieux ferromagnétiques.

Susceptibilité : $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ faculté à s'aimanter

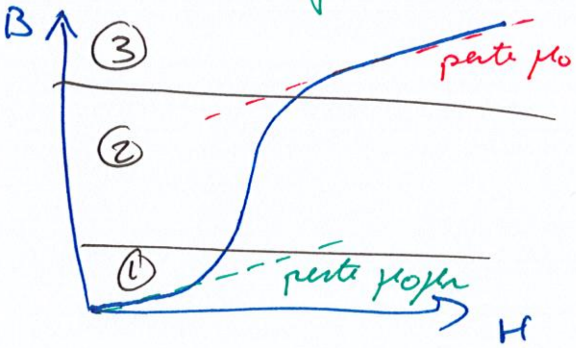
* $\chi_m < 0 \Rightarrow$ diamagnétisme ($\chi_m \sim 10^{-5}$)
* $\chi_m > 0 \Rightarrow$ paramagnétisme ($\chi_m \sim 10^{-3}$) $\chi_m \propto \frac{1}{T}$

Matériaux para à HT ($T > T_c$) mais à BT, $\vec{M} \neq \vec{0}$ si $\vec{H} = \vec{0}$.

$\Rightarrow$ Ferromagnétisme $\chi_m = f(H,T)$ avec $\chi_m(H \simeq 0) \sim 10^5$

$\propto \frac{1}{T - T_c}$

1 – Courbe première aimantation



① H faible, B↗ linéairement. Transformations réversibles

② H plus fort, B↗ non linéairement Transformation non-réversible

③ H grand, B↗ affine.
$\Rightarrow$ M = cte, saturation du matériau

2 – Cycle d'hystérésis

* Théorème d'Ampère : On veut $\bar{B} = f(\bar{H})$ pour le fer
↳ caractérisation du matériau

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \sum I_{enlacés}$$

$$\Rightarrow \bar{H}(t) \cdot \ell = N_1\, i(t) = \frac{N_1}{R_1} v_1(t)$$

~~algébrique et non la norme !~~

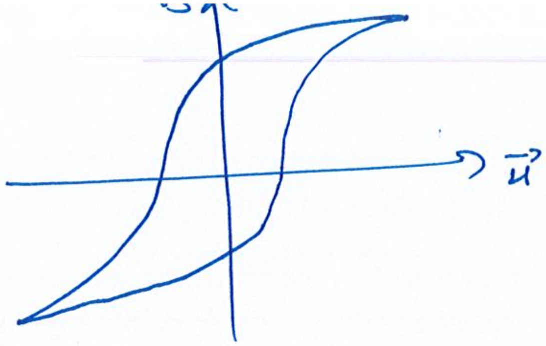
$\bar{H}$ champ moyen à l'échelle ~~du matériau~~ de l'échantillon

* Au secondaire, par induction :

$$u_2(t) = -e_2 = \frac{d\phi}{dt} \quad \text{avec} \quad \phi = N_2 \bar{B} S$$

pont diviseur : $u_3(t) = \frac{R_3}{R_2 + R_3} u_2(t)$ d'où $u_3(t) = \frac{R_3}{R_2 + R_3} N_2 S \frac{d\bar{B}}{dt}$.

On intègre $u_3(t)$ par rapport au temps et donc on trace $\bar{B} = f(\bar{H})$



$\vec{B} \Rightarrow$ chemins différents si $H \nearrow$ et si $H \searrow$.

$\Rightarrow$ Hystérésis ($\exists$ dans d'autres domaines de la φ).

a_ Champ rémanent

$\overline{B}_r = \overline{B}(\overline{H}=0) \Rightarrow \overline{M}_r$ $\Rightarrow$ aimants "permanents" du commerce

b_ Champ coercitif

$\overline{H}_c \Rightarrow \overline{B}(\overline{H}_c)=0$ ~~$\Rightarrow$ aimant~~

⊛ Ferro durs : $\overline{H}_c$ grand (ex : acier au platine, $\mu_0 H_c = 0,18T$).

⊛ Ferro doux : $\overline{H}_c$ petit (ex : acier trempé, $\mu_0 H_c = 5,15.10^{-6}T$)

$\Rightarrow$ Hors saturation $\Rightarrow$ relation linéaire $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$

avec $\mu_r = 1+\chi_m$ $\quad \mu_r(Fe) = 10^5$

$\Rightarrow$ Selon nature, $\neq$ applications.

doux $\rightarrow$ transfos

durs $\rightarrow$ disques durs (par ex).

3_ Effets dissipatifs

a_ bilan énergétique

Diapo $\Rightarrow$ $$\langle P \rangle_t = \underbrace{\frac{1}{T}\int_0^T u_1 i_1 \, dt}_{P\ \text{fournie}} = \underbrace{\frac{R_1}{T}\int_0^T i_1^2 \, dt}_{P\ \text{Joule}} + \underbrace{\frac{\ell S}{T}\overbrace{\int_0^T H \, dB}^{\text{Aire de la courbe}}}_{P\ \text{fer}}$$