

Leçon 22 : Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques

Niveau :

- Licence 3

Pré-requis :

- Électromagnétisme
- équations de Maxwell
- ARQS

Références :

- Dunod de PSI
- Garing milieux magnétiques
- BFR Electromagnetisme 4
- Perez

Introduction

Il existe des matériaux qualifiés de ferromagnétiques qui conduisent le champ magnétique. Ils permettent de construire de véritables circuits magnétiques dans les transformateurs (permet de faire transiter des puissances électriques sans pertes entre la production et les utilisateurs).

1. Aimantation d'un corps ferroagnétique

Dans la matière, il y a des électrons et des atomes qui portent des moments magnétiques.

1.1. Les équations de Maxwell dans un milieu matériel

Rappel des équations de Maxwell dans le vide. On modifie ces équations en tenant compte de l'existence du milieu matériel : les densités volumiques de charge et de courant sont séparées en deux catégories, des densités liées au milieu matériel et des densités libres dues au déplacement des porteurs de charge. On peut alors définir deux nouveaux

vecteurs : le vecteur polarisation $\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = -\rho_{\text{lie}}$ et le vecteur aimantation $\vec{\nabla} \wedge \vec{M} = \vec{j}_{\text{lie}}$. Les équations Maxwell Flux et Faraday restent inchangées mais les équations liées aux sources s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_{\text{lib}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{P} \text{ et } \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j}_{\text{lib}} + \vec{\nabla} \wedge \vec{M} \right). \quad (1)$$

Dans la suite on ne s'intéresse qu'à l'équation de Maxwell-Faraday liant le champ magnétique aux sources de porteurs de charges. On peut définir un nouveau champ, le champ d'excitation magnétique tel que l'équation de Maxwell-Faraday devienne :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{lib}} \text{ où } \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (2)$$

1.3. Les différentes formes de magnétisme

Pour certains corps on est possible d'écrire une relation entre le champ d'excitation magnétique et l'aimantation :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (3)$$

χ_m est la susceptibilité magnétique, grandeur sans dimension représentant la faculté d'un matériau à s'aimanter. En fonction du signe de χ_m on définit deux types de matériaux :

- les milieux diamagnétiques pour lesquels $\chi_m < 0$ avec $|\chi_m| \approx 1 \cdot 10^{-5}$.
- les milieux paramagnétiques pour lesquels $\chi_m > 0$ avec $|\chi_m| \approx 1 \cdot 10^{-3}$.

Pour ces milieux, la relation entre \vec{M} et \vec{H} est linéaire. Pour d'autres corps, cette linéarité n'est valable que si le champ magnétique est faible. C'est le cas des ferromagnétiques pour lesquels, lorsque le champ devient plus fort, la relation entre le champ \vec{H} et le champ \vec{M} devient fortement non linéaire jusqu'à saturation.

1.4. Courbe de première aimantation

On considère initialement un matériau ferromagnétique non aimanté et on augmente progressivement la valeur de l'excitation magnétique. On trace l'évolution du champ magnétique dans le matériau en fonction de l'excitation magnétique. On remarque trois domaines :

- Pour une excitation faible la relation entre \vec{B} et \vec{H} est linéaire. Elle correspond à des phénomènes réversibles au sein du milieu.
- Le champ magnétique augmente ensuite plus fortement de façon non-linéaire.

Manipulation : Transformateur : poly de Philippe sur le magnétisme.

Courbe $M(H)$ pour un matériau ferromagnétique initialement non aimanté : (1) courbe linéaire pour les petits H puis (2) fortement croissante puis (3) sature progressivement jusqu'à M_{sat} .

$\mu_0 M_{sat}$ est le champ magnétique maximal d'un ferromagnétique à T donnée et dépend du matériau. $M_{sat}(Fe) = 2.1T$

1.5. Interprétation microscopique (9min12)

Slide : Domaines de Weiss. Déplacement des domaines réversible à faible B , mais irréversible pour B plus élevé du fait de la présence d'impuretés dans le matériau.

Une propriété des ferromagnétiques est la canalisation des lignes de champs magnétiques. Slide : illustrations pour différentes géométries. Pour un ferromagnétique torique, les lignes de champ sont complètement canalisées.

1.2. Théorème d'Ampère dans les milieux magnétiques

On a démontré précédemment que l'on retrouvait le théorème d'Ampère dans le vide à partir de l'équation de Maxwell-Faraday dans le vide. On retrouve par le même moyen une version du théorème d'ampère dans la matière en remplaçant le champ magnétique par le champ d'excitation magnétique :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I_{\text{enlacé}} \quad (4)$$

2. Cycle d'hystérésis

On applique le théorème d'Ampère, on en déduit la relation entre H et U la tension dans le primaire. On écrit l'induction dans le secondaire et on en déduit la tension aux bornes de la résistance. On peut alors tracer B et H . On fait l'expérience et on observe l'hysteresis.

2.1. Etude du noyau de fer d'un transformateur(15min)

Schéma électrique du montage (cf. TP Conversion de puissance électrique)

Théorème d'Ampère : $LH = n_1 i_1 + n_2 i_2$ L : longueur totale du tore (fer doux), n_i nombre de spires de la bobine i . $H = \frac{n_1 i_1 + n_2 i_2}{L}$ donne (avec i_2 négligeable devant i_1 car la résistance imposée dans le secondaire ($\sim 10 \text{ k}\Omega$) associée est bien plus élevée que celle du primaire ($\sim 30 \Omega$)) $i_1 = \frac{L}{n_1} H$. Ainsi, si on mesure la tension aux bornes de la résistance du circuit primaire :

$V_x = Ri_1 = \frac{RL}{n_1} H$ avec ici $\frac{RL}{n_1} = 62.4V/(Am^{-1})$ qu'on place sur la voie 1 de l'oscillo.

Dans le circuit secondaire, on a (Loi de Faraday) : $e = -\frac{d\phi}{dt} = -n_2 S \frac{dB}{dt} = R' i_2 + \int \frac{i_2}{C}$ (cf. TP). R' et C sont choisies de telle sorte que $\int \frac{i_2}{C}$ soit négligeable devant $R' i_2$. Il vient :

$$i_2 = \frac{S}{R'} \frac{dB}{dt}.$$

Conséquences, aux bornes du condensateur : $U_c = \int \frac{n_2 S}{cR'} \frac{dB}{dt} dt$. Finalement :

$$V_y = U_c = \frac{n_2 S}{R' C} B \text{ qu'on place sur la voie 2 de l'oscillo.}$$

2.2. Début de l'expérience

- Visualisation du cycle d'hystérésis avec le mode XY.
- Tracé du cycle $B(H)$ au tableau et définition du champ coercitif H_c (pour $B = 0$) et du champ rémanent B_r (pour $H = 0$).
- Mesure expérimentale de B_r . Valeurs : $V_y = 2.70 \pm 0.02 \text{ V}$ donne $B_r = 0.532 \pm 0.004T$.
- Mesure expérimentale de H_c . Valeurs : $V_x = 2.10 \pm 0.01 \text{ V}$ donne $H_c = 313 \pm 1 \text{ A/m}$. Valeur caractéristique des ferro doux. Plus cette valeur est faible, plus l'excitation à devoir appliquer pour désaimanter le matériau sera faible : ce type de matériau se désaimante facilement.

On distingue deux types de ferro (slide tableau comparatif). Ferro doux (Transformateurs, inductance à haute fréquence) et ferro durs (application générateur électrique, RMN, etc.).

2.3. Bilan de puissance (35min38)

Loi des mailles : $U_{i1} + e_{i1} - Ri_1 = 0$. Premier terme : ; dernier terme : puissance dissipée par effet Joule. $e_{i1} = -\frac{d\phi}{dt} i_1$. $\delta W = -d\phi i_1 = -\frac{SHL}{n_1} = dB$. $P = \frac{1}{T} SL \oint H_u dB$.

Conclusion

Application : disques durs. Pantographe

Questions :

Q : Si je lis votre relation, si j'augmente le nombre de spires, je vais diminuer la perte par hystérésis ? Non, il y a une erreur dans ma formule, elle ne dépend pas du nombre de spires.

Q : Si je regarde le cycle d'hystérésis, le champ B sature ? Non, il continue à croître linéairement.

Q : Pourquoi on utilise des ferro doux pour l'inductance à haute fréquence ? Ce qui compte dans une inductance c'est la variation du flux. Mais dans le ferro dur, quand c'est saturé, certes le champ est fort, mais il n'est plus sensible au champ extérieur. Un ferro doux, en première approximation, c'est linéaire et la pente est la susceptibilité. Mais pour le ferro dur, la pente est nulle.

Q : Pourquoi à haute fréquence ? Pour minimiser les pertes par courants de Foucault.

Q : Quels matériaux qui minimisent ces pertes à hautes fréquence ? Utiliser des isolants (ferrites), on va limiter ainsi des pertes par courants de Foucault.

Q : Est-ce que la canalisation des champ est générique à tous les ferro ? Ce n'est pas le cas pour les ferros durs, que pour les ferros doux. Toutes les applications qui utilisent χ ou μ_r très grand c'est les ferro doux, car il n'y a plus de pente pour les ferro durs.

Q : Dans quel état sont les ferromagnétiques ? Solides cristallin. L'état ferro provient d'interaction au niveau des atomes qui n'existent pas à l'état fluide.

Q : L'aimantation à saturation et le champ coercitif dépendent des matériaux ? Varie de quelques magnétons de Bohr mais reste du même ordre de grandeur alors que H_c varie beaucoup : un ferro doux a un champ coercitif faible (10^{-3} T), un ferro dur très grand (0.1 T) matériau à un autre.

Q : Sur l'histoire du transformateur, vous avez appliqué le théorème d'Ampère. C'est évident que $\oint H \cdot dl = HL$? Il faut utiliser les relations de passage des champs B et H pour démontrer la canalisation des lignes de champs dans le ferro en l'absence de courants surfaciques à l'interface fer→air. Ensuite, les symétries et invariances du tore donnent $\mathbf{H} = H(r)\mathbf{e}_\phi$ et le théorème d'Ampère le long d'une ligne de champ permet d'avoir la formule donnée si on considère que la section du tore est faible devant la distance à l'axe..

Q : Dans un électroaimant ? Il n'y a pas conservation de la norme de H . Pour relier H dans l'entre-fer et dans le milieu, il faut utiliser la conservation du flux.

Q : Pourquoi le système forme les domaines de Weiss ? Au niveau

microscopique, il y a une compétition entre l'énergie qu'il va falloir fournir pour créer ces interfaces et le coût en énergie pour créer un champ via l'alignement des moments magnétiques.

Q : La taille des domaines ? De l'ordre du micromètre.

Q : Est-ce qu'il y a des directions privilégiées au départ dans champ extérieur ? Est-ce que je peux avoir une courbe d'hystérésis qui dépend du champ B ? Oui, il y a un axe de facile aimantation. Les champs coercitifs vont être plus forts dans l'axe de facile aimantation. Cela va exister dans des monocristaux. Les axes de facile et difficile aimantation sont définis par rapport à l'orientation cristalline du matériau et des interactions entre les moments magnétiques dans le matériau. Il n'y a pas de raison pour que l'orientation du domaine soit dans la direction du champ appliqué.

Q : Quels sont les conditions qui vous permettent de lire directement B ? $e = U_{R'} + U_c = R' i_2 + \frac{1}{jC\omega} i_2 = R'(1 + \frac{1}{jRC\omega}) i_2$. On veut alors $R'C \gg \frac{1}{\omega}$ avec $\omega = 2\pi f$ et $f = 50$ Hz (fréquence du secteur).

Q : Les applications des ferros durs ? Tous les aimants permanents.