

# LP 46 – Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques

11 juin 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

## Niveau : L3

## Bibliographie

↗ *LP 46 2020*, Cléments de la Salle et Col-léaux → Les gars surs

## Prérequis

- électromagnétisme dans la matière
- aimantation et moments magnétiques
- paramagnétisme et diamagnétisme

## Expériences



## Table des matières

<b>1</b>	<b>Description du ferromagnétisme</b>	<b>2</b>
1.1	Équations de Maxwell et relations constitutives . . . . .	2
1.2	Analogie Électrique/Magnétique . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Aimantation d'un matériau ferromagnétique</b>	<b>3</b>
2.1	Cycle d'hystérésis . . . . .	3
2.2	Interprétation . . . . .	4
2.3	Interprétation mésoscopique . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Applications du ferromagnétisme</b>	<b>6</b>
3.1	Transformateur parfait . . . . .	6
3.2	Écriture de données . . . . .	7

## Introduction

On désigne par ferromagnétisme la propriété qu'ont certains corps de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, l'effet est  $10^6$  fois plus important que pour des matériaux paramagnétiques et peuvent souvent garder une aimantation importante même en champ nul, ils sont devenus aimants.

## 1 Description du ferromagnétisme

### 1.1 Équations de Maxwell et relations constitutives

Dans nos derniers cours sur l'électromagnétisme dans la matière nous nous étions arrêtés à ce système d'équations avec  $\vec{M}$  le vecteur aimantation :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j}_{\text{libres}} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \tag{1.1}$$

où on avait défini le *vecteur d'excitation magnétique*  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$  de même unité que  $\vec{M}$  en A/m.

Dans la suite de ce cours comme en TP nous utiliserons beaucoup le vecteur  $\vec{H}$  car c'est la quantité à laquelle on a accès expérimentalement. On nomme de manière évidente milieu magnétique tout matériau de vecteur  $\vec{M}$  non nul.

#### Rappel

Les champs  $\vec{B}$  et  $\vec{H}$  sont les champs totaux régnant dans le matériau donc la somme des champs extérieurs  $\vec{B}_0$  et  $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$  et des champs réponses du matériau  $\vec{B}_M$  et  $\vec{H}_M = \frac{\vec{B}_M}{\mu_0} - \vec{M}$ .

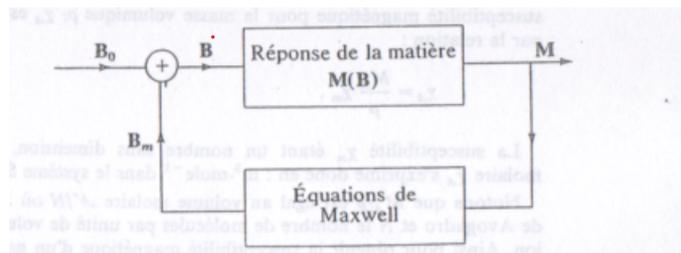


Fig. 1 : Schéma résumant la réponse de la matière.

La dernière relation à prendre en compte est la relation constitutive du matériau, relation entre  $\vec{M}$  et  $\vec{H}$  qui permet de définir la susceptibilité magnétique  $\chi_m$  :

$$\vec{M} = \chi_m (\vec{H}) \vec{H} \tag{1.2}$$

On distingue alors trois cas :

- Les matériaux diamagnétiques ( $\chi_m < 0$ ) et paramagnétiques ( $\chi_m > 0$ ) qui possèdent une aimantation lorsqu'ils sont exposés à un champ magnétique extérieur et perdent cette aimantation quand le champ disparaît.  $\chi_m$  est constante et vaut entre  $1 \times 10^{-6}$  et  $1 \times 10^{-3}$  pour des paramagnétiques et entre  $1 \times 10^{-9}$  et  $1 \times 10^{-6}$  pour des diamagnétiques.
- Les matériaux ferromagnétiques qui possèdent une aimantation permanente même en l'absence de champ magnétique extérieur. Leur susceptibilité magnétique est bien plus grande, pour le fer  $\chi_m \sim 200$ , et pour des alliages, par exemple la ferrite FeNiZn  $\chi_m \sim 2000$  ou le Permalloy FeNiMg  $\chi_m \sim 100\,000$ .

La relation n'est *plus linéaire* dans ce cas. En effet pour  $\vec{H} = 0$  on a  $\vec{M} \neq 0$ . C'est pour cela que l'on peut fabriquer des aimants permanents c'est à dire une aimantation non nulle sans excitation.

On a alors :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad \text{et} \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \implies \vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \tag{1.3}$$

Ainsi :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{avec} \quad \mu = \mu_0 (1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r \tag{1.4}$$

Pour les matériaux ferromagnétiques on a toujours  $\vec{B} = \mu(\vec{H})\vec{H}$ .

**OdG :** Pour le Permalloy  $\mu = 0,15 \text{ H/m}$  et pour l'air  $\mu = \mu_0$ .

↓ On va dans la prochaine sous partie montrer les analogies possibles entre les milieux magnétiques et les milieux conducteurs, ce qui nous servira dans la suite de la leçon.

## 1.2 Analogie Électrique/Magnétique

Circuit	Électrique	Magnétique
Champ	$\vec{E}$	$\vec{H}$
Relation constitutive	$\vec{j} = \sigma \vec{E}$	$\vec{B} = \mu \vec{H}$
Conservation du flux	$\nabla \cdot \vec{j} = 0$	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$
Flux intégré	$i = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$	$\phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$
Circulation	$U = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}$	$C_m = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l}$
Résistance / Réductance	$R = \oint_C \frac{dl}{\sigma S}$	$R_m = \oint_C \frac{dl}{\mu S}$
Loi	$U = RI$	$C_m = R_m \phi$

Tab. 1 : Récapitulatif des analogies

Notion importante pour les circuits magnétiques, la réductance qui caractérise la capacité d'un circuit magnétique à s'opposer à la pénétration du flux magnétique.

Dans un circuit électrique, le courant  $i$  suit des trajectoires qui minimisent  $R$ . Il se passe la même chose dans un circuit magnétique, les lignes de champ vont chercher à passer par le chemin de moindre réductance. On a  $\mu_{\text{ferro}} \gg \mu_{\text{air}}$  ainsi  $R_{m,\text{ferro}} \ll R_{m,\text{air}}$ .

Un matériau ferromagnétique canalise les lignes de champ magnétique, plus précisément il canalise le flux magnétique. C'est l'une des grandes caractéristiques de ces matériaux notamment utilisé dans les bobines des électroaimants pour canaliser le flux créé.

↓ Nous avons vu qu'un matériau ferromagnétique était entre autres caractérisé par sa relation non linéaire entre  $\vec{M}$  et  $\vec{H}$

## 2 Aimantation d'un matériau ferromagnétique

### 2.1 Cycle d'hystérésis

Le champ magnétique  $\vec{B}_0$  appliqué par la bobine crée une aimantation  $\vec{M}$  dans le ferro. Dans cette géométrie, on peut montrer que le champ magnétique  $\vec{B}_M$  créé par l'aimantation est égal à

$$\vec{B}_M = \mu_0 \vec{M}. \tag{2.1}$$

Ainsi  $\vec{H}_M = \vec{0}$  et ainsi  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_M = \vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}$ . Le but de cette manip est de tracer  $\vec{M}$  en fonction de  $\vec{H}$  mais l'aimantation n'est pas facile à mesurer. C'est pourquoi on va mesurer  $\vec{B}$  et  $\vec{H}$  et revenir au couple  $(\vec{M}, \vec{H})$  ensuite. Enfin, le matériau est supposé isotrope (comme depuis le début du cours car  $\chi_M$  est un scalaire) donc les relations vectorielles entre  $\vec{B}, \vec{H}$  et  $\vec{M}$  deviennent des relations scalaires entre  $B, H$  et  $M$ .

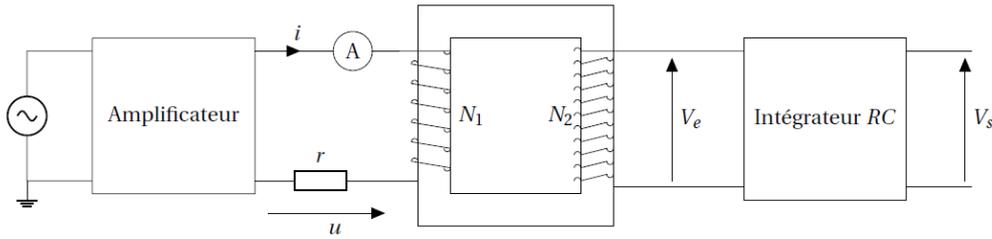


Fig. 2 : Montage du tracé d'un cycle d'hystérésis

### ☛ Tracé d'un cycle d'hystérésis d'acier dur

☛ Fascicule de TP

⌚ 5–10 min

Liste des choses à faire

- Projeter un schéma du montage (Figure 2) et bien l'expliquer
- Retransmettre l'oscillo avec une flexcam
- Justifier le choix de la fréquence
- Pour le dur (2,1 V, rhéostat de 33 Ω) bien faire attention au branchement des masses. Pour un acier dur,  $B_r \simeq 0,2 \text{ T}$  et  $H_c \simeq 10\,000 \text{ A m}^{-1}$

Au primaire, le théorème d'Ampère,  $\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = i_{\text{enlacé}}$ , déjà évoqué, permet de faire le lien entre le courant  $i = \frac{U}{r}$  qui passe dans la bobine 1. On a alors, en négligeant  $i_2$  par la différence des résistances pondérées par le nombre de spire (33 Ω au primaire et 10 000 Ω au secondaire avec le même nombre de spire),

$$H = \frac{N_1}{rl} u \propto u, \quad (2.2)$$

avec  $N_1$  le nombre de spires du primaire et  $l$  la longueur totale du tore.

Au secondaire, en notant  $\phi$  le flux, du champ créé par le primaire, la loi de Faraday indique que

$$V_e = -\frac{d\phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt} \propto \frac{dB}{dt}, \quad (2.3)$$

avec  $N_2$  le nombre de spires du secondaire et  $S$  la surface d'une spire. À l'aide d'un circuit intégrateur comme un simple RC, on peut alors remonter à la valeur du champ  $B$  en mesurant

$$V_s = -\frac{1}{RC} V_e dt = \frac{N_2 S}{RC} B + \text{cste} \quad \text{d'où} \quad (2.4)$$

$$V_s = \frac{N_2 S}{RC} B + \text{cste} \propto B. \quad (2.5)$$

Ainsi en traçant  $U$  et  $V_s$  sur un oscillo en mode XY on peut tracer, à des constantes multiplicatives près  $B$  en fonction de  $H$  et ainsi étudier cette relation non linéaire.

## 2.2 Interprétation

On peut faire plusieurs remarques importantes et définir certaines grandeurs qui seront projetées :

- On voit un cycle d'hystérésis, la valeur de  $B$  dépend de l'histoire du matériau.
- Pour des grands  $\vec{H}$ , la relation de vient affine, la pente théorique est de  $\mu_0$
- Quand l'excitation extérieur est nulle,  $H = 0$  on remarque que le champ  $B$  créé par le matériau est non nul, c'est une propriété caractéristique d'un matériau ferromagnétique. Quand le cycle est le plus grand possible  $B(H = 0) = B_r$  est le champ rémanent.
- pour annuler le champ  $B$ , il faut appliquer un champ  $H_c$  non nul appelé champ coercitif.

Il peut être intéressant de tracer  $M$  en fonction de  $H$  pour faire apparaître la dépendance de  $\chi_m$  en  $H$ . Pour cela, avec  $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$ , on trace  $\frac{1}{\mu_0} B - H = M(H)$  en fonction de  $H$ .

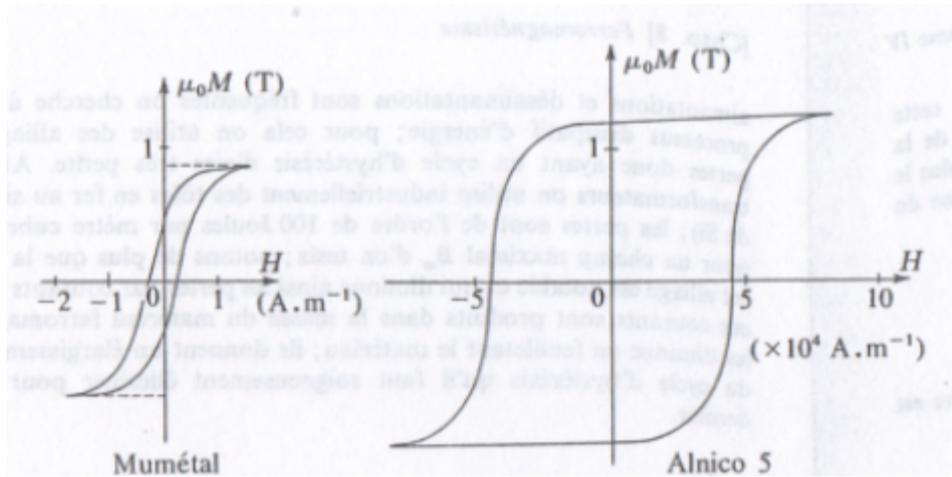


Fig. 3 : Comparaison de cycles de ferro doux (mumétal) et dur (Alnico 5)

- On remarque une saturation de l'aimantation du matériau correspondant à une aimantation à saturation  $M_s$
- Pour les mêmes raisons que le champ rémanent, on peut définir l'aimantation rémanente d'où la possibilité de faire des aimants permanents et la nécessité de les faire dans des matériaux ferromagnétiques.
- Enfin, on peut aussi définir un champ coercitif  $H_c^M$  pour annuler l'aimantation, légèrement différent de  $H_c$

On peut aussi s'intéresser aux pertes énergétiques d'un cycle d'hystérésis et pour cela en dériver l'expression. Le générateur qui produit la tension d'alimentation de la bobine lutte contre la fem induite dans le ferromagnétique  $e = -\frac{d\phi}{dt}$  et fournit pour cela le travail  $\delta W = i\delta\phi$ .

Étudions cette expression dans le cas du ferro entouré par la bobine. Tout d'abord, le théorème d'Ampère dans la matière donne  $Hl = N_1i$  et  $\delta\phi = N_1S\delta B$ , d'où en notant  $V = lS$  le volume du ferro,

$$\delta W = \left(\frac{l}{N_1}H\right)(N_1S\delta B) = VH\delta B. \quad (2.6)$$

Pour un cycle on a donc

$$W_{\text{cycle}} = \iiint d\tau \oint H\delta B. \quad (2.7)$$

Ainsi l'aire de la courbe  $(B, H)$  nous renseigne sur l'importance des pertes énergétiques pendant un cycle! On peut alors distinguer deux types de matériaux ferromagnétiques, illustrés en **Figure 3**

- Les ferromagnétiques doux (fer doux, Permalloy 20 % Fe, 80 % Ni) avec des cycles étroits, pour lesquels on atteint  $M_{\text{sat}}$  pour des champs  $H = \frac{B_0}{\mu_0}$  assez faibles. Odg Permalloy,  $\mu = 10^{-2}$ ,  $B_r = 0,8 \text{ T}$ ,  $H_c = 4 \text{ A m}^{-1}$
- Les ferromagnétiques durs (fer durs, aimants néodyme NdFeB, Alnico 5 52 % Fe, 13 % Ni, 24 % Co, 8 % Al, 3 % Cu) qui ont des cycles larges qui nécessitent des  $H$  de 4/5 ordres de grandeurs plus grands pour atteindre la saturation. OdG, Alnico 5  $B_r = 1,2 \text{ T}$  et  $H_c = 4,6 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$  On compare au  $\mu = 1,5$  qui donne un ordre de grandeur du champ  $B$  correspondant énorme.

Ainsi, dans les systèmes (transformateurs électro-aimants, relais,...) qui demandent de parcourir un grand nombre de cycles (aimantations et désaimantations fréquentes) On cherche à minimiser l'énergie dissipée par cycle, on utilise donc majoritairement des ferro doux. Les ferro durs servent quant à eux à réaliser des aimants permanents grâce à leur important magnétisme rémanent.

## 2.3 Interprétation mésoscopique

Dans un ferro, à l'échelle microscopique, tous les spins ont tendance à s'aligner. Cependant, ce n'est pas le cas à une échelle mésoscopique, il faut prendre deux énergies en compte

- Une énergie volumique, plus le champ magnétique total du matériau est grand, plus l'énergie associée est grande. De ce fait, séparer le matériau en domaines de directions de spins, et donc de  $\vec{B}$  différentes diminue le champ résultant et donc l'énergie globale.

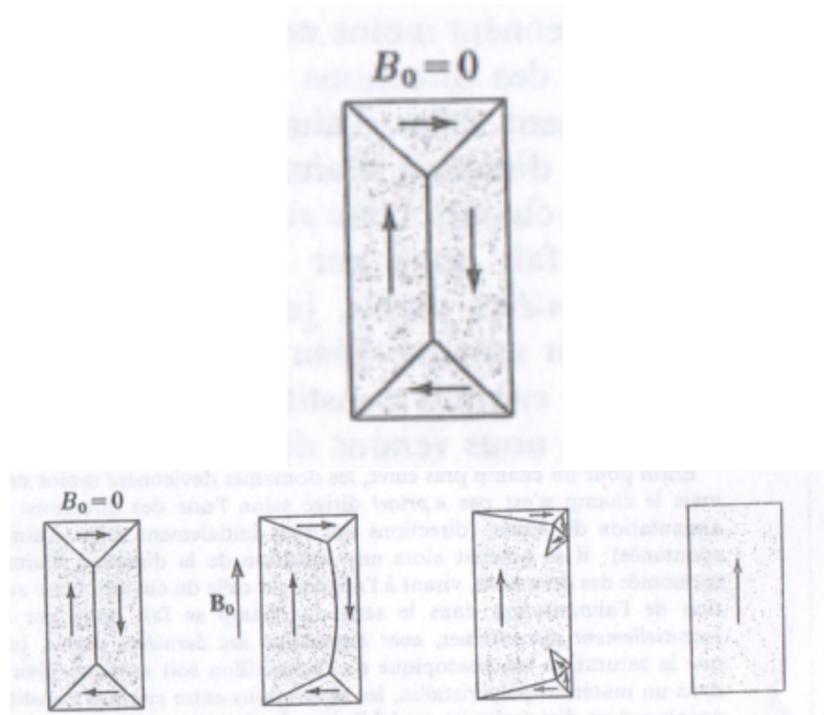


Fig. 4 : Représentation schématique des domaines de Weiss

- Une énergie surfacique pour créer les parois entre domaines, puisque celles-ci séparent des zones où les spins sont orientés différemment, ce qui est énergétiquement défavorable

L'organisation globale des spins qui résulte de la compétition de ces énergies est l'existence des domaines de Weiss, des domaines mésoscopiques dans lesquels les spins sont alignés pour une orientation globale par domaine. Le matériau est donc composé de domaines d'orientation différente de spin donc d'aimantation comme illustré en [Figure 4](#)

**🔧 Domaines de Weiss**  
 Montrer les domaines de Weiss, dire qu'on peut retrouver le cycle d'hystérésis en analysant l'image, cycle et vidéo [ici](#)

### 3 Applications du ferromagnétisme

#### 3.1 Transformateur parfait

**🔧 Transformateur parfait**  
 Cf. le fascicule de TP. Monter le transfo en expliquant, vérification expérimentale du rapport de transformation.

Hypothèses du transformateur parfait :

- Il n'y a aucune ligne de champ magnétique en dehors du ferro.
- Matériaux utilisés non linéaire, homogènes et isotropes.
- On suppose la perméabilité relative  $\mu_r$  infinie (ce qui doit impliquer la première hypothèse)
- La résistance électrique des enroulements est nulle.

Par les loi des mailles et de faraday, on a :

$$-u_1 = e_1 = -n_1 \frac{d\phi}{dt} \quad \text{et} \quad u_2 = e_2 = n_2 \frac{d\phi}{dt} \tag{3.1}$$

Ainsi  $\frac{u_1}{u_2} = \frac{n_2}{n_1} = m$  où on a appelé  $m$  le rapport de transformation.

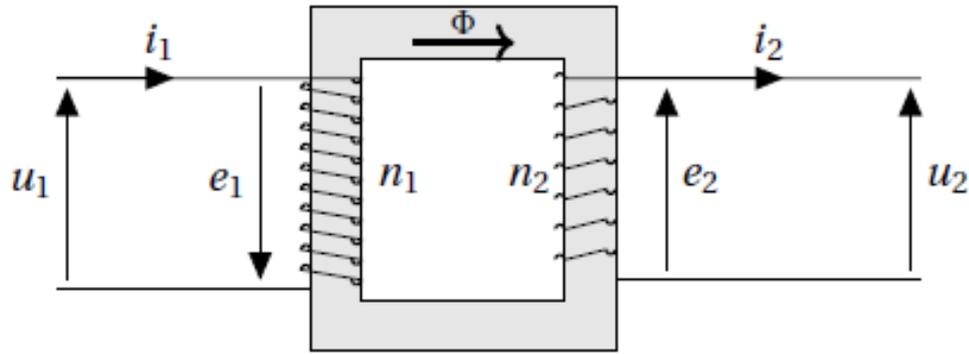


Fig. 5 : Schéma d'un transformateur. L'enroulement primaire de  $n_1$  spires est relié à la source d'alimentation qui impose  $u_1$ . L'enroulement secondaire est composé de  $n_2$  spires. On note  $\phi$  le flux du champ magnétique dans le matériau.

Si on applique le théorème d'Ampère sur une ligne de champ magnétique à l'intérieur du ferro, on a :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = n_1 i_1 - n_2 i_2 \quad (3.2)$$

Or on a la relation  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  et la prise en compte d'un flux fini  $\phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$  implique un champ  $B$  fini. Avec  $\mu \rightarrow \infty$  on a alors  $H \rightarrow 0$ . On en tire alors  $n_1 i_1 = n_2 i_2$  d'où  $\frac{i_2}{i_1} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{m}$ . Ceci se déduit du théorème d'ampère appliqué dans le matériau.

$$n_1 i_1 - n_2 i_2 = Hl \quad (3.3)$$

On vérifie alors que  $u_1 i_1 = u_2 i_2$ , toute la puissance est transmise du primaire au secondaire. Un des intérêts de ce montage est de pouvoir modifier la tension à puissance fixée. Ainsi, à  $m < 1$ , on a  $u_1 = m u_2 < u_2$ , on parle ici d'élevateur de tension et dans le cas contraire d'abaisseur de tension.

### 3.2 Écriture de données

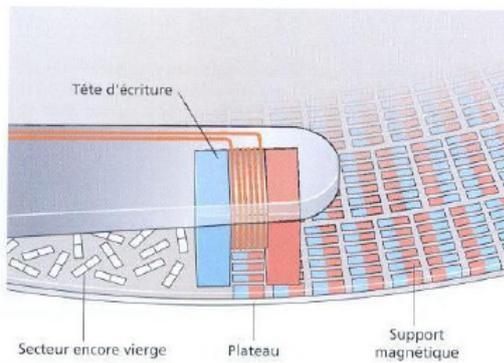
On peut l'évoquer à l'aide des schémas de la [Figure 6](#)

## Conclusion

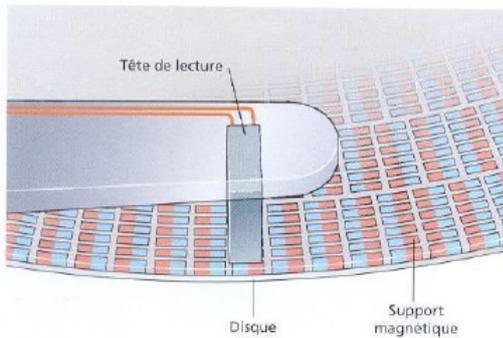
Dans cette leçon on a vu les propriétés des matériaux ferromagnétiques, qui exhibent un cycle d'hystérésis, ils permettent de faire des aimants permanents ou des transformateurs /moteurs.

Le comportement ferromagnétique est à distinguer du comportement diamagnétique et paramagnétique. Les ferromagnétiques peuvent transitionner vers le paramagnétisme.

Les matériaux ferromagnétiques sont très utiles pour la conversion de puissance électromécanique et pour la production, conversion et transport d'énergie électrique.



5 Principe de l'écriture des données sur un matériau ferromagnétique. La direction de l'aimantation à l'intérieur des différentes zones magnétiques est symbolisée par un code de couleurs : en gris sont représentés les domaines dont l'aimantation possède une orientation quelconque, ce qui correspond aux secteurs vierges du disque dur ; la couleur indique les domaines dont l'aimantation a été modifiée par la tête d'écriture pour y enregistrer des données.



6 Principe de la lecture des données. La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Cet effet permet de lire les données inscrites sur le support magnétique.



7 Cette photo de l'intérieur d'un disque dur montre les éléments indispensables à son fonctionnement : les plateaux et la tête de lecture/écriture à l'extrémité du bras de contrôle. On aperçoit également une partie de l'électronique du contrôleur qui transmet les données à l'ordinateur.

Fig. 6 : Principe d'écriture et de lecture de données