

## 4.2 Les pertes fer par courant de Foucault

Les variations de flux magnétique au sein du matériau magnétique conducteur engendrent des courants volumiques opposés à ces modifications de flux et engendrant une dissipation d'énergie par effet Joule.

En supposant, pour simplifier, que l'on a un champ uniforme au sein d'un matériau à symétrie axiale, on a alors un champ électromoteur d'expression :

$$\vec{E}_m = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{B} \times \vec{OM}] = -\frac{r}{2} \frac{dB}{dt} \hat{u}_\theta$$

- La puissance dissipée par les courants de Foucault vaut donc, pour un matériau de conductivité électrique  $\sigma$  :

$$\mathcal{P}_{\text{Foucault}} = \iiint_{\text{volume}} \sigma E_m^2 \delta V = \frac{\sigma}{4} \left[ \frac{dB}{dt} \right]^2 \iiint_{\text{volume}} r^2 \delta V$$

- Elles varient en moyenne temporelle comme le carré de la fréquence et l'on doit limiter leur extension volumique. Pour les minimiser, on utilise en haute fréquence des ferromagnétiques non conducteurs comme les ferrites. Dans les applications industrielles, on **feuillette** le matériau en tôles minces de quelques dixièmes de mm séparées de couches isolantes aussi minces que possible de quelques dizaines de microns.

- Pour  $B(t) = B_{\max} \cos(\omega t)$  et un barreau cylindrique de rayon  $R$  et de hauteur  $H$ , on obtiendra :

$$\langle \mathcal{P}_{\text{Foucault}} \rangle = \frac{H\pi\sigma}{4} \omega^2 B_{\max}^2 \int_0^R r^3 dr \Rightarrow \langle \mathcal{P}_{\text{Foucault}} \rangle = \frac{HR^4\pi\sigma}{16} \omega^2 B_{\max}^2$$

## 4.3 Les pertes cuivre

Elles correspondent à la puissance dissipée par effet joule dans les spires servant à l'aimantation du milieu ferromagnétique. Elles sont difficiles à minimiser, compromis entre conductivité et effet Joule.

### Conclusion à la leçon 46

Nous avons abordé l'ensemble des propriétés macroscopiques des ferromagnétiques dans des modélisations relativement simples.

L'aspect microscopique d'un intérêt évident en physique du solide a été ignoré dans cette leçon même si l'on ne peut en faire abstraction pour expliquer en particulier les pertes par hystérésis.

Enfin, nous avons donné les applications simples et accessibles à ce niveau du cours des milieux ferromagnétiques.



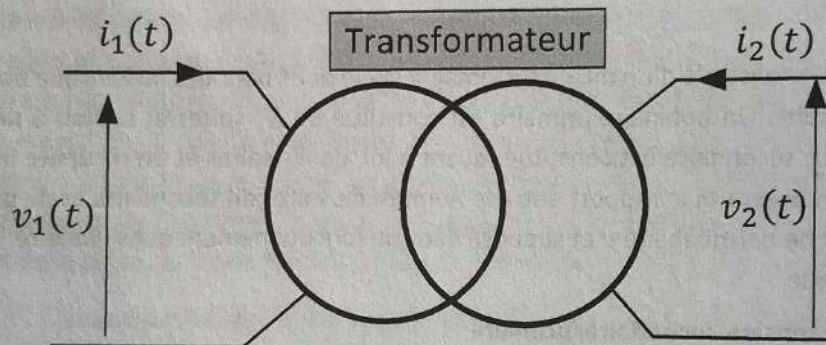
### 3.2.4 Application des transformateurs

- La puissance consommée par une machine s'écrit  $\wp = U_{eff} I_{eff} \cos[\varphi_u - \varphi_i]$ . Les lignes de transports de la puissance électrique par EDF ont une résistance  $R$ , ce qui impose des pertes en lignes par effet Joule, dues à l'utilisation de la machine.

$$\wp_J = R I_{eff}^2 = R \left[ \frac{\wp}{U_{eff} \cos[\varphi_u - \varphi_i]} \right]^2$$

EDF impose aux entreprises industrielles une valeur de  $\cos[\varphi_u - \varphi_i]$  minimum. Pour limiter les pertes par effet Joule, on élève la tension à 20kV pour le transport en ligne du courant électrique.

- Les transfo d'isolement de rapport 1 permet d'être en masse flottante au secondaire si la Terre est imposée au primaire.
- Les transfo sont également utilisés dans les problèmes d'adaptation d'impédance afin de récupérer un maximum de puissance au niveau de la charge d'un circuit actif.
- Compte tenu de l'ensemble des remarques précédentes, il est d'usage de choisir la convention réceptrice au primaire et génératrice au secondaire. Le symbole du transformateur avec ces conventions est alors le suivant :



## 4 Pertes dans les milieux ferromagnétiques

### 4.1 Pertes par hystérésis

- Les phénomènes d'orientation et de déplacement des parois au sein du matériau ferromagnétique dissipent de l'énergie. On parle de pertes par hystérésis. L'expression littérale de ces pertes peut être obtenue par l'application de la loi de Faraday et du théorème d'Ampère dans le cas d'un tore magnétique de périmètre moyen  $L$ .

$$\text{On a en effet : } \begin{cases} e = -v = -NS \frac{dB}{dt} \\ HL = NI \end{cases} \Rightarrow \wp_{\text{hystérésis}} = vi = SLH \frac{dB}{dt}$$

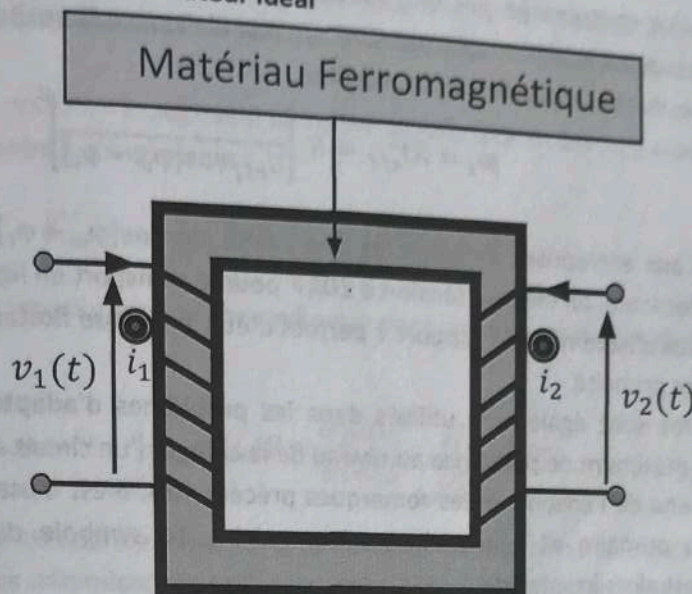
$$\text{On a en moyenne sur un cycle de période } T : \langle \wp_{\text{hystérésis}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T SLH \frac{dB}{dt} dt = \frac{SL}{T} \oint H dB$$

- Les pertes par hystérésis sont donc proportionnelles au volume du matériau et à l'aire du cycle d'hystérésis. On utilisera donc des matériaux doux si l'on parcourt le cycle d'hystérésis pour limiter au maximum ces pertes.



### 3.2 Le transformateur

#### 3.2.1 Présentation générale du transformateur idéal



Un transformateur est constitué d'un milieu ferromagnétique doux pour des raisons que nous verrons au prochain paragraphe. Un bobinage primaire est constitué de  $N_1$  spires et soumis à **une tension alternative**  $v_1(t)$ . Le secondaire est constitué, quant à lui, de  $N_2$  spires et on récupère une tension alternative  $v_2(t)$ . On notera  $m$  le rapport entre le nombre de spires du secondaire et du primaire. Le ferromagnétique est de perméabilité  $\mu$  et supposé dans un fonctionnement quasi-linéaire. On néglige toute fuite magnétique.

#### 3.2.2 Rapport des tension secondaire/primaire

Avec les conventions tension-courant choisies ci-dessus, on a alors avec les notations habituelles :

$$\begin{cases} e_1 = -N_1 S \frac{dB}{dt} \\ e_2 = -N_2 S \frac{dB}{dt} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_1 = N_1 S \frac{dB}{dt} \\ v_2 = N_2 S \frac{dB}{dt} \end{cases} \Rightarrow \frac{v_2}{v_1} = m$$

#### 3.2.3 Rapports des courants secondaire/primaire

Appliquons le théorème d'Ampère sur une ligne de champ du ferromagnétique de longueur  $L$ , on obtient :

$$HL = N_1 i_1 + N_2 i_2 = \frac{BL}{\mu} \approx 0 \text{ car } \mu_r \gg 1 \Rightarrow \frac{i_2}{i_1} = -\frac{1}{m}$$

Dans le modèle du transformateur idéal on a donc :  $v_1 i_1 + v_2 i_2 = 0 \Rightarrow$

$$\mathcal{P}_{\text{reçue au primaire}} = \mathcal{P}_{\text{fournie au secondaire}}$$

La puissance fournie au primaire est donc intégralement cédée au niveau du secondaire.

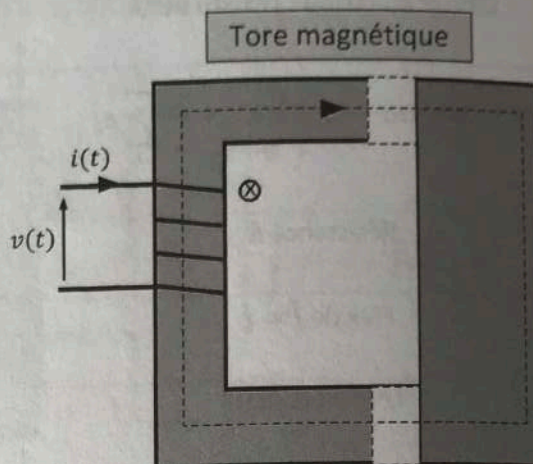


Un tore magnétique canalise donc l'essentiel du flux magnétique. C'est son rôle essentiel.

### 3 Applications des circuits magnétiques

#### 3.1 Notions simples sur l'électroaimant

Il s'agit d'un circuit **ferromagnétique doux** alimenté pour son noyau de gauche par un bobinage de  $N$  spires enroulées autour du ferromagnétique. Le circuit magnétique est coupé par un ou deux entrefers. Ils peuvent servir à lever des masses ferromagnétiques. On suppose que le circuit magnétique est une portion de tore à base carrée de côté  $a$  de section droite  $S = a^2$ .



Le demi-noyau de gauche est entouré de la bobine, il a une perméabilité relative  $\mu_{rG} = 2000$  et le noyau de droite à attirer une perméabilité  $\mu_{rD} = 500$ . On fait l'hypothèse que les fuites magnétiques sont négligeables et que dans l'entrefer les lignes de champ restent quasi parallèles et orthogonales aux milieux ferromagnétiques. On modélise donc le tube de champ de l'entrefer par un cylindre d'aire droite  $S$ . On notera  $B_G$  le champ magnétique du noyau de gauche,  $B_D$  le champ magnétique du noyau de droite à attirer et  $B_E$  le champ magnétique dans l'entrefer supposé quasi uniforme. Enfin, on note  $x$  l'épaisseur de l'entrefer,  $L_G$  et  $L_D$  les longueurs moyennes des lignes de champ du noyau de gauche et de la pièce de droite à attirer. L'axe  $Ox$  est orientée vers la droite et donc  $x > 0$ .

La conservation du flux magnétique impose :  $B_D S = B_G S = B_E S$

Le théorème d'Ampère sur une ligne de champ magnétique moyenne (en pointillé) donne :

$$H_G L_G + H_D L_D + 2 H_E x = N i \Rightarrow \frac{B_G L_G}{\mu_{rG}} + \frac{B_D L_D}{\mu_{rD}} + 2 \frac{B_E x}{1} = \mu_0 N i \Rightarrow B_E = \frac{\mu_0 N i}{\frac{L_G}{\mu_{rG}} + \frac{L_D}{\mu_{rD}} + 2x}$$

On en déduit le flux magnétique qui traverse les  $N$  spires :

$$\Phi = N S \frac{\mu_0 N i}{\frac{L_G}{\mu_{rG}} + \frac{L_D}{\mu_{rD}} + 2x} = \mathcal{L} i \text{ et l'énergie magnétique vaut : } \mathcal{E} = \frac{1}{2} \mathcal{L} i^2 = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 N^2 S i^2}{\frac{L_G}{\mu_{rG}} + \frac{L_D}{\mu_{rD}} + 2x}$$

On en déduit la forme attractive subie par la pièce de droite :

$$\vec{F} = \left[ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right]_i \hat{u}_x = - \frac{\mu_0 N^2 S i^2}{\left( \frac{L_G}{\mu_{rG}} + \frac{L_D}{\mu_{rD}} + 2x \right)^2} \hat{u}_x$$

Cette force attractive croît avec la perméabilité magnétique du matériau et la petitesse de l'entrefer.



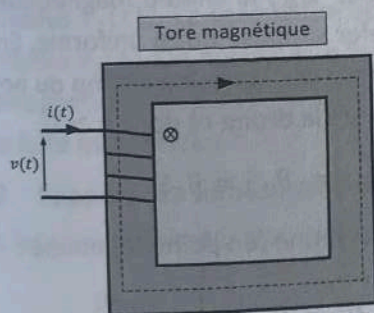
Pour un ferromagnétique de perméabilité  $\mu$  autour d'un point de fonctionnement, on aurait de même :  $\mathcal{R} = Ni/[BS] = L/[\mu S]$ . La réductance d'un ferromagnétique est donc bien plus faible que celle du vide. La réductance représente donc la « résistance » du matériau magnétique au passage du flux magnétique. Elles s'associent de la même façon que des résistances électriques.

On peut alors dresser le tableau d'analogie suivante :

Circuit électrique résistif série	Circuit magnétique réductif série
Force électro – motrice : $e = \sum_1^N e_k$	Force magnéto – motrice : $F = \sum_1^N N_k i_k$
Résistance $R$	Réductance $\mathcal{R}$
Flux de $\vec{J} = i$	Flux de $\vec{B} = \varphi$
Loi de Pouillet $e = Ri$	Loi de Hopkinson $F = \mathcal{R}\varphi$

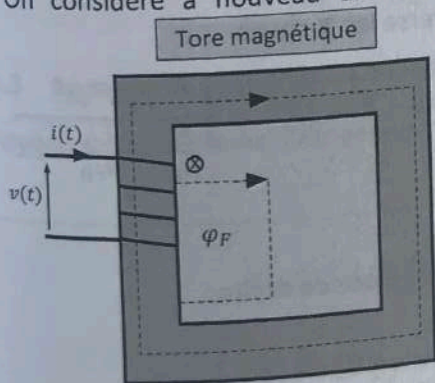
- Un **entrefer** est une coupure dans un circuit magnétique. Il peut permettre la mobilité du rotor dans un moteur. Il peut servir à introduire un appareil de mesure ou à augmenter la réductance du circuit.

- Un circuit ferromagnétique est un circuit en général fortement non linéaire. Un tore ferromagnétique alimentée sinusoïdalement en tension par un bobinage de  $N$  spires donnera un champ magnétique sinusoïdal d'après la loi de Faraday. En revanche  $H$  et  $i$  se déduisant de  $B$  par un cycle hystérétique donnera un signal périodique non harmonique.



## 2.2 Perméabilité magnétique et canalisation des lignes de champ magnétiques.

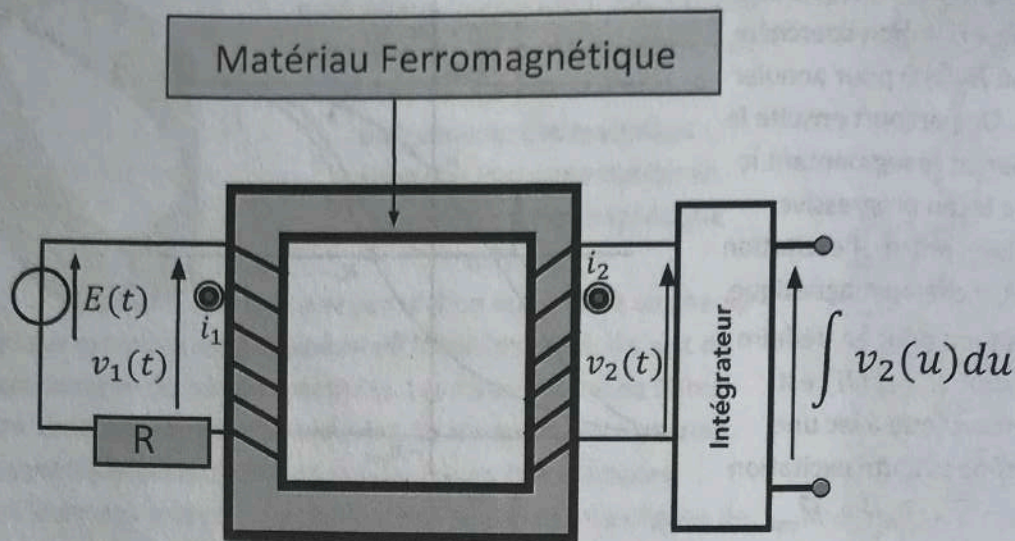
- On considère à nouveau un tore magnétique avec un milieu ferromagnétique doux de perméabilité magnétique  $\mu$ , loin de la saturation et dans son domaine de fonctionnement quasi linéaire. Une partie du flux magnétique fuit dans l'air et on notera  $\varphi_F$  ce flux. On note  $L_f$ , la longueur de la ligne de champ magnétique fermée et correspondant aux fuites magnétiques. En appliquant la loi de Hopkinson, on obtient :



$$\begin{cases} \varphi = \mu \frac{NiS}{L} \\ \varphi_F = \mu_0 \frac{NiS_f}{L_f} \end{cases} \Rightarrow \frac{\varphi_F}{\varphi} = \frac{1}{\mu_r} \frac{S_f L}{S L_f} \ll 1 \text{ car } \mu_r \gg 1$$



Le montage expérimental est alors le suivant :



On utilise un transformateur torique avec  $N_1$  spires au primaire et  $N_2$  au secondaire. On appelle  $L$  le périmètre moyen du tore et  $S$  sa section droite. On suppose que l'impédance d'entrée de l'intégrateur est infinie de sorte que  $i_2 \approx 0$ . On note  $u_R$  la tension aux bornes de la résistance  $R$ , en convention récepteur. Le primaire est alimenté par une tension alternative de basse fréquence  $E(t)$ .

On a au secondaire une fem d'induction  $e_2$  avec :

$$v_2 = -e_2 = N_2 S \frac{dB}{dt}$$

- A l'aide d'un intégrateur, on peut donc récupérer une tension en sortie du montage proportionnelle au champ magnétique  $B$ .
- En appliquant le théorème d'Ampère sur une ligne de champ magnétique de longueur  $L$  au sein du tore, on a :

$$HL = N_1 i_1 \text{ et } u_R = Ri_1 = R \frac{HL}{N_1}$$

En utilisant un oscilloscope en mode  $XY$ , il suffit alors de visualiser la tension aux bornes de la résistance en voie  $X$  et celle de sortie en  $Y$  pour avoir le tracé de  $B$  en fonction de  $H$ .

## 2 Notion de circuits magnétiques et le concept de réluctance

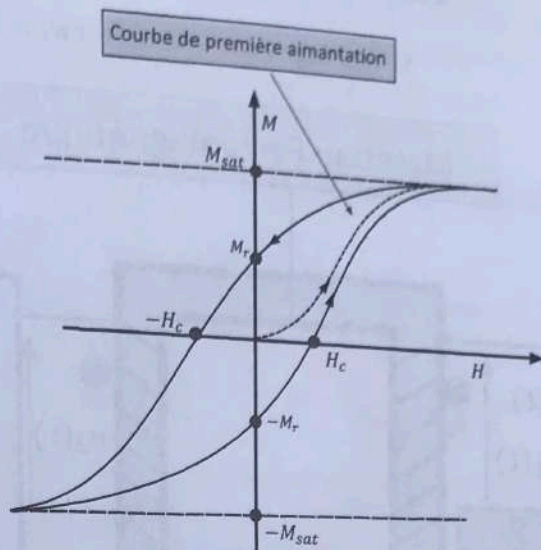
### 2.1 Circuits électriques et circuits magnétiques

- Dans un **circuit électrique** résistif, une force électromotrice ou *fem* notée  $e$  crée un courant circulant dans la résistance  $R$  et l'on a alors en convention récepteur :  $e = Ri$ . Le courant qui circule correspond au flux de  $\vec{j}$ , vecteur densité volumique de courant.
- Dans un **circuit magnétique**, une force magnétomotrice  $F = Ni$  (en A!) due aux courants aimante le milieu ferromagnétique engendrant un flux de champ magnétique  $\varphi$ . On appelle réluctance du circuit magnétique  $\mathcal{R}$  telle que :  $F = \mathcal{R}\varphi$ . Pour un tore magnétique sans milieu ferromagnétique, de périmètre moyen  $L$ , le théorème d'Ampère donne, pour un bobinage de  $N$  spires :  $HL = Ni = BL/\mu_0 \Rightarrow \mathcal{R} = Ni/[BS] = L/[\mu_0 S]$ . La réluctance a pour unité le  $H^{-1}$ .



Il faut alors faire décroître l'excitation magnétique jusqu'à une valeur appelée excitation coercitive valant  $-H_c$  où  $H_c > 0$  pour annuler l'aimantation. On parcourt ensuite le cycle en entier en réaugmentant le courant de façon progressive.

De la relation entre l'excitation magnétique et le champ magnétique,  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$ , on peut en déduire que le courbe  $B = f(H)$  est également cyclique avec une asymptote affine à haute excitation magnétique :  $\vec{B} \approx \mu_0 \vec{H} + \vec{M}_{sat}$ .



Pour  $H = H_c$ , on a  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_c \approx \vec{0}$  puisque  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ . Du fait de l'hystérésis, le matériau magnétique garde donc en mémoire son aimantation. Un matériau ferromagnétique est donc une mémoire.

## 1.2 Ferromagnétique doux et ferromagnétique dur

Il est d'usage de classer les ferromagnétiques en deux catégories : les doux et les durs :

- Les **ferromagnétiques durs** ont un cycle d'hystérésis très large. Leur champ coercitif est très élevé de 50 à 1500  $\text{kA.m}^{-1}$  et ils présentent un champ magnétique rémanent très important de 0,2 à 1,3 T. Il est donc très difficile de les désaimanter. A saturation, on atteint des champs magnétiques pouvant atteindre 10T. Comme nous le verrons, pour avoir un champ coercitif élevé, il faut limiter les domaines magnétiques et la propagation des parois. Il s'agit de la métallurgie des poudres pour limiter magnétiquement les domaines entre eux. On utilise de nos jours l'Alnico (alliage Aluminium-Nickel-cobalt), les ferrites dures ou les matériaux intermétalliques. Ces derniers sont des composés et terres rares et de métaux de transition, ils sont aujourd'hui très présents dans l'industrie.

- Les **ferromagnétiques doux** ont un cycle d'hystérésis très étroit quasiment confondu pour la partie positive du plan  $(B, H)$  avec la courbe de première aimantation. Un exemple courant est un alliage de 15% de Fe, 80% de Ni et d'autres métaux appelé Permalloy. On a dans la zone centrale du cycle une quasi-proportionnalité entre  $B$  et  $H$ . On écrira alors :  $B = \mu H = \mu_0 \mu_r H$ . La grandeur  $\mu$  est appelée perméabilité magnétique du milieu et  $\mu_r$  est appelée perméabilité magnétique relative du milieu, comparée à celle du vide. Pour le Permalloy, la perméabilité relative est considérable de l'ordre de  $5 \cdot 10^5$ .

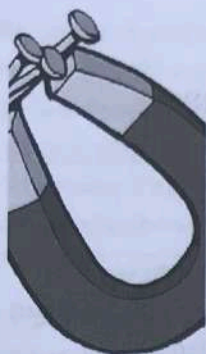
- De manière générale, autour d'un point de fonctionnement  $(B, H)$ , on peut définir une perméabilité magnétique selon :

$$\mu(B) = \frac{\partial B}{\partial H}$$

## 1.3 Tracé expérimental du cycle d'hystérésis

Il s'agit de tracer  $B$  en fonction de  $H$ . La mesure de  $H$  peut se ramener à celle du courant inducteur. En revanche, une mesure directe de  $B$  à l'aide d'une sonde de Hall est impossible.





Certains matériaux ont la propriété particulière de constituer des aimants **permanents**. C'est notamment le cas du fer qui a donné son nom au phénomène. Ces matériaux conservent leur aimantation en l'absence de champ magnétique extérieur.



La réponse d'un matériau à un champ magnétique extérieur est en général de faible intensité. Il s'agit du diamagnétisme et du paramagnétisme. Les forces en jeu de faible intensité sont difficilement détectables. En revanche, un matériau ferromagnétique peut mettre en jeu des forces considérables, pouvant lever des charges. Il a la propriété de canaliser les lignes de champ en son sein. Ainsi, un noyau de fer ajouté à l'intérieur d'un solénoïde augmente le champ magnétique aux extrémités de la bobine d'un facteur  $10^5$  ! Ces matériaux sont donc d'une importance considérable en électrotechnique, dans les moteurs, ou les transformateurs. Le vocabulaire scientifique sera le vocabulaire le plus commun en français :

- On notera  $\vec{B}$ , le champ magnétique exprimé en *Tesla* et  $\vec{H}$ , l'excitation magnétique en  $A \cdot m^{-1}$ .
- L'aimantation du ferromagnétique sera simplement notée  $\vec{M}$ .
- On rappelle que les courants libres sont la source de l'excitation magnétique selon le théorème d'Ampère, exprimé le long d'un contour fermé, orienté, parcouru une fois.

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

- Les courants libres et les courants liés sont la source du champ magnétique. Le courant volumique lié vaut :  $\vec{J}_{\text{lié}} = \text{rot} \vec{M}$ . En général, on maîtrise des courants et donc de l'excitation magnétique. La connaissance du milieu ferromagnétique suppose donc de connaître l'aimantation en fonction de l'excitation magnétique ou bien le champ magnétique en fonction de l'excitation magnétique. On se restreint à des milieux isotropes. Les corps ferromagnétiques les plus simples sont la triade  $Fe, Co, Ni$ . Il existe de nombreux alliages ferromagnétiques, la recherche de ces alliages constitue aujourd'hui encore un domaine d'étude important de la physique du solide.

## 1 Courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis

### 1.1 Courbe de première aimantation

On souhaite tracer les courbes de première aimantation  $M = f(H)$  d'un matériau ferromagnétique préalablement désaimanté. Lorsqu'on part d'un matériau totalement désaimanté et qu'on le soumet à une excitation magnétique créée par un courant libre, l'aimantation croît progressivement de façon non linéaire et finit par atteindre une valeur de saturation  $M_{\text{sat}}$ . C'est la courbe de première aimantation. Partant de cette valeur asymptotique de saturation, on diminue alors progressivement le courant, on constate alors que le système ne passe pas par ces états antérieurs. On dit qu'il est hystérétique. Pour une excitation nulle, il demeure une aimantation rémanente  $M_r$ .



## Leçon 46 : Propriétés macroscopiques des ferromagnétiques

Conseils méthodologiques	
<b>Prérequis</b>	<p>Notions sur le magnétisme et les processus d'aimantation</p> <p>Notions d'électrocinétique</p>
<b>Compétences à acquérir</b>	<p>Esquisser sans approche microscopique les propriétés macroscopiques des ferromagnétiques</p> <p>Distinguer ferromagnétiques doux et durs</p>
<b>A développer</b>	<p>Développer des applications concrètes et simples</p>
<b>Introduction à la leçon 46</b>	
<p>Les milieux ferromagnétiques sont des milieux d'une importance tant théorique notamment en physique du solide que pratique en physique appliquée.</p> <p>Éléments essentiels des moteurs, des alternateurs et systèmes de levage magnétique, leur importance en électrotechnique est fondamentale.</p> <p>On se propose de développer les grandes propriétés macroscopiques des ferromagnétiques et deux applications pratiques : l'électroaimant et le transformateur.</p>	