

Electromagnétisme Chap.8 – Milieux ferromagnétiques

1. Description du champ créé et des actions subies par un aimant

- 1.1. Carte du champ magnétique créé par un aimant
- 1.2. Actions subies par un aimant dans un champ magnétique extérieur

2. Propriétés des milieux ferromagnétiques

- 2.1. Aimantation d'un milieu magnétique
- 2.2. Equation de M.A. dans les milieux magnétiques
- 2.3. Différents types de milieux magnétiques
- 2.4. Courbe d'aimantation – Cycle d'hystérésis d'un ferromagnétique
- 2.5. Ferromagnétiques doux – Perméabilité relative
- 2.6. (*Culturel*) Explication du ferromagnétisme : domaines de Weiss

3. Exemples d'utilisation des ferromagnétiques

- 3.1. Etude de l'électroaimant
- 3.2. Bobine à noyau de fer – Amplification de l'inductance
- 3.3. Pertes énergétiques dans une bobine à noyau
- 3.4. (*Culturel*) Autres applications

Intro : Les milieux ferromagnétiques sont abondamment utilisés dans l'industrie : machines électriques, transformateurs, mais aussi en microélectronique de spin (disques durs). On aborde ici la notion d'*aimantation* d'un milieu magnétique, nouvelle source du champ magnétique, qui nécessite d'ajouter un terme dans l'*équation de Maxwell-Ampère*. On définit alors l'*excitation magnétique*, directement liée au courant électrique libre, quantité maîtrisable par l'expérimentateur. Les ferromagnétiques sont des milieux non-linéaires et la courbe reliant le champ magnétique à l'excitation magnétique présente *un cycle d'hystérésis*. Pour la plupart des applications que l'on étudiera, où l'on souhaite minimiser les pertes énergétiques associées au phénomène d'hystérésis, on préférera des ferromagnétiques à cycle étroit, quasi-linéaires : les *ferromagnétiques doux*.

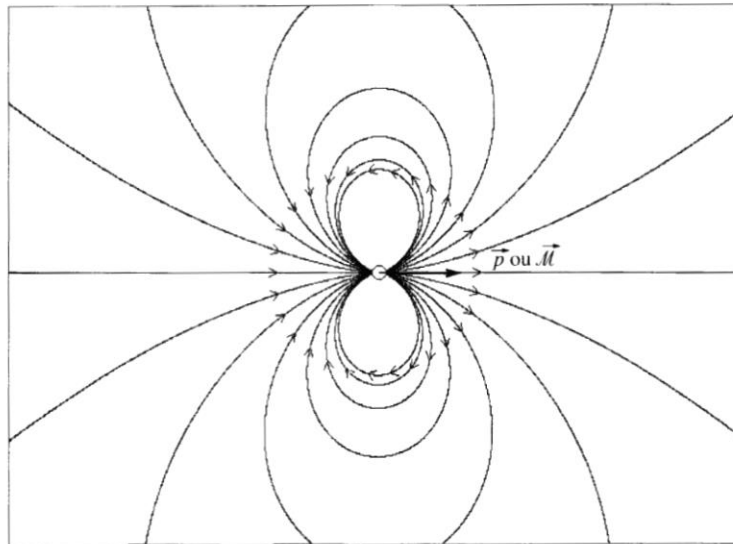
1. Description du champ créé et des actions subies par un aimant

1.1. Carte du champ magnétique créé par un aimant

Un aimant est assimilable à un *dipôle magnétique*, caractérisé par son *moment magnétique* $\vec{\mathcal{M}}$. Un moment magnétique crée un champ magnétique, dont on peut donner une expression approchée en tout point suffisamment éloigné de l'aimant. Pour un point repéré par les coordonnées sphériques (r, θ, φ) , l'axe \vec{u}_z étant choisi selon $\vec{\mathcal{M}}$, l'expression ci-dessous n'est valable que pour $r \ll$ « assez grand » (grand devant la taille de l'aimant par exemple) :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \begin{bmatrix} 2\mathcal{M} \cos \theta \\ \mathcal{M} \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix}$$

Cette expression est admise et ne doit pas être mémorisée. Le programme stipule que l'on doit être capable de dessiner la carte de champ à partir de cette formule, celle-ci étant donnée. On notera que le champ décroît rapidement avec la distance (cf. puissance 3).



- A partir de la formule, retrouver qualitativement comment dessiner la carte de champ ci-dessus
- En supposant que cette formule est valable, donner un ordre de grandeur du champ magnétique terrestre au niveau de la France ($\mathcal{M} = 10^{23} \text{ Am}^2$, $r = 6400 \text{ km}$ et $\theta = 42^\circ$, l'angle complémentaire de la latitude). On notera que le signe de θ (donc le sens de $\vec{\mathcal{M}}_{\text{Terre}}$) n'intervient pas dans le calcul de la norme du champ magnétique.

1.2. Actions subies par un aimant dans un champ magnétique extérieur

On considère ici un dipôle magnétique (aimant par exemple) soumis à un champ magnétique \vec{B}_{ext} créé par un dispositif extérieur non précisé. On ne confondra pas le champ magnétique extérieur avec celui créé par le dipôle, ce dernier n'intervenant pas ici.

Dans un champ magnétostatique extérieur \vec{B}_{ext} quelconque :

- Le couple exercé sur le dipôle **tend à aligner le dipôle dans la même direction et le même sens** que \vec{B}_{ext} :

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}_{\text{ext}}$$

- L'énergie potentielle $E_{p_{\text{mag}}}$ du dipôle soumis au champ extérieur s'écrit :

$$E_{p_{\text{mag}}} = -\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B}_{\text{ext}}$$

- Si \vec{B}_{ext} est non-uniforme, le dipôle est aussi soumis à une force :

$$\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}(E_{p_{\text{mag}}}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B}_{\text{ext}})$$

En assimilant un aimant à un moment magnétique, répondre aux questions suivantes :

- L'aiguille d'une boussole est assimilée à un petit aimant, dont le moment magnétique est dirigé de son pôle Sud vers son pôle Nord selon l'axe de l'aiguille. Le pôle Nord de l'aiguille d'une boussole pointe vers le Nord géographique. Où se situe le pôle Nord magnétique de la Terre ? Dans quel sens est orienté le dipôle magnétique de la Terre ?
- Soient deux aimants posés sur une table et suffisamment proches pour être sous influence magnétique réciproque. L'un est tenu avec la main, l'autre est libre de se déplacer. Dans l'état initial, les deux moments magnétiques sont disposés parallèlement l'un à l'autre, côte à côte, les pôles nord du même côté. Expliquer qualitativement ce que l'on observe.
- Chaque aimant est tenu dans une main. Qu'observe-t-on en rapprochant les deux pôles nord ?

Un aimant placé dans un champ \vec{B}_{ext} non-uniforme tourne pour se placer colinéairement au champ extérieur, puis se déplace vers les zones de fort champ.

2. Propriétés des milieux ferromagnétiques

2.1. Aimantation d'un milieu magnétique

Sous l'effet d'un champ magnétique, certains corps peuvent acquérir et conserver une aimantation importante, dite induite ; ils restent sources de champ magnétique même en l'absence de courant électrique : ils sont appelés ferromagnétiques. Exemples : fer, Ni, Co et certains de leurs oxydes.

En 1821, Ampère suggère que les champs magnétiques créés par des milieux matériels avaient pour origine des petites boucles de courant élémentaires, à l'échelle microscopiques, assimilables à des dipôles magnétiques. Il existe en effet à l'échelle atomique des moments magnétiques dus d'une part au mouvement des électrons (moments magnétiques orbitaux) et d'autre part au *spin* de ceux-ci (moments magnétiques de spin). Ce sont principalement ces derniers qui sont à l'origine du ferromagnétisme. On notera que l'existence d'aimant permanent ne peut donc être comprise sans la physique quantique (notion de spin est purement quantique).

L'aimantation d'un corps est caractérisée par un champ vectoriel nommé *aimantation* \vec{M} (Unité : A.m⁻¹)

Définition de l'aimantation

Soit $d\vec{M}$ le moment magnétique d'un petit volume $d\tau$ de matière :

$$d\vec{M} \stackrel{\text{def}}{=} \vec{M} d\tau$$

L'aimantation \vec{M} est donc la densité volumique de moment magnétique.

2.2. Equation de M.A. dans les milieux magnétiques

La modélisation proposée par Ampère stipule l'existence de courants internes à la matière, à l'origine des moments magnétiques microscopiques, dont l'aimantation est la densité à l'échelle mésoscopique. C'est une idée naturelle dans le cadre du modèle planétaire de l'atome, les électrons en orbite autour du noyau apparaissant comme des *courants liés* à l'atome. Ce terme est choisi par opposition aux *courants libres*, créés par le déplacement des porteurs de charge libres.

Dans le cadre de ce modèle, il faut donc ajouter un terme $\vec{j}_{lié}$ à l'équation de Maxwell-Ampère. C'est naturellement *la seule équation de Maxwell à devoir être modifiée*. En se référant à la définition du moment magnétique d'une spire de courant et grâce au Théorème de Stokes, on peut montrer (démonstration hors programme) que ces courants liés peuvent s'exprimer en fonction de l'aimantation par l'expression :

$$\vec{j}_{lié} = \text{rot}(\vec{M})$$

Ces courants liés ne sont pas maîtrisables par l'expérimentateur. Les courants libres le sont (cf. électrocinétique). Ainsi il est intéressant de reformuler l'équation de M.A. en ne laissant comme terme source à droite de l'égalité que le terme des courants libres.

- Montrer qu'il est alors possible de définir un nouveau champ, que l'on nommera *excitation magnétique*, qui ne dépend que des courants libres.
- En déduire la version du Théorème d'Ampère valable dans les milieux magnétiques

Définition de l'excitation magnétique \vec{H}

$$\vec{H} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

\vec{H} et \vec{M} sont homogènes et s'expriment en $A \cdot m^{-1}$

Maxwell-Ampère (AROS) dans un milieu magnétique (locale et intégrale)

$$\begin{aligned} \text{rot}(\vec{H}) &= \vec{j}_{\text{libre}} \\ \oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} &= I_{\text{libre enlacés}} \end{aligned}$$

Remarques :

- dans cette version de M.A. et du Théorème d'Ampère, la constante μ_0 n'apparaît pas
- un autre vocabulaire peut être utilisé dans les milieux magnétiques : \vec{B} et \vec{H} sont alors respectivement nommés champ d'induction et champ magnétique... Ce vocabulaire ne sera pas utilisé par la suite

Les courants libres sont la source de l'excitation magnétique \vec{H}

Les courants libres et l'aimantation sont les deux sources du champ magnétique \vec{B}

L'expérimentateur maîtrise en général les courants libres, donc le champ \vec{H} . C'est pourquoi ce champ est utilisé pour *exciter* le matériau magnétique. C'est cette excitation qui fixe l'aimantation du matériau, donc le champ magnétique à l'intérieur du matériau. L'aimantation \vec{M} (ou le champ magnétique \vec{B}) est donc la réponse à l'excitation.

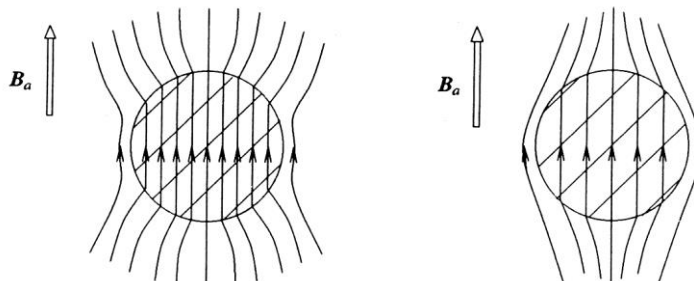
*Un matériau magnétique est **entièrement caractérisé** par la relation sortie=f(entrée) :*

$$\begin{aligned} \vec{M} &= f(\vec{H}) \\ \text{ou} \\ \vec{B} &= f(\vec{H}) \end{aligned}$$

2.3. Différents types de milieux magnétiques

Pour la plupart des substances cristallines, l'aimantation est *faible*. On distingue :

- les corps paramagnétiques : \vec{M} et \vec{H} sont de mêmes sens, donc la réponse du matériau s'ajoute à l'excitation pour donner un champ magnétique supérieur à celui qui aurait été créé par les courants libres seuls (Al, Ca, O₂, etc.). Sur la figure de gauche ci-dessous, le resserrement des lignes de champ magnétiques montre bien que le champ est plus grand dans le matériau que dans l'air extérieur
- les corps diamagnétiques : \vec{M} et \vec{H} sont de sens opposés, donc la réponse du matériau modère l'excitation pour donner un champ magnétique inférieur à celui qui aurait été créé par les courants libres seuls (Cu, Pb, Ag, eau, etc.). Sur la figure de droite ci-dessous, l'évasement des lignes de champ magnétiques montre bien que le champ est plus faible dans le matériau que dans l'air extérieur



Un certain nombre de matériaux présentent au contraire une forte aimantation. Les **matériaux ferromagnétiques** sont de ceux-là (Ex corps simples : Fe, Ni, Co) (Ex corps composés : CrO₂) (Ex alliages : AlNiCo, TiCoNiAl). Ils ont un comportement analogue aux matériaux paramagnétiques : leur **aimantation induite tend à s'aligner dans le même sens que l'excitation** pour donner un champ magnétique supérieur à celui qu'on obtiendrait dans le vide.

NB : Il existe d'autres types de milieux magnétiques : antiferromagnétiques, ferrimagnétiques, etc. Le physicien français Louis Néel a obtenu le prix Nobel de Physique pour ses études dans ce domaine (1970). Il a été à l'origine du développement de la physique à Grenoble (pour en savoir plus : <http://alumni.grenoble-inp.fr/wp-content/uploads/2011/05/Article-Louis-N%C3%A9el.pdf>)

Rq Ferrimagnétisme : pour les transformateurs haute fréquence, les pertes par courants de Foucault, proportionnelles au carré de la fréquence sont prépondérantes : on utilise alors des **ferrites** car ils sont isolants. Les ferrites sont des composés de formule MO,Fe₂O₃, où M est un métal divalent (Mg, Fe, Co...). Ce ne sont pas des ferromagnétiques mais des ferrimagnétiques : les propriétés macroscopiques sont voisines ; leurs cycles d'hystérésis sont pratiquement carrés, c'est pourquoi ils ont longtemps été utilisés comme bistables dans les mémoires d'ordinateurs.

2.4. Courbe d'aimantation – Cycle d'hystérésis d'un ferromagnétique

Les milieux ferromagnétiques sont **non-linéaires** : il n'existe pas de relation simple entre excitation et réponse. On décrit le comportement d'un ferromagnétique par sa **courbe d'aimantation** : $M = f(H)$ ou $B = f(H)$

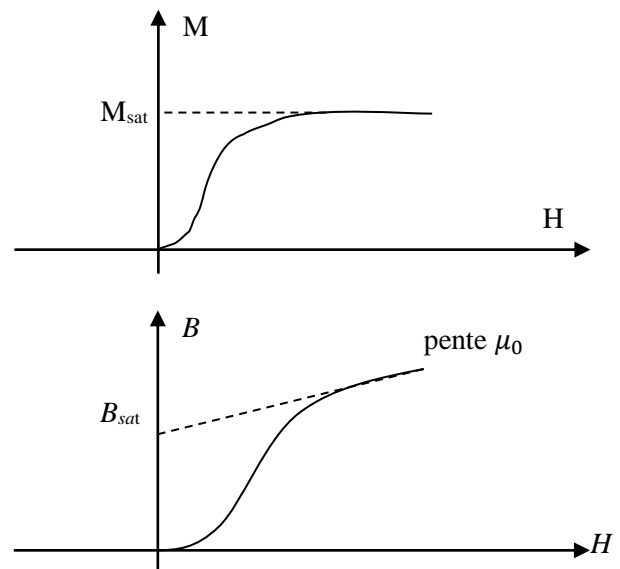
Remarque : Par la suite, les champs scalaires notés M, H, B sont les projections des champs vectoriels selon la direction de l'excitation \vec{H} . Cette dernière étant fixée par l'expérimentateur, sa direction est généralement connue.

Courbe de première aimantation

Si l'on excite un matériau ferromagnétique qui n'a jamais été aimanté, la courbe $M(H)$ obtenue est appelée courbe de première aimantation. Lorsque H croît, M tend vers une limite appelée **aimantation à saturation M_{sat}** .

De même la courbe de première aimantation donnant $B(H) = \mu_0(H+M(H))$ a l'allure suivante :

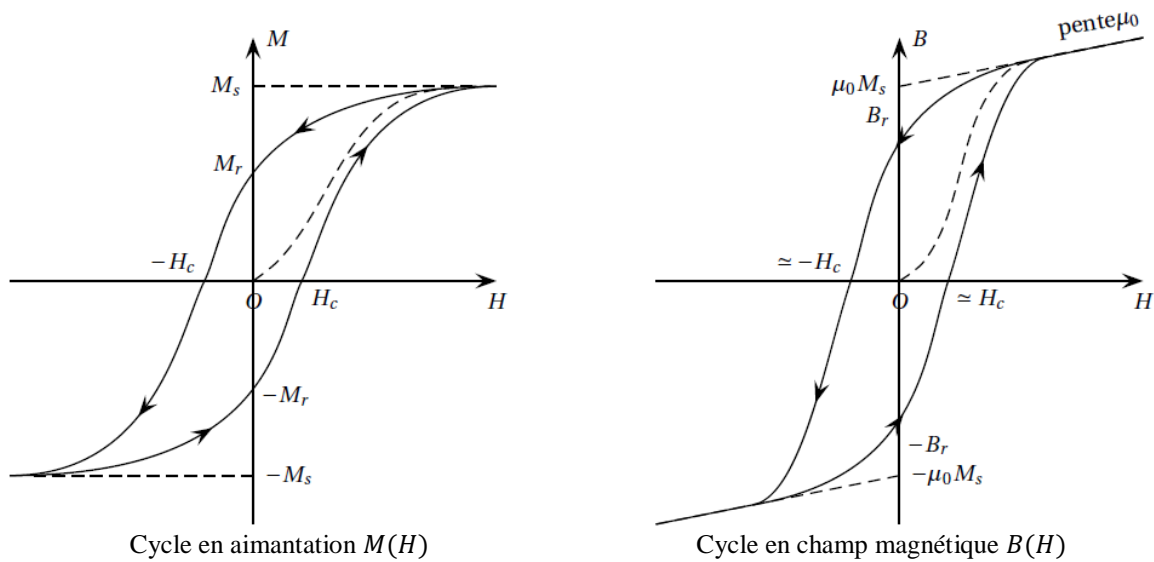
Ordre de grandeur : $B_{sat} = \mu_0 M_{sat} = 1,5$ T. Cela dépend du matériau.



Cycle d'hystérésis

Après avoir aimanté un matériau magnétique, on constate que si H diminue, M ne reprend pas les valeurs obtenues à la première aimantation : il y a **hystérésis** (cf. la similitude avec le comparateur à hystérésis en électrocinétique).

En poursuivant les variations de H , on obtient finalement un cycle symétrique appelé **cycle d'hystérésis $M(H)$** . La courbe $B(H)$ présente aussi un cycle d'hystérésis que l'on peut bien-sûr déduire de celui de $M(H)$.



Lorsque H s'annule, M garde une valeur non nulle M_r : M_r est l'aimantation rémanente. Cela explique qu'un morceau de fer soumis à une excitation magnétique (courants libres, ou aimant extérieur) reste aimanté après suppression de l'excitation (cf. certains couteaux à la cantine). Le champ B correspondant est le **champ rémanent** $B_r = \mu_0 M_r$. On a alors réalisé un **aimant permanent**.

L'aimantation M s'annule par valeurs croissantes pour une valeur de l'excitation appelée excitation coercitive H_c^M , et par valeurs décroissantes pour $-H_c^M$. On a alors $B = \mu_0 H_c^M$.
 B s'annule par valeur croissante pour $H = H_c^B$; pour la plupart des matériaux on peut confondre H_c^B et H_c^M qu'on appelle **excitation coercitive** H_c .

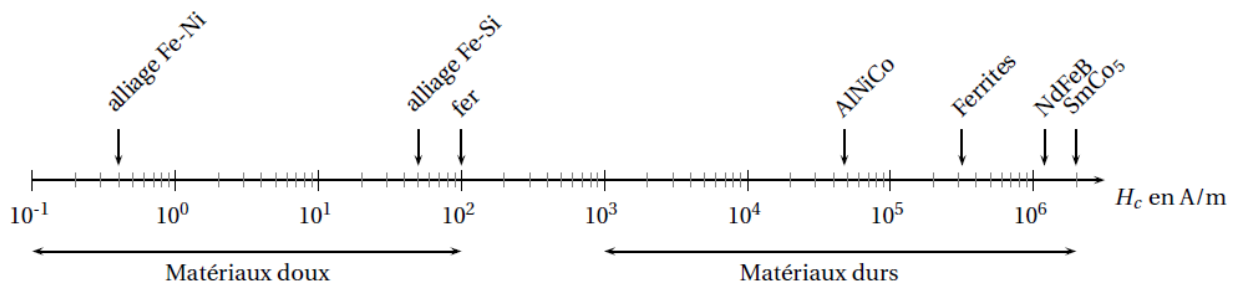
Ordres de grandeurs à $T = 300 \text{ K}$:

Matériau	B_r (T)	H_c (A.m ⁻¹)
Acier trempé	0,8	4,1
Alnico	0,7 à 1,3	48000
NdFeB	1,3	860000

➤ Imaginer un protocole permettant de désaimanter un aimant permanent

On distingue deux types de matériaux ferromagnétiques :

- les **ferromagnétiques doux** : leur cycle d'hystérésis est **étroit**, car leur H_c est faible. Ainsi leur aimantation peut être facilement modifiée par une excitation extérieure
- les **ferromagnétiques durs** : leur cycle d'hystérésis est **large** car leur H_c est grande. Ainsi leur aimantation peut difficilement être modifiée par une excitation extérieure



Applications :

- ferro doux** : conversion de puissance (transformateurs, bobine de forte inductance) car on verra que le phénomène d'hystérésis est la cause de pertes énergétiques, d'autant plus faibles que le cycle est étroit
- ferro dur** : aimants permanents car leur grande excitation coercitive les rend insensibles aux perturbations magnétiques extérieures qui pourraient les désaimanter

2.5. Ferromagnétiques doux – Perméabilité relative

Les ferromagnétiques utilisés dans l'industrie ont généralement un cycle suffisamment étroit pour être assimilé à une droite en-dehors de la zone de saturation.

Approximation linéaire des ferromagnétiques doux

Une relation de proportionnalité entre \vec{B} et \vec{H} permet de définir la **perméabilité absolue** μ du matériau :

$$\vec{B} \stackrel{\text{def}}{=} \mu \vec{H}$$

Pour la comparer à la perméabilité du vide, on définit conjointement la **perméabilité relative** μ_r par :

$$\mu_r \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mu}{\mu_0}$$

On peut interpréter μ_r comme un **facteur d'amplification du champ \vec{B}** due à la présence du ferromagnétique.

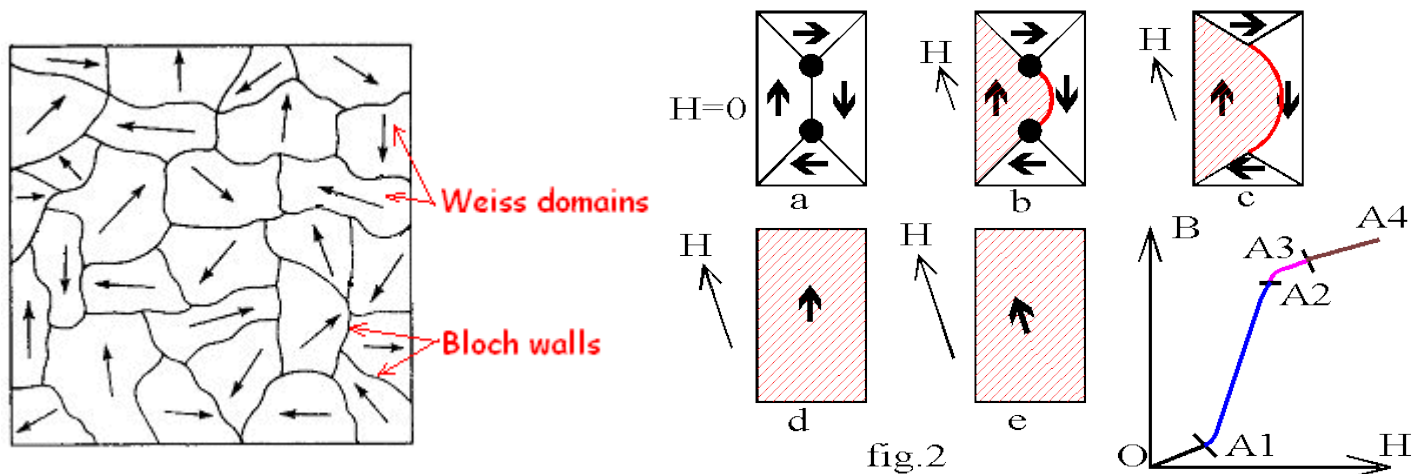
Ordres de grandeur : perméabilité relative varie de 100 à 10^6 environ.

Lorsque $\mu_r \gg 1$, il peut être considéré infini dans les calculs. Le matériau ferromagnétique est dit **parfait**.

2.6. (Culturel) Explication du ferromagnétisme : domaines de Weiss

Les milieux ferromagnétiques sont structurés magnétiquement à l'échelle mésoscopique en *domaines de Weiss* séparés par des *parois de Bloch*. Dans chaque domaine, l'aimantation est uniforme :

- si l'aimantation de chaque domaine est orientée aléatoirement, l'aimantation totale du matériau est nulle
- si les aimantations des domaines sont toutes orientées dans le même sens, l'aimantation totale du matériau est maximale



La figure de droite représente l'évolution simplifiée d'un ferromagnétique sur sa courbe de première aimantation :

- initialement, l'excitation est nulle et l'aimantation totale est aussi nulle
- H faible (jusqu'à A1) : le domaine dont l'aimantation est quasi-parallèle à l'excitation *grandit* au détriment de ses voisins. Cette évolution est réversible, les parois de Bloch s'étant peu déplacées
- H augmente (A1-A2) : le domaine de Weiss « privilégié » occupe rapidement tout l'espace par déplacement des parois de Bloch. Cette étape est irréversible, les parois « s'accrochant » aux défauts du réseau puis s'en décrochant. C'est un effet similaire aux frottements solides, générateur d'irréversibilité
- H entre A2 et A3 : l'aimantation du matériau est uniforme et s'oriente petit-à-petit dans le sens exact de l'excitation
- H au-delà de A3 : l'aimantation est à saturation et B varie linéairement avec H (cf. définition de H)

Ainsi, l'excitation magnétique tend à créer un ordre magnétique dans le ferromagnétique. On s'attend par ailleurs à ce que cette tendance soit *contrecarrée par la température*, dont l'effet est toujours d'uniformiser les grandeurs intensives d'un système physique.

On peut penser ici à l'analogie avec l'atmosphère isotherme : la pesanteur tend à attirer toutes les molécules au sol et la température (diffusion thermique associée à l'agitation thermique) tend à uniformiser leur concentration dans toute l'atmosphère. Le profil exponentiel de concentration en air est issu de ce compromis.

On peut aussi faire l'analogie avec les changements de phase liquide-vapeur d'un corps pur. Les interactions de Van der Waals entre molécules (ou atomes) du corps pur tendent à rapprocher les molécules pour former une phase condensée (liquide par exemple). L'agitation thermique, elle, tend à faire s'éparpiller les molécules dans tout l'espace disponible, pour former un gaz. A pression fixée, il existe une température seuil en-deçà de laquelle le corps pur est liquide, et au-delà de laquelle le gaz commence à se former.

Dans le cas des ferromagnétiques, c'est la structuration en domaines de Weiss qui est le reflet du compromis entre « ordre magnétique » et « désordre thermique ». Il existe une température seuil appelée *température de Curie* au-delà de laquelle le matériau est paramagnétique : ses effets magnétiques sont très faibles. En-deçà de cette température de Curie, le matériau est ferromagnétique.

La température de Curie est de 770°C pour le fer, et peut être mise en évidence par la « manip du clou ».

3. Exemples d'utilisation des ferromagnétiques

3.1. Etude de l'électroaimant

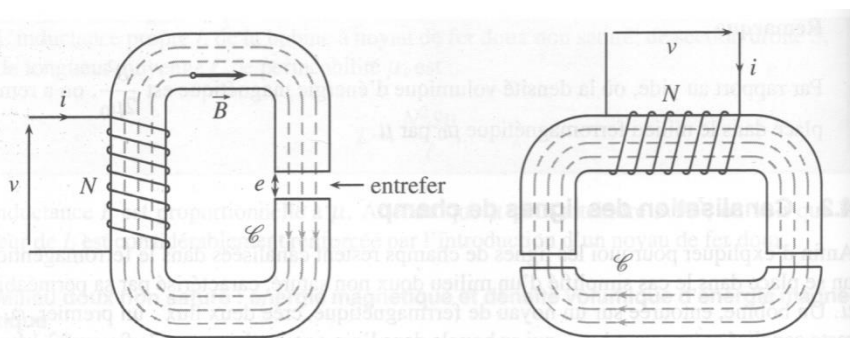


Figure 22.15 – Électroaimants : simple à gauche, de levage à droite.



Un *électroaimant* est un dispositif constitué d'un bobinage entourant un « circuit magnétique » quasi-fermé, présentant un ou plusieurs *entrefers*. L'objectif est de créer un fort champ magnétique au niveau de l'entrefer. Si une partie du circuit magnétique est mobile (sur un des côtés de l'entrefer) l'électroaimant peut alors être utilisé pour générer une force magnétique. On étudiera cette possibilité dans un chapitre ultérieur.

Lignes de champ en présence d'un matériau ferromagnétique

*Les lignes de champs magnétiques sont canalisées le long des matériaux ferromagnétiques.
Quand une ligne de champ sort d'un ferromagnétique vers l'air, elle sort orthogonalement à l'interface.*

On admet ces deux propriétés, que l'on utilisera abondamment dans les chapitres ultérieurs.

La première affirmation peut être retenue par analogie avec l'électrocinétique : le courant emprunte les zones du circuit dont la conductivité est la plus grande. Ici les lignes de champ magnétique empruntent les zones de l'espace dont la perméabilité est la plus grande.

La seconde affirmation peut se démontrer à partir des relations de passages magnétiques. Elles sont évidemment modifiées en présence d'un ferromagnétique puisque celles-ci remplacent M.A. dans le cas d'une modélisation surfacique de courant, et que M.A. est modifiée en présence d'un ferro. Les nouvelles relations de passage sont à écrire avec H et sans μ_0 . Bref, on peut démontrer que les lignes de champ subissent à l'interface entre deux milieux magnétiques linéaires une sorte de « réfraction » similaire mathématiquement aux lois de Descartes, en remplaçant l'indice par la perméabilité relative. Celles des ferros étant très grandes devant 1, on comprend que les lignes de champ sortent orthogonalement à l'interface quelle que soit leur orientation dans le ferro.

Hypothèses d'étude :

- la section du circuit ferro est de dimension petite devant le rayon moyen du circuit magnétique
 - les différents champs sont supposés uniformes en tout point d'une section du circuit magnétique
- Expliquer qualitativement pourquoi les tubes de champ dans l'entrefer sont de section identique aux tubes dans le ferro, sur le dessin du dispositif ci-dessus
- En appliquant les deux lois magnétiques issues des équations de Maxwell (sous leur forme intégrale), déterminer le champ magnétique créé dans l'entrefer. Discuter physiquement du résultat

3.2. Bobine à noyau de fer – Amplification de l'inductance

On considère un noyau ferromagnétique torique fermé, sur une partie duquel une bobine est enroulée. Le noyau est de même section que la bobine (cf. schéma principe de l'électroaimant, mais sans entrefer). Le matériau est doux et modélisé linéairement.

- Montrer que l'inductance propre de la bobine est multipliée par μ_r
- Démontrer le même résultat pour un noyau rectiligne inséré dans un solénoïde rectiligne
- En déduire l'expression de l'énergie volumique stockée dans le champ magnétique en présence de ferro

Energie magnétique volumique dans un ferromagnétique doux linéaire

$$u_m = \frac{B^2}{2\mu_0\mu_r}$$

On admet la généralité de ce résultat, établi dans un cas particulier.

3.3. Pertes énergétiques dans une bobine à noyau

Les pertes énergétiques qui ont lieu à l'intérieur d'un matériau ferromagnétique sont nommées « **pertes Fer** ». Elles apparaissent lorsque le milieu est soumis à une excitation dépendante du temps.

On distingue deux phénomènes à l'origine de ces pertes :

- les pertes par **hystérésis** (générées par le déplacement irréversible des parois de Bloch)
- les pertes par **courants de Foucault** : pertes Joule dues aux courants induits dans le ferro (conducteur !)

Les pertes par courants de Foucault ont été étudiées au chapitre précédent sur un cas simple. En régime sinusoïdal (facile à étendre aux régimes périodiques), les pertes sont proportionnelles :

- au carré de la fréquence f^2
- au carré de l'amplitude du champ magnétique B^2
- au carré de la section du conducteur S^2 (puissance 4 du rayon a^4 si section circulaire)

On a montré qu'on peut minimiser ces pertes en **feuilleter le matériau**. On peut aussi réaliser des alliages diminuant la conductivité tout en maintenant une grande perméabilité relative.

On montre à présent qu'en régime périodique, la puissance moyenne perdue par hystérésis est proportionnelle à l'aire du cycle B(H).

- Appliquer le Théorème d'Ampère sur le périmètre moyen du tore, en supposant les champs uniformes sur toute section du tore. En déduire une expression du courant i de la bobine en fonction de l'excitation magnétique
- Appliquer la loi de Faraday à la bobine, en négligeant sa résistance interne. En déduire une expression de la tension aux bornes de la bobine en fonction du champ magnétique
- Exprimer la puissance moyenne reçue par le bobinage de la part du générateur qui l'alimente
- En notant que toute cette puissance est dissipée par les pertes par hystérésis, conclure

Aux pertes fer, il faut ajouter l'effet Joule dû à la résistance des fils du bobinage. Les fils étant généralement en cuivre, on les nomme les « **pertes cuivre** ».

Pertes énergétique dans une bobine à noyau de fer

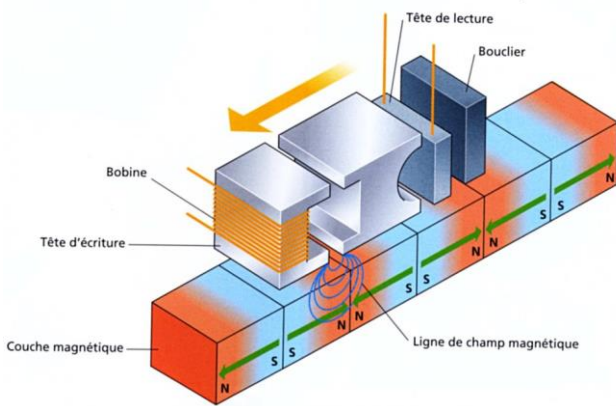
*Pertes fer : par courant de Foucault (en f^2) et par hystérésis $\langle P_{hyst} \rangle = f \times V_{noyau} \times A_{cycle}$
Pertes cuivre : effet Joule dans le bobinage*

Ordre de grandeur pertes par hystérésis : $\langle P \rangle = 1 \text{ W/kg}$ pour des tôles de 0,35 mm d'épaisseur

3.4. (Culturel) Autres applications

Un disque dur d'ordinateur est constitué de plusieurs disques d'aluminium ou de verre couverts d'une couche de matériau ferromagnétique sur les deux faces. Cette couche ferromagnétique est protégée par une fine couche de carbone.

Deux têtes de lectures permettent de lire les informations enregistrées sur les deux faces de chaque disque. Ces têtes se déplacent à une distance de l'ordre de 10 nm de la surface. Leur position est contrôlée avec une précision de l'ordre de quelques micromètres. Une tête effectue environ 50 allers-retours entre le centre et la périphérie du plateau en une seconde.



La tête d'écriture est constituée d'une bobine qui crée un champ magnétique dans la couche ferromagnétique du disque. Ce champ est supérieur au champ coercitif du matériau : il permet donc d'aimanter de façon permanente le matériau. Une aimantation dans un sens code "0", une aimantation dans l'autre sens code "1" : cette technique permet donc d'enregistrer n'importe quel message en binaire.

La tête de lecture est constituée d'un matériau ayant une caractéristique découverte en 1988 par Albert Fert (prix Nobel en 2007) : la magnétorésistance géante. La résistance de ces matériaux varie fortement lorsqu'ils sont plongés dans un champ magnétique (la résistance est sensible à l'orientation du spin des électrons). Cet effet permet de lire le sens du champ magnétique créé par le disque. Le bouclier permet d'atténuer, au voisinage de la tête de lecture, le champ magnétique créé par la zone voisine de celle qui est lue.

La « spintronique » étudie le transport du spin dans les circuits, au même titre que l'électronique étudie le transport de la charge dans les circuits (cf. les documents distribués pour info culturelle). La principale manifestation du spin des électrons étant le moment magnétique associé, on ne sera pas surpris que la spintronique utilise les propriétés des matériaux magnétiques pour interagir avec les électrons via leur spin (cf. effet de magnétorésistance géante utilisée dans les disques durs).

Manip :

- Mesure du champ magnétique créé par un aimant dispo en TP
- Transition ferro/para d'un clou en fer
- Champ créé par un électroaimant, comparé à celui créé par la bobine seule
- Amplification de l'inductance lors de l'introduction d'un noyau de fer dans une bobine (rappel TP sur détection d'un véhicule par boucle inductive)
- Dépendance de l'inductance du dispositif électroaimant avec l'épaisseur de l'entrefer

Documentations : Reflets de la Physique, dossier spintronique « Faits marquants en spintronique » et « Têtes de lecture et mémoires magnétiques »

Le bloc 6 introduit les notions d'aimantation, d'excitation magnétique, et de perméabilité magnétique. Il conduit à une réécriture de l'équation de Maxwell-Ampère, plus adaptée aux milieux magnétiques.

Notions et contenus	Capacités exigibles
<p>6. Milieux ferromagnétiques</p> <p>Aimant permanent, champ magnétique créé dans son environnement.</p> <p>Actions subies par un dipôle magnétique dans un champ magnétique extérieur.</p>	<p>À partir d'une formule fournie exprimant le champ d'un dipôle magnétique, décrire le champ créé par un aimant à grande distance et représenter qualitativement les lignes de champ magnétique.</p> <p>Utiliser les expressions fournies de l'énergie potentielle, de la résultante et du moment. Décrire qualitativement l'évolution d'un dipôle magnétique dans un champ extérieur.</p> <p>Citer l'ordre de grandeur du champ géomagnétique en France.</p>
<p>Aimantation M d'un milieu magnétique.</p>	<p>Définir le champ d'aimantation d'un milieu magnétique.</p>
<p>Courants d'aimantation.</p>	<p>Associer à une distribution d'aimantation une densité de courants liés équivalente $\mathbf{j}_{lié} = \text{rot } M$ (relation admise).</p>
<p>Relation entre B, H et M. Équation de Maxwell-Ampère écrite avec le vecteur excitation magnétique H et \mathbf{j}_{libre}.</p>	<p>Définir l'excitation magnétique H et écrire l'équation de Maxwell-Ampère dans un milieu magnétique.</p> <p>En déduire qualitativement que les sources de H sont les courants électriques libres, et que les sources de B sont les courants électriques libres et l'aimantation.</p>
<p>Milieu ferromagnétique.</p>	<p>Représenter l'allure des cycles d'hystérésis (H, M) et (H, B) d'un milieu ferromagnétique. Distinguer milieu dur et milieu doux, citer des exemples.</p> <p>Tracer le cycle d'hystérésis d'un milieu ferromagnétique.</p>
<p>Milieu ferromagnétique doux.</p>	<p>Modéliser un milieu doux par une relation constitutive linéaire. Définir la perméabilité relative et donner un ordre de grandeur.</p>
<p>Circuit magnétique avec ou sans entrefer.</p> <p>Électroaimant.</p>	<p>Décrire l'allure des lignes de champ dans un circuit magnétique sachant que les lignes de champs sortent orthogonalement à l'interface dans un entrefer.</p> <p>En appliquant le théorème d'Ampère et la conservation du flux magnétique, exprimer le champ magnétique produit dans l'entrefer d'un électroaimant.</p>
<p>Inductance propre d'une bobine à noyau de fer doux modélisé linéairement.</p>	<p>Établir l'expression de l'inductance propre de la bobine à noyau, vérifier l'expression de l'énergie magnétique $E_{mag} = \iiint \frac{1}{2\mu_0\mu_r} B^2 d\tau$.</p>
<p>Pertes d'une bobine réelle à noyau.</p>	<p>Exprimer le lien entre l'aire du cycle hystérésis et la puissance moyenne absorbée. Décrire les différents termes de perte d'une bobine à noyau : pertes fer par courants de Foucault et par hystérésis, pertes cuivre.</p>