

CONVERSION ÉLECTROMAGNÉTIQUE STATIQUE : MILIEUX MAGNÉTIQUES ET TRANSFORMATEUR

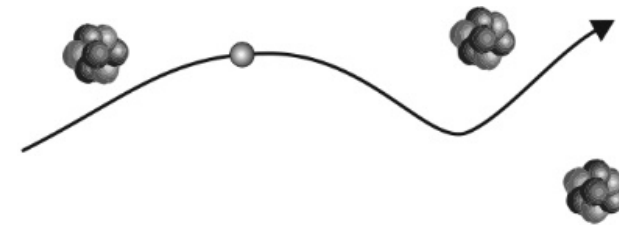
1. FERROMAGNÉTISME

1.1 Magnétisme

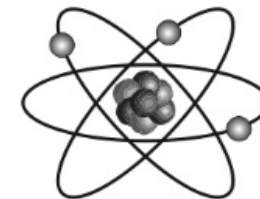
dans la matière, charges et courants :

- libres (densités volumiques ρ et $\vec{J}$)
mesurables : charge q d'un condensateur
intensité i dans un circuit
- liées (densités volumiques ρ' et $\vec{J}'$)
non mesurables, dues à la *polarisation* et
au *magnétisme* dans la matière

polarisation hors-programme
cf. exo « modèle de Thomson »



charge libre (électron dans
un métal ou dans un plasma):
déplacement de $a \approx 1\mu\text{m}$



charge liée (électron dans
un atome ou une molécule):
déplacement de $a \approx 10^{-10}\text{ m}$

milieu magnétisé : $\exists$ moment magnétique ($\text{A} \cdot \text{m}^2$) : $d^3 \vec{m}$ dans $d^3 \mathcal{V}$ mésoscopique

on définit l'*aimantation* de ce milieu $\vec{M} = \frac{d^3 \vec{m}}{d^3 \mathcal{V}}$ ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)

on peut montrer :
$$\begin{cases} \rho' = 0 \\ \vec{J}' = \text{rot } \vec{M} \end{cases}$$

on réécrit alors l'équation de Maxwell-Ampère dans l'A.R.Q.S, de façon à ne faire intervenir que les courants *libres* :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 [\vec{J} + \vec{J}'] \Leftrightarrow \text{rot } \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) = \vec{J} + \text{rot } \vec{M} \Leftrightarrow \text{rot } \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{J}$$

M.A dans l'A.R.Q.S : $\text{rot } \vec{H} = \vec{J}$ avec $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ excitation magnétique

$$\begin{cases} \text{M.T} & \text{div} \vec{B} = 0 \\ \text{M.A} & \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} \end{cases} \Rightarrow$$

équations de Maxwell régissant $\vec{B}$ et $\vec{H}$

$$\begin{cases} B_{2N} = B_{1N} \\ \vec{H}_{2T} - \vec{H}_{1T} = \vec{J}_{\mathcal{J}} \wedge \vec{N}_{1 \rightarrow 2} \end{cases}$$

relations de passage

dans l'A.R.Q.S, le *théorème d'Ampère* relie l'excitation magnétique aux courants libres :

$$\oint_{\gamma} \vec{H} \cdot d \overrightarrow{OM} = i_{\text{int}}$$

le vecteur de Poynting devient : $\vec{S}_p = \vec{E} \wedge \vec{H}$

1.2 Milieu L.H.I et classification

milieu L.H.I : $\vec{B} = \mu \vec{H}$ avec $\mu = \mu_0 \mu_r > 0$ perméabilité du milieu ($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$)
 μ_r perméabilité relative (sans dimension)

susceptibilité magnétique χ_m (sans dimension) définie par $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$

$$\vec{B} = \mu_0 [\vec{H} + \vec{M}] = \mu_0 \vec{H} [1 + \chi_m] \Rightarrow \mu_r = 1 + \chi_m$$

M.A : les sources de $\vec{H}$ sont les courants libres, alors que $\vec{B}$ est créé par les courants libres *et* par l'aimantation d'un matériau

on peut *imposer* $\vec{H}$ à un matériau à l'aide des courants libres, l'aimantation $\vec{M}$ et le champ magnétique $\vec{B}$ sont alors des « réponses » à l'excitation

$$\text{vide : } \vec{M} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \Leftrightarrow \mu_r = 1 \Leftrightarrow \chi_m = 0$$

matériau *ferromagnétique*, $\mu_r \gg 1$ (mais des non-linéarités peuvent apparaître).

autres matériaux (paramagnétiques, diamagnétiques), l'aimantation est faible : $\mu_r \approx 1$

1.3 Diamagnétisme, paramagnétisme

magnétisme dû aux **mouvements de charges** dans la matière (électrons autour du noyau d'un atome par exemple)

il existe ainsi des **boucles de courant à l'échelle atomique**, donc des moments magnétiques

il faut faire appel à la mécanique quantique, et au **spin** (moment cinétique intrinsèque) des électrons pour décrire quantitativement le magnétisme

● diamagnétisme

les particules (exemple : N_2) ne possèdent pas de moment magnétique car elles n'ont pas d'électrons célibataires ($\vec{m} = \vec{0} \Rightarrow \vec{M} = \vec{0}$)

si on applique un champ magnétique extérieur qui passe de 0 à $\vec{B}_0 \Rightarrow$ champ électrique induit $\Rightarrow$ création d'un champ magnétique $\vec{B}_m$ qui s'oppose à $\vec{B}_0$

$$\Rightarrow \chi_m < 0 \text{ mais très faible : } |\chi_m| < 10^{-5} \text{ et donc } \mu_r < 1$$

$$\Rightarrow \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \simeq \vec{B}_0$$

les matériaux *supraconducteurs* sont des matériaux diamagnétiques *parfaits*, aux propriétés magnétiques *non négligeables*, puisque dans le matériau, le champ

$$\vec{B}_m \text{ annule } \vec{B}_0 : \vec{B} = \vec{0} \Rightarrow \chi_m = -1$$

● paramagnétisme

les particules (exemple : O_2) possèdent un moment magnétique car elles ont des électrons célibataires ($\vec{m} \neq \vec{0}$ mais $\vec{M} = \vec{0}$ car les $\vec{m}$ aléatoirement orientés)

si on applique un champ magnétique extérieur $\vec{B}_0 \Rightarrow$ orientation préférentielle des $\vec{m}$ dans le sens de $\vec{B}_0 \Rightarrow$ création d'un champ magnétique $\vec{B}_m$ aligné sur $\vec{B}_0$ et de même sens

$$\Rightarrow \chi_m > 0 \text{ mais très faible : } |\chi_m| < 10^{-3} \text{ et donc } \mu_r > 1$$

le paramagnétisme masque alors le diamagnétisme qui existe dans tous les matériaux

● lignes de champ magnétique

on trace (diapo suivante) les lignes de champ magnétique $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$ pour un matériau placé dans un solénoïde

sans le matériau, le champ $\vec{B}_0$ appliqué, supposé stationnaire, et l'excitation

magnétique $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ sont uniformes



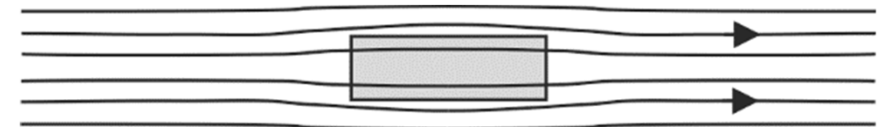
L'aimantation $\vec{M}$ qui apparaît dans le matériau crée en tout point un champ $\vec{B}_m$ non uniforme

l'excitation magnétique $\vec{H}$ et le champ $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ ne sont pas uniformes, sauf loin

du matériau où $\vec{M} = \vec{0}$ et $\vec{B} \approx \vec{B}_0$: on retrouve $\vec{H} \simeq \vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$

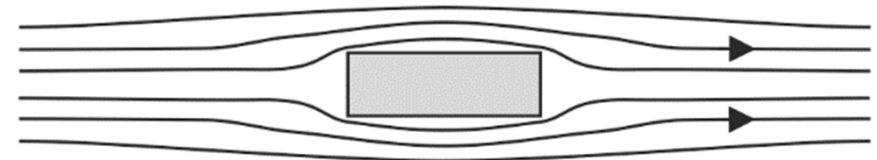
matériau diamagnétique : $B < B_0$

conservation du flux de $\vec{B}$ le long d'un tube de courant $\Rightarrow$ les lignes de champ s'écartent au voisinage du matériau



matériau diamagnétique

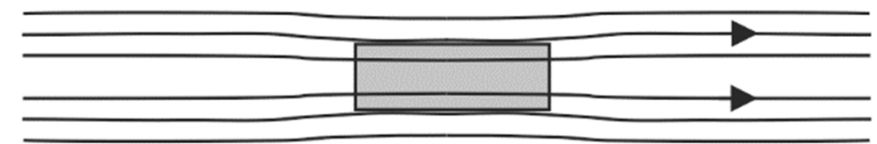
supraconducteur (diamagnétisme parfait) : elles sont expulsées du matériau ($\vec{B} = \vec{0}$)



matériau supraconducteur

matériau paramagnétique : $B > B_0$

conservation du flux de $\vec{B}$ le long d'un tube de courant $\Rightarrow$ les lignes de champ se rapprochent au voisinage du matériau



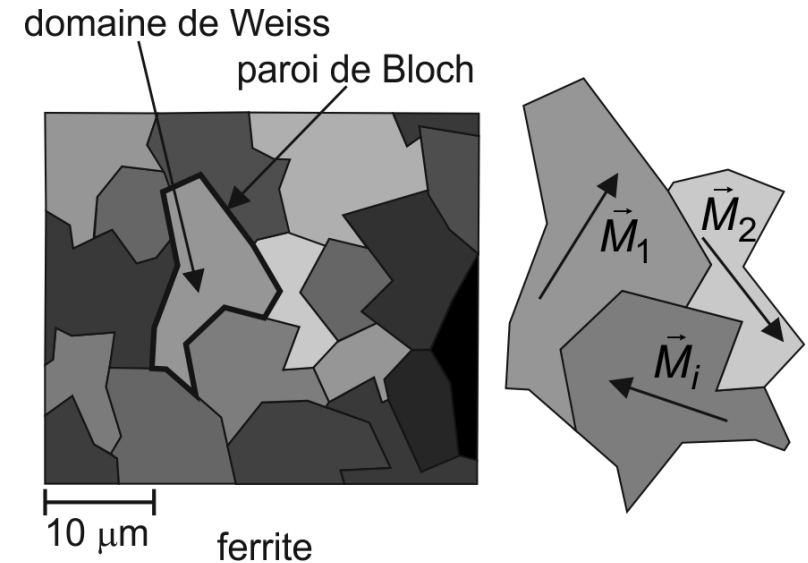
matériau paramagnétique

1.4 Ferromagnétisme

● domaines de Weiss

dans un matériau ferromagnétique, les particules possèdent un moment magnétique

ces moments interagissent *fortement*, si bien qu'ils s'orientent tous de la même façon à l'intérieur de domaines appelés domaines de Weiss, de dimension caractéristique 10 à 100 μm , séparés par des parois (zones de transition) appelées parois de Bloch



$\vec{M}_i$ aimantation du domaine i

$\vec{M}$ aimantation du matériau à l'échelle du mm :
$$\vec{M} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{M}_i$$

$\Rightarrow$ à la même échelle $\vec{H} = H\vec{e}_x$ excitation magnétique imposée au matériau

$\Rightarrow \vec{M} = M\vec{e}_x$ et $\vec{B} = B\vec{e}_x$: "réponses du matériau" (H, M et B algébriques)

● courbe de première aimantation $M(H)$

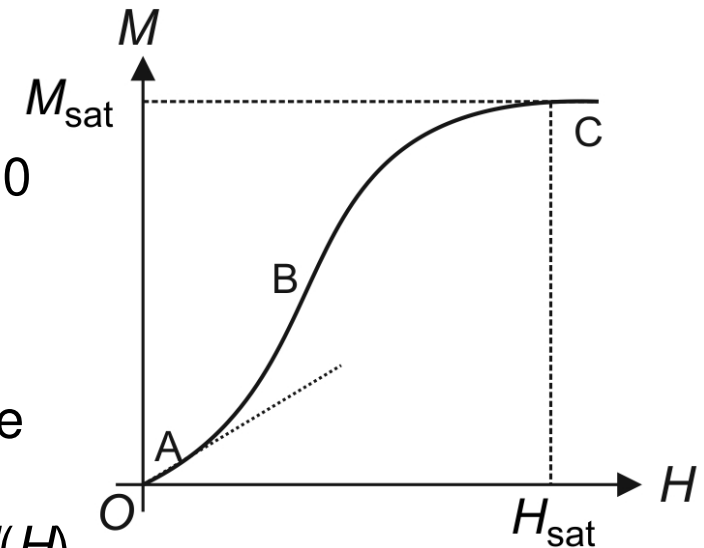
(O) au départ $H = 0$ et le matériau est désaimanté : $M = 0$

dans ce cas, bien que les $\vec{M}_i$ s'orientent selon certaines directions privilégiées du cristal (parallèlement aux arêtes de la maille du cristal pour le fer et ses alliages), la direction adoptée change aléatoirement d'un domaine de Weiss à un autre

(A) $H \uparrow \Rightarrow$ les domaines pour lequel l'aimantation est dans le même sens que $\vec{H}$ (produit scalaire $\vec{M}_i \cdot \vec{H} > 0$) s'agrandissent au dépend de ceux pour lesquels $\vec{M}_i \cdot \vec{H} < 0$ (déplacement des parois de Bloch) ; la relation $M(H)$ est linéaire pour H petit

(B) rotation : les aimantations $\vec{M}_i$ tendent à s'aligner entre elles, puis avec $\vec{H}$ et le cristal se déforme de façon à essayer d'aligner ses arêtes sur $\vec{H}$ (magnétostriction) : $M(H)$ non linéaire et le phénomène est irréversible

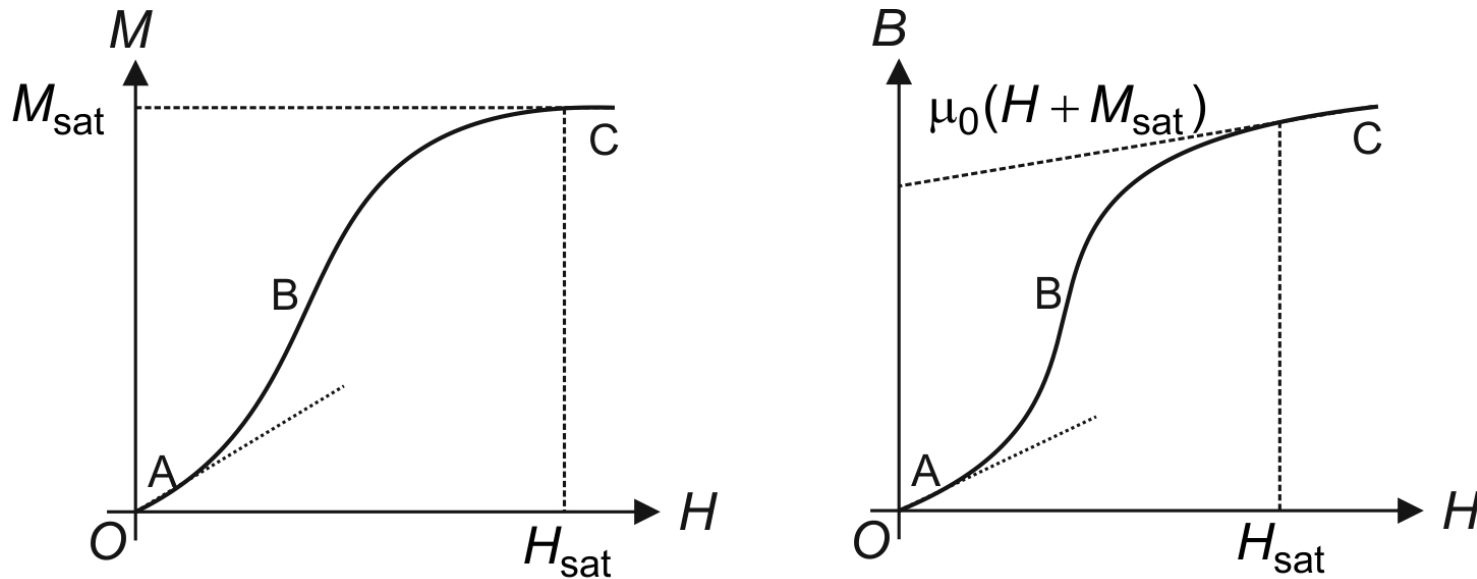
(C) pour $H \geq H_{\text{sat}}$, tous les $\vec{M}_i$ sont colinéaires et de même sens que $\vec{H}$ l'aimantation ne varie plus : $M = M_{\text{sat}}$, valeur de saturation



● courbe de première aimantation $B(H)$

comme $\vec{B} = \mu_0 [\vec{H} + \vec{M}]$, on a $B = \mu_0 [H + M_{\text{sat}}]$ à saturation

la zone C est une zone rectiligne de la courbe $B(H)$



courbes de première aimantation

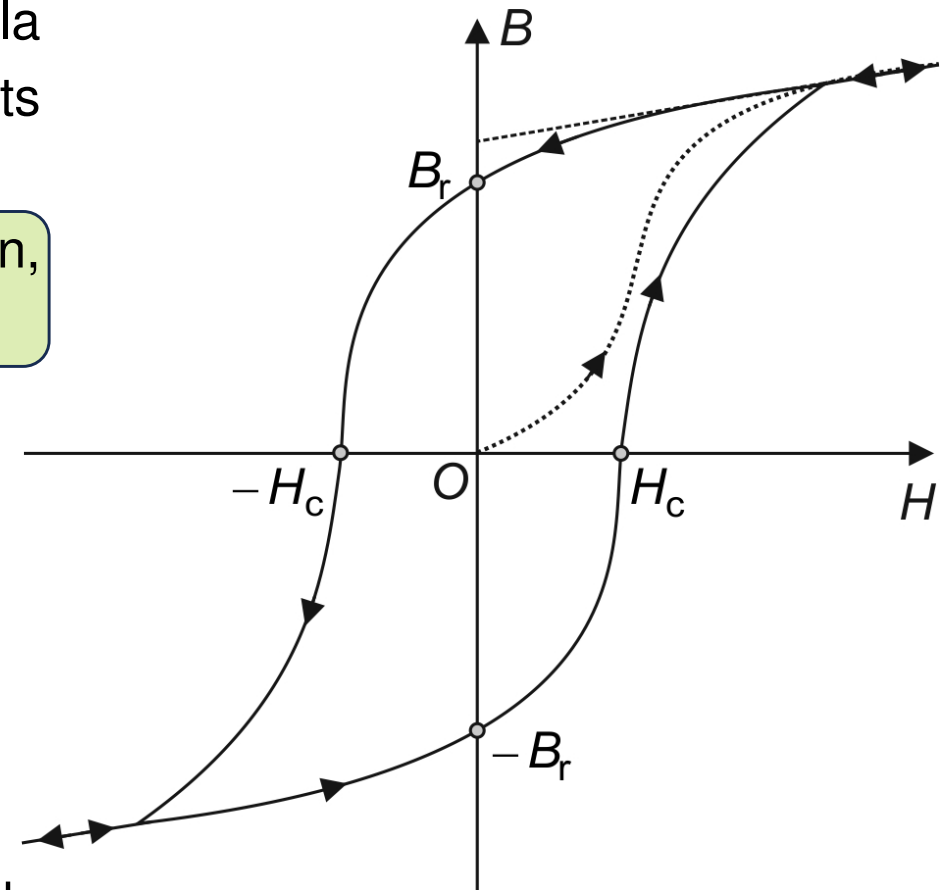
● cycle d'hystérésis

lorsque la saturation est atteinte, si $H \downarrow$ la courbe ne repasse pas par les mêmes points que lors de la première aimantation

la désaimantation, de même que l'aimantation, est en retard par rapport à H

quand H redevient nul, on n'a plus $B = 0$ mais :
 $B = B_r$: le matériau reste aimanté

pour avoir $B = 0$, il faut appliquer $H = -H_c$
 pour cette valeur, les aimantations de chaque bloc suivent de nouveau aléatoirement, d'un domaine à l'autre, des directions privilégiées du cristal



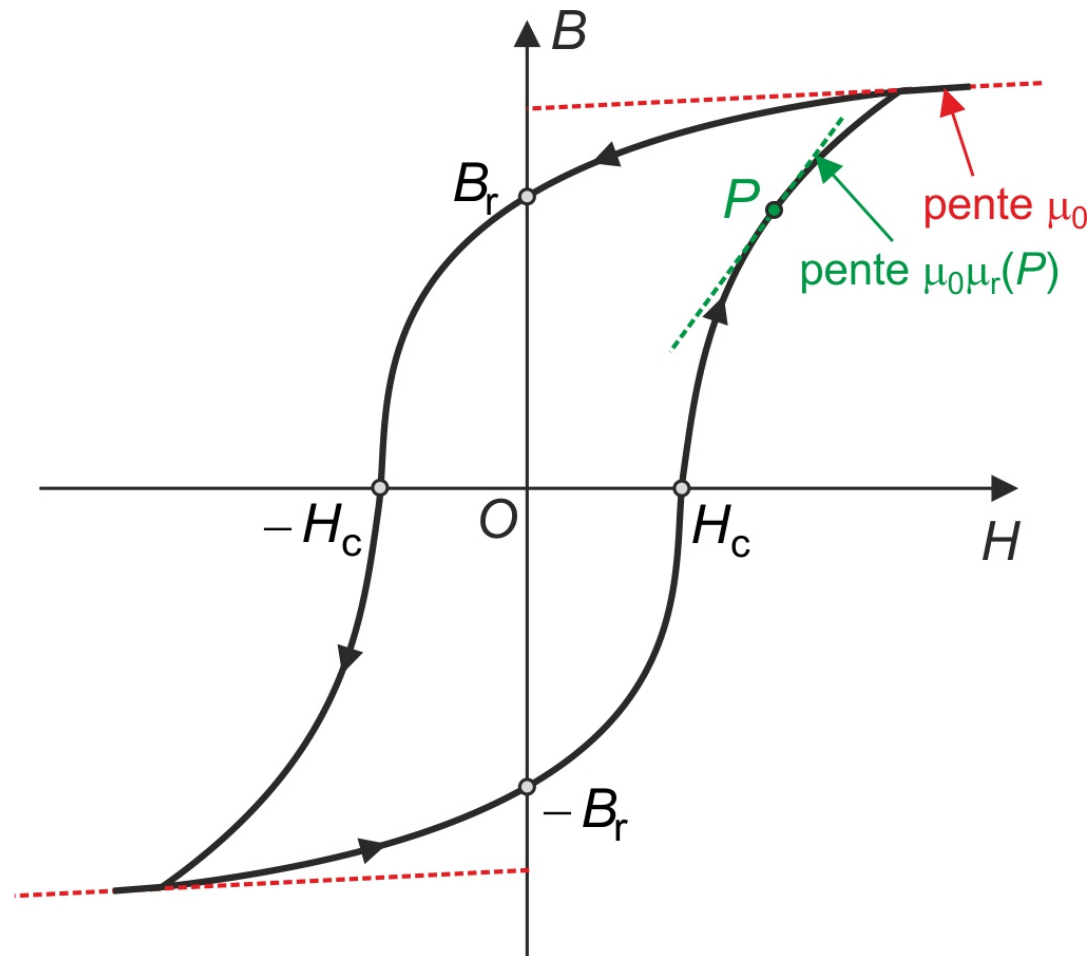
pour H variant périodiquement autour de 0, la courbe $B(H)$ est un cycle d'hystérésis symétrique par rapport à l'origine O , décrit dans le sens *trigonométrique*

B_r s'appelle **champ magnétique rémanent** ; H_c s'appelle **excitation coercitive**

$\mu = \mu_0 \mu_r = \frac{dB}{dH}$ perméabilité différentielle $\Rightarrow \mu_r \gg 1$ en tout point du cycle

sauf à saturation car alors $B = \mu_0 [H + M_{\text{sat}}] : \mu_r = 1$

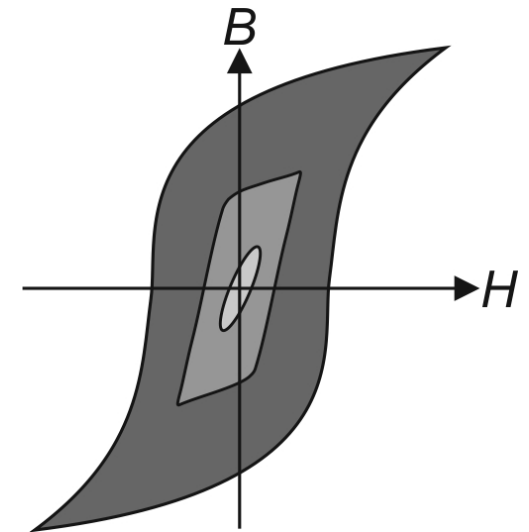
$\Rightarrow$ à saturation, H peut devenir très grand alors que B varie très peu



si H varie sur un intervalle plus petit (on fait décroître sa valeur maximale $H_{\max}$), un cycle d'hystérésis plus petit est décrit

les valeurs de B correspondant à ne sont plus $\pm B_r$ et celles de H correspondant à $B = 0$ ne sont plus $H = \pm H_c$

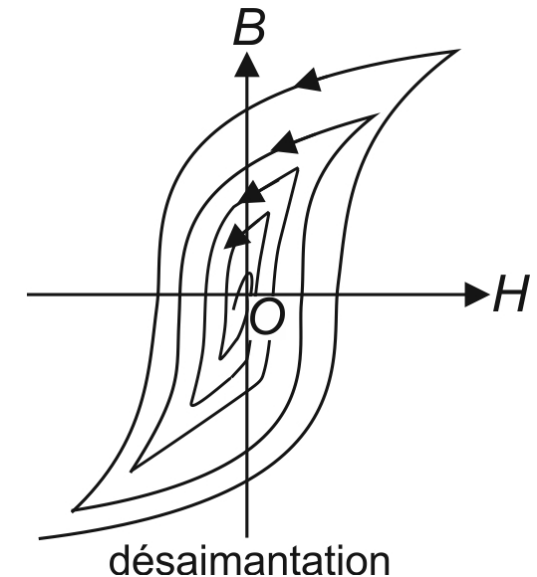
pour mesurer B_r et H_c il faut $H_{\max} \geq H_{\text{sat}}$ afin que le matériau soit saturé



lorsque $H_{\max}$ est suffisamment petit, le cycle est proche d'une ellipse : phénomène linéaire (si $H(t)$ est sinusoïdal, $B(t)$ l'est aussi), *mais* avec un déphasage entre les deux grandeurs

H et B ne sont donc pas proportionnels (en notation complexe, valable pour une relation linéaire, on a $\underline{B} \simeq \mu_0 \mu_r \underline{H}$ avec $\mu_r \in \mathbb{C}$)

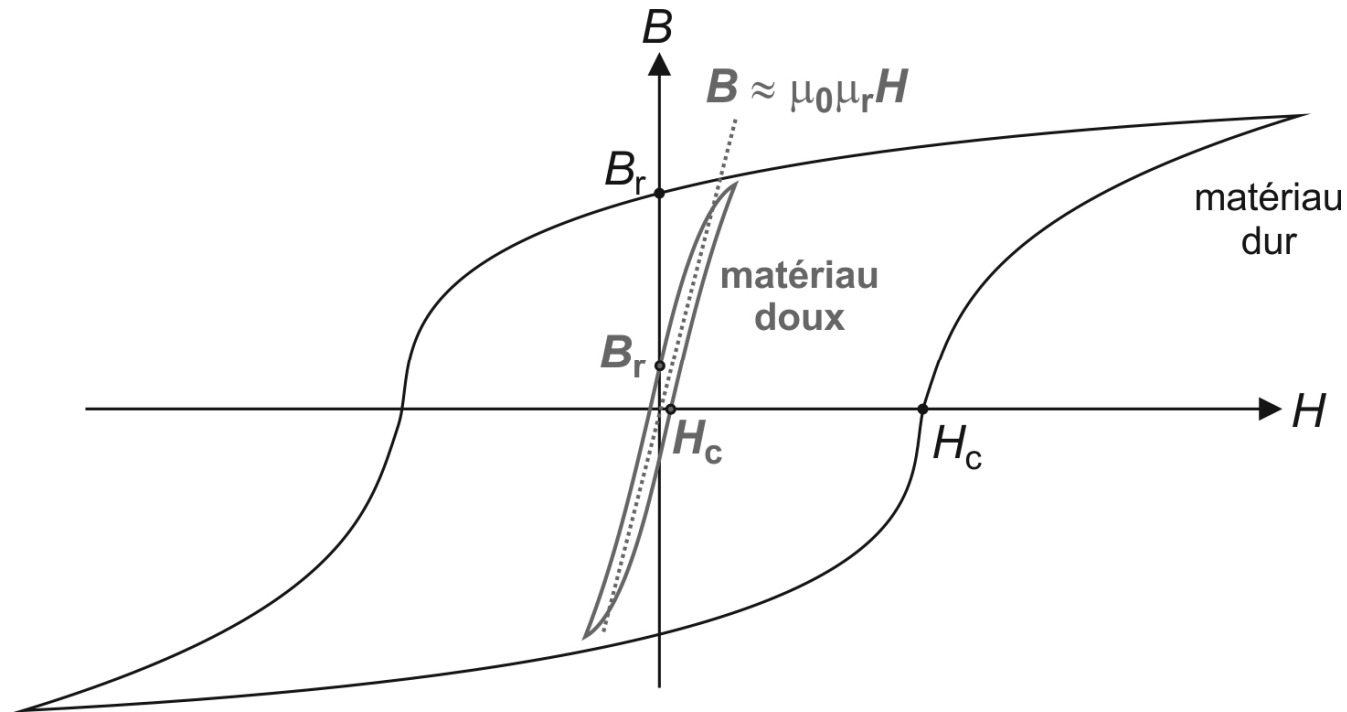
pour désaimanter un matériau ferromagnétique, il ne suffit pas d'annuler les courants sources de H : il faut que ces derniers *oscillent* avec une amplitude qui tend vers 0 $\Rightarrow$ les cycles d'hystérésis convergent alors vers l'origine O du diagramme



fer, cobalt et nickel sont les principaux corps simples ferromagnétiques
 autres matériaux ferromagnétiques : alliages contenant principalement ces éléments
 (le ferromagnétisme dépend très fortement des proportions utilisées)
 mais il existe des alliages ferromagnétiques constitués exclusivement d'éléments qui
 ne le sont pas quand ils sont purs (corps simples)

● matériaux doux / durs

doux	dur
cycle étroit	cycle large
$H_c : 0,1 \rightarrow 100 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$	$H_c : 10^3 \rightarrow 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$
$B_r : 0,1 \rightarrow 1 \text{ T}$	$B_r \approx 1 \text{ T}$
exemples de valeur de H_c ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$) : Permalloy (78,5%Ni, 21,5%Fe) : 5 (Fe, 4%Si) : 20	exemples de valeur de H_c ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$) : acier (Fe, 4%C) : $4 \cdot 10^3$ AlNiCo : 10^5 aimant au néodyme NdFeB : 10^6
faciles à aimanter / désaimanter faibles pertes par hystérésis	difficiles à aimanter / désaimanter fortes pertes par hystérésis
électro-aimants : moteurs électriques, transformateurs, contacteurs	aimants permanents : haut-parleurs, écouteurs, moteurs électriques, bandes et disques magnétiques



matériaux doux : modélisation linéaire du cycle possible pour $H < H_{\text{sat}}$
 $\mu_r \gg 1$ pour un matériau ferromagnétique (par exemple 2000 pour du fer avec 4% de silicium à 50 Hz)

matériau doux non saturé : linéaire $\Rightarrow \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ avec $\mu_r = \text{Cte} \gg 1$

on montre que son énergie magnétique volumique est $u_m = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r}$

● canalisation des lignes de champ

$$\mu_r \gg 1 \Rightarrow \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \simeq \vec{B}_m \text{ donc } B \gg B_0$$

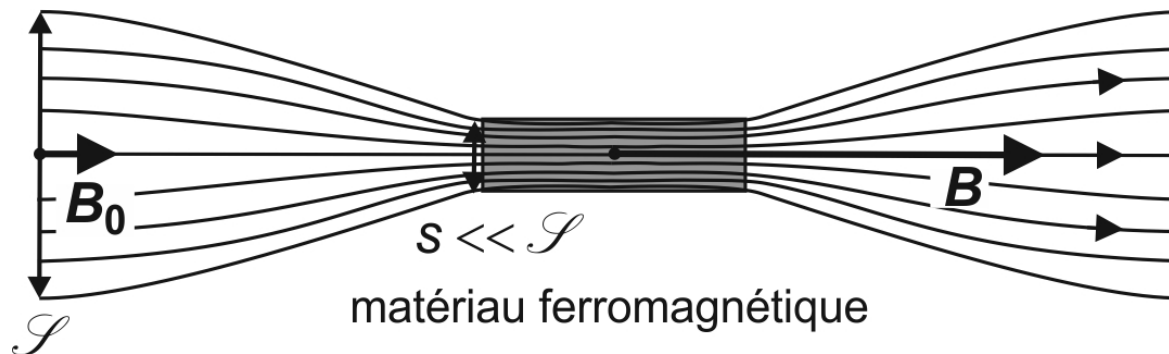
conservation du flux de $\vec{B}$ le long d'un tube de courant :

$$B_0 \mathcal{S} = B s \text{ avec } B \gg B_0 \Rightarrow s \ll \mathcal{S}$$

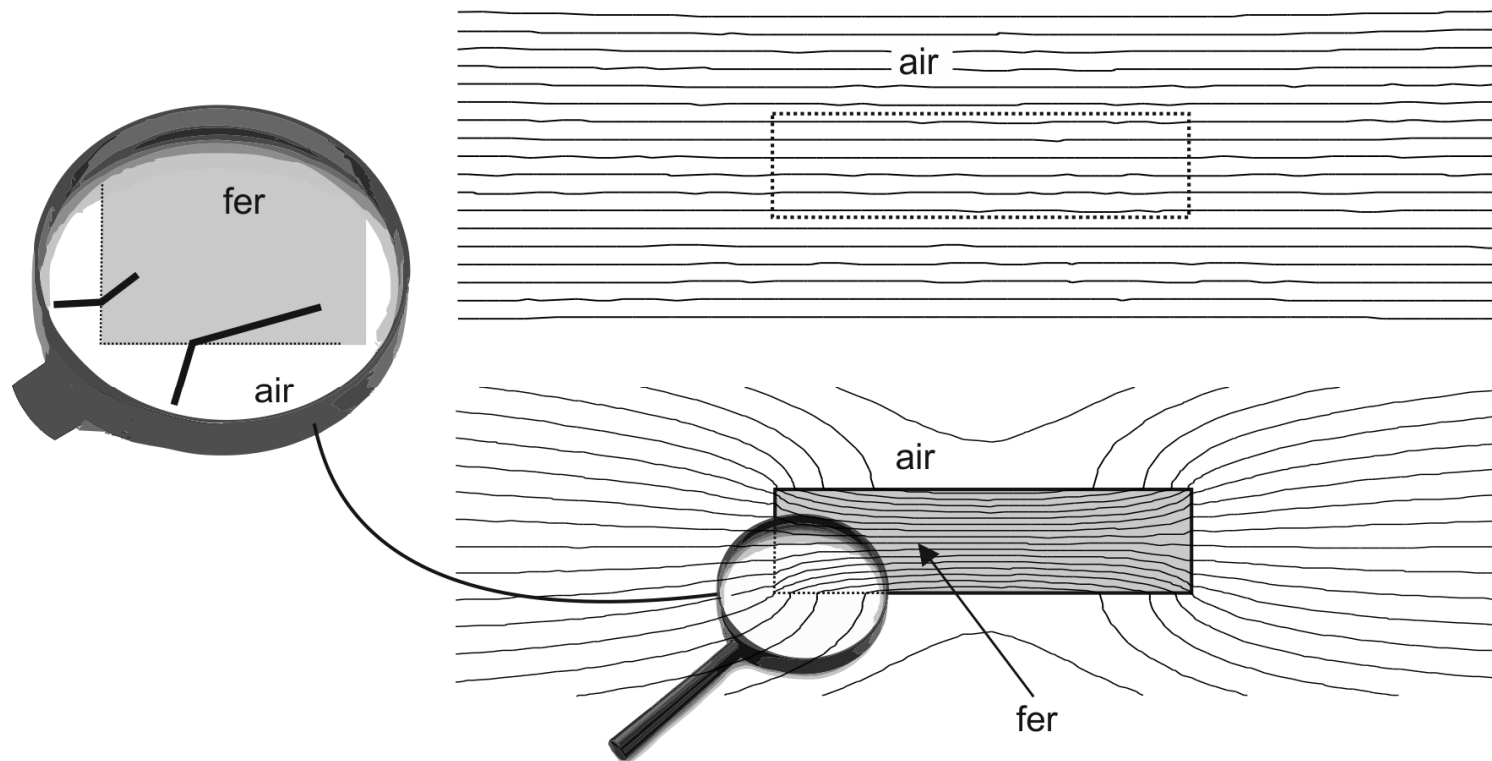
si $\mu_r \rightarrow \infty$: **matériau ferromagnétique *parfait***, la canalisation est parfaite

pour s fixé, $\mathcal{S} \rightarrow \infty$: toutes les lignes de champ provenant de l'air rentrent par la face de gauche et sortent par la face de droite

le champ magnétique est alors tangent au matériau à sa surface latérale : le matériau constitue un parfait tube de champ magnétique



simulation : lignes de champ magnétique stationnaire dans un solénoïde
 figure du dessus, le solénoïde ne contient que de l'air : le champ est uniforme et parallèle à l'axe du solénoïde
 figure du dessous : on place un pavé en fer dans le solénoïde, on constate que les lignes de champ sont radicalement différentes :

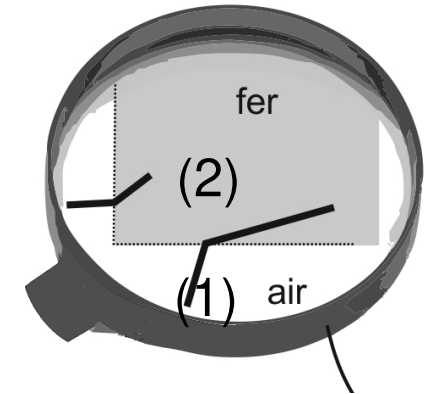


le champ magnétique s'est « engouffré » dans le fer, où il est très intense
 il subit une réfraction à l'interface air-fer

relations de passage entre deux milieux magnétiques (1) et (2) :
$$\begin{cases} B_{2N} = B_{1N} \\ \vec{H}_{2T} - \vec{H}_{1T} = \vec{J}_{\mathcal{J}} \wedge \vec{N}_{1 \rightarrow 2} \end{cases}$$

pas de courants surfaciques dans le fer
(courants induits *volumiques* en régime variable, nuls en régime stationnaire)

$$\Rightarrow \begin{cases} B_{2N} = B_{1N} \\ \frac{B_{2T}}{\mu_0 \mu_{r2}} = \frac{B_{1T}}{\mu_0 \mu_{r1}} \end{cases}$$



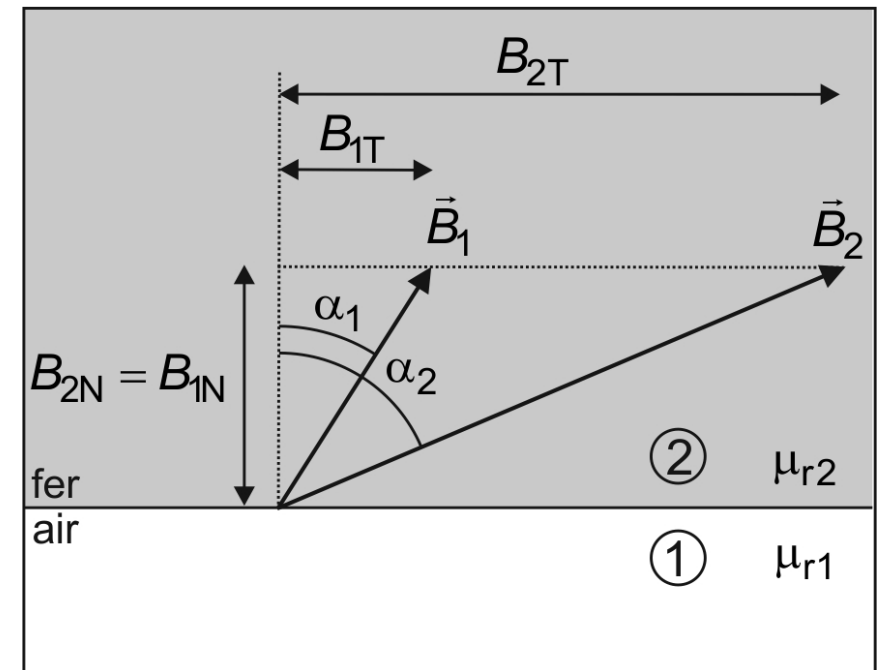
$0 \leq \alpha_1 \leq \pi/2$ et $0 \leq \alpha_2 \leq \pi/2$
(angles non orientés)

$$\tan \alpha_1 = \frac{B_{1T}}{B_{1N}} \quad \text{et} \quad \tan \alpha_2 = \frac{B_{2T}}{B_{2N}}$$

$$\Rightarrow \frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{B_{1T}}{B_{2T}} = \frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}$$

$$\mu_{r1} < \mu_{r2} \Rightarrow \alpha_1 < \alpha_2$$

le champ se rapproche de la normale dans le milieu de plus petite perméabilité



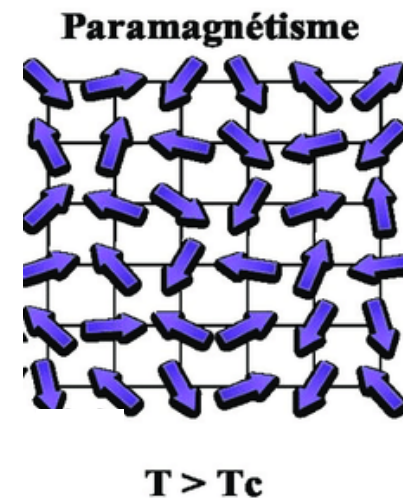
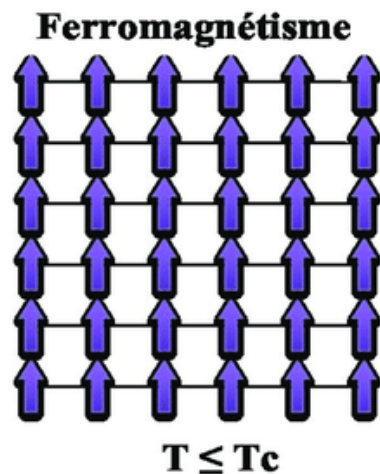
dans le cas d'un matériau ferromagnétique, $\mu_{r2} \gg 1$, alors que dans l'air, $\mu_{r1} = 1$: le champ dans l'air est quasiment normal à l'interface air-matériau ferromagnétique pour un matériau ferromagnétique parfait ($\mu_r \rightarrow \infty$), la canalisation est parfaite

● transition de phase

quand l'agitation thermique augmente, l'aimantation du matériau ferromagnétique décroît

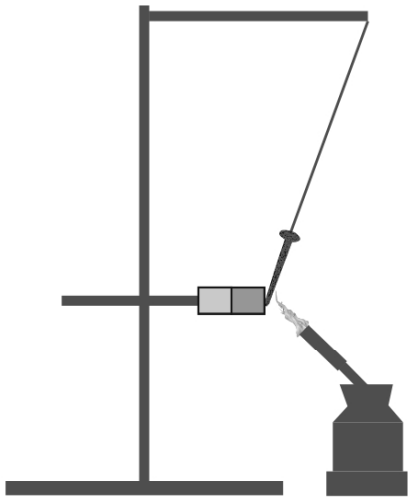
lorsque la température atteint une valeur critique T_C , appelée température de Curie, le matériau perd son aimantation et devient paramagnétique

pour le fer, $T_C = 1043 \text{ K}$

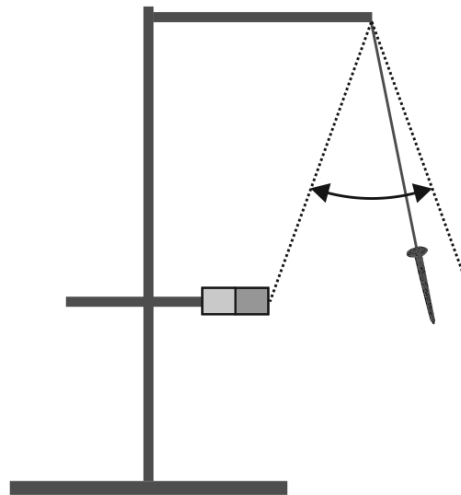


mise en évidence grâce à une expérience classique réalisée avec un clou en fer attaché à un fil : magnétisé par le champ d'un aimant permanent, le clou est attiré par ce dernier et vient s'y coller

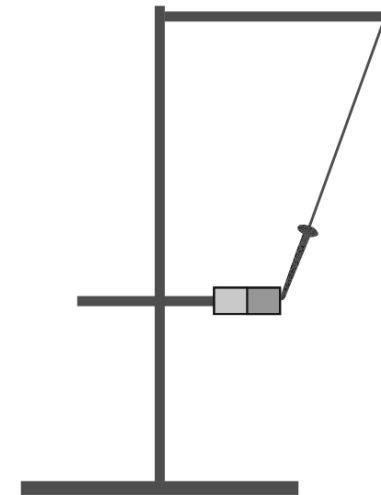
lorsqu'on chauffe le clou, et que $T > T_C$, il perd son aimantation, se détache et oscille ; il se refroidit rapidement et sa température repasse en dessous de T_C une fois redevenu ferromagnétique, il revient se coller à l'aimant



le clou reste collé à l'aimant tant que la température de Curie n'est pas atteinte



une fois désaimanté, il se détache et oscille autour de la position verticale



lorsqu'il s'est refroidi, il se magnétise dans le champ de l'aimant et est de nouveau attiré par lui

(l'aimant est protégé par un matériau isolant, et garde ainsi son aimantation)