

**UNIVERSITE MOULAY ISMAIL
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

Master Physique Appliquée et Ingénierie Physique (PAIP)

Magnétisme dans les solides

2019 – 2020

Pr. A. Belaaraj

SOMMAIRE

Chapitre 1 : Aspect microscopique du magnétisme dans la matière

- 1.1 Moment magnétique orbital
- 1.2 Quantification du moment magnétique orbital
- 1.3 Moment magnétique de spin
- 1.4 Moment magnétique atomique

Chapitre 2 : Théorie classique du diamagnétisme et du paramagnétisme

- 2.1 Champ magnétique microscopique
- 2.2 Interaction entre le moment magnétique et le champ appliqué
 - 2.2.1 Précession d'un moment magnétique rigide – Pulsation de Larmor
 - 2.2.2 Influence d'un champ sur un moment magnétique atomique
- 2.3 Le diamagnétisme
 - 2.3.1 Origine du diamagnétisme
 - 2.3.3 Ordre de grandeur
 - 2.3.4 Susceptibilité diamagnétique de H atomique
 - 2.3.5 Anisotropie diamagnétique
- 2.4 Le paramagnétisme
 - 2.4.1 Origine du paramagnétisme
 - 2.4.2 Théorie de Brillouin
 - 2.4.3 Approximation classique - Loi de Curie
 - 2.4.4 Aimantation à saturation

Chapitre 3 : Le ferromagnétisme

- 3.1 Origine du ferromagnétisme
- 3.2 Influence de la température :
- 3.3 Interaction dipôle-dipôle
- 3.4 Notion de champ moléculaire
- 3.5 Interaction d'échange
- 3.6 Anisotropie magnétique
 - 3.6.1 Anisotropie magnéto-cristalline
 - 3.6.1.1 Energie d'anisotropie magnéto-cristalline
 - 3.6.1.2 Cas d'une symétrie cubique
 - 3.6.1.3 Cas d'une symétrie hexagonale
 - 3.6.2 Anisotropie de forme ou dipolaire:

3.6.2.1 Energie d'anisotropie dipolaire

3.7 Organisation en domaines

3.7.1 Energie d'un domaine magnétique

3.8 Mécanisme d'aimantation des matériaux ferromagnétiques

3.8.1 Courbe de première aimantation

3.8.2 Perméabilité magnétique

Chapitre 4 : Mécanisme d'aimantation des matériaux ferromagnétiques

4.1 Procédure d'aimantation

4.2 Courbe de première aimantation

4.3 Perméabilité magnétique

4.4 Cycle d'hystérésis

4.5 Energie perdue au cours d'un cycle d'hystérésis

4.6 Classification des corps ferromagnétiques

4.6.1 Matériaux ferromagnétiques doux

4.6.2 Matériaux ferromagnétiques durs

4.7 Matériaux antiferromagnétiques

4.8 Matériaux ferrimagnétiques

4.9 Autres formes de magnétisme

4.9.1 Les substances hélimagnétiques

4.9.2 Les verres de spin :

4.9.3 Les substances métamagnétiques

Annexe : Application des matériaux ferromagnétiques

Chapitre 1 : Aspect microscopique du magnétisme dans la matière

1.1 Moment magnétique orbital

Dans la description classique, un atome de moment cinétique (ou moment orbital) \vec{L} , dû au mouvement des électrons autour du noyau, possède un moment magnétique orbital $\vec{\mu}_L$.

Dans le modèle classique de Bohr, le mouvement de l'électron autour du noyau est circulaire. Le moment cinétique correspondant est :

$$\vec{\ell} = \vec{r} \wedge m_e \vec{v} = m_e r^2 \check{S}_0 \vec{n}$$

r : le rayon de la trajectoire circulaire

m_e : la masse de l'électron

\vec{v} : la vitesse de l'électron et $\check{S}_0 = v/r$ sa vitesse angulaire

\vec{n} : la normale au plan de la trajectoire

Ce mouvement orbital engendre une boucle de courant (assimilée à un dipôle magnétique)

d'intensité $i = -\frac{e}{T} = -\frac{e \cdot v}{2\pi \cdot r}$ où $T = \frac{2\pi r}{v}$ est la période du mouvement.

Le moment magnétique associé à ce dipôle s'écrit :

$$\vec{\mu}_\ell = i s \vec{n} = i f r^2 \vec{n} = -\frac{e}{2} \check{S}_0 r^2 \vec{n} = -\frac{e}{2m_e} \ell \vec{n}$$

Pour un atome à Z électrons, le moment cinétique \vec{L} et le moment magnétique orbital $\vec{\mu}_L$ sont donnés par :

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^Z \vec{\ell}_i \quad \text{et} \quad \vec{\mu}_L = \sum_{i=1}^Z \vec{\mu}_{\ell_i}$$

Le moment magnétique orbital de l'électron est proportionnel à son moment cinétique $\vec{\ell}$:

$$\vec{\mu}_L = \chi_e \vec{L} \quad \text{avec} \quad \chi_e = -\frac{e}{2m_e}$$

χ_e : le rapport gyromagnétique orbital de l'électron.

1.2 Quantification du moment magnétique orbital

En physique quantique, le moment cinétique orbital \vec{L} est quantifié. La projection de \vec{L} sur une direction quelconque (Oz par exemple) est un multiple entier du quantum $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$ J.s :

$$L_z = m_\ell \hbar \quad ; \quad m_\ell \in \mathbb{Z}$$

tel que : $\mu_{Lz} = -\frac{e}{2m_e} L_z$

En plus, on a $|L_z| < \|\vec{L}\|$, la norme du moment cinétique est elle-même quantifiée :

$$\|\vec{L}\|^2 = \ell(\ell+1)\hbar^2 \quad ; \quad \ell \in \mathbb{N}$$

Ceci autorise un ensemble de $2\ell + 1$ valeurs :

$$m_\ell = -\ell, -\ell + 1, -\ell + 2, \dots, 0, 1, 2, \dots, \ell - 1, \ell$$

En tenant compte de la relation linéaire entre moment cinétique et moment magnétique, ce dernier prend les valeurs discrètes :

$$\begin{aligned} \tilde{L}_Z &= \chi_e \cdot L_Z = m_\ell \chi_e \cdot \hbar = -\frac{e\hbar}{2m_e} m_\ell = -m_\ell \tilde{\mu}_B \\ &\text{avec } |m_\ell| \leq \ell \end{aligned}$$

$\tilde{\mu}_B = \chi_e \hbar = \frac{e\hbar}{2m_e}$ est le magnéton de Bohr, unité caractéristique du moment magnétique électronique, il vaut $\tilde{\mu}_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J/T}$.

Pour un proton :

- le quantum du moment magnétique, ou magnéton nucléaire, est $\tilde{\mu}_n = \frac{e\hbar}{2m_p}$,

- le moment magnétique associé est : $\tilde{L}_Z = m_\ell \tilde{\mu}_n$

Soit le rapport : $\frac{\tilde{\mu}_n}{\tilde{\mu}_B} = \frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1838} \ll 1$

Les moments magnétiques nucléaires sont très faibles devant les moments électroniques, les propriétés magnétiques de la matière sont donc attribuées aux électrons.

1.3 Moment magnétique de spin

Stern et Gerlach ont montré que des atomes ne possédant pas de moment cinétique orbital ($\ell = 0$) ont déviés par un champ magnétique non uniforme.

Le moment magnétique correspondant est attribué au moment cinétique intrinsèque ou spin électronique \vec{s} , d'origine purement quantique.

Sa projection suivant la direction du champ (soit l'axe Oz par exemple) est quantifiée et prend les

deux valeurs : $s_z = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$

Le moment magnétique de spin correspondant est : $\tilde{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{s}$

Soit pour un atome à Z électrons :

$$\tilde{\mu}_S = \sum_{i=1}^Z \tilde{\mu}_{s_i} = -\frac{e}{m_e} \sum_{i=1}^Z \vec{s}_i = -\frac{e}{m_e} \vec{S} = \chi_s \vec{S}$$

Le rapport gyromagnétique de spin est le double du rapport gyromagnétique orbital $\chi_s \approx 2\chi_e$.

La projection du moment magnétique de spin suivant Oz, est :

$$\tilde{\mu}_{sz} \approx 2\chi_e S_z = -2m_s \tilde{\mu}_B = \pm \tilde{\mu}_B$$

1.4 Moment magnétique atomique

Le moment cinétique atomique total noté \vec{J} est la somme des moments magnétiques orbitaux et de spin des Z électrons de l'atome.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Sa quantification s'exprime par :

$$\|\vec{J}\|^2 = j(j+1)\hbar^2 \quad \text{et} \quad J_z = m_j\hbar \quad |m_j| \leq j$$

En mécanique quantique, l'addition des moments cinétiques obéit à des règles plus délicates que les simples sommes vectorielles, ce qui conduit à introduire un facteur de Landé atomique g (sans dimension) qui permet d'écrire :

$$\vec{\mu}_J = -g \frac{e}{2m_e} \vec{J}$$

Les différentes valeurs possibles de la projection μ_{Jz} s'écrivent :

$$\mu_{Jz} = -m_j g \mu_B$$

Remarque : Seule la dernière couche incomplète des atomes participe au magnétisme. Les couches saturées n'ont aucune contribution.

Chapitre 2 : Théorie classique du diamagnétisme et du paramagnétisme

2.1 Champ magnétique microscopique

Le champ magnétique local (ou microscopique) \vec{B}_{loc} qui agit effectivement sur un moment atomique est la somme du champ appliqué \vec{B}_0 et du champ créé par la matière magnétique (champ démagnétisant) \vec{B}_d .

$$\vec{B}_{loc} = \vec{B}_0 + \vec{B}_d$$

Dans le cas des matériaux dia et paramagnétiques, l'aimantation étant faible ($|\chi_m| \ll 1$), donc on peut confondre le champ local et le champ appliqué.

$$\vec{B}_{loc} \approx \vec{B}_0$$

2.2 Interaction entre le moment magnétique et le champ appliqué

2.2.1 Précession d'un moment magnétique rigide – Pulsation de Larmor

L'interaction d'un dipôle magnétique rigide, de moment \vec{m} , avec le champ appliqué \vec{B}_0 , est caractérisée par l'énergie potentielle :

$$\langle \text{pm} \rangle = -\vec{m} \cdot \vec{B}_0$$

La force magnétique et le moment du couple qui s'exercent sur le dipôle sont donnés par les expressions respectives :

$$\vec{F}_m = \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{m} \cdot \vec{B}_0) \quad \text{et} \quad \vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}_0$$

Dans le cas d'un champ parallèle à la direction Oz, $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$, on a :

$$\vec{F}_m = \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{m} \cdot B_0) = \vec{m} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} B_0$$

Si \vec{B}_0 est uniforme $\vec{F}_m = \vec{0}$.

Le théorème du moment cinétique appliqué au centre de masse du dipôle donne :

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{m} \wedge \vec{B}_0$$

Rappelons que dans le cas du moment orbital d'un atome $\vec{m}_L = \chi_e \vec{L}$

soit :

$$\frac{d\vec{m}_L}{dt} = \chi_e \vec{m}_L \wedge \vec{B}_0$$

En projetant cette équation sur l'axe Oz, il vient :

$$\vec{e}_z \cdot \frac{d\vec{m}_L}{dt} = \chi_e (\vec{m}_L \wedge \vec{B}_0) \cdot \vec{e}_z$$

d'où $\frac{d\tilde{L}_z}{dt} = 0$ donc $\tilde{L}_z = \text{Cte}$

Multiplions la même équation par \tilde{L} :

$$\tilde{L} \cdot \frac{d\tilde{L}}{dt} = \chi_e (\tilde{L} \wedge \vec{B}_0) \cdot \tilde{L} = 0$$

soit : $\frac{d}{dt} \left(\frac{\tilde{L}^2}{2} \right) = 0$

En résumé :

- la composante \tilde{L}_z de \tilde{L} suivant la direction du champ \vec{B}_0 et son module sont constants;
- l'angle $\theta = (\tilde{L}, \vec{B}_0)$ est constant.

Pulsation de Larmor :

La relation $\frac{d\tilde{L}}{dt} = -\chi_e \vec{B}_0 \wedge \tilde{L}$ s'écrit aussi :

$$\frac{d\tilde{L}}{dt} = \vec{\Omega}_L \wedge \tilde{L}$$

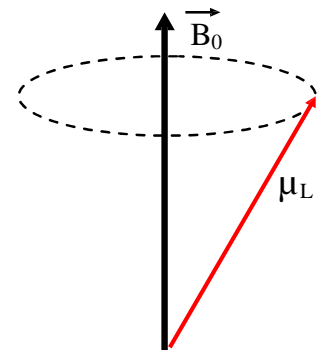
avec $\vec{\Omega}_L = -\chi_e \vec{B}_0 = \frac{eB_0}{2m_e} \vec{e}_z$

Donc, l'extrémité du vecteur moment dipolaire magnétique décrit un cercle d'axe Oz avec une vitesse angulaire $\vec{\Omega}_L = -\chi_e \vec{B}_0$, appelée pulsation de Larmor.

Ainsi, l'application d'un champ \vec{B}_0 induit un mouvement de :

avec la vitesse angulaire $\vec{\Omega}_L$.

Ce mouvement est appelé précession de Larmor



2.2.2 Influence d'un champ sur un moment magnétique atc

En présence de \vec{B}_0 , l'état mécanique d'une particule de charge q est décrit par le vecteur position et son impulsion (ou quantité de mouvement généralisée) \vec{P} : $\vec{P} = \vec{p} + q\vec{A}_0$

\vec{A}_0 : potentiel vecteur associé à \vec{B}_0 ,

$\vec{p} = m\vec{v}$: quantité de mouvement classique.

Le moment cinétique généralisé, ou moment angulaire, est défini en un point fixe O par :

$$\vec{L} = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{P} = \vec{r} \wedge m\vec{v} + \vec{r} \wedge q\vec{A}_0$$

Le moment magnétique vaut toujours :

$$\tilde{L} = \frac{1}{2} \vec{r} \wedge q\vec{v} = i s \vec{n} .$$

Pour un électron en mouvement orbital autour d'un noyau fixe, on a :

$$\vec{\tau}_L = -\frac{1}{2} \vec{r} \Lambda e \vec{v} = -\frac{e}{2m_e} \vec{r} \Lambda m_e \vec{v} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} - \frac{e^2}{2m_e} \vec{r} \Lambda \vec{A}_0$$

Pour un champ \vec{B}_0 supposé uniforme et parallèle à Oz, $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$, le potentiel vecteur correspondant est donné par :

$$\vec{A}_0 = \frac{1}{2} \vec{B}_0 \Lambda \vec{r}$$

Les composantes de \vec{A}_0 et de $\vec{r} \Lambda \vec{A}_0$ s'explicitent selon :

$$\vec{A}_0 = \begin{pmatrix} A_{0x} \\ A_{0y} \\ A_{0z} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} \Lambda \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -yB_0/2 \\ xB_0/2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

et

$$\vec{r} \Lambda \vec{A}_0 = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \Lambda \begin{pmatrix} -yB_0/2 \\ xB_0/2 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -xzB_0/2 \\ -yzB_0/2 \\ B_0(x^2 + y^2)/2 \end{pmatrix}$$

Par suite le moment magnétique $\vec{\tau}_L$ a pour composantes :

$$\vec{\tau}_L = \begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \\ \tau_z \end{pmatrix} = -\frac{e}{2m_e} \begin{pmatrix} L_x \\ L_y \\ L_z \end{pmatrix} - \frac{e^2 B_0}{4m_e} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ x^2 + y^2 \end{pmatrix}$$

Suivant la direction du \vec{B}_0 , la composante de $\vec{\tau}_L$ est :

$$\tau_z = -\frac{e}{2m_e} L_z - \frac{e^2 B_0}{4m_e} (x^2 + y^2) = \tau_z^p + \tau_z^d$$

avec : $\tau_z^p = -\frac{e}{2m_e} L_z = \chi_e L_z$

et $\tau_z^d = -\frac{e^2 B_0}{4m_e} (x^2 + y^2)$

On distingue donc deux contributions :

la première, indépendante du champ magnétique, est à l'origine du paramagnétisme.

la deuxième, induite par le champ, est à l'origine du diamagnétisme.

Ordre de grandeur :

Pour un électron qui décrit une orbite circulaire, de rayon r, dans le plan *Oxy* (modèle de Bohr) :

$r = a_0 = 53 \text{ pm}$, $v \approx 2189781 \text{ m/s}$ et $B_0 = 1 \text{ T}$:

$$L_z = m_e r v \quad \text{et} \quad x^2 + y^2 = r^2 \quad \text{d'où} \quad \frac{\tau_z^d}{\tau_z^p} \approx \frac{e B_0 r}{2 m_e v} \approx 2.10^{-6} \ll 1$$

Ainsi, le diamagnétisme atomique est un effet beaucoup plus faible que le paramagnétisme.

2.3 Le diamagnétisme

2.3.1 Origine du diamagnétisme

Dans un matériau diamagnétique les atomes ou ions ne possèdent pas de moment magnétique permanent. Placé dans un champ \vec{B}_0 , on observe une faible aimantation induite en sens inverse du champ appliqué.

2.3.2 Susceptibilité diamagnétique

Pour un champ appliqué dans la direction de Z

($\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$), nous avons vu que le moment magnétique induit d'un atome à un seul électron est:

$$\tilde{d}_z = -\frac{e^2 B_0}{4m_e} (x^2 + y^2)$$

$(x^2 + y^2)$ est le carré de la distance d'un électron à l'axe Oz.

Pour un atome ou un ion à Z électrons, on additionne les différentes contributions :

$$\tilde{d}_z = -\frac{e^2 B_0}{4m_e} \sum_{k=1}^Z (x_k^2 + y_k^2)$$

Comme $\langle x^2 + y^2 \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{k=1}^Z (x_k^2 + y_k^2)$ (voir cours de mathématiques), le moment magnétique moyen induit dans la direction de \vec{B}_0 s'écrit :

$$\langle \tilde{d}_z \rangle = -\frac{Ze^2}{4m_e} B_0 \langle x^2 + y^2 \rangle$$

sachant que pour un atome à symétrie sphérique on a :

$$\langle xy \rangle = \langle zx \rangle = 0$$

$$\text{et } \langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle$$

$$\text{d'où } \langle x^2 + y^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$$

$\langle r^2 \rangle$ est la distance quadratique moyenne des électrons au noyau (ou rayon quadratique moyen de l'atome).

Ainsi, dans un milieu à n atomes par unité de volume, et puisque $\langle \tilde{d}_x \rangle = \langle \tilde{d}_y \rangle = 0$, l'aimantation s'écrit :

$$\vec{M} = n \langle \tilde{d} \rangle = -\frac{nZe^2 \langle r^2 \rangle}{6m_e} B_0$$

d'où l'expression de la susceptibilité diamagnétique :

$$\chi_m = -\frac{\sim_0 n Z e^2 \langle r^2 \rangle}{6 m_e}$$

La susceptibilité diamagnétique est donc négative et indépendante de la température.

2.3.3 Ordre de grandeur

Pour un matériau à un seul élément chimique, de masse molaire M , de masse volumique ... , contenant n atomes par unité de volume ($n = \frac{N_{A...}}{M}$) :

La susceptibilité magnétique s'écrit :

$$\chi_m = -\frac{\sim_0 N_{A...}}{M} \frac{Z e^2 r_q^2}{6 m_e}$$

Pour ... $\approx 10^3 \text{ kg/m}^3$, $Z/M \approx 10^3/2$, $r_q \approx 0,1 \text{ nm}$: $\chi_m \approx -20 \times 10^{-6}$.

Cet ordre de grandeur est vérifié expérimentalement pour de nombreux corps :

$$(\chi_m)_{Ag} \approx -2,64 \times 10^{-6} \quad , \quad (\chi_m)_{Cu} \approx -9,7 \times 10^{-6}$$

La mécanique quantique MQ permet de calculer le rayon quadratique moyen de l'atome $\langle r^2 \rangle$ à partir des fonctions d'onde.

- L'accord expérience/théorie est excellent pour les gaz rares (à symétrie sphérique He, Ne, Ar, Xe ... etc).
- Le diamagnétisme est très faible (de $\chi_m \sim 10^{-6}$ pour les solides à $\chi_m \sim 10^{-9}$ pour les gaz)
- Exception notable des supraconducteurs qu'on modélise parfois comme des corps diamagnétiques parfaits ($\chi_m = -1$).

2.3.4 Susceptibilité diamagnétique de H atomique

• Dans l'état fondamental, en négligeant le mouvement du proton, la fonction d'onde de l'électron vérifie (E : énergie totale et U : énergie potentielle) :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta w + U w = E w$$

Où $U = -eV = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$

On montre que w vérifie : $w = A \exp\left(-\frac{r}{a}\right)$

avec :

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} \quad \text{et} \quad E = \frac{U(a)}{2}$$

et que :

$$\langle r^2 \rangle = 3a^2$$

Ce qui donne comme valeur de la susceptibilité :

$$\chi_m = -\frac{\sim_0 n Z e^2}{6m_e} \langle r^2 \rangle \approx -1.24 \cdot 10^{-9}$$

2.3.5 Anisotropie diamagnétique

L'expression $\chi_m = -\frac{\sim_0 n Z e^2}{6m_e} \langle r^2 \rangle$ est valable pour les corps dont les atomes n'ont pas la symétrie sphérique tout en étant disposés aléatoirement (gaz et liquides)

- Pour les cristaux anisotropes, les résultats sont différents puisque l'aimantation dépend de la direction de B
- Par exemple, un monocristal de graphite s'aimante moins facilement dans la direction de ses plans de clivage que dans la direction orthogonale
- Ceci s'explique par les e^- qui se déplacent facilement dans les plans de clivage donc on observe des courants induits importants quand B est \perp aux plans de clivage.

2.4 Le paramagnétisme

2.4.1 Origine du paramagnétisme

Un matériau est dit paramagnétique si les atomes (ou les ions) qui le constituent possèdent un moment magnétique permanent.

Le paramagnétisme résulte d'un effet d'orientation des moments magnétiques microscopiques préexistants dans le matériau, sous l'action d'un champ appliqué.

Dans les matériaux solides isolants, les moments magnétiques sont localisés sur les atomes ou les ions. Ils possèdent un moment cinétique total $\vec{L} \neq 0$.

Dans une sous-couche électronique complète donnée (ℓ fixé) :

- la moitié des électrons ont des moments magnétiques dont les valeurs, en projection sur un axe, sont négatives ($m_\ell = -\ell, \dots, -1$ et $m_s = -1/2$)
- l'autre moitié ont des moments magnétiques dont les valeurs, en projection sur le même axe, sont positives ($m_\ell = 1, 2, \dots, \ell$, et $m_s = 1/2$).

Le matériau paramagnétique est constitué d'atomes ou d'ions qui possèdent une sous couche électronique incomplète, tels que :

- les ions des éléments de transition à couche d ($\ell = 2$)

- les ions des terres rares à couche $f(\ell = 3)$ incomplètes.

Exemple : Le fer F_e^{3+} et le gadolinium G_d^{3+} .

2.4.2 Théorie de Brillouin

Soit un matériau paramagnétique contenant des atomes possédant chacun un moment cinétique total \vec{J} décrit par la mécanique quantique, auquel est associé un moment magnétique.

En présence d'un champ uniforme $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$, chaque moment magnétique tend à s'orienter suivant \vec{B}_0 . Ce mécanisme est contrarié par l'agitation thermique qui tend à lui donner une orientation aléatoire.

La probabilité pour qu'un atome soit dans l'état d'énergie $\langle m_j \rangle = m_j g_B B_0$ (son moment magnétique possède une composante $\sim_z = -m_j g_B$) obéit à la statistique de Maxwell-Boltzmann, soit :

$$P_{m_j} = \frac{e^{-\frac{\langle m_j \rangle}{k_B T}}}{Z} = \frac{e^{-m_j X}}{Z}$$

k_B est la constante de Boltzmann et T la température absolue, $X = \frac{g_B B_0}{k_B T}$

Z est la fonction de partition donnée par l'expression suivante :

$$Z = \sum_{m_j=-j}^j e^{-m_j X} = e^{-jX} \frac{1 - e^{(2j+1)X}}{1 - e^X} = \frac{\text{sh}\left(\frac{2j+1}{2}X\right)}{\text{sh}\left(\frac{X}{2}\right)}$$

L'aimantation induite du matériau est parallèle au champ appliqué, soit :

$$\vec{M} = M \vec{e}_z = n \langle \sim_z \rangle \vec{e}_z.$$

n : le nombre d'atomes par unité de volume

\sim_z : le moment magnétique d'un de ses atomes

$$M = n \sum_{m_j=-j}^j (-m_j g_B) \frac{e^{-m_j X}}{Z} = n g_B \left[(j+1/2) \coth(j+1/2)X - \frac{1}{2} \coth\left(\frac{X}{2}\right) \right]$$

En introduisant la fonction de Brillouin :

$$jS_j(X) = (j+1/2) \coth(j+1/2)X - \frac{1}{2} \coth\left(\frac{X}{2}\right)$$

L'aimantation s'écrit :

$$M = n g_B j S_j(X)$$

On doit envisager deux cas limites $X \ll 1$ et $X \gg 1$.

2.4.3 Approximation classique - Loi de Curie

Elle correspond à $X \ll 1$ soit $\sim_B B_0 \ll k_B T$,

C'est le cas des faibles champs magnétiques et des températures élevées.

Si $v \ll 1$, le développement limité de la $\coth v$ conduit à :

$$\coth v = \frac{e^v + e^{-v}}{e^v - e^{-v}} \approx \frac{1}{v} + \frac{v}{3} + \dots$$

d'où l'approximation :

$$jS_j(X) \approx \frac{1}{X} + \left(\frac{2j+1}{2}\right)^2 \frac{X}{3} - \frac{1}{X} - \frac{X}{12} = \frac{(j^2 + j)X}{3}$$

ce qui permet d'écrire :

$$M \approx \frac{ng \sim_B j(j+1)X}{3}$$

et en remplaçant X par son expression, l'aimantation \vec{M} s'écrit :

$$M = \frac{ng^2 \sim_B j(j+1)}{3k_B T} B_0$$

L'expression de la susceptibilité paramagnétique s'en déduit :

$$\chi_m = \frac{n \sim_B g^2 \sim_B j(j+1)}{3k_B T}$$

On retrouve la loi de Curie (variation en $\frac{1}{T}$), soit :

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad \text{avec} \quad C = \frac{n \sim_B g^2 \sim_B j(j+1)}{3k_B}$$

Quelques valeurs de susceptibilité paramagnétique à 300K :

$$\text{FeCl}_3 \text{ (liquide)} : \chi_m = 3,27 \times 10^{-3}$$

$$\text{Oxygène (gaz)} : \chi_m = 2 \times 10^{-6}$$

Remarque : Le cas $X \ll 1$ est valable pour les champs usuels.

Exple : Pour $B_0 \approx 1\text{T}$ et $T \approx 300\text{K}$, on a :

$$k_B T \approx 25 \times 10^{-3} \text{ eV} = 25 \text{ meV}$$

et

$$\sim_B B_0 \approx 60 \times 10^{-6} \text{ eV} = 60 \sim \text{eV}$$

2.4.4 Aimantation à saturation

Elle correspond au cas $X \gg 1$, soit $\sim_B B \gg k_B T$ (cas des champs intenses et de basses températures).

Comme $\coth v \approx 1$ pour $v \gg 1$, la fonction de Brillouin donne :

$$jS_j(X) \approx \frac{2j+1}{2} - \frac{1}{2} = j$$

d'où : $M \approx ngj\tilde{\nu}_B = M_s = n\tilde{\nu}_s$

avec : $\tilde{\nu}_s = gj\tilde{\nu}_B$

M_s est l'aimantation volumique à saturation obtenue lorsque tous les moments magnétiques sont orientés suivant le champ \vec{B}_0 et que chaque composante $\tilde{\nu}_z$ est maximale ($m_j = -j$).

La saturation est observée aux très basses températures et en présence des champs magnétiques intenses.

En résumé :

Les sources microscopiques de l'aimantation sont les moments magnétiques des particules, constituant la matière, qui sont proportionnels au moment cinétique orbital et au moment cinétique de spin.

Le diamagnétisme trouve son origine dans les moments magnétiques induits ; il est caractérisé par une susceptibilité magnétique ($\chi_m < 0$ et $|\chi_m| \ll 1$) et indépendante de la température. Bien qu'il soit toujours présent, il est le plus souvent masqué par les effets paramagnétiques plus intenses.

Le paramagnétisme est un effet d'orientation des moments magnétiques permanents dans le matériau, par un champ magnétique appliqué : La susceptibilité ($\chi_m > 0$ et $|\chi_m| \ll 1$) dépend de la température selon une loi de Curie : ($\chi_m = C/T$).

Chapitre 3 : Le ferromagnétisme

3.1 Origine du ferromagnétisme

Le ferromagnétisme est la propriété que possèdent certains matériaux de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et pour certains d'entre-eux, appelés aimants de garder une aimantation importante même après la disparition du champ appliqué (aimantation rémanente).

Remarque :

Le spin des électrons dans les atomes est la source principale du ferromagnétisme, bien qu'il y ait aussi une contribution du moment orbital de l'électron par rapport au noyau.

En présence d'un champ appliqué \vec{B}_0 tous les moments magnétiques s'alignent totalement suivant \vec{B}_0 , et contribuent à une aimantation nette \vec{M} d'intensité importante, même si $\|\vec{B}_0\|$ est faible.

L'aimantation \vec{M} se conserve lorsque \vec{B}_0 disparaît. \implies **hystérésis magnétique.**

Les matériaux ferromagnétiques se distinguent donc des dia et paramagnétiques qui ne conservent pas leur aimantation à champ nul.

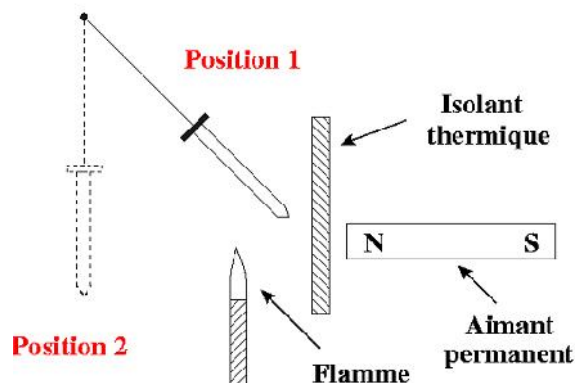
Exemple :

Le fer (Fe), le nickel (Ni), le cobalt (Co), les aciers, la magnétite (Fe_3O_4), etc ...

Le ferromagnétisme se trouve être très important pour l'industrie et les nouvelles technologies car il est à la base de nombreux appareils électriques et électrochimiques : les électroaimants, les générateurs, les transformateurs et les mémoires magnétiques (cassettes, disques dursetc.).

3.2 Influence de la température :

On suspend un clou à une potence en regard d'un aimant. Il est attiré fortement par l'aimant : il est ferromagnétique.



Si on chauffe fortement le clou, au-dessus d'une certaine température il se détache de l'aimant : il perd donc ses propriétés ferromagnétiques.

Quand il se refroidit, ses propriétés ferromagnétiques réapparaissent.

Il existe une température caractéristique, dite température critique T_c (ou température de Curie), au-dessus de laquelle, les matériaux ferromagnétiques perdent leur propriété et se comportent comme des paramagnétiques.

- Si $T > T_c$: le matériau est paramagnétique
- Si $T < T_c$: le matériau est ferromagnétique

Le matériau possède une aimantation spontanée en champ nul.

Exemple :

	T_c (K)
Fe	1043
Ni	631
Co	1397

Contrairement au dia et paramagnétisme qui traitaient essentiellement des ions ou molécules libres, le ferromagnétisme concerne les solides (atomes ou ions) et résulte d'une interaction au sein de la structure cristalline

3.3 Interaction dipôle-dipôle

Intuitivement, le ferromagnétisme semble devoir provenir d'une interaction entre dipôles de la matière, puisqu'il n'existe que dans les milieux denses. Or l'énergie d'interaction entre deux dipôles de moments $\vec{\mu}_i$ et $\vec{\mu}_j$ s'écrit :

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \vec{u})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{u})}{r_{ij}^3} \right]$$

Pour évaluer l'ordre de grandeur, on considère, à titre d'exemple, l'action de 8 dipôles magnétiques voisins au sommet d'un cube d'arête $d = 0.2 \text{ nm}$ à $T = 300 \text{ K}$, avec à chaque fois $\mu_i = \mu_j = \mu_B$

$$E = \frac{8\mu_0}{4\pi} \frac{\mu_B^2}{d^3} = 54 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \ll k_B T \approx 25 \text{ meV}$$

Etant donné que le ferromagnétisme existe à des T élevées, il ne provient pas de l'interaction classique entre moments magnétiques.

Le ferromagnétisme ne peut pas s'expliquer en physique classique. Ce sont les théories quantiques qui peuvent donner une interprétation au magnétisme des milieux.

3.4 Notion de champ moléculaire

Les matériaux ferromagnétiques, possèdent une aimantation spontanée en l'absence de tout champ magnétique externe. Pour fonder une théorie du comportement de ces matériaux, Pierre Weiss (1907) a développé un modèle qui explique l'existence de cette aimantation par l'action d'un champ interne appelé champ moléculaire. Ce champ traduit l'interaction mutuelle des moments magnétiques atomiques qui s'alignent dans la matière pour minimiser leur interaction d'échange et produire la saturation de l'aimantation dans ces matériaux.

Dans sa théorie, Weiss considère qu'un moment magnétique atomique est soumis à un champ résultant de la somme du champ appliqué \vec{H}_0 et du champ des autres moments magnétiques, appelé champ moléculaire \vec{H}_m :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m$$

Ce champ moléculaire est proportionnel à l'aimantation locale \vec{M} :

$$\vec{H}_m = \lambda \cdot \vec{M}$$

où λ appelé coefficient du champ moléculaire, est une constante indépendante de la température et de l'aimantation.

Grâce à une approximation statistique, l'expression de ce champ déduite, dans le cas des interactions entre z premiers atomes est donnée par :

$$\vec{H}_m = \frac{J \cdot z}{N g \mu_B} \cdot \vec{M}$$

J désigne l'interaction d'échange

N est le nombre d'atomes porteurs de moments par unité de volume.

3.5 Interaction d'échange

Les interactions d'échange ferromagnétiques s'exercent dans les matériaux qui présentent des atomes dotés d'un moment magnétique permanent. Lorsque les distances entre atomes magnétiques sont suffisamment petites (de l'ordre de l'Angström), les orbitales électroniques interagissent, donnant lieu à l'état magnétiquement ordonné présenté par les matériaux ferromagnétiques.

Comme l'énergie d'interaction entre moments magnétiques est trop faible par rapport à l'énergie thermique $k_B T$ pour pouvoir imposer l'alignement des moments magnétiques caractéristique du ferromagnétisme, l'interaction responsable est d'origine électrostatique. Elle est liée au recouvrement des orbitales électroniques entre atomes voisins.

Cette interaction dite **interaction d'échange**, proposée par Heisenberg (1928), donne lieu à une énergie dite énergie d'échange entre les moments cinétiques de spins, de la forme :

$$W_{ij} = -2J_{ij} \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

S_i et S_j : les moments de Spins magnétiques associés aux deux atomes i et j ,

J_{ij} : l'intégrale d'échange entre les atomes i et j .

Remarque : L'intégrale d'échange est la même pour toutes les paires d'atomes proches voisins, et sera notée J_e . L'énergie d'échange s'écrira donc :

$$W_{ij} = -2J_e \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

L'intégrale d'échange J_e est très sensible à la distance entre les atomes.

Elle décroît vite avec la distance, de sorte que l'énergie d'échange ne s'exerce, en première approximation, qu'entre atomes voisins.

Si $J_e > 0$ le comportement est ferromagnétique (spins parallèles) ;

Si $J_e < 0$ le comportement est antiferromagnétique ou ferrimagnétique.



3.6 Anisotropie magnétique

L'anisotropie est une propriété fondamentale des matériaux magnétiques.

Pour un matériau ferromagnétique donné, il existe une ou plusieurs directions préférentielles de l'aimantation \vec{M} (ou axes de facile aimantation), pour lesquelles l'énergie magnétique totale est minimale.

Ces directions définissent l'anisotropie magnétique du système dont les contributions sont de différentes natures :

- Anisotropie magnéto-cristalline ;
- Anisotropie dipolaire (de forme, de surface ou d'interface) ;

3.6.1 Anisotropie magnéto-cristalline:

Elle provient de l'interaction entre les orbitales des électrons responsables du magnétisme de l'atome et du champ électrique cristallin, lié à la distribution de charges des atomes voisins.

L'effet d'anisotropie se manifeste, au niveau du moment atomique global, par l'intermédiaire du couplage spin-orbite qui rend le Spin sensible au champ cristallin.

Il s'agit, donc, des effets combinés du champ électrique cristallin et du couplage spin-orbite.

L'aimantation s'oriente plus facilement selon certaines directions cristallographiques appelées directions de facile aimantation qui dépendent des symétries du cristal (cubique, hexagonal, etc.).

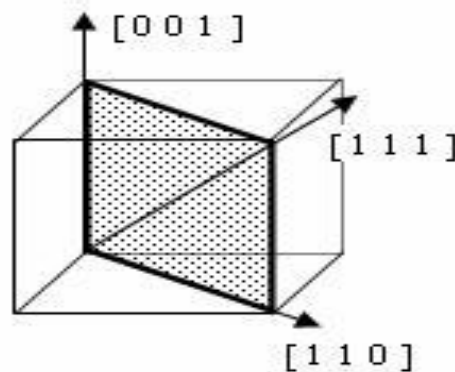
3.6.1.1 Energie d'anisotropie magnéto-cristalline

C'est l'énergie qui force l'aimantation à s'orienter le long des directions d'aimantation facile, appelée **énergie magnéto-cristalline** ou **énergie d'anisotropie**.

Pour rendre compte de l'anisotropie magnéto-cristalline, on exprime la densité volumique d'énergie libre E , qui lui correspond, au moyen d'un polynôme développé en fonction des puissances croissantes des cosinus directeurs r_i de l'aimantation, exprimés dans un repère lié à la maille cristalline. L'expression analytique est fonction de la symétrie cristalline.

3.6.1.2 Cas d'une symétrie cubique

Dans le cas d'une symétrie cubique, on parle d'anisotropie cubique.



L'énergie d'anisotropie du système dépend de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes cristallins :

$$E_k = K_1(r_1^2 r_2^2 + r_2^2 r_3^2 + r_1^2 r_3^2) + K_2 r_1^2 r_2^2 r_3^2$$

Où :

r_1, r_2 et r_3 sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cubiques ;

K_1 et K_2 sont des constantes d'anisotropie du matériau en J/m^3 .

En général, la constante K_2 est très faible et on peut la négliger. La densité volumique d'énergie d'anisotropie s'écrirait dans ce cas :

$$E_k = K_1(r_1^2 r_2^2 + r_2^2 r_3^2 + r_1^2 r_3^2)$$

• Si $K_1 > 0$, les directions de facile aimantation sont les arêtes du cube (les directions [100], [010] et [001] sont des directions d'aimantation facile) plutôt que suivant la diagonale (la direction [111] est

une direction d'aimantation difficile), les directions difficiles coïncident avec les grandes diagonales (c'est le cas du fer).

- Si $K_1 < 0$, les directions faciles sont les grandes diagonales du cube, les directions de difficile aimantation coïncident avec les arêtes (c'est le cas du Nickel).

Exemple : Pour l'alliage ferrosilicium (FeSi), utilisé dans les tôles de transformateurs, $K_1 = 3,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$,

- pour faire passer l'aimantation de la direction facile ($r_1 = 0$), à la grande diagonale du cube ($r_1 = r_2 = r_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}$)

on devra fournir l'énergie volumique :

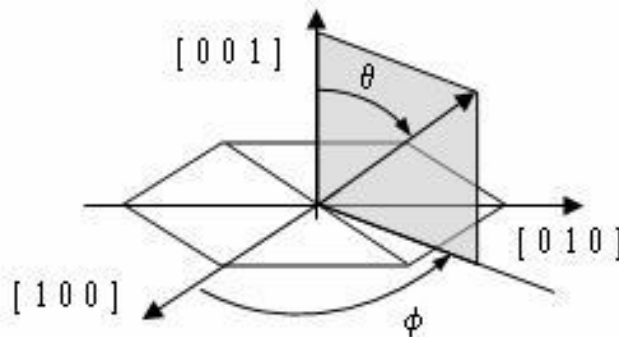
$$E = \frac{K_1}{3} = 1,17 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$$

3.6.1.3 Cas d'une symétrie hexagonale

C'est le cas, par exemple du Cobalt qui cristallise dans le système hexagonal, on a un axe privilégié et la densité d'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$E_k = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta$$

Où θ est l'angle entre le vecteur aimantation \vec{M} et l'axe de facile aimantation.



Repérage des directions dans une symétrie hexagonale.

Etant donné que la constante $K_2 \ll K_1$, l'expression de la densité d'énergie d'anisotropie uniaxiale s'écrit :

$$E = K_1 \sin^2 \theta$$

L'anisotropie magnéto-cristalline est plus marquée dans les systèmes de basse symétrie.

Exemple : Cas du cobalt, $K_1 = 53 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$,

pour faire passer l'aimantation de la direction facile à une direction difficile, on doit fournir l'énergie volumique $E = 53 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$, soit 45 fois plus que pour le FeSi.

L'amplitude des effets d'anisotropie est conditionnée par la catégorie à laquelle appartient l'élément concerné (éléments de transition 3d ou 4f) et ensuite déterminée par la symétrie présentée par le système étudié.

3.6.2 Anisotropie de forme ou dipolaire:

L'anisotropie dipolaire est due à l'interaction dipolaire entre moments magnétiques, dont la portée est nettement plus grande.

L'orientation des axes faciles est conditionnée par la forme du matériau considéré.

Lorsqu'un matériau est aimanté, sous l'action d'un champ appliqué \vec{H}_0 , un champ démagnétisant \vec{H}_d opposé à l'aimantation \vec{M} apparaît à l'intérieur de ce matériau. Le champ total à l'intérieur du matériau devient :

$$\vec{H}_{\text{tot}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d$$

Le champ démagnétisant s'écrit :

$$\vec{H}_d = -N \cdot \vec{M}$$

Où N est le tenseur de champ démagnétisant, il dépend de la forme de l'objet étudié.

$$N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad \text{avec } N_x + N_y + N_z = 1$$

3.6.2.1 Energie d'anisotropie dipolaire

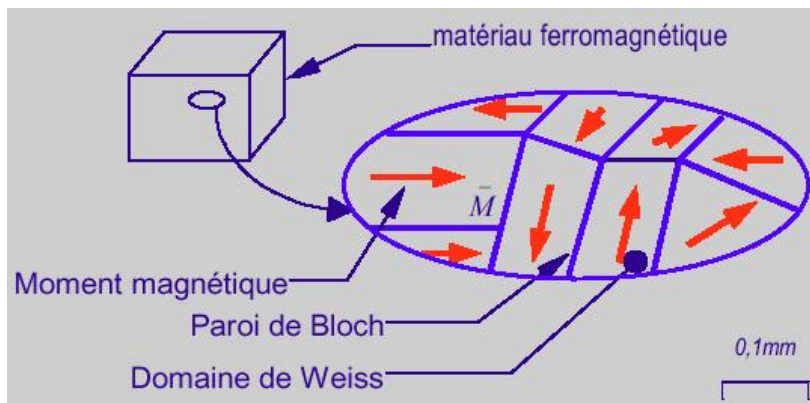
L'énergie propre du champ démagnétisant est donnée par l'interaction entre ce champ \vec{H}_d et l'aimantation \vec{M} :

$$E_d = -\frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}_d = \frac{N}{2} M^2$$

Cette énergie est à l'origine de l'anisotropie de forme. Son amplitude dépend directement de la forme de l'échantillon et pas de la structure cristalline.

3.7 Organisation en domaines

Les ferromagnétiques sont constitués d'atomes (ou molécules) qui possèdent, chacun, un moment magnétique individuel. Ils se divisent en de multiples petits domaines, appelés domaines de Weiss, à l'intérieur desquels tous les atomes ont un moment magnétique parallèle (voir figure).



La région où l'aimantation passe progressivement d'une direction à l'autre est appelée paroi de domaine magnétique ou paroi de Bloch (c'est l'interface entre deux domaines d'aimantations différentes).

La création de paroi de domaines magnétiques permet de minimiser l'énergie globale du système.

3.7.1 Energie d'un domaine magnétique

Les différentes énergies magnétiques qui interviennent dans un matériau ferromagnétique sont :

l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline E_k : favorise certaines directions pour l'aimantation.

l'énergie d'interaction d'échange E_{ex} : favorise une aimantation uniforme dans le matériau. Elle est très forte à courte distance.

l'énergie d'interaction dipolaire E_{dip} : minimise la création de pôles magnétiques. Elle est faible à longue distance.

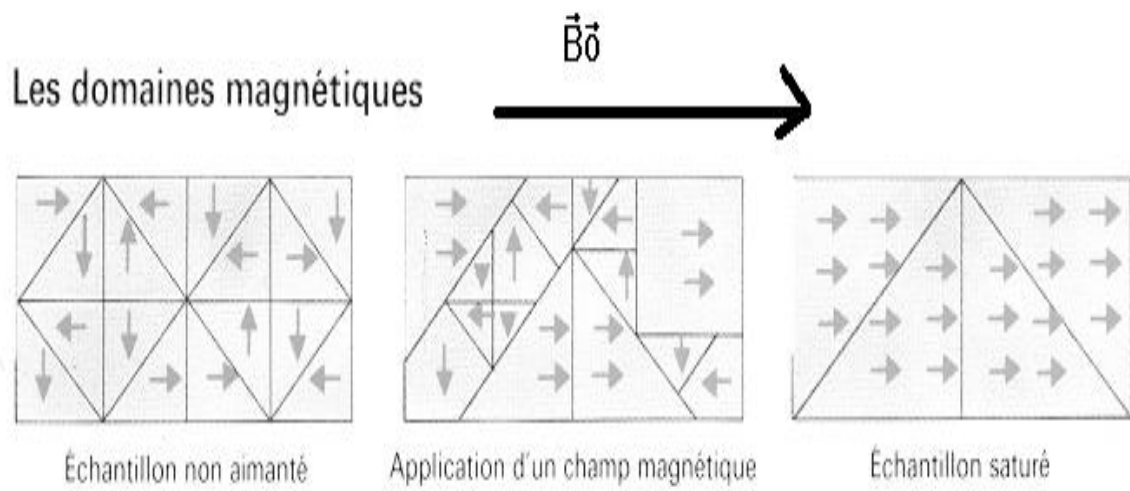
l'énergie Zeeman E_z : favorise l'orientation de l'aimantation selon la direction du champ appliqué.

L'énergie magnétique globale du matériau est donc :

$$E = E_k + E_{ex} + E_{dip} + E_z$$

La minimisation de cette énergie globale du système permet de fixer, les dimensions des parois de domaines magnétiques qui peuvent se former dans le matériau.

Sous l'action d'un champ appliqué, ces domaines tendent à s'aligner dans le même sens, ce qui confère au matériau une forte aimantation nette \vec{M} d'intensité importante, même si le champ appliqué est faible.

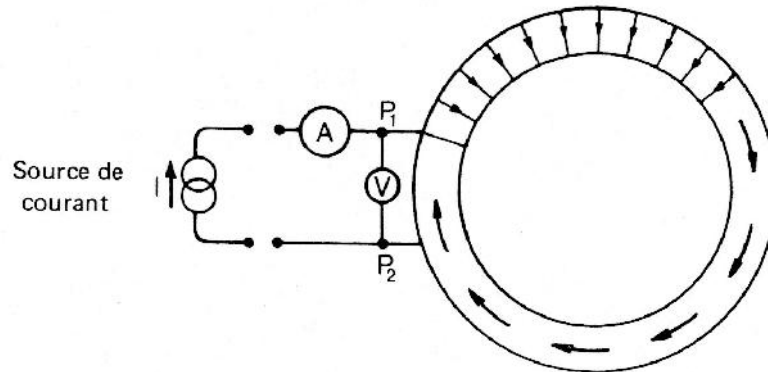


Lorsqu'on augmente le champ appliqué, on atteint une limite de l'aimantation : le matériau devient saturé.

Chapitre 4 : Mécanisme d'aimantation des matériaux ferromagnétiques

4.1 Procédure d'aimantation

On place un échantillon de matériau ferromagnétique, qui n'a jamais été aimanté, ou qui a été désaimanté, dans une bobine torique (N spires parcourues par I) de faible section S et de longueur moyenne ℓ .



- On mesure simultanément H et B
- L'application du théorème d'Ampère sur un cercle à l'intérieur du tore donne :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{libre} \Rightarrow H \cdot \ell = N \cdot I \Rightarrow H = \frac{N \cdot I}{\ell}$$

- L'Ampèremètre affiche l'intensité I du courant dans le solénoïde d'où la valeur de l'intensité de H.
- Le voltmètre mesure la d.d.p aux bornes du solénoïde quand on modifie l'intensité I :

$$\bullet \quad V_1 - V_2 = - \left(- \frac{dW}{dt} \right) = NS \frac{dB}{dt}$$

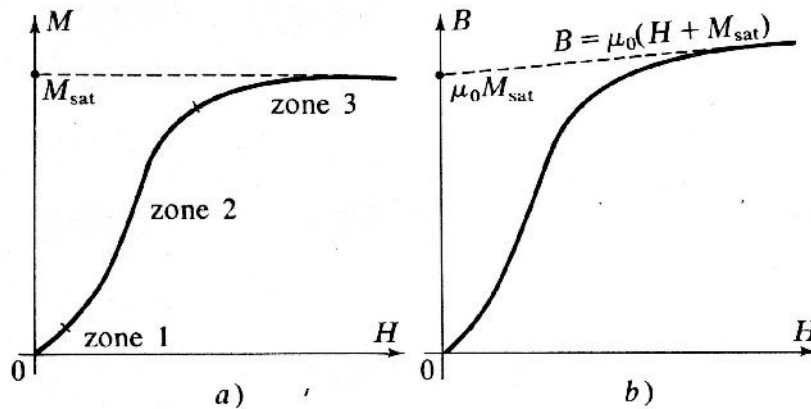
En intégrant sur le temps, on en déduit B

- Connaissant H et B on en déduit le module de l'aimantation M.

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H$$

4.2 Courbe de première aimantation

La courbe M (H) ou B(H) obtenue est appelée courbe de première aimantation.



Courbes de première aimantation :

(a) $M(H)$, (b) $B(H)$

La courbe de 1^{ère} aimantation comprend 3 zones, qui correspondent à trois principaux phénomènes qui se produisent successivement en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué :

• **Zone 1 quasiment linéaire :**

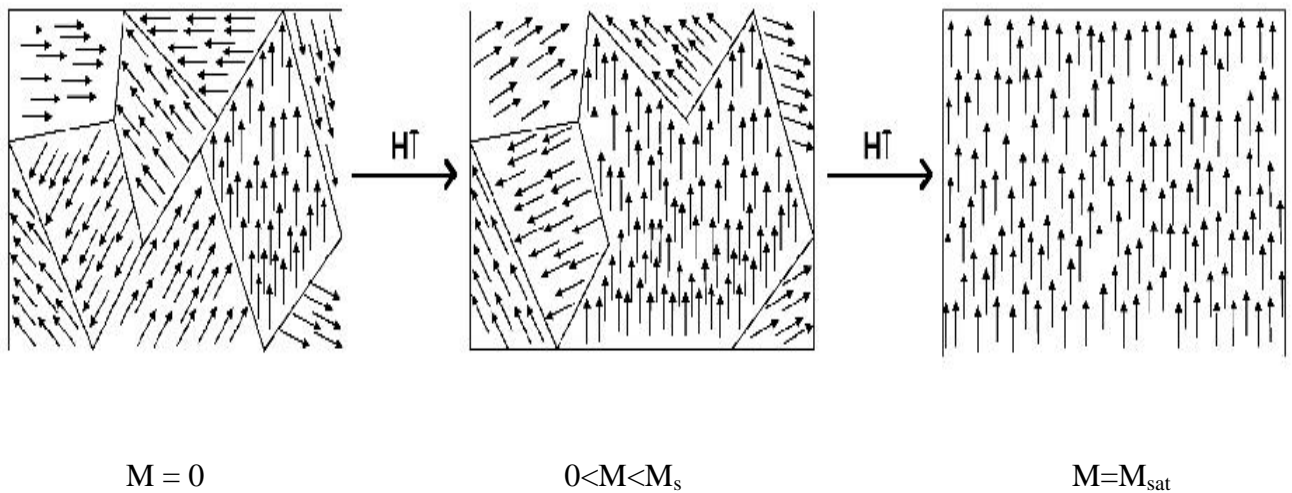
Mouvement élastique des parois de domaines, qui se produit aux champs magnétiques faibles, et qui représente une aimantation spontanément réversible du matériau. Le mouvement de ces parois amène une augmentation de l'énergie totale du système mais ne permet pas de franchir la barrière de potentiel créée par le défaut où est ancrée la paroi; le système retourne donc naturellement à l'état initial si le champ appliqué est annulé.

• **Zone 2 à croissance plus rapide :**

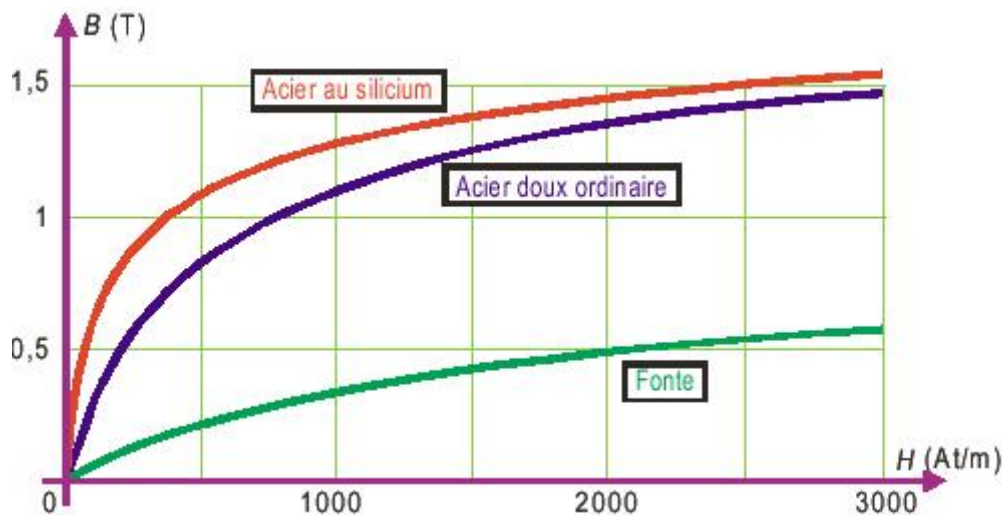
Mouvement irréversible des parois de domaines, qui provoque le franchissement de certaines barrières de potentiel. Lors du retrait du champ magnétique appliqué, on ne retrouve donc pas la même répartition en domaines. Il existe un nouvel état métastable qui explique l'apparition d'une aimantation moyenne non nulle sous champ nul. Cette aimantation est qualifiée de rémanente.

• **Zone 3 de saturation :**

Le matériau ne comporte que des domaines possédant une composante alignée avec les directions d'aimantation facile des cristaux les plus proches de la direction du champ. L'augmentation du champ magnétique appliqué cause alors une rotation de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de ces domaines, et disparition progressive des parois, s'aligner avec le champ magnétique appliqué jusqu'à la saturation M_{sat} .



- Un retournement de 180° (paroi de Bloch) est le plus fréquent mais on trouve également des rotations de 90° (Fe) et de $70,5^\circ$ (Ni)



**Courbe de première aimantation
de quelques matériaux courants**

- à $T = 300 \text{ K}$, M_{sat} du fer est atteinte pour $H = 10^5\text{-}10^6 \text{ A/m}$, ie $B = \mu_0 H = 0.1 - 1 \text{ T}$
- Pour le mumétal (μ -métal est un alliage de Ni, de Fe, de Mo et de C), il faut $H = 10 \text{ A/m}$, ie $B = 10^{-5} \text{ T}$.

4.3 Perméabilité magnétique

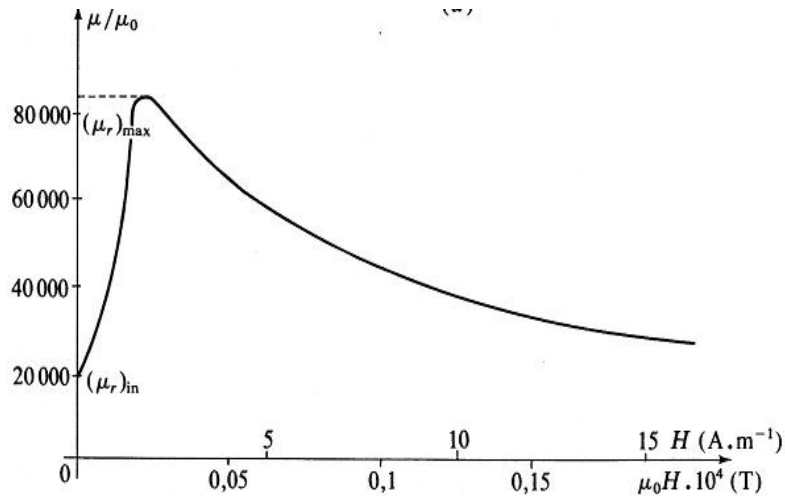
La perméabilité magnétique relative n'est pas linéaire:

$$\mu_r(H) = \frac{B}{\mu_0 H}$$

$\mu_r = 10^4$ est très courant pour un ferromagnétique

Ce qui signifie que B peut être 10000 fois plus élevé que la valeur du champ $\sim_0 \frac{N.I}{\ell} = \sim_0 H$ qui règnerait dans la bobine torique en l'absence de matériau ferromagnétique.

Le fer pur peut atteindre $\mu_r = 1.4 \cdot 10^6$ (après traitement à haute température)



Contrairement aux matériaux dia et para, \vec{M} , \vec{B} et \vec{H} ne sont pas colinéaires :

$$M = f(H) \quad \text{et} \quad B = g(H)$$

μ_m et \sim_r dépendent aussi du champ appliqué :

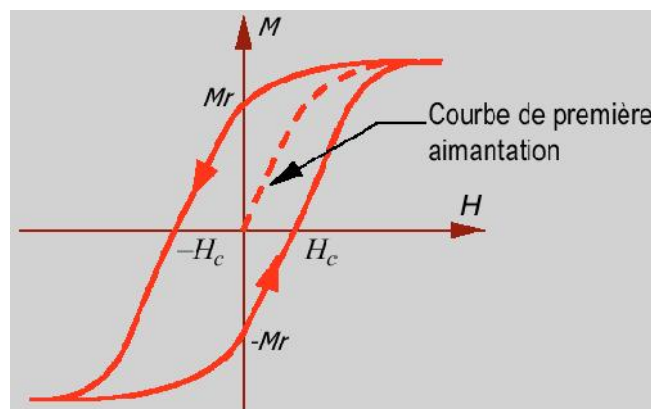
$$\mu_m = \mu_m(H) \quad \text{et} \quad \sim_r = \sim_r(H)$$

4.4 Cycle d'hystérésis

Une fois l'aimantation à saturation M_{sat} est atteinte (le matériau étant magnétisé), on diminue le champ H .

l'aimantation M décroît, en conservant pour chaque valeur de H , une intensité supérieure à celle qu'elle avait au cours de la première aimantation.

Si on fait varier le champ entre deux limites symétriques $+H_m$ et $-H_m$ on obtient un cycle stable, appelé **cycle d'hystérésis**.



On constate que :

Pour $H = 0$, $M \neq 0$. Cette aimantation qui se conserve après disparition du champ est appelée **aimantation rémanente** M_r . C'est le phénomène d'**hystérésis magnétique**.

Pour annuler l'aimantation M_r , il faut appliquer une excitation magnétique négative $-H_c$, appelée **excitation coercitive (ou champ coercitif)**.

4.5 Energie perdue au cours d'un cycle d'hystérésis

En utilisant le montage en bobine torique (voir ci-haut, la puissance électrique fournie s'écrit :

Avec
$$V_1 - V_2 = NS \frac{dB}{dt} \quad \text{et} \quad I = \frac{H\ell}{N}$$

$$P = (V_1 - V_2)I = H\ell S \frac{dB}{dt}$$

Le travail (volumique) dW fourni au matériau pour faire varier le champ dB (le volume est $S.\ell$) est

$$: dW = \frac{Pdt}{S.\ell} = HdB$$

L'énergie magnétique volumique fournie pour décrire un cycle d'hystérésis est donc :

$$\begin{aligned} W &= \oint HdB = \oint Hd[\sim_0(H + M)] = \\ &= \sim_0 \oint HdH + \sim_0 \oint HdM \end{aligned}$$

Or $\sim_0 \oint HdH = \left[\frac{1}{2} H^2 \right]_{\text{cycle}} = 0$

D'où
$$W = \sim_0 \oint HdM$$

L'énergie magnétique volumique dissipée est le produit de μ_0 par l'aire du cycle d'hystérésis en coordonnées (H, M) , ou directement l'aire du cycle en coordonnées (B, H) .

Remarque :

Le déplacement irréversible des parois implique une variation du champ (création des courants induits dans le matériau ferromagnétique) et par suite des pertes de chaleur par effet Joule, ce qui explique le phénomène d'hystérésis.

Si le matériau a des défauts de structure ou des impuretés, les parois se déplacent difficilement, ce qui justifie que le fer pur est d'autant plus doux qu'il est pur, tandis que les aciers (alliages) sont magnétiquement durs.

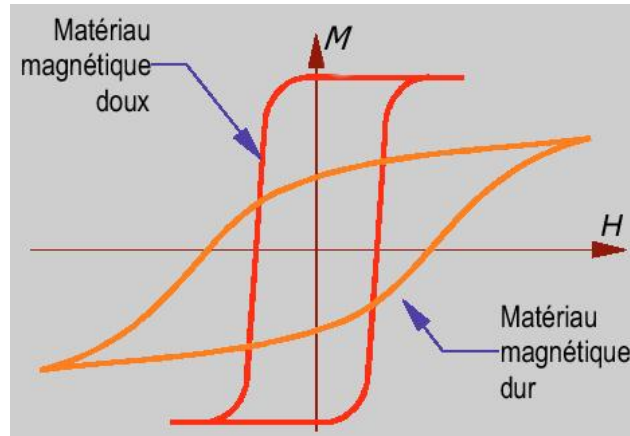
4.6 Classification des corps ferromagnétiques

Les ferromagnétiques se divisent en deux catégories :

4.6.1 Matériaux ferromagnétiques doux :

- l'aimantation croît rapidement avec le champ appliqué. Ils sont caractérisés par :

- * un cycle d'hystérésis étroit
- * les champs B_r et H_c sont faibles ($H_c < 1000$ A/m)
- * Ils s'aimantent et se désaimantent très facilement.



Ils sont composés des éléments principaux Fer, Cobalt, Nickel, Magnésium, Silicium, Exemple : les alliages Fe-Si), fer-nickel et fer-cobalt, les ferrites douces et les alliages métalliques amorphes et polycristallins.

Utilisation : On les utilise pour réaliser des circuits magnétiques de machines (moteurs, transformateurs)

4.6.2 Matériaux ferromagnétiques durs :

Ils sont caractérisés par :

- * un cycle d'hystérésis très large.
- * B_r et H_c très élevés (B_r entre 0.2 et 1.3 T, H_c entre 50 et 1 500 kA/m)
- * Ils s'aimantent et se désaimantent très difficilement

Exemple : La magnétite, les alliages d'aluminium (Al), de nickel (Ni), de cobalt (Co) de fer (Fe), du cuivre (Cu) et du titane (Ti).

Ce sont des matériaux magnétiques possédant la plus haute température de Curie (environ $T_c = 800$ °C)

Utilisation : On les utilise pour fabriquer des aimants permanents.

4.7 Matériaux antiferromagnétiques

C'est une forme de magnétisme dans lequel les moments magnétiques des atomes voisins s'organisent de façon antiparallèle.



En effet, dans le cas où les atomes voisins sont très proches, les forces inter-atomiques ne renforcent pas indéfiniment l'alignement parallèle des moments atomiques, le couplage antiparallèle entre spins voisins est dans ce cas favorisé. Les atomes s'organisent de manière à former une alternance de moments magnétiques de sens opposés.

Le réseau atomique s'organise en deux sous-réseaux dont les aimantations sont opposées et avec la même amplitude qui se neutralisent parfaitement, donnant lieu à une aimantation totale nulle.

L'antiferromagnétisme est une forme de faible magnétisation (le champ d'induction **B** produit un faible champ d'excitation **H** dans le matériau considéré). Il concerne des matériaux dits aussi antiferroaimants.

Tout comme les ferromagnétiques, ces matériaux deviennent paramagnétiques au-dessus d'une température de transition T_N appelée température de Néel. Leur susceptibilité magnétique suit la loi de Néel, telle que :

$$\chi_m = \frac{K_Q}{T + T_N}$$

K_Q : constante de Curie

$T(K)$ = température absolue

$T_N(K)$: température absolue de Néel, qui est une caractéristique de chaque corps

Le tableau ci-dessous regroupe les températures de Néel (T_N) de quelques substances antiferromagnétiques :

	T_N (en °K)
Er	85
Mn	103
Fe et ses composés	25 à 200
Ti ₂ O ₃	250
Cr	473
NiO	520

En général, les antiferromagnétiques sont des céramiques composées de métaux de transition ainsi que d'oxygène ou de sulfure. Le métal de transition est le sous-réseau qui possède le moment magnétique qui répond au champ magnétique (sous la température de Néel). Le moment magnétique du sous réseau correspondant à l'oxyde varie spontanément avec l'aimantation du premier réseau, en s'alignant dans la direction opposée.

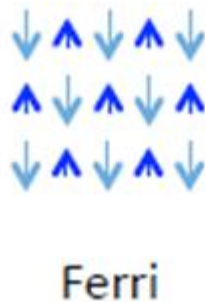
Les corps antiferromagnétiques tels que l'oxyde ferreux FeO ou le chrome peuvent être considérés comme des substances ferrimagnétiques particulières, pour lesquelles les moments des deux réseaux cristallins sont égaux et opposés. En conséquence, l'aimantation magnétique résultante est nulle. Il existe une température analogue à la température de Curie, appelée température de Néel, au dessus de laquelle la substance antiferromagnétique devient paramagnétique.

Dans les matériaux antiferromagnétiques, l'interaction d'échange est telle que ces matériaux se décomposent en deux sous-réseaux ferromagnétiques de sens opposé. La susceptibilité magnétique de ces matériaux est positive mais généralement plus faible que celle des matériaux ferromagnétiques. De manière similaire aux matériaux ferromagnétiques, pour des températures supérieures à une température critique, appelée température de Néel, ces matériaux se comportent comme des paramagnétiques.

Exemple : Les alliages FeMn, l'oxyde Ni, le Fe₂O₃ et le MnF₂, etc...

4.8 Matériaux ferrimagnétiques

On rencontre des matériaux où les moments atomiques se partagent en deux familles "parallèle et antiparallèle". C'est le cas notamment dans certains composés comportant deux types d'atomes natures différentes, donc de moments magnétiques de spin différents, par exemple un ion Fe²⁺ et un ion Fe³⁺. Tous les moments magnétiques d'un même type ont tendance à s'orienter dans un sens, et ceux de l'autre type, dans le sens opposé. Comme leurs amplitudes sont différentes, il en résulte une aimantation spontanée non nulle.



Les matériaux se comportent de façon très semblable aux ferromagnétiques. Cependant, leur aimantation à saturation est, en général, plus faible.

Dans un matériau ferrimagnétique, on peut diviser la structure cristalline en plusieurs sous-réseaux de moments magnétiques différents, mais dont la somme vectorielle de ces moments est non nulle. Dans le cas simple d'un ferrimagnétique divisible en deux sous-réseaux A et B, les moments M_A et M_B associés respectivement aux sous réseaux A et B cités précédemment sont opposés en direction mais de valeurs différentes.

La dépendance en température des matériaux ferrimagnétiques est similaire à celle des matériaux ferromagnétiques. En effet, l'aimantation spontanée varie avec la température. Lorsque la température augmente, l'agitation thermique a tendance à désorienter progressivement les moments magnétiques M_A et M_B . L'aimantation spontanée du matériau se trouve donc diminuée avec l'augmentation de la température.

La température pour laquelle l'aimantation du matériau est nulle est appelée température de Curie. Les moments magnétiques des deux sous-réseaux sont alors orientés de façon aléatoire et le moment magnétique total est nul. Au-delà de cette température, le matériau ferrimagnétique adopte un comportement paramagnétique.

Les variations thermiques peuvent cependant affecter les deux sous réseaux de façon plus complexe et il peut exister une température inférieure à la température de Curie T_C pour laquelle l'aimantation spontanée du matériau est nulle. Cette température est appelée température de compensation T_{comp} et l'aimantation nulle résulte d'une compensation exacte de l'aimantation des deux sous réseaux.

Le tableau ci-dessous regroupe les températures de Curie (T_C) de quelques substances ferrimagnétiques :

	T_c (en °K)
Fe ₃ O ₄	858
CoFe ₂ O ₄	397
FeCr ₂ S ₄	180
CoMnO ₃	391
NiMnO ₃	437

A la différence de ferromagnétiques, les ferrimagnétiques sont en général des isolants. Ceci peut être un avantage pour certaines applications. En effet, leur résistivité (ferrite doux) étant de l'ordre de 10^3 m cela réduit les pertes par courant de Foucault et permet de les utiliser dans la fabrication de transformateurs ou d'inductances à hautes fréquences, là où les ferromagnétiques sont inutilisables. Quant aux ferrites dures elles répondent actuellement à plus de la moitié des besoins industriels bien que leur aimantation rémanente soit modeste. Elles sont utilisables dans la fermeture magnétique des portes, dans les mémoires à tore magnétique, etc.

Le ferrimagnétisme tire son nom des ferrites, des corps cristallins à base d'oxyde de fer dont les propriétés magnétiques se situent entre celles des matériaux antiferromagnétiques et celles des matériaux ferromagnétiques.

Le ferrimagnétisme est observable uniquement dans des composés qui ont des structures cristallines complexes. Il existe de nombreux ferrimagnétiques ayant une structure spinelle, c'est-à-dire de la forme AB_2O_4 où A est un cation en site tétraédrique et B, deux cations en sites octaédriques.

Exemple : $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$ ou encore $CuFe_2O_4$.

4.9 Autres formes de magnétisme

Avec le développement de la science, de nouvelles classes de magnétisme sont proposées chaque année. Citons par exemple :

4.9.1 Les substances hélimagnétiques :

Elles ressemblent aux corps antiferromagnétiques par le fait qu'ils sont formés d'atomes cristallographiquement semblables. Leur originalité provient de ce que, sous l'action d'un champ magnétique externe, ils sont susceptibles de passer à un état proche de ferromagnétisme.

Les structures hélimagnétiques se rencontrent dans les métaux de terres rares ou les composés métalliques ordonnés de métaux de transition ou les composés métalliques ordonnés de métaux de transition. Leurs propriétés sont dues à l'anisotropie magnétique du système qui peut favoriser l'orientation des spins en hélice.

4.9.2 Les verres de spin :

Ces matériaux apparaissent comme des une mixture de liaisons ferromagnétiques et liaisons antiferromagnétiques dues à des frustrations locales.

4.9.3 Les substances métamagnétiques :

Ce sont des matériaux qui passent de l'état antiferromagnétique à l'état ferromagnétique sous l'action d'un champ magnétique relativement intense. L'aimantation M varie tout d'abord linéairement en fonction du champ magnétique externe appliqué, jusqu'à un champ seuil B_s , puis croît rapidement et se sature pour les champs très élevés

Annexe

Application des matériaux ferromagnétiques

Le magnétisme est un phénomène qui offre de nombreuses applications, dont les principales sont exposées par catégorie, ci-dessous.

A1. Applications au quotidien

A.1.1 Les plaques à induction

Des bobines alimentées en courant alternatif génèrent un champ magnétique oscillant sur le fond ferromagnétique des casseroles. Puisque toute variation temporelle du flux magnétique traversant un matériau ferromagnétique y induit un courant de Foucault, il s'établit un courant dans le fond de la casserole. Cette mise en mouvement des électrons par force de Lorentz entraîne une dissipation d'énergie par effet Joule, et donc chauffer la casserole.

Les courants de Foucault (I , rouge) induits dans une plaque métallique (C) se déplaçant vers la droite par un aimant stationnaire (N).

Le champ magnétique (B , vert) est dirigé vers le bas. Les courants génèrent leur propre champ magnétique (flèches bleues) qui produit une force de traînée qui s'oppose au mouvement.

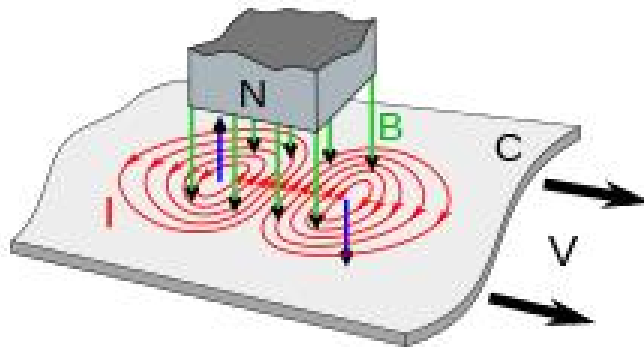


Schéma d'un disque de frein de Foucault

A.1.2 La recharge par induction des batteries : brosses à dents, téléphones

Suivant le même principe, la bobine située sur le socle de recharge induit des courants de Foucault, cette fois-ci dans une seconde bobine située proche de la batterie de l'appareil à charger. Ces courants induits peuvent ainsi alimenter la batterie et la recharger. Pour obtenir un maximum de rendement, il est nécessaire d'aligner au mieux les bobines.

La puissance maximale capable d'être transmise à un téléphone compatible est de 15 W. Le rendement entre le courant secteur et la batterie est d'environ 52%.

A.1.3 Applications de l'électroaimant

Un électroaimant est un aimant pour lequel le champ magnétique est produit à partir d'un courant électrique. La manière la plus simple de réaliser un électroaimant est d'enrouler un fil conducteur autour d'un matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique et l'alimenter. Ainsi le champ magnétique créé par le courant circulant dans le bobinage est porté par le cœur magnétique.

Un simple électroaimant constitué d'un noyau en ferrite et d'un fil électrique enroulé autour. La force mécanique d'attraction de l'électroaimant est proportionnelle au carré du produit du courant par le nombre de spires.



De nombreuses applications utilisent des électroaimants : séparateurs magnétiques, déplacements de matériaux ferreux dans l'industrie du recyclage ou de la maintenance ferroviaire, etc. Un exemple simple : le loquet de porte à électro-aimant.

Loquet de porte à électro-aimant :

Cette application est schématisée comme suit :
 Sur la partie fixe de la porte, il y a l'électroaimant et sur la porte, un matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique permettant de fermer le circuit.

La force exercée par le champ magnétique est :

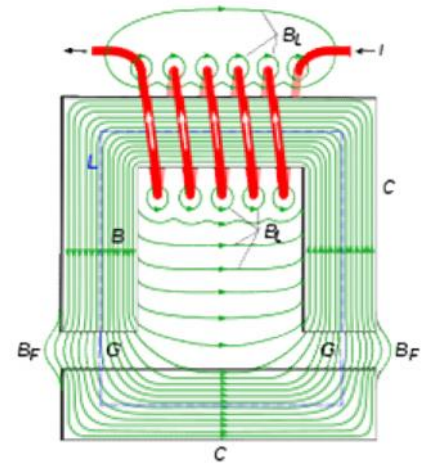
$$F = \frac{B^2 A}{2\mu_0}$$

où :

B : l'induction magnétique générée par le système

A : la section du cœur magnétique

μ_0 : la perméabilité magnétique du vide



Champ magnétique d'un électroaimant

• Avantages :

- Facilité d'installation par rapport aux systèmes mécaniques haute sécurité.
- Rapidité de verrouillage / déverrouillage : Verrouillage instantané lorsque l'alimentation est coupée.

• Inconvénients :

- Besoin constant d'une source d'alimentation.
- Problème de sécurité puisque la porte restera fermée s'il y a une coupure de courant.

A.1.4 Les disques durs

Le stockage de l'information se fait en utilisant l'orientation de domaines magnétiques d'un film fin ferromagnétique déposé sur un disque. La taille de ces derniers est de l'ordre de 20 nm. Sur un même bras mécanique sont disposées la tête de lecture et la tête d'écriture. Cela permet à ces dernières de se positionner à n'importe quel endroit du disque en rotation pour qu'elles réalisent leurs actions.

La tête de lecture la plus basique est une tête inductive constituée d'un électroaimant. Lorsqu'une zone magnétique passe à proximité de l'électroaimant, un courant électrique se forme dans le bobinage. Suivant la succession des régions magnétiques, le champ créé est plus ou moins intense, tout comme le courant induit.

Les têtes de lecture les plus récentes sont constituées de capteurs GMR et TMR, exploitant respectivement les effets de magnétorésistance géante et de magnétorésistance à effet tunnel (voir ci-dessous le paragraphe « capteurs magnétorésistifs »). La variation du champ magnétique dans le disque influe sur la résistance électrique du matériau composant la tête de lecture. Ces têtes de lectures ont l'avantage, par rapport aux têtes inductives, d'être plus petites. Néanmoins, il est nécessaire d'effectuer un blindage magnétique autour du matériau magnétorésistif afin que seules les variations de champ magnétique du disque l'influencent. Avec cette méthode, la résolution entre deux pistes est limitée par la taille de l'élément magnétorésistif dans la tête de lecture

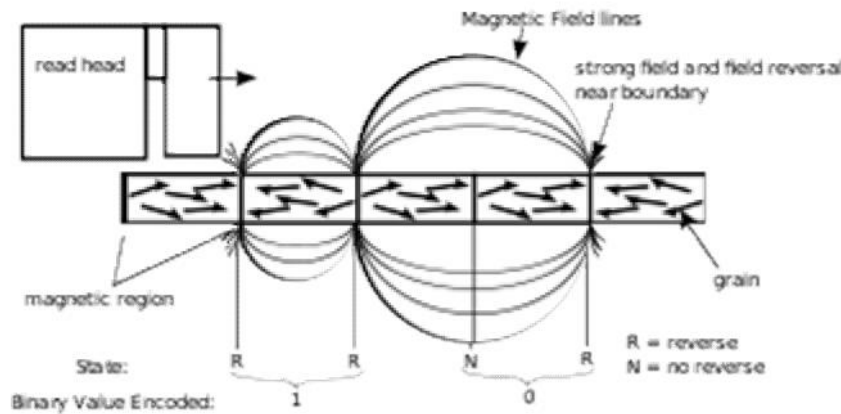


Schéma de fonctionnement d'une tête de lecture

La tête d'écriture est le plus souvent inductive. Constituée d'un électroaimant, cette dernière peut, suivant le sens du courant dans la bobine, appliquer aux différents domaines du disque des champs magnétiques opposés. L'objectif étant d'appliquer un champ magnétique assez fort pour dépasser l'aimantation rémanente du matériau ferromagnétique et ainsi permettre au domaine magnétique de garder son aimantation en absence de champ magnétique.

Des recherches sont effectuées depuis les années 90 sur des molécules ayant leur propre aimantation : les aimants moléculaires. A basse température, ces molécules ont des propriétés similaires à celles des aimants et peuvent ainsi être considérées comme des particules magnétiques de très petite taille, idéales pour mettre en place de meilleurs dispositifs de stockage d'informations.

A.1.5 La bande magnétique

La bande magnétique est idéale pour archiver les données grâce à sa grande capacité de stockage, en particulier, dans l'archivage longue durée : il n'est pas sujet aux pannes mécaniques que peuvent rencontrer les disques durs.

On peut la trouver sous différentes formes : bandes magnétiques en bobine libre (bandes maintenues par le seul noyau), bandes en cassette, cartouches de bandes magnétiques.

Lorsqu'il est question de stockage longue durée, il faut s'assurer de la robustesse du procédé. Le facteur limitant la durée de vie de la bande magnétique est l'altération dans le temps des particules magnétiques. Cette altération dépend fortement de la température d'entreposage.



La stabilité thermique des particules magnétiques est estimée par la formule suivante :

$$\frac{K_u V}{k_B T}$$

avec

K_u : la constante de l'isotropie de la particule ; V : le volume moyen de la particule

k_B : la constante de Boltzmann ; T : la température absolue

Si ce ratio est supérieur à 65, la stabilité thermique peut faire espérer une durée de vie de 30 ans. Les disques durs magnétiques ont un coefficient compris entre 45 et 60 alors que celui des bandes magnétiques ont un ratio bien supérieur à 100.

A.2 Applications médicales

A.2.1 Imagerie et caractérisation médicale

A.2.1.1 Imagerie par résonance magnétique IRM :

L'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM) est l'application, la plus connue actuellement, de la résonance magnétique nucléaire (RMN) en imagerie médicale. Elle permet d'avoir une vue 2D ou 3D d'une partie du corps, notamment du cerveau.

La RMN est associée à une propriété de certains atomes lorsqu'ils sont placés dans un champ magnétique. Cet effet est essentiellement utilisé comme une méthode spectroscopique d'analyse de la matière. La RMN met en jeu des rayonnements électromagnétiques de très faible énergie, elle permet ainsi un examen extrêmement détaillé et non destructif pour l'échantillon. Les atomes dont le noyau présente un nombre impair de protons et de neutrons, possèdent un spin nucléaire, c'est-à-dire un nombre quantique de spin non nul. Placés sous un champ magnétique, ces isotopes atomiques peuvent avoir deux états distincts. En appliquant un rayonnement adapté, un photon pulsé va faire osciller le noyau d'un état d'énergie à l'autre : on parle de résonance. En retournant à son niveau d'équilibre, le noyau émet un photon. Ce rayonnement, en plus d'indiquer la présence du noyau, peut également donner des informations sur l'environnement de la molécule.



A.2.1.2 Magnétoencéphalographie MEG :

De la même manière qu'un électroencéphalogramme, le magnétoencéphalogramme mesure le champ magnétique induit par l'activité électrique des neurones du cerveau. Ces champs magnétiques extrêmement faibles sont mesurés à l'aide de magnétomètre SQUID, un appareil de mesure doté d'une boucle supraconductrice, refroidie à l'hélium liquide.

La MEG permet de suivre l'évolution au cours du temps d'un message nerveux. Elle est utilisée également pour le diagnostic précoce des maladies neurodégénératives (Alzheimer et Parkinson) ou pour spécifier des cas d'épilepsies.

A.2.1.3 Résonance paramagnétique électronique RPE :

La résonance paramagnétique électronique est un phénomène analogue à la résonance magnétique nucléaire et concerne les électrons non appariés. Cet effet est également utilisé comme méthode spectroscopique pour mettre en évidence la présence de ces électrons. Il est possible, par exemple, d'en déduire la structure d'une molécule. Cette technique est couramment utilisée comme moyen d'analyse d'échantillons biologiques.

A.2.2 Nanoparticules magnétiques et ferrofluides

L'autre champ d'application du magnétisme dans le domaine médical est celui de l'utilisation des nanoparticules magnétiques dans le cadre thérapeutique. En constant développement, de telles particules présentent l'avantage de pouvoir être contrôlées à distance ou d'émettre une grande quantité d'énergie thermique sous l'application d'un champ magnétique.

On appelle ferrofluide, un fluide magnétique stable composé de nanoparticules ferromagnétiques de diamètre compris entre 5 et 12 nm et dispersées dans une phase liquide.



Ferrofluide composé de nanoparticules magnétiques

Le développement de la bio-nanotechnologie permet l'utilisation de nanoparticules magnétiques comme supports de biomolécules pour différentes applications. Elles sont utilisées comme supports solides pour l'extraction, la purification, la concentration et le transport de biomolécules ou tout simplement comme outil de détection, comme des agents de contraste pour des diagnostics, le traitement de cancer et la libération de molécules actives (thérapeutique).

Le traitement de tumeurs cancéreuses par hyperthermie magnétique est l'application la plus ambitieuse. L'injection d'un ferrofluide dans des cellules cancéreuses entraîne l'échauffement de ces dernières sous l'action d'un champ magnétique, ce qui permet de les détruire.

A.3 Applications liées au transport

A.3.1 Train à sustentation magnétique

Depuis le tout premier chemin de fer, peu de choses ont changé en termes de concepts techniques de base : les trains sont toujours soutenus, guidés et propulsés par les roues. Mais un nouveau système de trains a fait son apparition : ce sont les trains à lévitation magnétique, qui sont soutenus, propulsés et guidés par la seule force électromagnétique. Ce nouveau concept présente de nombreux avantages, grâce à sa technologie de " non-contact ".

Un train à sustentation magnétique est un train monorail utilisant les forces magnétiques pour se déplacer. Deux principaux types de trains à sustentation existent :



Train à sustentation magnétique Maglev

- Le type à sustentation électrodynamique (ou EDS) utilise des aimants supraconducteurs. Le projet le plus abouti est le Maglev japonais. Des bobines supraconductrices sont placées dans le train et des électroaimants le long de la voie. Ces bobines en 8 sont de sens contraire, donc elles se repoussent. Le guidage est réalisé par les mêmes bobines que celles qui assurent la lévitation. Le courant électrique traversant les bobines est créé par le passage des aimants supraconducteurs, en accord avec le principe d'induction électromagnétique. Ainsi la partie inférieure du 8 de la bobine assure la lévitation par répulsion et la partie supérieure du 8 le guidage, aussi par répulsion. Lorsque le train se déplace, un courant est induit dans la voie. La force de Laplace résultante fait léviter le train à une dizaine de centimètres au-dessus du sol. Le déplacement du train engendre une traînée électromagnétique très importante, d'où une consommation énergétique élevée.

- Le type à sustentation électromagnétique (ou EMS), utilisant des électroaimants classiques. La traînée électromagnétique est ici très faible, voire nulle. Le Transrapid allemand en est le principal exemple. Le rail « porteur » contient des aimants ou des électroaimants. L'interaction entre les aimants à bord du train et des aimants disposés le long de la voie crée une force magnétique induite qui compense la gravité et permet la lévitation. Ces aimants attirent le train vers le haut et assurent un écart suffisant entre le rail et le train ce qui empêche toute perte due à la friction. Par ailleurs, aux vitesses élevées, c'est la résistance aérodynamique qui représente de loin la principale résistance à l'avancement. Le guidage du train se fait parallèlement à la voie par des forces électromagnétiques, sans contact. Les bobines de guidage de la voie sont situées sur les côtés de celles-ci, en face des bobines de guidage du train.

A.3.2 Freinage magnétique

Le frein magnétique est utilisé comme frein supplémentaire dans le domaine ferroviaire et autoroutier en utilisant le principe du courant de Foucault.

Dans le domaine autoroutier, ces freins sont utilisés sur les camions et autocars et fonctionnent comme des ralentisseurs, plutôt que des freins, par le principe du courant de Foucault généré dans une masse métallique conductrice. Des disques solidaires des roues sont encadrés par des électroaimants. Sous tension, ces électroaimants vont induire un courant dans les disques, générant ainsi un couple de freinage. Il est utilisé dans le ferroviaire en complément du freinage pneumatique ou électrique pour accroître l'effort de freinage. Ce système n'est mis en fonction que pour les freinages d'urgence, quand il est nécessaire de freiner sur la distance la plus courte possible. Constitués d'un ensemble vérins + patins fixé sur le châssis du bogie, les freins entrent en action par la descente des patins contre les rails grâce aux vérins. Afin de plaquer les patins sur les rails, un champ magnétique est créé.

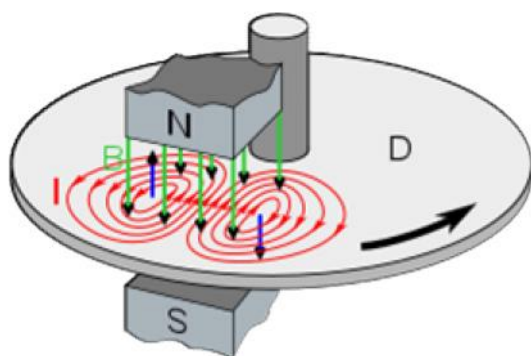


Schéma d'un disque du frein

Frein magnétique appliqué

A.4 Capteurs magnétiques

Les capteurs magnétiques sont implantés dans de très nombreux objets de notre vie quotidienne. Par exemple, une voiture récente peut en contenir plus d'une dizaine. Ceux-ci sont aussi présents dans les réfrigérateurs, les machines à laver, et même certaines chaussures de sport. Il existe environ quinze types de capteurs. Parmi eux, certains sont des capteurs de champs (capteurs mesurant directement la valeur du champ magnétique selon un ou plusieurs axes) et d'autres sont des capteurs de flux (capteurs mesurant l'intégrale du champ passant à travers une surface)

A.4.1 Capteurs de champ

- **Boussole, mesure de champ terrestre :**

Il existe deux types de boussoles, mécaniques (la première créée mais de moins en moins utilisée) et électroniques (de plus en plus utilisées). La boussole mécanique est basée sur l'orientation d'une

aiguille dans le champ magnétique terrestre par une mesure de champ magnétique. En revanche, la boussole électronique est basée elle sur le positionnement des références spatiales satellitaires.

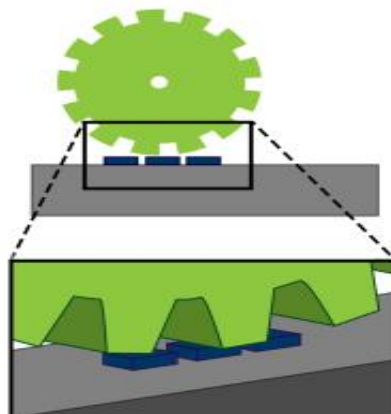


Boussole mécanique

De manière générale, la boussole électronique est associée à un GPS, ce qui permet d'orienter les cartes du GPS dans la bonne direction. Le contrôle du positionnement dans l'espace (avec le champ magnétique terrestre comme axe de référence) se développe aussi pour d'autres applications telles que les jeux, les enregistrements de mouvement ainsi que les applications robotiques. Une boussole électronique contient plusieurs capteurs magnétiques axiaux (sensible à une direction du champ magnétique) couplés à des mesures d'inclinaison et parfois à des accéléromètres. Les principales technologies utilisées pour ces boussoles sont l'effet Hall et l'effet d'impédance magnétique géante (GMI) qui utilise la très grande variation d'absorption radiofréquence de certains matériaux magnétiques en fonction de leur configuration magnétique statique.

- **Capteur de position et d'angle :**

Ce type de capteur utilise un système de codage de position ou d'angle. Le principe est d'avoir un cylindre ou une roue (comme présentée sur le schéma ci-dessous) présentant des pôles magnétiques alternés dont le passage va être détecté par un capteur magnétique. Lors du mouvement, le passage à zéro, qui consiste au renversement de la composante du champ magnétique suivant une direction donnée, permet de localiser la position physique du cran. De ce fait, la résolution de ce capteur dépend de deux paramètres : le nombre de crans (pour une roue crantée) et le nombre de capteurs Magnétiques.



Représentation schématique d'un capteur de position

Une sensibilité en champ faible meilleure que celle des capteurs à effet Hall peut être obtenue à l'aide d'une magnétorésistance géante. Ce type de capteur est avant tout utilisé dans l'automobile, l'équipement de mesure de vitesse, la mesure d'angle de rotation de moteurs ou d'éléments tournants.

- **Capteur de courant :**

La mesure de courant sans contact est également une application des capteurs magnétiques. Le principe est simple, un courant circulant dans un conducteur produit un champ magnétique orthoradial, le champ d'Oersted, qui peut être détecté sans contact ce qui permet d'assurer une isolation entre la mesure et le circuit. Ce principe est aussi utilisé dans des compteurs électriques ou dans des systèmes industriels nécessitant une isolation galvanique. Par exemple, la mesure de la consommation électrique des domiciles est réalisée par des capteurs de courant sans contacts. Dans ce cas, les courants à mesurer sont forts et la linéarité est très importante. C'est pour cette raison que l'on utilise des capteurs à effet Hall relativement optimisés.

- **Capteur magnétorésistif :**

Les capteurs magnétorésistifs sont des capteurs de champ : ils mesurent directement la valeur du champ magnétique selon un ou plusieurs axes. Ce type de capteurs peut se décomposer en deux sous parties, les capteurs type AMR (Anisotropic Magnetoresistance) et les capteurs type GMR (Giant Magnetoresistance).

- **Les capteurs à magnétorésistance anisotrope (AMR) :**

Ce type de capteurs est le plus souvent utilisé, surtout dans les applications telles que les téléphones, les PCs ou bien les détections d'ouverture/fermeture de porte.

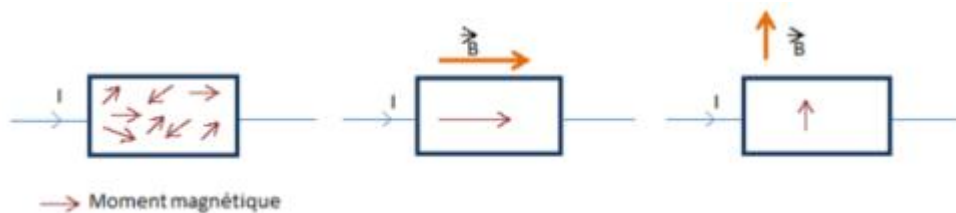


Schéma représentant la variation des moments magnétiques en fonction de l'orientation du champ appliqué

Le principe d'un capteur AMR se base sur la variation de résistance électrique d'un matériau ferromagnétique en fonction de la direction du champ magnétique lui étant appliqué, comme schématisé sur le schéma ci-dessus. En ce qui concerne leur sensibilité, elle ne dépend pas de leur taille et est de l'ordre de 1 mV/Gauss. De plus leur plage d'utilisation est limitée à +/- 25 Gauss. De plus, la variation de résistance (aussi appelée l'amplitude de magnétorésistance) en sortie est relativement faible, de l'ordre de 3%. Il faudra donc que ces matériaux soient traversés par un courant suffisamment important pour pouvoir obtenir un signal exploitable en sortie.

- **Les capteurs à magnétorésistance géante (GMR) :**

Les capteurs à magnétorésistance géante sont issus de l'électronique de spin. Une de leurs principales applications est de remplacer les bobines inductives car ils peuvent être miniaturisés à des tailles de quelques dizaines de microns. De ce fait, il est possible d'intégrer ces GMR dans les systèmes CMOS contenant une électronique de traitement de signal. En revanche, à très hautes fréquences, les bobines inductives restent les plus performantes car elles ont une sensibilité proportionnelle à la dérivée du flux qui croît avec la fréquence. L'effet GMR consiste à empiler des couches ferromagnétiques et non magnétiques de quelques nanomètres d'épaisseur. Ceci lui permet de posséder des performances des plus remarquables. En effet, lorsqu'on applique un champ magnétique, leur résistance électrique diminue de l'ordre de 10% à 20%.

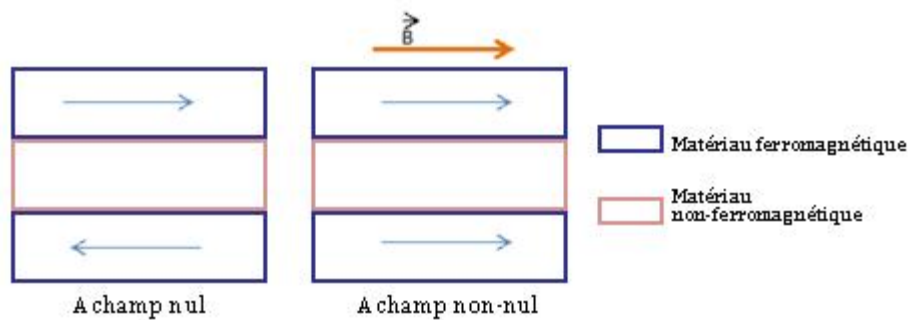


Schéma représentant l'aimantation à l'intérieur d'un empilement de couches ferromagnétiques et non-magnétiques en fonction du champ

- **Capteur magnétosonique :**

Le capteur magnétosonique constitue un capteur de déplacement linéaire absolu sans contacts mécaniques qui est basé sur le principe de la magnétostriction. Ce type de capteur nécessite la création et la réception d'une onde élastique. Pour cela, deux effets sont mis en jeu :

- Génération de l'onde élastique : l'effet Wiedemann qui consiste en la torsion d'un cylindre ferromagnétique lorsqu'il est soumis simultanément à un champ magnétique longitudinal et à un champ circulaire transversal.
- Réception de l'onde élastique : l'effet Villari, une contrainte mécanique produit dans un corps ferromagnétique une variation de l'aimantation et de perméabilité.

Ce capteur est constitué de différents éléments :

- un tube creux en alliage ferromagnétique autour duquel coulisse un aimant toroïdal lié au mobile dont la position est l'objet de la mesure ;
- un fil conducteur placé dans l'axe du tube et relié à un générateur d'impulsions électriques ;
- un récepteur comportant une inductance dont le noyau est couplé mécaniquement au tube.

Une impulsion électrique est appliquée au conducteur intérieur : elle se propage dans le tube à la vitesse de la lumière et le champ magnétique associé a ses lignes de forces circulaires, centrées sur l'axe. Au passage de cette onde au niveau de l'aimant, la combinaison de leurs deux champs magnétiques (celui de l'aimant et celui de l'onde) provoque l'effet Wiedemann. L'onde continue donc de se propager et en arrivant sur le noyau du récepteur provoque l'effet Villari. De ce fait, on a pratiquement :

$$t_p = \frac{\ell}{V}$$

avec :

- t_p , l'intervalle de temps séparant l'émission de la réception de l'onde élastique
- ℓ , la distance entre le récepteur et l'aimant lié au mobile
- V , la vitesse de propagation de l'onde ($V \ll c$)

Ce temps peut par exemple être compté par un compteur d'impulsion.

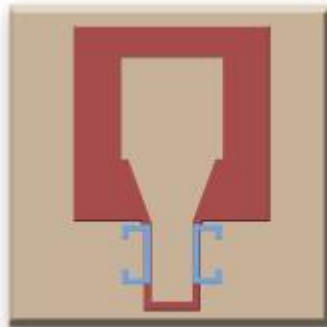
A.4.2 Capteurs de flux

A.4.2.1 Les SQUIDs :

Ces types de capteurs sont des dispositifs supraconducteurs basés sur l'effet Josephson. Les SQUIDs sont composés d'un anneau supraconducteur dans lequel on a inséré un ou deux petites tranches isolantes. Avec une structure de ce type ainsi qu'une quantification du flux dans l'anneau rendent ultra-sensible à tout champ magnétique ce type de capteur. Les SQUIDs sont les capteurs les plus performants pour mesurer les champs magnétiques, y compris de très faibles. Par exemple, l'activité d'un cerveau humain en temps réel peut être mesurée par ce type de capteur. On peut donc réaliser de très fines études magnétoencéphalographiques. Ces capteurs ne sont pas utilisés qu'en médecine, ils sont aussi utilisés dans d'autres disciplines où la présence de magnétomètres très performants sont indispensables : physique, archéologie, géologie.

A.4.2.2 Capteurs de champ ultrasensibles :

Ces capteurs sont communément appelés capteurs mixtes, permettant d'atteindre un niveau de sensibilité de l'ordre du fT/Hz , comparable aux meilleurs capteurs magnétiques existants, les SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Device). Ce sont des capteurs basés sur l'association d'une boucle superconductrice, agissant comme un transformateur flux-champ, et de capteurs GRMs qui permettent de mesurer un champ local amplifié. La figure ci-dessous montre une vue de ce type de capteur avec deux GRMs montées en demi-pont. Dans la boucle superconductrice (en rouge sur la figure), un champ faible sur une large surface se transforme en un champ intense sur une toute petite surface. À haute température critique, des gains de l'ordre de 1000 peuvent être obtenus dans ce cas-ci. En revanche, à faible fréquence, un bruit de résistance réduit la sensibilité. Une des principales applications de ces capteurs est la magnéto-encephalographie (MEG) permettant de remonter à l'imagerie des courants neuronaux circulant dans le cerveau à travers le champ rayonné par ces courants.



Représentation schématique d'un capteur de champs ultrasensibles

A.4.2.3 Fluxgates :

Les fluxgates sont des magnétomètres constitués d'un cœur magnétique doux entouré d'une bobine excitatrice, qui permet ainsi de décrire un cycle d'hystérésis. Ce cycle peut être déplacé et ainsi détecté par la présence d'un champ magnétique. En se référant à la loi de Faraday, un flux changeant produit une tension proportionnelle à ce flux. Par conséquent, un fluxgate peut être assimilé à un transducteur qui convertit un champ magnétique en une tension électrique. La grande plage de mesures de ces capteurs (0.1 nT à 1 mT, pour des champs constants ou variant à des fréquences allant jusqu'à plusieurs kHz) permet de rendre cet instrument très polyvalent. Ceux-ci sont particulièrement appréciés dans le domaine de la géologie pour la mesure des champs

géomagnétiques, militaire pour la détection des mines antipersonnel et enfin dans le domaine spatial pour contrôler le positionnement d'un satellite.

A.5 Electrotechnique

A.5.1 Les transformateurs

Il s'agit d'un composant électronique qui permet de convertir des hautes tensions alternatives en basses tensions alternatives et inversement. Les fréquences sont conservées lors de la transformation.

A.5.1.1 Les transformateurs isolés galvaniquement

Les circuits primaires et secondaires sont isolés galvaniquement. Cela signifie que les deux circuits possèdent deux masses distinctes ou encore qu'il n'y ait pas de contact physique entre les deux circuits. On y retrouve les transformateurs de puissance et les transformateurs d'isolement.

- **Avec circuit magnétique (ou dit à noyau ferromagnétique) :**

Le transformateur est constitué des organes suivants:

- Un solénoïde qui forme ce qu'on appelle le circuit primaire composé de N_1 spires
- Un autre solénoïde qui forme ce qu'on appelle le circuit secondaire composé de N_2 spires
- Un circuit magnétique fait d'un matériau ferromagnétique doux

Principe de fonctionnement :

Une tension U_1 est appliquée aux bornes du solénoïde qui compose le circuit primaire. Lors du passage du courant dans les spires, des boucles de champ magnétique sont créées perpendiculairement aux spires (par application de la loi de Biot et Savart ou du théorème d'Ampère).

Ce champ magnétique est guidé vers le solénoïde du circuit secondaire par l'intermédiaire du circuit magnétique. Ce type de circuit est fait d'un matériau ferromagnétique : quand un champ est appliqué sur ce type de matériau, celui-ci s'aimante dans le sens du champ magnétique appliqué pour minimiser son énergie de Zeeman. En d'autres termes, les différents moments magnétiques qui composent le matériau s'orientent dans le sens du champ. De ce fait, le champ magnétique généré au primaire suit le circuit magnétique car énergétiquement, c'est plus favorable.

Le champ magnétique créé au primaire arrive au secondaire. Un phénomène d'induction magnétique s'ensuit. La loi de Lenz-Faraday indique que lorsqu'un solénoïde est traversé par un flux magnétique variable au cours du temps, une force électromotrice apparaît aux bornes du solénoïde pour générer un flux magnétique variable au cours du temps qui va s'opposer au premier flux. De ce fait, il faut utiliser des tensions alternatives et donc une force électromotrice U_2 apparaît aux bornes du solénoïde.

La force électromotrice vaut :

$$e = \frac{d_n}{dt} = - \frac{\vec{B} \cdot d\vec{S}}{dt}$$

Comme on utilise des champs magnétiques variables, pour le circuit magnétique, il faut utiliser un matériau ferromagnétique doux. En effet, il faut que l'aimantation suive le champ et comme le champ varie souvent, l'aimantation a besoin de se retourner souvent. Il faut donc avoir des champs coercitifs les plus faibles possibles et une susceptibilité magnétique forte pour retourner l'aimantation facilement.

Le rapport de transformation vaut : $m = \frac{U_2}{U_1} = \frac{N_1}{N_2}$.

En changeant le nombre de spires N1 et N2, on peut transformer les tensions.

- **Sans circuit magnétique (ou dit à noyau d'air) :**

Ses organes et son principe de fonctionnement sont identiques à un transformateur avec circuit magnétique sauf qu'il n'en possède pas. Le solénoïde du secondaire, de diamètre plus petit se trouve à l'intérieur du solénoïde primaire de diamètre plus grand. Le flux magnétique généré par le primaire traverse directement le solénoïde secondaire.

Exemple célèbre de transformateur à noyau d'air : le transformateur de Tesla (ou plus communément appelée bobine Tesla).

A.5.1.2 Les transformateurs non isolés galvaniquement

Ce type de transformateur est constitué d'un seul solénoïde. Une déviation est installée sur une des spires qui compose le solénoïde. Cette déviation peut être fixe (autotransformateur) ou mobile (autotransformateur variable ou alternostat) appelée balais (généralement en carbone).

On applique une tension U1 aux bornes du solénoïde. Des boucles de champ magnétique sont donc créées perpendiculairement aux spires. Un phénomène d'auto-induction, d'après la loi de Lenz-Faraday apparaît : une force électromotrice est créée pour s'opposer à la variation de flux magnétique traversant le solénoïde. On récupère cette tension transformée U2 au niveau de la déviation.

Ce type de transformateur présente l'avantage d'être moins cher à produire et moins volumineux et possède un meilleur rendement mais il possède le défaut de ne pas être isolé galvaniquement donc les accidents d'électrocutions sont plus probables.

A.5.2 Les relais électromécaniques

Il s'agit d'un composant électronique commandé par des faibles puissances (basses tensions et faibles courants) qui permet de jouer le rôle de commutateur sur des circuits électroniques à haute puissance (hautes tensions et forts courants).

Parties qui composent le relais :

- Un solénoïde alimenté en tension continue ou alternative
- Une armature mobile faite à partir d'un matériau ferromagnétique
- Plusieurs contacts métalliques mobiles

Principe de fonctionnement :

Une tension (alternative ou continue, ça dépend du mode de fonctionnement) est appliquée aux bornes du solénoïde. Un courant traverse alors les spires de la bobine. Il se produit alors un phénomène d'induction magnétique : des boucles de champ magnétique sont créées perpendiculairement aux spires (application de la loi de Biot et Savart ou du théorème d'Ampère pour un solénoïde).

Une armature ferromagnétique mobile est placée à l'extrémité du solénoïde. Quand on applique un champ magnétique sur un matériau ferromagnétique, celui-ci s'aimante dans le même sens que le champ magnétique appliqué pour minimiser son énergie de Zeeman. De ce fait, le matériau ferromagnétique aura tendance à se rapprocher du champ magnétique le plus intense (qui se trouve au centre de la bobine) car énergétiquement c'est plus favorable. L'armature va donc « coller » le solénoïde.

En « collant » le solénoïde, l'armature bascule en poussant un contact métallique mobile qui permet de jouer le rôle d'interrupteur.

Il existe un autre type de relais : le relais statique (opto-coupleur). Celui-ci fonctionne sur l'interaction entre une LED et une photodiode ou un phototransistor. Celui-ci présente comme avantage de n'avoir aucune partie mécanique. Ainsi on évite les problèmes d'usure mécanique et permet d'augmenter la fréquence de commutation. Cependant il présente un inconvénient important : il ne supporte pas les tensions trop hautes ou courants trop fort

A.5.3 Les machines électriques

A.5.3.1 Historique

L'électromagnétisme a été découvert en 1821 par le chimiste danois Ørsted. Le physicien anglais Michael Faraday a construit deux machines tournantes utilisant les phénomènes liés à l'électromagnétisme.

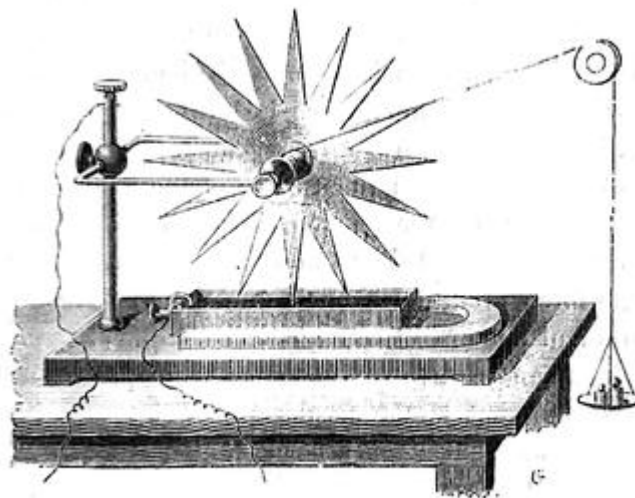


Fig. 57. — Roue de Barlow.

Roue de Barlow

En 1822, Peter Barlow construit ce que l'on peut considérer comme étant le premier moteur électrique de l'histoire : la « roue de Barlow » qui est une plaque métallique en forme d'étoile et dont les pointes plongent dans un bac rempli de mercure qui permet la conduction électrique. Cependant, elle ne produit qu'une faible force juste suffisante pour faire tourner la roue, ce qui ne permet pas d'application pratique.

En 1869, l'inventeur belge Zénobe Gramme améliore les premières versions archaïques d'alternateurs et rend possible la fabrication des génératrices à courant continu. En 1871, il présente la première génératrice industrielle de courant continu à l'Académie des sciences de Paris, la machine de Gramme.

Le premier brevet n° 391968 du moteur électrique à courant alternatif actuel, est déposé par le physicien d'origine serbe Nikola Tesla en **1887**.

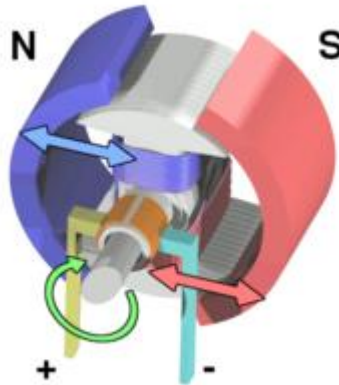
A.5.3.2 Moteurs électriques

Le moteur électrique est un dispositif électromécanique utilisant l'électromagnétisme pour permettre de convertir l'énergie électrique en énergie mécanique. Ce processus est réversible et permet également de produire une énergie électrique à partir d'une énergie mécanique. L'énergie produite est proportionnelle au couple et au déplacement angulaire du moteur.

A.5.3.2.1 Moteurs à courant continu :

Le principal avantage des moteurs à courant continu vient de leur adaptation simple aux différents moyens permettant de contrôler leur vitesse, leur couple et leur sens de rotation : les variateurs de vitesse. Mais aussi, de leur raccordement direct à une source d'électricité : batteries d'accumulateurs, piles, super condensateurs, etc.

Le point faible des moteurs à courant continu vient de l'ensemble balais/collecteur rotatif qui est difficile à réaliser, réduit le rendement du moteur et sa durée de vie. De plus, la vitesse de rotation des moteurs à rotor bobiné est limitée. En effet, à haute vitesse la force centrifuge peut rompre les liens assurant la cohésion des ensembles de spires.



Moteur à courant continu

Ces inconvénients ont en partie été résolus par la réalisation de moteurs sans fer au rotor, telle que les moteurs « disques » ou « cloches », qui cependant utilisent toujours des balais. Ces inconvénients ont été totalement supprimés grâce à la technologie des moteurs sans balais.

A.5.3.2.2 Moteurs à courant alternatif :

Pour les applications de faible et moyenne puissance (jusqu'à quelques kilowatts), le réseau monophasé standard est suffisant. Pour les applications de plus de quelques kW, les moteurs à courant alternatif sont en général alimentés par une source de courants triphasé (phases décalées de 120°) utilisé par les fournisseurs d'électricité.

Il existe trois types de moteurs triphasé :

- Les moteurs universels ;
- Les moteurs synchrones ;
- Les moteurs asynchrones.

Les moteurs universels :

Il peuvent être alimentés en courant continu ou en courant alternatif.

Les moteurs universels ont un rendement et un coût de fabrication faible. Leur vitesse de rotation est importante, mais leur couple est faible. Quand ils sont utilisés dans des dispositifs nécessitant un couple important, ils sont souvent associés à un réducteur mécanique.

On règle aisément leur vitesse de rotation avec des systèmes électroniques peu coûteux.

Les moteurs synchrones :

Le moteur synchrone est en général utilisé comme génératrice ou « alternateur ». Ce moteur est souvent triphasé.

Sa vitesse de rotation est proportionnelle à la fréquence des courants qui la traversent. Ce type de moteur peut être utilisé pour remonter le facteur de puissance d'une installation.

Les moteurs synchrones peuvent également être associés à des onduleurs de courants, cela permet de contrôler le couple moteur avec un faible courant.

Les moteurs asynchrones :

Contrairement au moteur synchrone, la vitesse de rotation du moteur asynchrone n'est pas obligatoirement synchronisée avec la fréquence des courants qui le traversent.

Il a longtemps été concurrencé par le moteur synchrone dans les applications de forte puissance, jusqu'à l'apparition de l'électronique de puissance. On la retrouve aujourd'hui dans de nombreuses applications telle que le transport (métro, trains, propulsion des navires), l'industrie (machines-outils), l'électroménager, etc. Il était au début uniquement utilisé en tant que moteur mais, grâce à l'électronique de puissance, il est de plus en plus utilisé en générateur. (Dans les éoliennes par exemple).

Pour les applications de forte puissance, supérieure à 6 kW, les moteurs asynchrones sont toujours alimentés par des sources de courants triphasés.

Moteur pas à pas :

La particularité des moteurs pas à pas est de pouvoir contrôler le mouvement angulaire et la position de l'axe du moteur.

Les moteurs pas à pas simples ont un nombre limité de positions. Il existe également des moteurs pas à pas à commande proportionnelle (alimentation variable des bobines) qui peuvent être extrêmement précis.

Ces moteurs sont commandés par une électronique numérique et constituent une des formes les plus souples des systèmes de positionnement.

A.5.3.3 Génératrices

Un **générateur électrique** est une machine permettant de produire de l'énergie électrique à partir d'une autre forme d'énergie.

Il existe trois principaux types de génératrice utilisant les phénomènes du magnétisme pour convertir de l'énergie :

- La **machine dynamoélectrique**
- L'**alternateur**
- La **génératrice asynchrone**

A.5.3.3.1 La machine dynamoélectrique :

La dynamo est une machine tournante qui génère un courant continu. Cette machine est réversible et peut fonctionner aussi bien en génératrice qu'en moteur. Ce qui implique que, lors de son arrêt, la dynamo doit être déconnectée de sa charge si celle-ci peut lui fournir un courant en retour.

Cette propriété a été utilisée dans les petites automobiles des années 1970 : un système de relais connecte l'accumulateur pour fournir un courant à la *dynastar* afin de démarrer le moteur à combustion interne. Ensuite, la *dynastar* passe automatiquement en dynamo lorsque le moteur à combustion atteint un certain régime.

A.5.3.3.2 L'alternateur :

Un alternateur est une machine tournante qui convertit l'énergie mécanique fournie au rotor en énergie électrique à courant alternatif. L'alternateur produit une tension alternative de fréquence proportionnelle à la vitesse de rotation du rotor. Ces générateurs sont moins chers et ont un meilleur rendement que les dynamos (rendement proche de 95 % contre 85 % pour les dynamos).

Les applications des alternateurs sont très vastes. Ils sont utilisés pour la production d'électricité industrielle (centrales nucléaires, centrales hydrauliques, éoliennes...), également pour des applications domestiques (groupe électrogène), mais aussi dans des systèmes embarqués (camions, voitures, vélo...).

A.5.3.3.3 La génératrice asynchrone :

Les machines asynchrones en régime de fonctionnement hypersynchrone (fréquence de rotation supérieure à la fréquence de synchronisation) fournissent également de l'énergie au réseau alternatif auquel elles sont connectées.

Leur désavantage est de ne pas pouvoir réguler la tension contrairement aux machines synchrones qui peuvent assurer la stabilité des réseaux électriques. Toutefois, elles sont de plus en plus utilisées en génératrices pour des applications de faibles et moyennes puissances telles que les éoliennes et les micro-barrages grâce au progrès récent de l'électronique de puissance. Une des applications est la machine asynchrone à double alimentation.