

FILIERE SCIENCES DE LA MATIERE PHYSIQUE

MODULE : ELECTRICITE III

Chapitre II : Milieux Aimantés

Chapitre II : Milieux aimantés

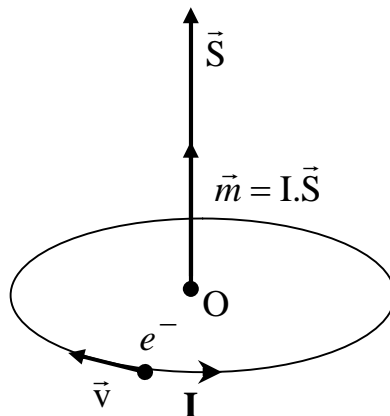
I- Introduction

Certains corps appelés aimants ont la propriété de créer autour d'eux un champ magnétique comme les courants électriques. Placés dans un champ d'induction magnétique ; ils subissent des actions analogues à celles subies par les courants.

Certaines substances possèdent naturellement ces propriétés (Exple. la magnétite de formule $F_e_3 O_4$). D'autres ne les possèdent qu'après avoir été préalablement placés dans un champ d'induction magnétique appliqué. C'est l'aimantation induite (Exemple le fer F_e).

En effet les mouvements de rotation de l'électron autour du noyau (mouvement orbital) et de rotation des électrons autour d'eux-mêmes (rotation propre ou mouvement de spin) forment des boucles de courants ou dipôles magnétiques qui créent des champs magnétiques.

Un volume de matière aimantée contient à l'échelle atomique un grand nombre de circuits électriques fermés analogues à des dipôles magnétiques. Par analogie avec un milieu diélectrique, on appelle milieu aimanté un milieu contenant des dipôles magnétiques en grand nombre.

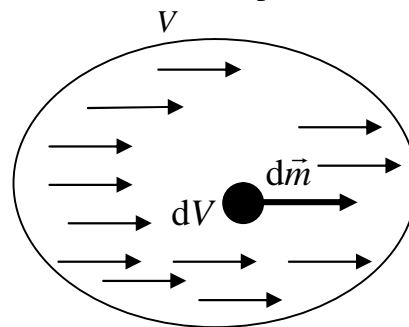


II- Vecteur aimantation \vec{J}

Soit volume V de matière magnétique. Un volume élémentaire dV pris autour d'un point M du milieu est équivalent à un dipôle magnétique élémentaire de moment dipolaire $d\vec{m}$.

On appelle vecteur aimantation le vecteur \vec{J} défini en tout point du milieu par la relation :

$$\vec{J} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (\text{II-1})$$



Il représente le moment magnétique par unité de volume. Son module s'exprime en Ampère par mètre ($A.m^{-1}$).

III- Potentiel vecteur \vec{A}_d et champ d'induction magnétique \vec{B}_d créés par un milieu aimanté en un point N de l'espace

III.1 Potentiel vecteur \vec{A}_d

Rappel : cas d'un dipôle magnétostatique de moment \vec{m} (voir Electricité 2, chapitre I)

Le potentiel vecteur créé par un dipôle magnétostatique en un point N situé à une distance r de son centre O est donné par :

$$\vec{A}_{\text{dipôle}}(\text{N}) = \frac{\mu_0}{4f} \vec{m} \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} \quad (\text{II-2})$$

C'est cette expression que nous allons exploiter pour déterminer l'expression du potentiel dû au milieu.

III.1.1 Cas d'un milieu aimanté

$$\vec{MN} = \vec{r}$$

Un volume dV pris autour d'un point M du milieu est équivalent à un dipôle de moment :

$$d\vec{m} = \vec{J} \cdot dV \quad (\text{II-3})$$

Il crée au point N de l'espace un potentiel vecteur élémentaire

$d\vec{A}_d(\text{N})$ tel que :

$$d\vec{A}_d(\text{N}) = \frac{\mu_0}{4f} d\vec{m} \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4f} \vec{J} \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} dV \quad (\text{II-4})$$

Le potentiel créé par tout le volume aimanté au point N est :

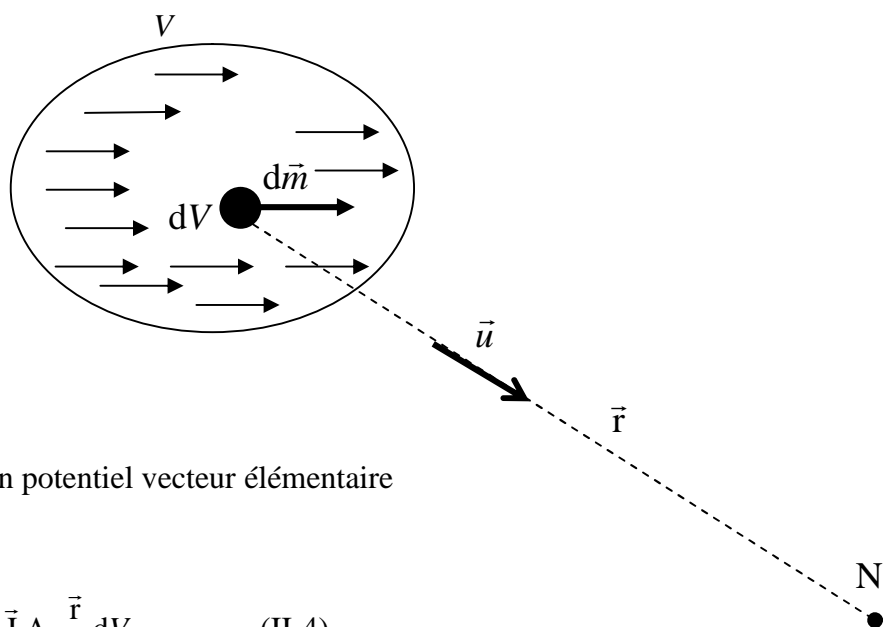
$$\vec{A}_d(\text{N}) = \frac{\mu_0}{4f} \iiint_V \vec{J} \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} dV = \frac{\mu_0}{4f} \iiint_V \vec{J} \wedge \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right) dV \quad (\text{II-5})$$

Or, on sait que si \vec{R} est un champ de vecteurs et f une fonction de scalaires on a :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(f \cdot \vec{R}) = f \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{R} - \vec{R} \wedge \overrightarrow{\text{grad}} f$$

Dans notre cas, $\vec{R} = \vec{J}$ et $f = \frac{1}{r}$, on a donc :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\frac{\vec{J}}{r} \right) = \frac{\overrightarrow{\text{rot}} \vec{J}}{r} - \vec{J} \wedge \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right)$$



Le potentiel vecteur créé par tout le volume du milieu aimanté en N s'écrit donc :

$$\vec{A}_d(N) = \frac{\mu_0}{4f} \iiint_V \frac{\text{rot } \vec{J}}{r} dV - \frac{\mu_0}{4f} \iiint_V \text{rot} \left(\frac{\vec{J}}{r} \right) dV \quad (\text{II-6})$$

On rappelle également que :

$$\iiint_V \text{rot} \left(\frac{\vec{J}}{r} \right) dV = \iint_S dS \cdot \vec{n} \wedge \frac{\vec{J}}{r} = - \iint_S \frac{\vec{J}}{r} \wedge \vec{n} \cdot dS$$

où S est la surface délimitant le volume V du milieu, \vec{n} est un vecteur unitaire de la normale à la surface S en un point N.

Soit donc :

$$\vec{A}_d(N) = \frac{\mu_0}{4f} \iiint_V \frac{\text{rot } \vec{J}}{r} dV + \frac{\mu_0}{4f} \iint_S \frac{\vec{J} \wedge \vec{n}}{r} \cdot dS \quad (\text{II-7})$$

Remarque : Cette expression est composée de deux termes :

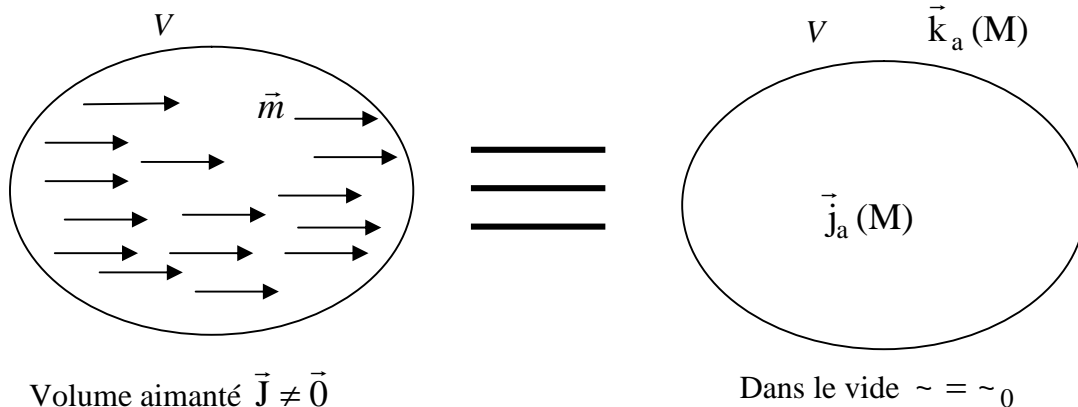
- le premier terme est analogue au potentiel vecteur créé par une distribution volumique de courant de densité $\vec{j}_a(M) = \vec{\nabla} \wedge \vec{J}(M)$.
- Le deuxième terme est analogue au potentiel vecteur créé par une distribution surfacique de courant de densité $\vec{k}_a(M) = \vec{J}(M) \wedge \vec{n}$

En conclusion :

Un volume de matière aimantée est équivalent à deux distributions de courant fictif :

- une distribution volumique de courant fictif d'aimantation : $\vec{j}_a(M) = \vec{\nabla} \wedge \vec{J}(M)$
- une distribution surfacique de courant fictif d'aimantation : $\vec{k}_a(M) = \vec{J}(M) \wedge \vec{n}$

Un volume aimanté est, donc, équivalent dans le vide à :



Remarque :

Si le milieu n'est pas aimanté (c'est-à-dire $\vec{J} = \vec{0}$ en tout point du volume) les courants fictifs d'aimantation sont nuls. Pour aimanter le volume magnétique on applique un champ d'induction

magnétique \vec{B}_0 qui va aligner les dipôles magnétiques dans une direction qui lui est parallèle, d'où un moment dipolaire global non nul et par suite un vecteur aimantation non nul.

Si le milieu contient en plus, des courants réels volumiques de densité \vec{j} , et surfaciques de densité \vec{k} , les densités totales de courant sont :

$$\begin{aligned}\vec{j}_{\text{tot}} &= \vec{j} + \vec{j}_a = \vec{j} + \vec{\nabla} \wedge \vec{J} \\ \vec{k}_{\text{tot}} &= \vec{k} + \vec{k}_a = \vec{k} + \vec{J} \wedge \vec{n}\end{aligned}$$

Le potentiel vecteur total au point N est :

$$\vec{A}_{\text{tot}}(N) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{j}_{\text{tot}}}{r} dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \frac{\vec{k}_{\text{tot}}}{r} .dS \quad (\text{II-8})$$

Ce sont ces courants réels qui peuvent être à l'origine du champ magnétique éventuellement appliqué, pour aimanter le milieu, que l'on note en général \vec{B}_0 ou \vec{B}_{ext} .

III.2 Champ d'induction magnétique

Une fois le potentiel vecteur connu, le champ $\vec{B}_d(N)$ est calculé à partir de la relation :

$$\vec{B}_d(N) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}_d(N) \quad (\text{II-9})$$

Le champ d'induction magnétique total au point N est :

$$\vec{B}_{\text{tot}} = \vec{B}_d(N) + \vec{B}_0 \quad (\text{II-10})$$

IV- Vecteur champ magnétique ou excitation magnétique \vec{H}

IV.1 Définition

Soit un volume de matière aimantée placé dans un champ d'induction magnétique \vec{B}_0 . La forme locale du théorème d'Ampère pour \vec{B} s'écrit :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j}_{\text{tot}} = \mu_0 (\vec{j} + \vec{j}_a) = \mu_0 (\vec{j} + \text{rot } \vec{J}) \quad (\text{II-11})$$

où : \vec{j} est la densité de courant réel qui crée \vec{B}_0 .

\vec{j}_a est la densité de courant fictif d'aimantation.

à partir de l'expression (II-11) on peut écrire :

$$\text{rot} \left(\frac{\vec{B}_{\text{tot}}}{\mu_0} - \vec{J} \right) = \vec{j}$$

On appelle vecteur excitation ou champ magnétique le vecteur :

$$\vec{H}_{\text{tot}}(M) = \frac{\vec{B}_{\text{tot}}(M)}{\mu_0} - \vec{J}(M) \quad (\text{II-12})$$

tel que :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} \quad (\text{II-13})$$

Cette relation exprime la forme locale du théorème d'Ampère généralisé.

Où :
$$\vec{H}_{\text{tot}}(\text{M}) = \vec{H}_o(\text{M}) + \vec{H}_d(\text{M})$$

$H_o(\text{M})$: l'excitation magnétique liée au champ B_o , par : $\vec{B}_o(\text{M}) = \sim_0 \vec{H}_o(\text{M})$

$H_d(\text{M})$: l'excitation démagnétisante du MA.

H s'exprime en Ampère par mètre ($A \cdot m^{-1}$).

IV.2 Théorème d'Ampère

IV.2.1 Théorème d'Ampère généralisé

La relation (II-12) implique :

$$\vec{B}_{\text{tot}} = \sim_0 (\vec{H}_{\text{tot}} + \vec{J}) \quad (\text{II-14})$$

Si on considère l'équation (II-13), et on calcule le flux de $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}$ à travers une surface S on a :

$$\iint_S \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

d'après le théorème de Stokes on obtient la forme intégrale du théorème d'Ampère généralisé :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H}(\text{M}) \cdot d\vec{\ell} = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = I_{\text{réel}} \quad (\text{II-15})$$

(Γ) est une courbe fermée qui s'appuie sur la surface S .

I est l'intensité du courant réel total qui traverse la courbe fermée d'Ampère.

Remarque : cette forme d'intégrale fait intervenir le vecteur excitation magnétique H et ne dépend que du courant électrique réel (le courant qui est dû à un déplacement de charge libres)

IV.2.2 Théorème d'Ampère

Si on considère la relation (II-11), et on calcule le flux de $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}$ à travers une surface S on obtient :

$$\iint_S \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \sim_0 \iint_S [\vec{j} + \vec{j}_a] \cdot d\vec{S}$$

d'après le théorème de Stokes on obtient la forme intégrale du théorème d'Ampère :

$$\oint_{\Gamma} \vec{B}(\text{M}) \cdot d\vec{\ell} = \sim_0 \iint_S [\vec{j} + \vec{j}_a] \cdot d\vec{S} = \sim_0 (Q_{\text{tot}}^{\text{réelle}} + Q_{\text{tot}}^{\text{fictive}}) \quad (\text{II-16})$$

Remarque : cette forme d'intégrale fait intervenir le champ d'induction magnétique B . Elle dépend à la fois du courant électrique réel et du courant fictif.

V – Propriétés magnétiques de la matière

La relation $\vec{B}_{\text{tot}} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$ est générale. La classification macroscopique des milieux aimantés est basée sur les relations particulières qui existent entre ces trois vecteurs.

V.1 Milieux magnétiques parfait

V.1.1 Caractéristiques :

Ces milieux sont considérés parfaits ou LHI. Le vecteur aimantation \vec{J} est, en tout point du milieu, proportionnel à \vec{H} :

$$\vec{J} = \mu_m \vec{H} \quad (\text{II-17})$$

où μ_m est un scalaire (nombre réel sans unité) qui représente la susceptibilité magnétique du milieu. Il est $\mu_m < 0$ pour les milieux diamagnétiques et $\mu_m > 0$ pour les milieux paramagnétiques.

Il existe deux types de matériaux parfaits : les diamagnétiques et les paramagnétiques

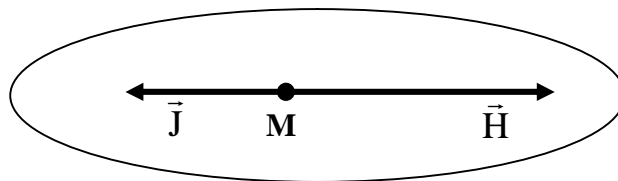
V.1.2 Milieux diamagnétiques

En l'absence du champ magnétique appliqué le moment magnétique global de chaque atome i (ou molécule) est nul :

$$\vec{m}_i = \sum_j \vec{m}_{\ell,j} + \sum_j \vec{m}_{s,j} = \vec{0}$$

par suite le moment magnétique global du milieu est nul : $\sum_i \vec{m}_i = \vec{0} \Rightarrow \vec{J} = \vec{0}$

Si on applique un champ magnétique, une aimantation induite apparaît en sens opposé à ce champ ($\mu_m < 0$). Si on annule ce champ l'aimantation s'annule instantanément.



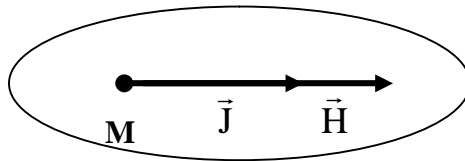
Exemples :

Milieu diamagnétique	μ_m à 20°C
Bismuth	$-16.6 \cdot 10^{-5}$
Carbone (diamant)	$-2.1 \cdot 10^{-5}$
Carbone (graphite)	$-1.6 \cdot 10^{-5}$
Cuivre	$-1.0 \cdot 10^{-5}$
Plomb	$-1.8 \cdot 10^{-5}$
Mercure	$-2.9 \cdot 10^{-5}$
Argent	$-2.6 \cdot 10^{-5}$
Eau	$-0.91 \cdot 10^{-5}$

V.1.3 Milieux paramagnétiques

En l'absence du champ magnétique appliqué les moments magnétiques des atomes (ou molécules) ne sont pas nuls $\vec{m}_i \neq \vec{0}$ (elles possèdent un moment magnétique permanent). Mais par suite de l'agitation thermique des atomes (ou molécules) du milieu, orientation désordonnée des moments \vec{m}_i , par suite le moment magnétique global du milieu est nul : $\sum_i \vec{m}_i = \vec{0} \Rightarrow \vec{J} = \vec{0}$

Si on applique un champ \vec{B}_0 , une aimantation induite apparaît dans le même sens que ce champ ($\chi_m > 0$). Si le champ appliqué disparaît, l'aimantation disparaît instantanément.



Exemples :

Milieu paramagnétique	χ_m (à 20°C)
Tungstène	$6.8 \cdot 10^{-5}$
Césium	$5.1 \cdot 10^{-5}$
Aluminium	$2.2 \cdot 10^{-5}$
Lithium	$1.4 \cdot 10^{-5}$
Magnésium	$1.2 \cdot 10^{-5}$

Dans la relation générale $\vec{B}_{\text{tot}} = \chi_0 (\vec{H}_{\text{tot}} + \vec{J}) = \chi_0 (1 + \chi_m) \vec{H}_{\text{tot}}$, on introduit le coefficient $\tilde{\chi} = \chi_0 (1 + \chi_m)$ qui représente la perméabilité magnétique absolue du milieu. Le champ d'induction magnétique s'écrit :

$$\vec{B}_{\text{tot}} = \tilde{\chi} \vec{H}_{\text{tot}} \quad (\text{II-18})$$

Le coefficient $\tilde{\chi}$ s'exprime en Henry par mètre ($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$).

Le rapport $\frac{\tilde{\chi}}{\chi_0} = 1 + \chi_m = \tilde{\chi}_r$ représente la perméabilité magnétique relative du milieu.

Remarque : pour ces substances magnétiques parfaites (LHI) la susceptibilité magnétique est très faible ($\chi_m \ll 1$) ce qui implique que $\tilde{\chi}_r \approx 1 \Rightarrow \tilde{\chi} \approx \chi_0$ et $\vec{B}_{\text{tot}} = \chi_0 \vec{H}_{\text{tot}}$.

V.2 Milieux magnétiques non parfaits - Matériaux ferromagnétiques

V.2.1 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 spins magnétiques et par suite moments magnétiques s'alignent totalement suivant \vec{B}_0 , et contribuent à une aimantation nette \vec{J} d'intensité importante, même si l'intensité du champ appliqué est faible. Cette aimantation induite n'est pas proportionnelle à ce champ et peut même ne pas lui être parallèle. En plus, cette aimantation induite se conserve lorsque le champ magnétique qui lui a donné naissance disparaît. On dit que ce type de matériau présente de l'hystérésis magnétique.

Les matériaux ferromagnétiques se distinguent donc des dia et paramagnétiques :

ils ne conservent pas leur aimantation à champ nul.

les vecteurs \vec{J} , \vec{B} et \vec{H} ne sont pas colinéaires : $J = f(H)$ et $B = g(H)$ ne sont plus des droites passant par l'origine.

La susceptibilité magnétique χ_m et la perméabilité magnétique μ_r ne sont pas des constantes mais des fonctions de H : $\chi_m = \chi_m(H)$ et $\mu_r = \mu_r(H)$

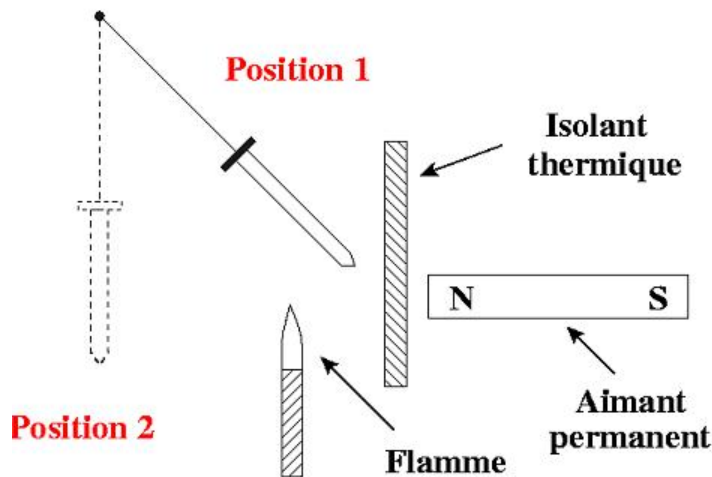
la perméabilité magnétique relative $\mu_r \gg 1$. Le fer pur peut atteindre (après traitement à haute température) une perméabilité $\mu_r = 1,4 \cdot 10^6$.

Exemples : Le fer (Fe), le nickel (Ni), le cobalt (Co), les aciers, la magnétite (Fe_3O_4) qui constitue les aimants, etc ...

Le ferromagnétisme est 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 durs, etc...).

V.2.2 Influence de la température :

On suspend un clou de fer à une potence en face d'un aimant. Il est attiré fortement par l'aimant (position 1 sur la figure): il est ferromagnétique. Lorsque le clou est chauffé au-dessus d'une température ($T = 775^\circ C$ pour fer), il n'est plus attiré par un aimant (position 2 sur la figure) car il perd ses propriétés ferromagnétiques. Quant il se refroidit, ses propriétés ferromagnétiques réapparaissent; il est à nouveau attiré par l'aimant. Cette modification dans les propriétés magnétiques nous permettra d'obtenir un barreau de fer tout à fait désaimanté, en le portant au rouge et en le laissant refroidir en dehors de tout champ magnétique.



(Effet de la température sur les propriétés magnétiques)

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

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.

V.2.3 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. 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}_0 :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m \quad (\text{II-19})$$

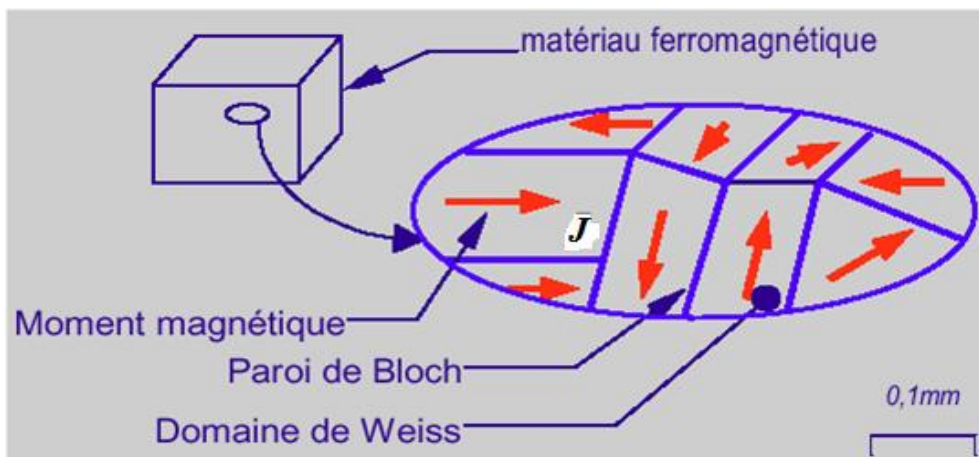
Ce champ moléculaire est proportionnel à l'aimantation locale \vec{J} :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m = \chi \cdot \vec{J} \quad (\text{II-20})$$

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

V.2.4 Organisation en domaines

Les matériaux ferromagnétiques sont constitués d'atomes 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.

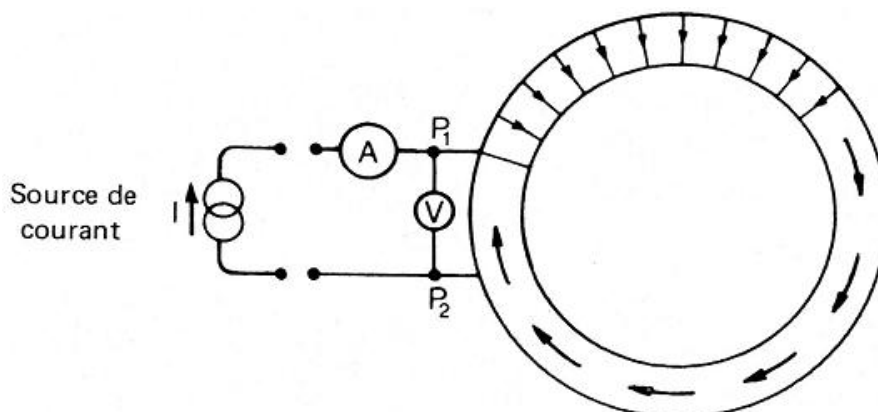


La région où l'aimantation passe progressivement d'une direction à l'autre est appelée paroi de domaine magnétique ou paroi de Bloch (c'est l'interface entre deux domaines d'aimantations différentes).

V.2.5 Mécanisme d'aimantation des matériaux ferromagnétiques

V.2.5.1 Courbe de première aimantation

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



On mesure alors les intensités des champs B et H.

L'application du théorème d'Ampère sur une courbe fermée (cercle) à l'intérieur du tore donne :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{libre} \Rightarrow H \cdot \ell = N \cdot I \Rightarrow H = \frac{N \cdot I}{\ell} \quad (\text{II-21})$$

- L'Ampèremètre (A) affiche l'intensité I du courant dans le solénoïde ce qui permet d'obtenir la valeur de l'intensité de H (équation II-21).
- Le voltmètre mesure la d.d.p aux bornes du solénoïde quand on modifie l'intensité I :

$$V_1 - V_2 = - \left(- \frac{dW}{dt} \right) = NS \frac{dB}{dt} \quad (\text{II-22})$$

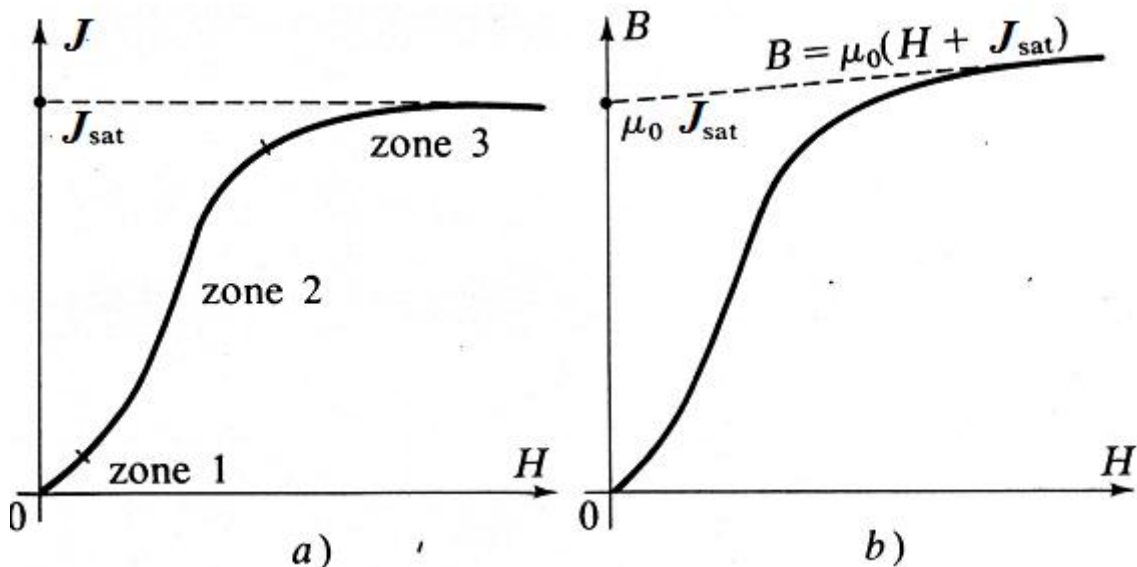
En intégrant sur le temps, on en déduit B :

$$B = \frac{1}{NS} \int_{t_1}^{t_2} (V_1 - V_2) \cdot dt \quad (\text{II-23})$$

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

$$J = \frac{B}{\mu_0} - H \quad (\text{II-24})$$

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



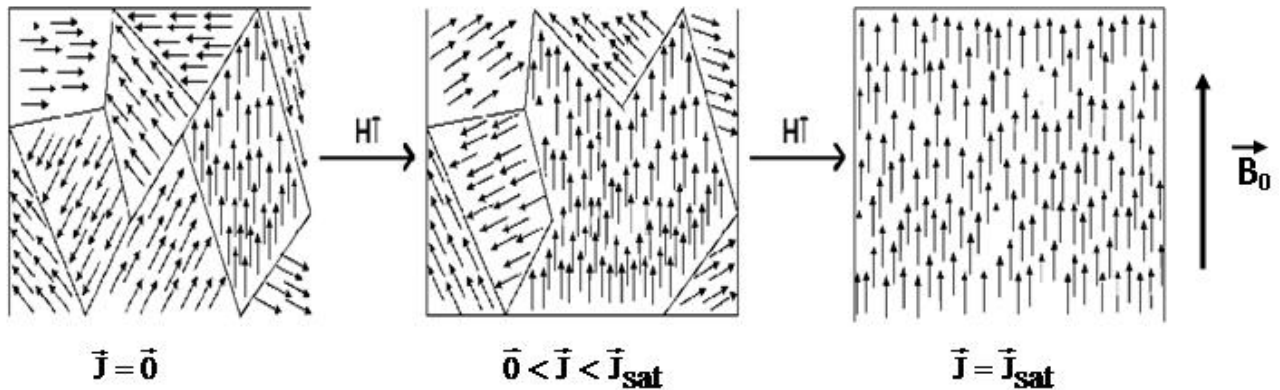
Courbes de première aimantation : (a) J(H), (b) B(H).

La courbe de 1^{ère} aimantation comprend 3 zones :

- la zone 1 : quasiment linéaire
- la zone 2 : à croissance plus rapide
- la zone 3 : de saturation (aimantation à saturation J_{sat}).

- à $T = 300 \text{ K}$, J_{sat} du fer est atteinte pour $H = 105\text{-}106 \text{ A/m}$, soit pour $B = \mu_0 H = 0.1 - 1 \text{ T}$.
- Pour le mumétal (μ -métal est un alliage de Ni, de Fe, de Mo et de C), il faut $H = 10 \text{ A/m}$, soit pour $B = 10^{-5} \text{ T}$.

Sous l'action d'un champ B_0 , l'aimantation, dans ces différents domaines, tend à s'aligner dans le sens de ce champ, ce qui confère au matériau une forte aimantation nette d'intensité importante. Si on augmente suffisamment le champ, on atteint alors une limite d'aimantation : le matériau devient saturé.



Les frontières entre les domaines sont des zones où l'aimantation change de direction.

Sous l'effet d'un champ magnétique croissant, il y a :

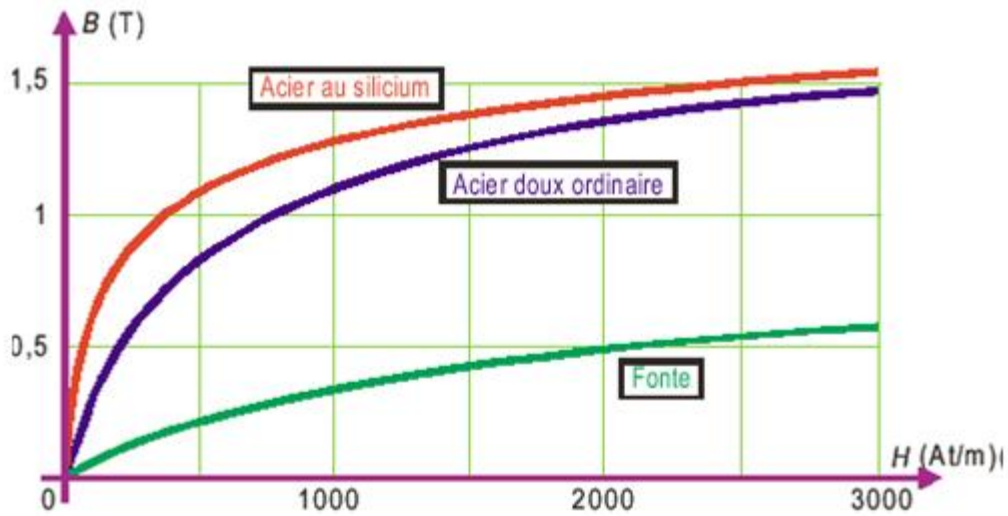
déplacement des parois de Bloch

grossissement des domaines énergétiquement favorisés et disparition des autres.

Le mécanisme d'aimantation comporte donc trois principaux phénomènes qui se produisent successivement en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué :

- Le premier mécanisme d'aimantation est le mouvement élastique des parois de domaines, qui se produit aux champs magnétiques faibles, et qui représente une aimantation spontanément réversible du matériau. Le mouvement des parois amène une augmentation de l'énergie totale du système mais ne permet pas de franchir la barrière de potentiel; le système retourne donc naturellement à l'état initial si le champ appliqué est annulé.
- Le second mécanisme d'aimantation est le 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.
- Le troisième mécanisme d'aimantation se produit lorsque 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 pour s'aligner avec le champ magnétique appliqué.



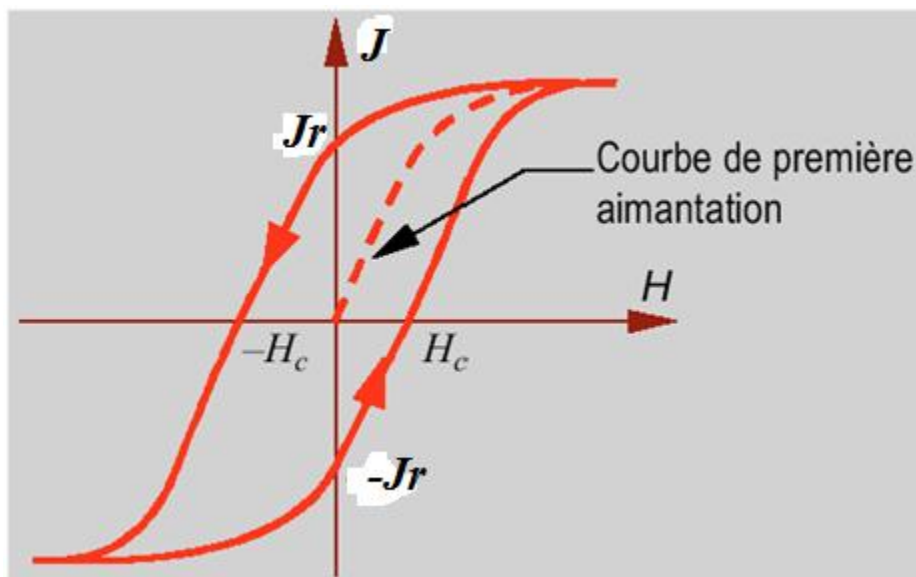
Courbe de première aimantation de matériaux courants

V.2.5.2 Cycle d'hystérésis

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

l'aimantation J 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** J_r . C'est le phénomène d'**hystérésis magnétique**.

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

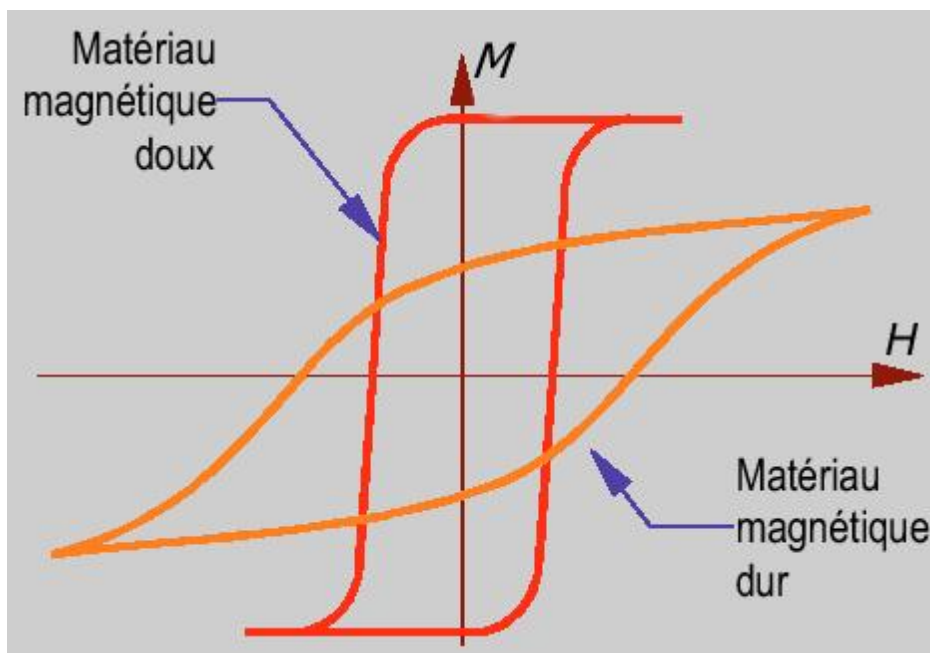
V.2.5.3 Classification des corps ferromagnétiques

L'étude du ferromagnétisme est extrêmement compliquée. Les propriétés magnétiques d'un matériau métallique dépendent de tous les états antérieurs par lesquels le métal est passé. Elles sont différentes suivant que le matériau est doux ou dur.

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)

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 $T_c = 800 \text{ }^\circ\text{C}$)

Utilisation : On les utilise pour fabriquer des aimants permanents.

VI- Energie perdue au cours d'un cycle d'hystérésis

En utilisant le montage en bobine torique (paragraphe V.2.5.1), la puissance électrique fournie s'écrit :

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

$$P = (V_1 - V_2)I = H\ell S \frac{dB}{dt} \quad (\text{II-25})$$

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 :

$$\begin{aligned} W &= \oint HdB = \oint Hd[\sim_0(H + J)] = \\ &= \sim_0 \oint HdH + \sim_0 \oint H.dJ \end{aligned} \quad (\text{II-26})$$

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

D'où l'énergie magnétique volumique :

$$W = \sim_0 \oint H.dJ \quad (\text{II-27})$$

Remarque :

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

$$W = \oint \vec{B} \cdot d\vec{H} \quad (\text{II-28})$$

VII – Relations de passage entre deux milieux pour \vec{B} et \vec{H}

Soient B_T, H_T, B_N et H_N les composantes tangentielles et normales de \vec{B} et \vec{H} en un point M de la surface de séparation (Σ) entre deux milieux de perméabilités magnétiques respectives \sim_1 et \sim_2 .

$$\vec{B} = B_T \cdot \vec{T} + B_N \cdot \vec{n}$$

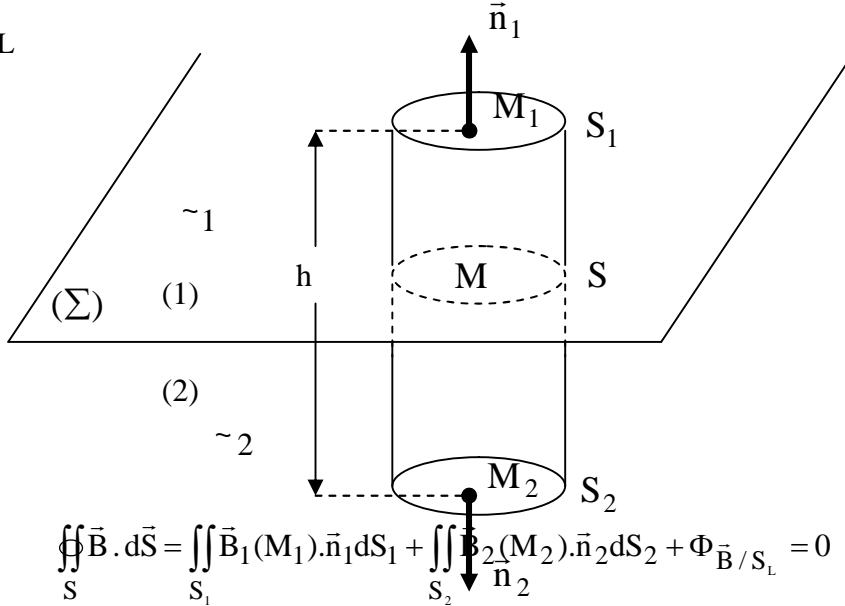
$$\vec{H} = H_T \cdot \vec{T} + H_N \cdot \vec{n}$$

VII.1 Composante normale de \vec{B}

On utilise la conservation du flux magnétique $\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$

On choisit comme surface fermée (S) un cylindre de hauteur h et de surfaces de base $S_1 = S_2$.

$$S = S_1 + S_2 + S_L$$



$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_1} \vec{B}_1(M_1) \cdot \vec{n}_1 dS_1 + \iint_{S_2} \vec{B}_2(M_2) \cdot \vec{n}_2 dS_2 + \Phi_{\vec{B}/S_L} = 0$$

On veut établir la relation de passage à la surface de séparation entre les milieux (1) et (2), c'est à dire lorsque h tend vers zéro.

Lorsque $h \rightarrow 0$

$$S_L \rightarrow 0 \quad ; \quad \Phi_{\vec{B}/S_L} \rightarrow 0$$

$$S_1 \text{ et } S_2 \rightarrow S \quad ; \quad dS_1 = dS_2 = dS_\Sigma$$

$$M_1 \text{ et } M_2 \rightarrow M \in (\Sigma) \quad ; \quad \begin{array}{l} \vec{B}_1(M_1) \rightarrow \vec{B}_1(M) \\ \vec{B}_2(M_2) \rightarrow \vec{B}_2(M) \end{array} \quad ; \quad \vec{n}_1 = -\vec{n}_2$$

La relation de conservation du flux magnétique s'écrit :

$$\iint_S (\vec{B}_1(M) \cdot \vec{n}_1 - \vec{B}_2(M) \cdot \vec{n}_1) \cdot d\vec{S} = 0$$

Cette expression est vraie quelque soit dS , donc , on a nécessairement :

$$\vec{B}_1(M) \cdot \vec{n}_1 - \vec{B}_2(M) \cdot \vec{n}_1 = 0 \quad (\text{II-28})$$

Conclusion :

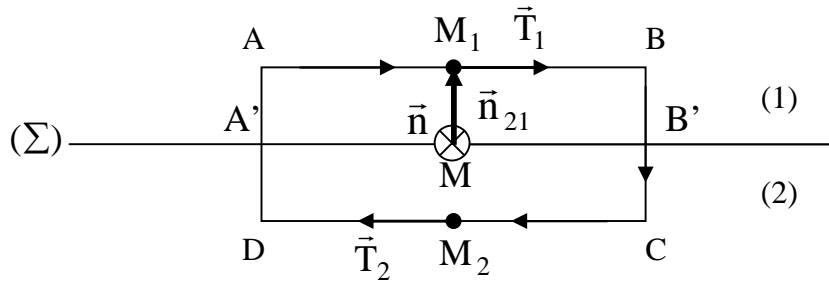
A la traversée d'une surface de séparation, entre deux milieux il y a continuité de la composante normale de \vec{B} .

VII.2 Composante tangentielle de \vec{H}

On suppose que la surface de séparation (Σ) entre les deux milieux est parcourue par un courant surfacique de densité \vec{k} et on applique le théorème d'Ampère généralisé :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{\text{réel}}$$

Γ = contour fermée = rectangle ABCD



$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \int_{AB} \vec{H}_1(M_1) \cdot d\vec{\ell}_{AB} \cdot \vec{T}_1 + \int_{CD} \vec{H}_2(M_2) \cdot d\vec{\ell}_{CD} \cdot \vec{T}_2 + C_{\vec{H}/BC} + C_{\vec{H}/DA} = \int_{A'B'} \vec{k} \cdot \vec{n} \cdot d\ell_{A'B'}$$

On s'intéresse à ce qui se passe à la surface de séparation (Σ), donc lorsque :

$$BC \text{ et } DA \rightarrow 0 \quad ; \quad d\ell_{AB} = d\ell_{CD} = d\ell_{A'B'} = d\ell \quad ; \quad \vec{T}_1 = -\vec{T}_2$$

$$M_1 \text{ et } M_2 \rightarrow M \in (\Sigma) \quad ; \quad \begin{aligned} \vec{H}_1(M_1) &\rightarrow \vec{H}_1(M) \\ \vec{H}_2(M_2) &\rightarrow \vec{H}_2(M) \end{aligned}$$

$$C_{\vec{H}/BC} \text{ et } C_{\vec{H}/DA} \rightarrow 0$$

La circulation de \vec{H} s'écrit donc :

$$\int_{A'B'} (\vec{H}_1(M) \cdot \vec{T}_1 - \vec{H}_2(M) \cdot \vec{T}_1) \cdot d\ell = \int_{A'B'} \vec{k} \cdot \vec{n} \cdot d\ell$$

Vrai quelque soit $d\ell$, donc pour :

$$\vec{H}_1(M) \cdot \vec{T}_1 - \vec{H}_2(M) \cdot \vec{T}_1 = \vec{k} \cdot \vec{n}$$

soit encore :

$$\vec{H}_1(M) \cdot \vec{T}_1 - \vec{H}_2(M) \cdot \vec{T}_1 = \vec{k} \cdot (\vec{n}_{21} \wedge \vec{T}_1) \quad (\text{II-29})$$

Conclusion : A la traversée d'une surface de séparation entre deux milieux, parcourue par des courants réels, il y a discontinuité de la composante tangentielle de \vec{H} .

VIII – Energie magnétique en présence de \vec{B} et \vec{H}

Comme pour les milieux diélectriques, on démontre que l'énergie magnétique emmagasinée dans un volume V de matériau placé dans une région où règne un champ magnétique est égale à :

$$W_m = \frac{1}{2} \iiint_V \vec{H}(M) \cdot \vec{B}(M) \cdot dV \quad (\text{II-30})$$

La densité volumique d'énergie magnétique est :

$$\%_m = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2} \vec{H}(M) \cdot \vec{B}(M) \quad (\text{II-31})$$

Si le milieu est parfait (L.H.I.), $\vec{B} = \sim \vec{H}$ et la densité d'énergie magnétique s'écrit :

$$\%_m = \frac{1}{2} \sim H^2(M) = \frac{1}{2 \sim} B^2(M) \quad (\text{II-32})$$

La densité d'énergie électromagnétique est alors donnée par :

$$\%_{em} = \%_e + \%_m = \frac{1}{2} \left(\vee E^2(M) + \sim H^2(M) \right) \quad (\text{II-33})$$

L'énergie électromagnétique emmagasinée dans un milieu parfait où règne un champ électrique et magnétique est donnée par :

$$W_{em} = \frac{1}{2} \left(\vee E^2 + \sim H^2 \right) \quad (\text{II-34})$$