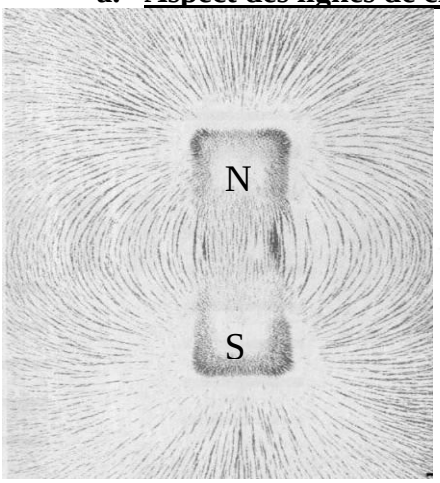
Electromagnétisme chapitre 4 : Milieux ferromagnétiques	
Notions et contenus	**Capacités exigibles**
4.6. Milieux ferromagnétiques	
Aimant permanent, champ magnétique créé dans son environnement. Actions subies par un dipôle magnétique dans un champ magnétique extérieur. Magnéton de Bohr.	Décrire, à partir d'une formule fournie exprimant le champ d'un dipôle magnétique, le champ créé par un aimant à grande distance et représenter qualitativement les lignes de champ magnétique. 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. Établir l'expression du magnéton de Bohr dans lecadre du modèle de Bohr.
Aimantation d'un milieu magnétique.	Définir le champ d'aimantation d'un milieu magnétique.
Courants d'aimantation.	Associer à une distribution d'aimantation une densité de courants liés équivalente, l'expression étant admise.
Vecteurs champ magnétique, excitation magnétique et aimantation. Équation de Maxwell-Ampère écrite avec le vecteur excitation magnétique.	Définir le vecteur excitation magnétique. Ecrire l'équation de Maxwell-Ampère dans un milieu magnétique. Interpréter qualitativement que les sources de l'excitation magnétique sont les courants électriques libres, et que celles de champ magnétique sont les courants électriques libres et l'aimantation.
Milieu ferromagnétique.	Représenter l'allure des cycles d'hystérésis (excitation magnétique, aimantation) et (excitation magnétique, champ magnétique) d'un milieu ferromagnétique. Distinguer milieu dur et milieu doux, citer des exemples de matériaux. **Tracer le cycle d'hystérésis d'un milieu ferromagnétique.**
Milieu ferromagnétique doux.	Modéliser un milieu doux par une relation constitutive linéaire. Définir la perméabilité relative et donner un ordre de grandeur.
Circuit magnétique avec ou sans entrefer. Électroaimant.	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. Exprimer le champ magnétique produit dans l'entrefer d'un électroaimant.
Inductance propre d'une bobine à noyau de fer doux modélisé linéairement. Pertes d'une bobine réelle à noyau.	Établir l'expression de l'inductance propre de la bobine à noyau. Vérifier l'expression de l'énergie magnétique $E_{mag} = \iiint \frac{1}{2\mu_0\mu_r} B^2 d\tau$. 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.

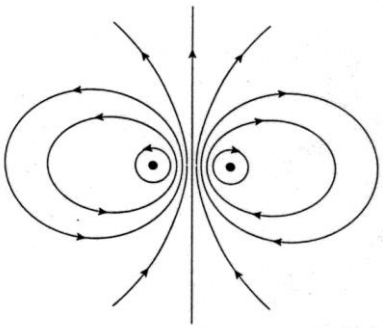
Milieux ferromagnétiques

1. Résultats expérimentaux

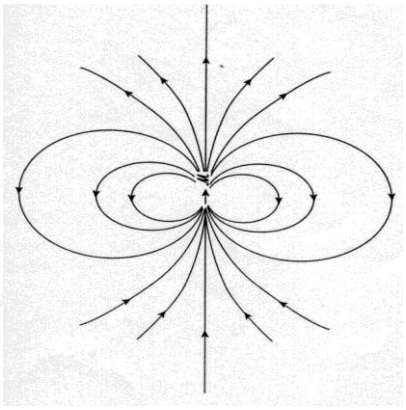
a. Aspect des lignes de champ



aimant droit



Spire circulaire parcourue par un courant



Dipôle magnétique

Les lignes de champ sortent du pôle Nord de l'aimant et entrent par le pôle Sud.

Les lignes de champ magnétiques créées par un aimant droit sont identiques à celles créées par une spire circulaire parcourue par un courant.

b. Moment magnétique dipolaire

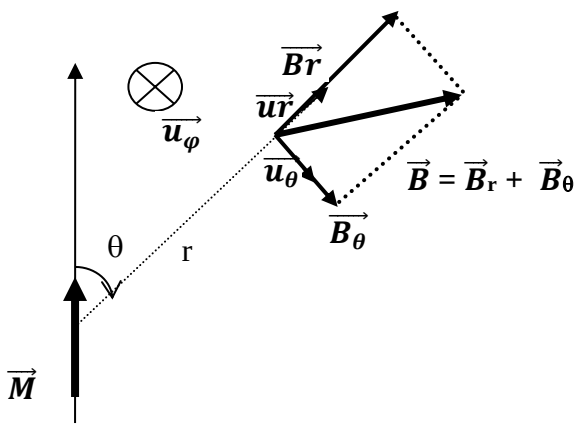
On modélise l'aimant et la spire par un dipôle magnétique de moment dipolaire :

$\mathcal{M} = i\,\mathbf{S}$. $[\mathcal{M}] = A.m^2$

c. Champ magnétique créé par un dipôle magnétique $\vec{M}$ à grande distance :

en coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} B_r(r,\theta) = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{2M\cos\theta}{r^3} \\ B_\theta(r,\theta) = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{M\sin\theta}{r^3} \\ B_\varphi(r,\theta) = 0 \end{cases}$$



Ce champ décroit rapidement en $1/r^3$.

Sachant que le champ magnétique au centre de la France est de 47 µT en déduire le moment magnétique de la terre et la valeur du champ magnétique au pôle Nord.

L'ordre de grandeur du champ magnétique terrestre en France est 5.10^{-5} T

d. <u>Actions subies par un dipôle magnétique dans un champ magnétique extérieur :</u>

La valeur du champ magnétique extérieur est très supérieure au champ magnétique créé par le dipôle magnétique de moment $\vec{M}$ qui se trouve au point O.

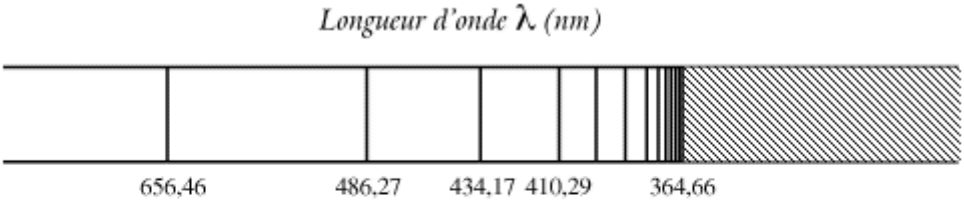
Couple subi dans un champ extérieur
$\vec{C} = \vec{M} \wedge \vec{B}_{EXT}(O)$
Energie potentielle
$E_P = -\vec{M}.\vec{B}_{EXT}(O)$
Résultante des forces subie dans un champ extérieur
$\vec{F} = -\overrightarrow{grad}\, Ep = \overrightarrow{\text{grad}}\ \left(\vec{M} \bullet \vec{B}_{EXT}\right)$

Mouvement de rotation : l'aimant à tendance à s'aligner dans le sens du champ
Mouvement de translation : l'aimant est attiré par les zones de fort champ magnétique.

e. **Magnéton de Bohr**

Le spectre d'émission de l'hydrogène

L'examen détaillé du spectre d'émission de l'hydrogène fut mené par *Balmer* en 1885. Il put mettre en évidence 35 raies dans le domaine du visible et du proche ultraviolet, dont les longueurs d'onde sont comprises entre 656,46 nm et 364,66 nm. Un spectre continu s'étend en deçà de cette dernière valeur. La figure suivante montre ce spectre obtenu sur un film photographique.



Spectre obtenu sur un film photographique

Rydberg établit en 1900 une loi empirique permettant de retrouver précisément les longueurs d'onde d'émission de cette série de raies :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \cdot \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right]$$

où R_H est une constante appelé *constante de Rydberg* dont la valeur déterminée expérimentalement vaut 109677,30 cm^{-1} et n est un entier strictement supérieur à 2.

Au début du vingtième siècle, quand les techniques spectroscopiques permirent de regarder au-delà du domaine visible, Lyman découvrit en 1906 une autre série de raies dans le domaine ultraviolet, puis Paschen détecta une série dans le domaine infrarouge en 1909. On dénombre en tout 5 séries détectées expérimentalement. Elles peuvent être analysés par une formule empirique similaire à celle de Balmer :

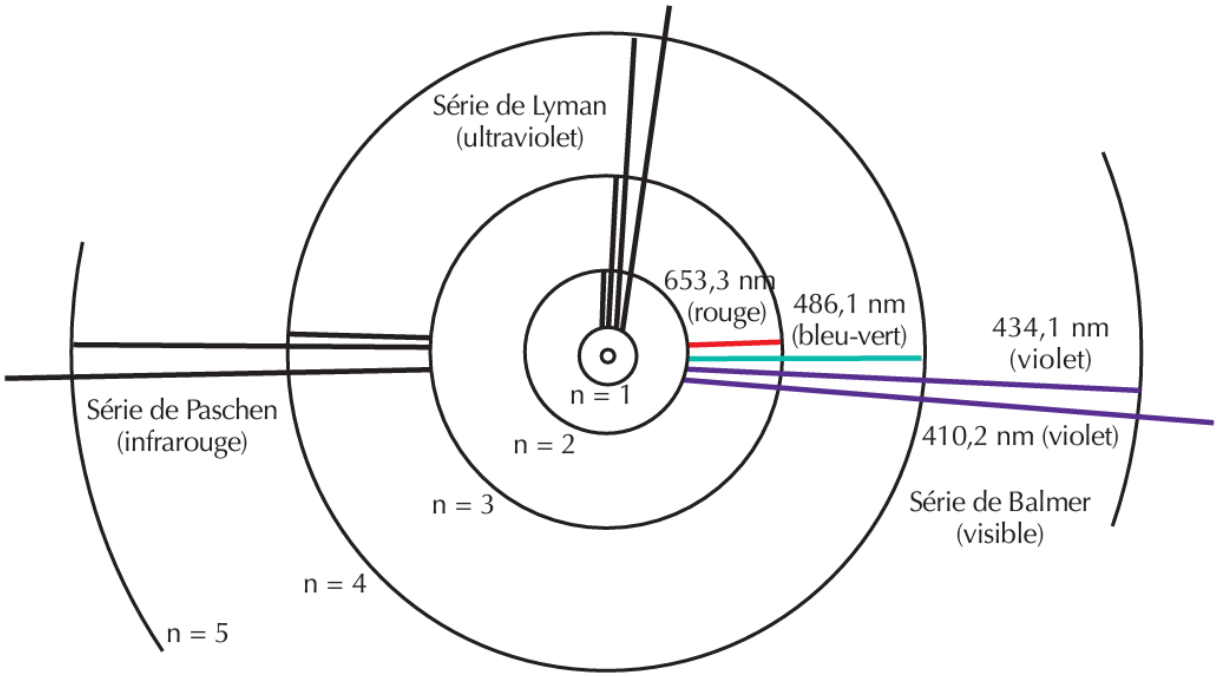
$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right]$$

Il s'agit de la *loi de Ritz*, énoncée en 1908. n_f et n_i sont deux entiers strictement positifs ($n_f < n_i$). Les séries observées se distinguent par la valeur de n_f :

n_f	Série	Région
1	Lyman	Ultraviolet
2	Balmer	Visible et proche UV
3	Paschen	Infrarouge
4	Brackett	Infrarouge
5	Pfund	Infrarouge

Modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

Modèle construit avant tout pour rendre compte de l'existence des spectres de raies atomiques. Il conjugue le modèle planétaire classique de Rutherford et une condition de quantification des orbites permises. Son mérite principal tient à sa capacité à reproduire théoriquement les spectres de raies observés.



2. Modèle de l'atome de Bohr qui montre les états électroniques d'énergie quantifiée, caractérisés par le nombre quantique n, et les transitions $n_{i+1} \rightarrow n_i$ entre niveaux électroniques correspondant aux raies du spectre d'émission.

En suggérant de distinguer, dans la notion de grandeur physique, le concept et les valeurs permises, Niels Bohr ouvre la voie à une théorie formellement plus aboutie qui allait apparaître plus tard avec les travaux de Heisenberg et Schrödinger.

Dans ce modèle l'électron se trouve sur une orbite circulaire de rayon r et son moment cinétique orbital L est quantifié par $L = n\,h\,/\,2\pi = n\hbar$ où n est un nombre entier strictement positif et h la constante de Planck.

Lorsque l'atome est placé dans un champ magnétique, on observe le dédoublement des raies.
On cherche à montrer que le moment magnétique de l'atome d'hydrogène est également quantifié.
Le quantum de moment magnétique s'appelle le magnéton de Bohr.

2. Modélisation de la matière aimantée

a. Vecteur aimantation

Les matériaux ferromagnétiques (Fe, Co, Ni, alliages…) sont aimantés naturellement.
Leur moment magnétique dépend de la quantité de matériau.
On définit l'aimantation d'un matériau ferromagnétique par son vecteur aimantation $\vec{M}$.
Par définition, on appelle ***vecteur aimantation*** $\vec{M}$, le moment magnétique par unité de volume.

$$d\mathcal{M} = \vec{M}\, d\tau$$

$d\mathcal{M}$ représente le moment magnétique de l'élément de volume $d\tau$.

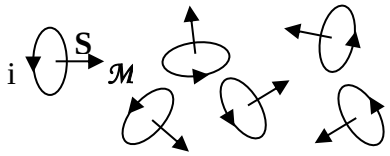
$$[\,\mathbf{M}\,] = A.m^2 / m^3 = A.m^{-1}$$

Ne pas confondre vecteur aimantation en $A.m^{-1}$ et moment magnétique en $A.m^2$

b. Interprétation microscopique

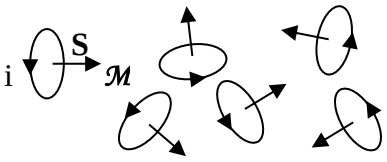
L'aimantation est la manifestation macroscopique d'effets microscopiques.

La matière aimantée est représentée par un ensemble de dipôles magnétiques de moment $\mathcal{M}$ résultant de la rotation des électrons autour du noyau.

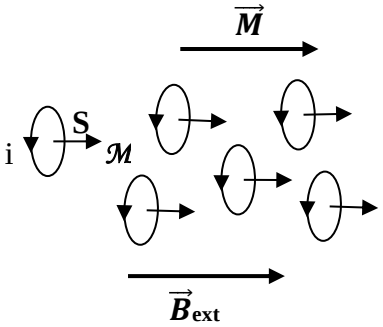


Un milieu matériel est aimanté lorsque, à l'échelle mésoscopique, chaque élément de volume $d\tau$ se comporte comme un dipôle magnétique.

Certains milieux sont aimantés naturellement, presque tous les autres s'aimantent en présence d'un champ magnétique extérieur.



Les dipôles sont disposés irrégulièrement donc $\vec{M} = \vec{0}$



En présence d'un champ magnétique extérieur les dipôles s'orientent dans le sens du champ sous l'effet du couple $\vec{C} = \mathcal{M} \wedge \vec{B}_{ext}$ donc $\vec{M} \neq \vec{0}$.
$\vec{M}$ est colinéaire et de même sens que $\vec{B}_{ext}$

Cette aimantation crée elle-même un champ magnétique $\vec{B}_M$ qui se rajoute au champ $\vec{B}_{ext}$. La valeur de $\vec{M}$ dépend du champ magnétique total. $\vec{B}_{total} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_M$
La relation entre $\vec{B}_{total}$ et $\vec{M}$ est expérimentale et caractéristique du matériau, de son état physique, de la température, de la pression.

c. Modélisation des courants liés

Soit ρ la densité volumique de charge d'un milieu et $\vec{j}$ la densité de courants.

Dans le vide : ρ = 0 ; $\vec{j} = 0$

Dans les conducteurs : ρ = 0 ; $\vec{j} = \gamma \vec{E}$, c'est la loi d'Ohm locale, où γ est la conductivité du milieu.

Dans les plasmas : ρ = 0 ; $\vec{j} = \sum_i n_i q_i \vec{v}_i$ où n_i représente la densité de la particule de charge q_i animée de la vitesse $\vec{v}_i$.

Dans ces trois milieux les charges sont dites ***libres***, leur libre parcours moyen est de l'ordre du µm.

Dans les autres milieux les charges sont dites ***liées***, leur libre parcours moyen est de l'ordre de 0,1 nm, soit la taille de l'atome. On peut représenter le mouvement des charges liées par un dipôle magnétique.

Dans la matière, les boucles de courant qui apparaissent sont dues aux déplacements de charges liées à l'échelle de l'atome. Ce sont ces mouvements qui peuvent être modélisés par des spires parcourues par des courants.

$$\overrightarrow{j_{liés}} = \overrightarrow{rot}\,\vec{M}$$

Expression de la densité de courants liés due à l'aimantation de la matière.
Ces courants liés sont fictifs mais permettent de modéliser l'aimantation d'un matériau.

3. Equations de Maxwell et théorème d'Ampère dans les milieux magnétiques dans l'ARQS

Vecteur $\vec{H}$, excitation magnétique, relation de MA

4. Milieux ferromagnétiques : aimantation

A température ambiante le fer, le cobalt, le nickel et certains alliages sont attirés par un aimant. Ces corps sont dits ***ferromagnétiques***, ils possèdent une aimantation en l'absence d'un champ magnétique extérieur.

Cette aimantation disparaît pour une température $T > T_C$, appelée température de Curie.

Le corps devient alors paramagnétique

	T_C (K)
fer	1043
cobalt	1388
nickel	627

Une voie de recherche importante consiste à trouver des alliages ferromagnétiques

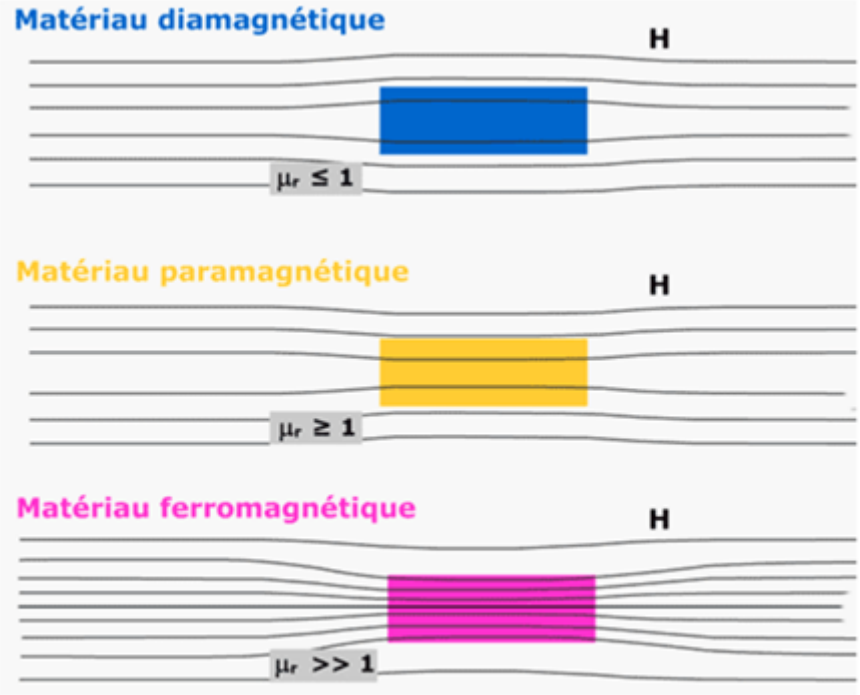


FIGURE 1 – *Schéma comparatif des matériaux.*

a. Mise en évidence expérimentale de l'effet d'un corps ferromagnétique sur un champ magnétique :

On mesure le champ magnétique à la sortie d'une bobine.

Schéma du montage :

Noyau ferromagnétique seul : B =

Bobine non alimentée : B =

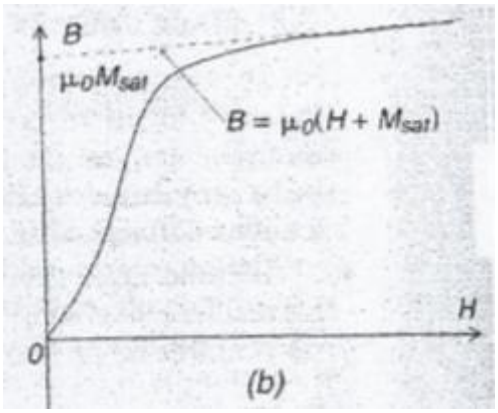
Bobine alimentée par un courant continu : B =

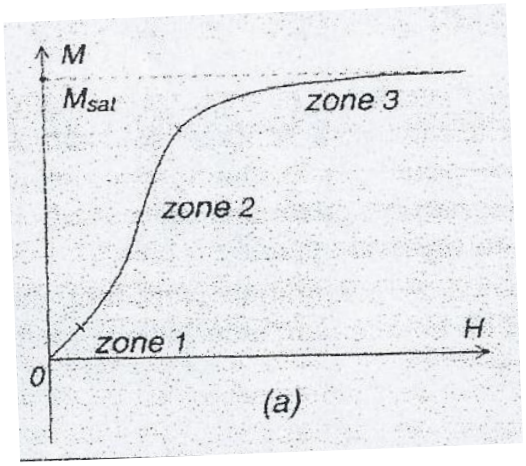
Bobine alimentée par un courant continu avec un noyau de fer : B=

b. Courbes de première aimantation :

Il est d'usage de tracer M(H) et B(H) plutôt que M(i) ou B(i), H et i étant deux grandeurs proportionnelles par le théorème d'Ampère.

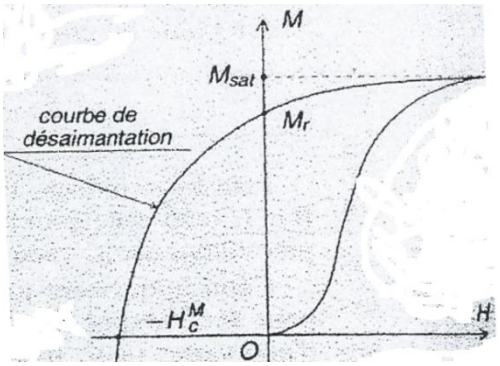
	M_{SAT} (A.m^{-1})	$\mu_o M_{SAT}$ (T)
fer	1,70.10^6	2,14
cobalt	1,40.10^6	1,76
nickel	0,48.10^6	0,60

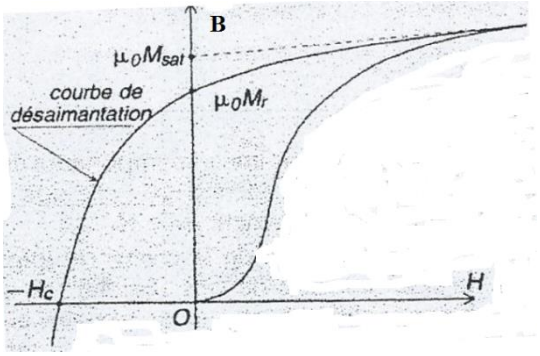




Courbes de première aimantation

c. Courbe de désaimantation après saturation :





Matériaux	B_r (T)	H_c (A.m^{-1})
Acier	1.0	4×10^3
Fer 3% Si	1.5	8

d. Cycles d'hystérésis :

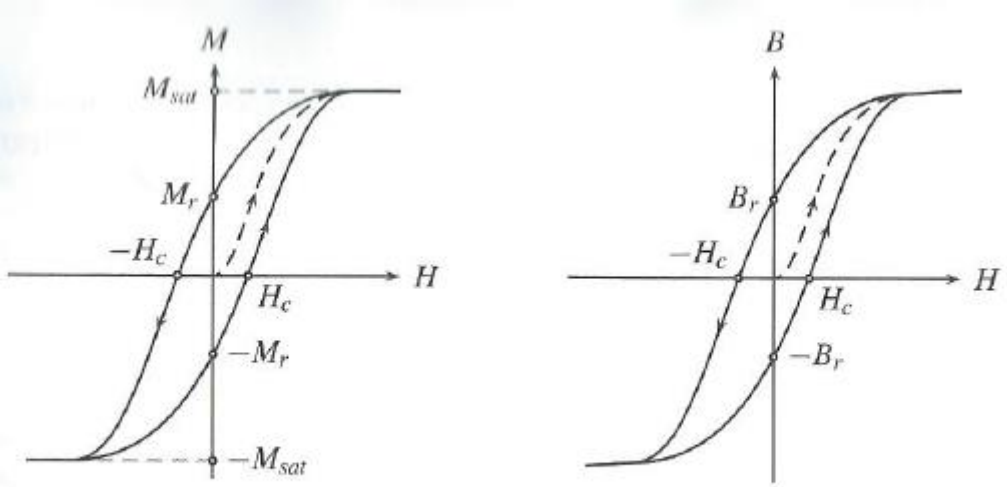


Figure 22.7 – Cycles d'hystérésis (les courbes de première aimantation sont en pointillés noirs).

e. Matériaux durs, matériaux doux

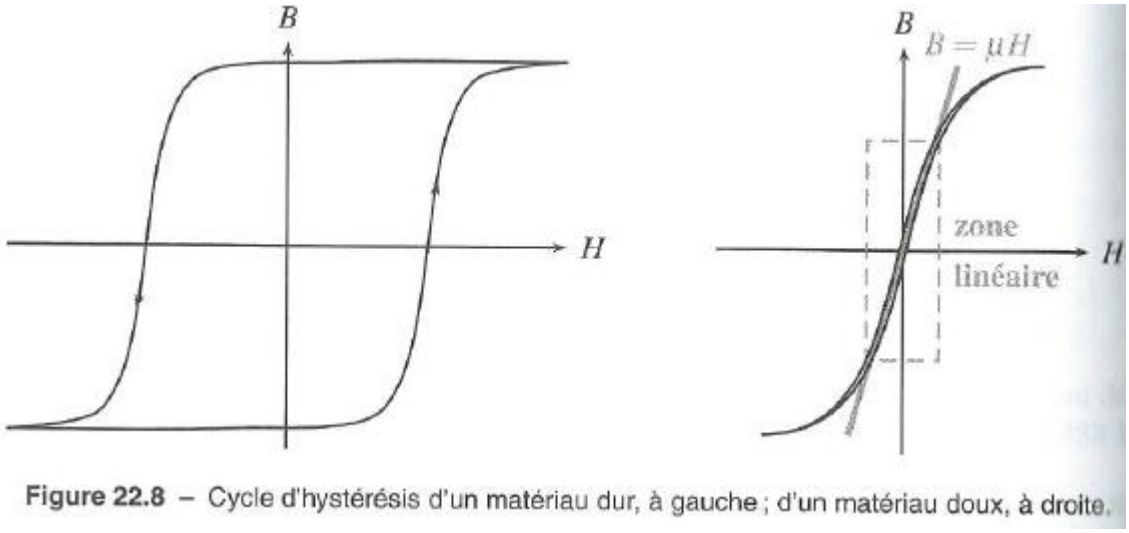
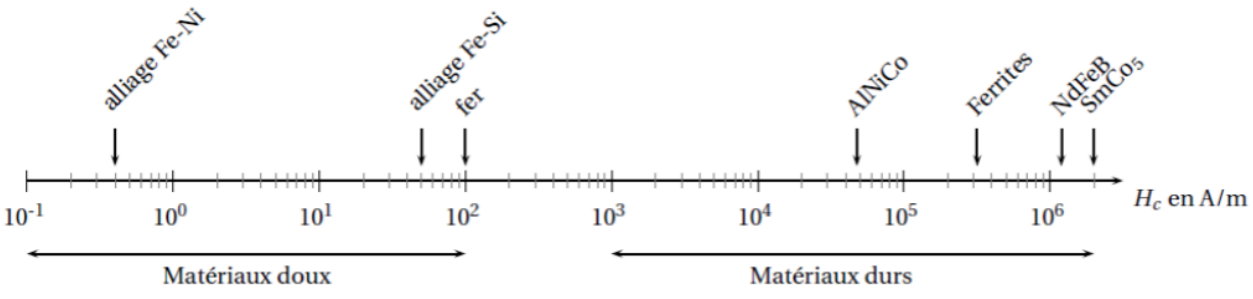


Figure 22.8 – Cycle d'hystérésis d'un matériau dur, à gauche ; d'un matériau doux, à droite.

Un matériau « dur » est caractérisé par un fort champ coercitif. $10^3 < H_C < 10^6$ A.m^{-1} et des champs magnétiques rémanents jusqu'à 1,25 T. Son cycle d'hystérésis est large.
Propriété recherchée pour les aimants permanents réalisés à base d'alliage.

Un matériau « doux » est caractérisé par une faible excitation coercitive, $H_C < 100$ A.m^{-1}. Son cycle d'hystérésis est étroit, quasiment confondu avec la courbe de 1ère aimantation.

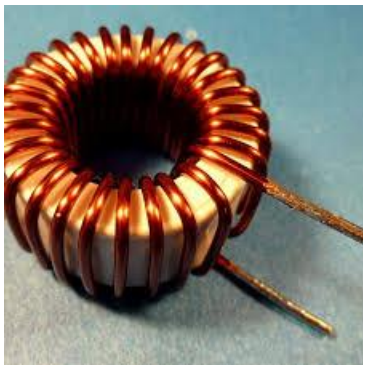


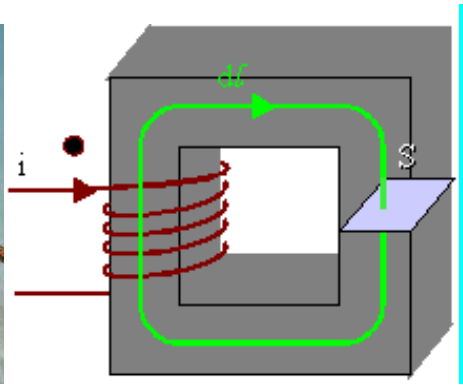
Pour un **matériau doux, non saturé : $\vec{B} = \mu_o.\mu_r \vec{H}$; Le milieu est alors LINEAIRE.**
μ_r est la perméabilité relative du matériau, c'est une grandeur sans dimension.
La relation entre B et H est linéaire.

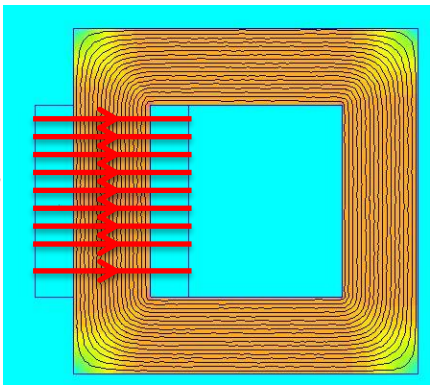
Dans un matériau ferromagnétique μ_r est grand de l'ordre de 10^5.
Dans les autres matériaux $\mu_r \approx 1$.

5. Circuit magnétique

a. Le tore ferromagnétique







lignes de champ dans un circuit magnétique fermé
(logiciel femm)

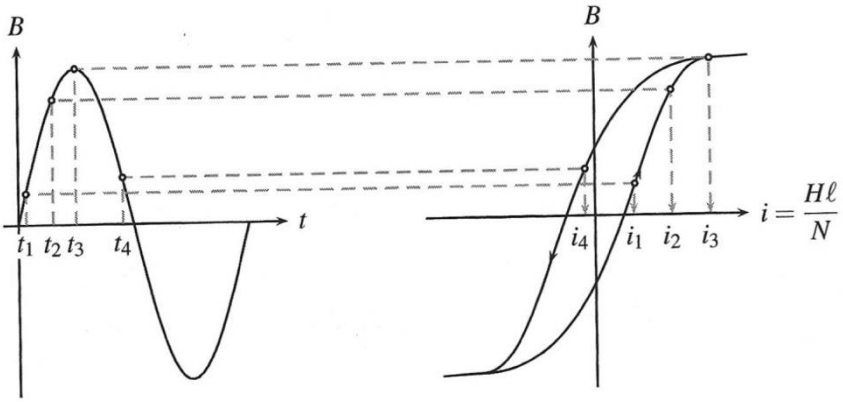
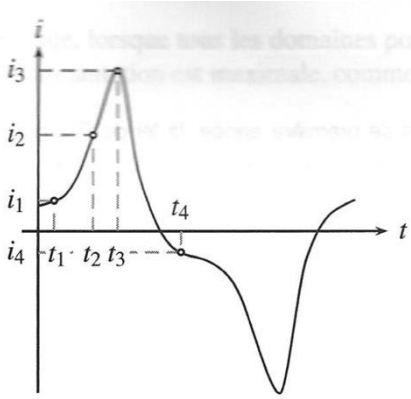


Figure 22.12 – Construction du courant appelé : à chaque date successive, on relève H donc i sur le cycle d'hystérésis. L'aller et le retour sont différents.



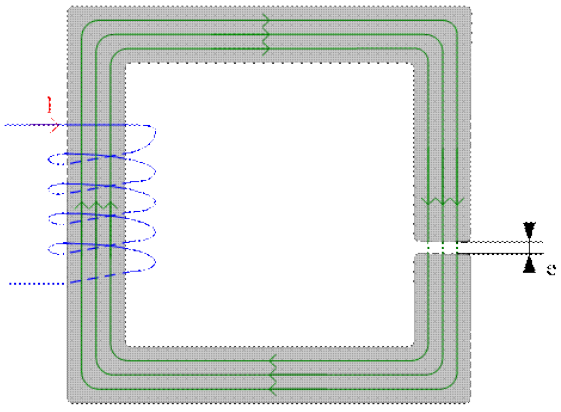
2.13 – Courant appelé par un tore ferromagnétique.

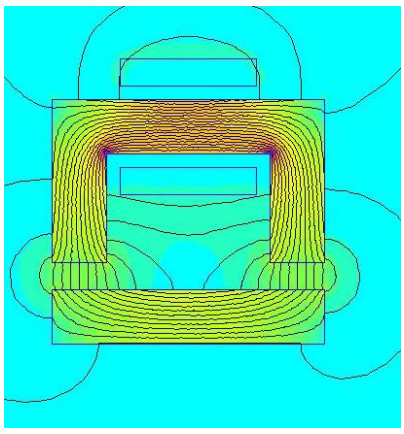
b.

b. Cas du milieu linéaire, matériau doux non saturé

c. Electroaimant

lignes de champ dans un circuit magnétique avec entrefer





6. Pertes dans un circuit magnétique réel :

Pertes fer, pertes dues à la présence du noyau ferromagnétique

Pertes fer par hystérésis : phénomène irréversible, matériau non linéaire
La puissance consommée par un matériau linéaire est nulle

Puissance consommée par le circuit magnétique :

$$<P(t)> = <u(t).i(t)>=<SN\frac{dB}{dt}\frac{\ell}{N}H(t)>=S\ell\frac{1}{T}\int_{t=0}^{t=T}H(t)\frac{dB}{dt}dt$$

$$<P(t)> = \frac{S\ell}{T}\int_{B(t=0)}^{B(t=T)}H(t)dB(t) = fV_{ferro}\oint_{cycle}HdB = fV_{ferro}A$$

avec ℓ circonférence du tore, S section du tore, $V_{ferro} = S.\ell$, volume du tore, f fréquence, A aire du cycle B(H).

Si on cherche à décrire des cycles, on a intérêt à prendre des matériaux doux pour limiter les pertes fer.

Pertes fer par courants de Foucault :
Elles sont dues à la circulation des courants induits dans le matériau ferromagnétique conducteur créés par la variation temporelle du champ magnétique. Elle induit un champ électromoteur $\vec{E}$ qui génère une densité de courant $\vec{j} = \gamma\ \vec{E}$. Ces courants forment des boucles perpendiculaires au champ magnétique B dans le matériau ferromagnétique.

On montre que ces pertes sont proportionnelles au carré de la fréquence f, elles dépendent aussi du volume V du circuit magnétique, soit finalement :

$$\mathbf{<P_{Foucault}> = K.f^2}$$

Limitation des pertes par courant de Foucault:

Le matériau ferromagnétique est composé de tôles empilées, recouvertes d'un vernis isolant, mais cela limite également la perméabilité du matériau et donc la valeur de $M_{SAT.}$

Le matériau ferromagnétique peut être constitué par des céramiques à bases d'oxydes ferrites, matériaux très peu conducteurs.

Lorsque la fréquence augmente ces pertes deviennent plus faibles, puisque l'épaisseur de peau (épaisseur à partir de la surface du matériau dans laquelle sont concentrés les courants) du matériau diminue, d'où une utilisation de matériaux ferromagnétiques à des fréquences élevées (radar, TV, radio…)

Pertes cuivre
Les pertes par effet Joule dues à la résistance non nulle des enroulements dans les fils de cuivre de la bobine ; elles sont en général faibles

Stockage d'informations : disque dur

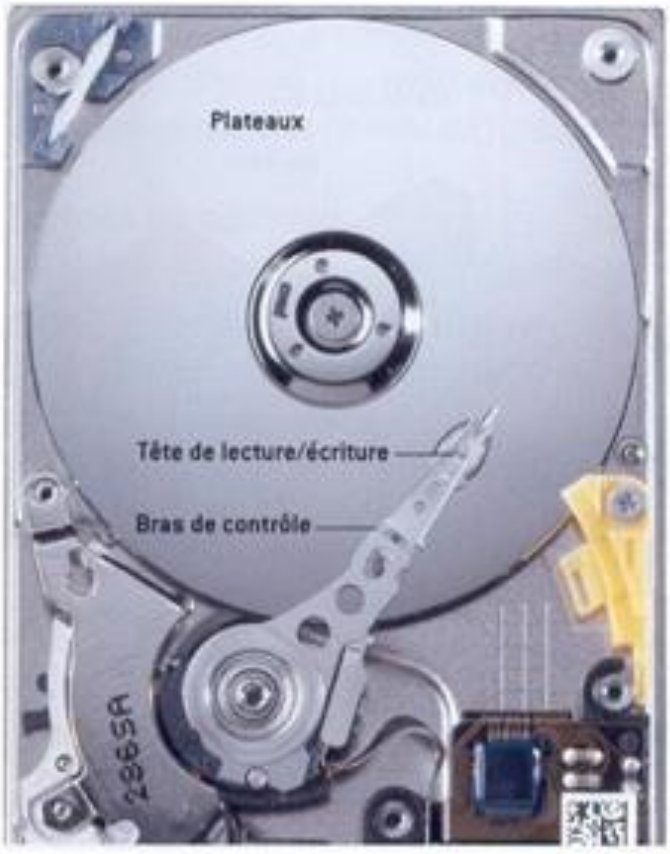
Sur un disque dur, l'information est stockée sous forme de secteurs d'aimantations différentes. Ainsi, le champ magnétique à la surface du disque varie et sa mesure permet d'en déduire les bits stockés.

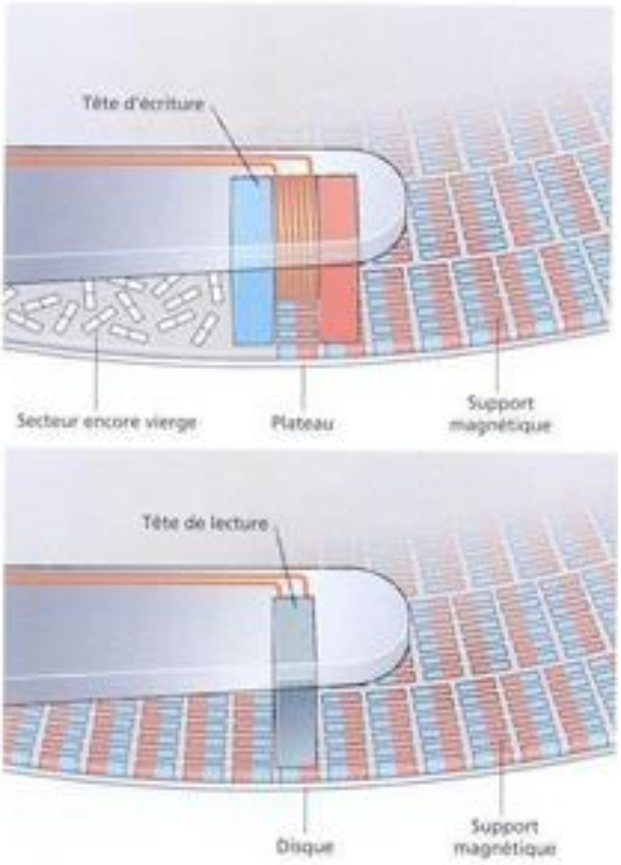
— **Ecriture :** tête inductive Une tête inductive est un ferromagnétique. Une bobine est enroulée autour de la tête, lorsque la bobine est parcourue par un courant, la tête génère un champ magnétique qui permet l'écriture.

— Stockage : Il s'agit de créer des aimants permanents. Pour cela, il faut utiliser un ferromagnétique dur et tirer profit de l'effet de mémoire (aimantation rémanente) lié à l'hystérésis.

— Lecture : tête inductive : Une tête ferromagnétique canalise les lignes de champ issues des secteurs d'aimantation du disque dur (c'est la même tête que pour l'écriture). Une bobine est enroulée autour de la tête. Par induction de Faraday, un changement de secteur aimanté induit une variation de flux dans le circuit magnétique qu'est la tête de lecture, ce qui se traduit en une fem induite dans la bobine, qui est mesurée. Pour minimiser l'effet mémoire de la tête de lecture, on utilise un ferromagnétique doux. On peut aussi utiliser une tête magnétorésistive (différente de la première donc). Pour la lecture, on peut aussi utiliser l'effet de de magnétorésistance. La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Afin d'optimiser le couplage avec le support de stockage, un matériau ferromagnétique est également utilisé. Pour minimiser l'effet mémoire de la tête de lecture, on utilise un ferromagnétique doux.

ODG: entre 10 et 100 nm entre la tête et le disque à une vitesse de 130 km/h.





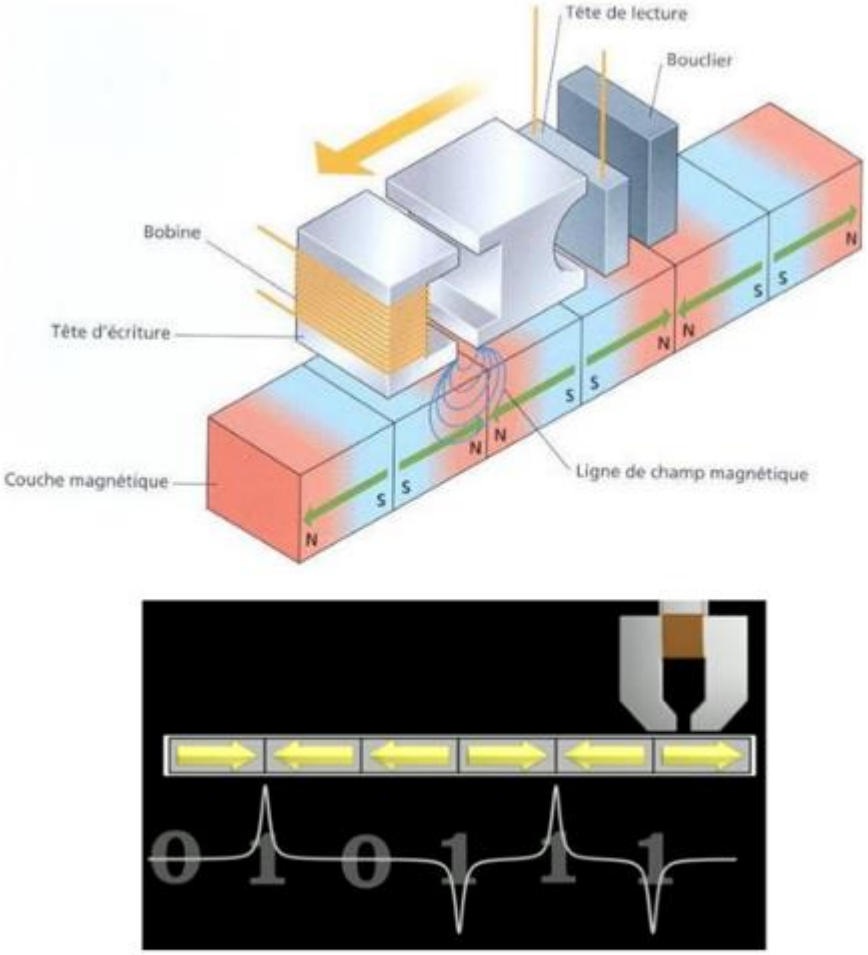


FIGURE 11 – *Principe du disque*