

# Chapitre 13

## Propriétés magnétiques

Les matériaux magnétiques sont utilisés dans beaucoup d'applications.

Les principes et les propriétés magnétiques sont discutés dans ce chapitre.

# Origines du comportement magnétique

Une charge électrique en mouvement (le spin et le mouvement orbital des électrons) engendre un champ magnétique autour d'elle-même.

Les électrons peuvent former de petits dipôles magnétiques qui réagissent à un champ magnétique extérieur appliqué.

Un aimant peut être considéré d'avoir deux pôles: pôle nord et pôle sud. Les lignes de champ magnétique émergent du pôle nord pour converger au pôle sud.

La puissance d'un champ magnétique  $H$ , qui mesure la magnitude et la direction du champ, détermine la force agissant sur les dipôles magnétiques.

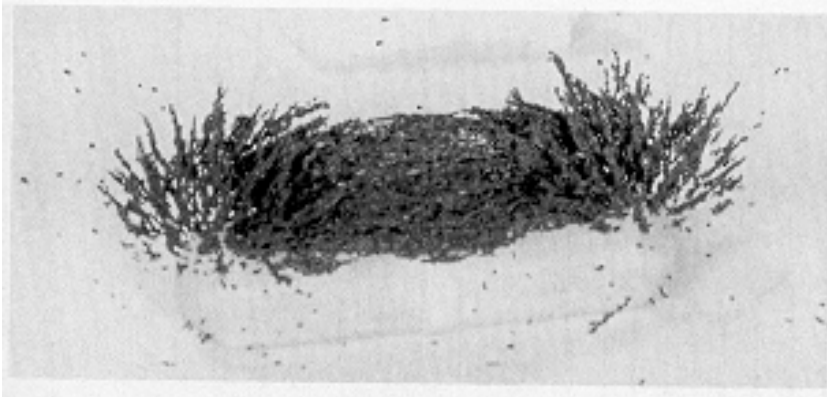


Figure 13.1. Magnetic field patterns, as indicated by aligned iron filings on a plexiglass surface above a bar magnet.

L'alignement d'un matériau magnétique (limaille de fer) peut tracer les lignes de champ (flux de champ) d'un aimant.

Pour l'espace entourant la source du champ magnétique  $H$  ( $A\ m^{-1}$ ), il y a une induction magnétique  $B$  (T: tesla):

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H}$$

$\mu_0$  est la perméabilité du vide:  
 $4\pi 10^{-7}\ T\ m\ A^{-1}$  ou  $Wb\ m^{-1}\ A^{-1}$   
 $1\ T = 1\ Wb\ m^{-2} = N\ A^{-1}\ m^{-1}$   
Wb (weber): unité SI du flux magnétique.

Pour un matériau qui occupe cet espace:

$$\bar{B} = \mu \bar{H}$$

$\mu$  est la perméabilité du matériau

L'induction magnétique représente l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du matériau.

Comparaison avec la polarisation électrique d'un matériau sous l'effet d'un champ électrique:  $\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}$  (ou  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ ) (ou  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ )

L'induction magnétique peut s'écrire d'une autre façon pour montrer la contribution du matériau à l'induction:

$$\bar{B} = \mu \bar{H} = \mu_0 (\bar{H} + \bar{M})$$

$M$  (A m<sup>-1</sup>) est la magnétisation du matériau qui représente le champ magnétique induit associé avec le matériau.

La perméabilité relative du matériau est définie comme:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

et sa susceptibilité magnétique:

$$\chi = M / H$$

On obtient:

$$\mu_r = 1 + \chi$$

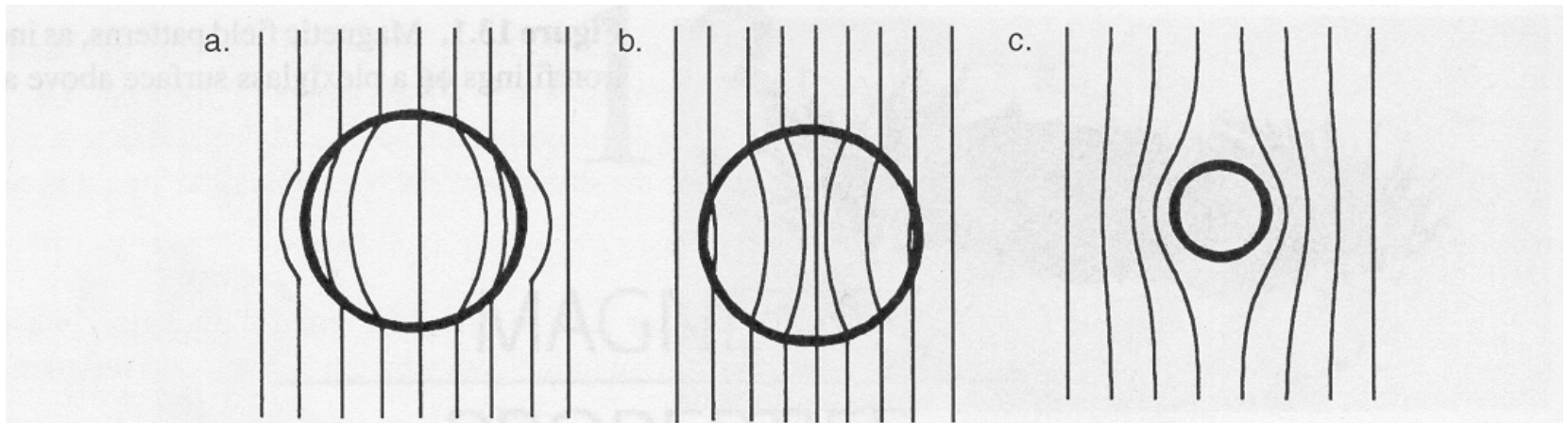
Le signe et la magnitude de  $\chi$  séparent les matériaux en différentes classes:

**Diamagnétique:**  $\chi < 0$  et petite, indépendante du champ extérieur; le matériau est expulsé du champ magnétique extérieur.

(supraconducteur: diamagnétique parfait,  $M=-H$ ,  $\chi=-1$ ,  $B=0$ )

**Paramagnétique:**  $\chi > 0$  et petite ( $10^{-5}$ – $10^{-2}$ ), indépendante du champ extérieur; le matériau est légèrement attiré vers le champ magnétique extérieur.

**Ferromagnétique:**  $\chi > 0$  et grande ( $10^{-2}$ – $10^6$ ), dépendante du champ extérieur; le matériau est très fortement attiré vers le champ magnétique extérieur.



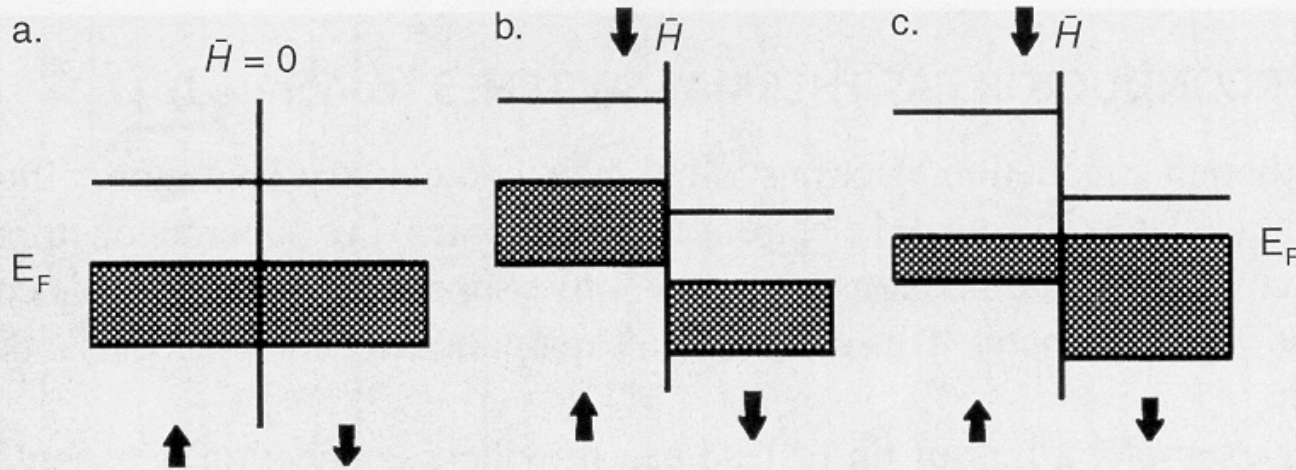
**Figure 13.2.** Magnetic flux density contours in (a) a diamagnetic material; (b) a paramagnetic material, and (c) a superconducting material.

Le spin et le mouvement orbital des électrons engendrent des moments magnétiques dus au spin (magnétisme de spin:  $+\mu_B$  ou  $-\mu_B$ ) et des moments magnétiques orbitaux (magnétisme orbital:  $m\mu_B$  -  $m$  est le nombre quantique magnétique). Magnéton de Bohr:  $\mu_B = (eh/4\pi m_e)$

Dans un matériau **diamagnétique**, tous les électrons sont appariés et le moment magnétique total est nul. Le champ magnétique appliqué cause une déformation des orbitales de manière que la circulation des électrons crée un champ magnétique qui s'oppose au champ extérieur, ce qui diminue le champ magnétique à l'intérieur du matériau.

Dans un matériau **paramagnétique**, il y a des électrons non-appariés (métaux de transition, etc.) et le moment magnétique total n'est pas nul. Sous l'effet du champ magnétique appliqué, ces moments magnétiques élémentaires d'origines de spin et d'orbital, tendent à s'aligner avec le champ extérieur, ce qui augmente l'intensité du champ à l'intérieur du matériau. Le paramagnétisme est déterminé par les propriétés des atomes individuels. L'effet diamagnétique existe, mais il est submergé par l'effet dominant du paramagnétisme.

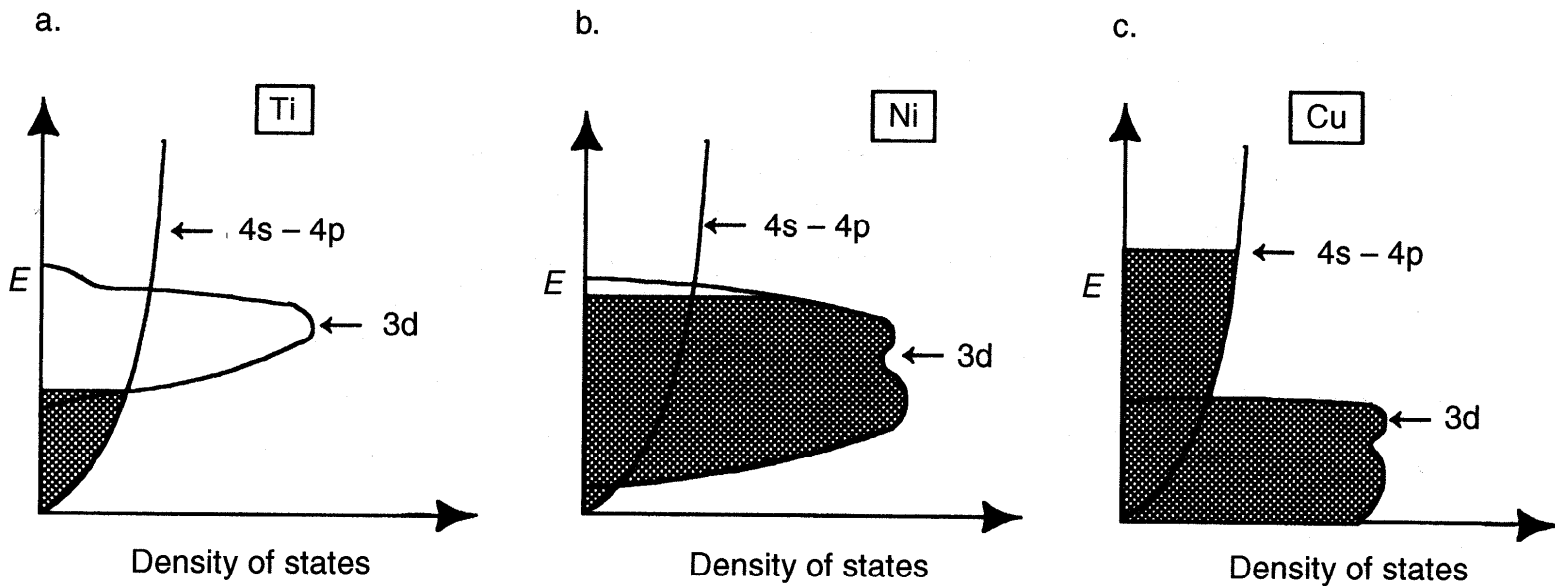
Dans un matériau **ferromagnétique**, l'interaction coopérative entre les moments magnétiques des atomes individuels sont à l'origine de l'attraction forte. Au niveau thermodynamique, une interaction d'échange, qui tend de garder les spins alignés en parallèle ( $\uparrow\uparrow$ ) et une interaction de dipôles magnétiques qui favorise l'alignement antiparallèle ( $\uparrow\downarrow$ ) des spins font la compétition.



**Figure 13.3.** Electronic energy levels of a ferromagnetic material. (a) In the absence of a field there are equal numbers of electrons with both spins. (b) At the instant when a field is applied as shown, the aligned electrons have lower energies and the electrons with opposing alignment have increased energy. (c) In the magnetic field, some electrons realign their spins into lower energy levels, producing net magnetism.

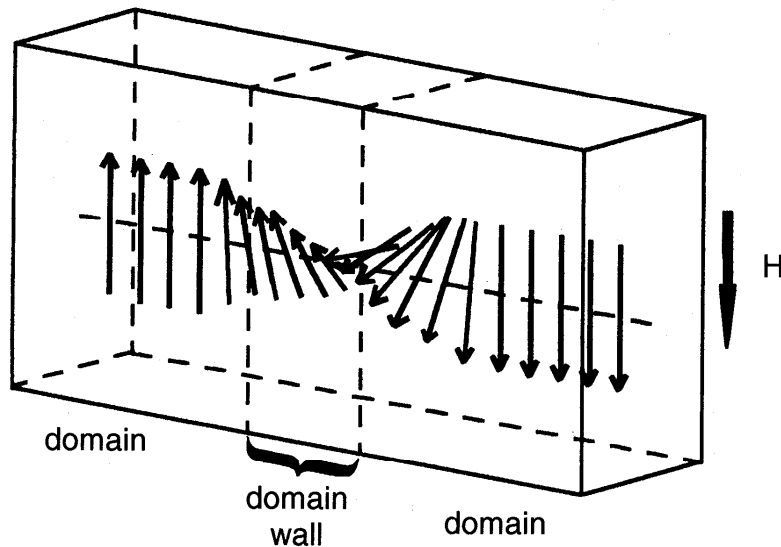


Des électrons dans les sous-couches  $d$  et  $f$  sont aussi nécessaires pour le ferromagnétisme (fer, nickel, cobalt).



**Figure 13.4.** Electronic band structure diagrams for (a) titanium (diamagnetic as most valence electrons are in the diffuse 4s-4p band), (b) nickel (ferromagnetic since the Fermi level is in the region of high density of states, which makes exchange interactions energetically feasible), and (c) copper (diamagnetic since the Fermi level is in the diffuse 4s-4p band). The occupied levels are shaded.





**Figure 13.5.** Domains in a ferromagnetic material. The region between domains is called the **domain wall**.

En absence d'un champ magnétique, la magnétisation spontanée existe dans de petits domaines qui sont séparés par des parois (paroi de Bloch). Dans chaque domaine les spins s'alignent dans une même direction, mais l'orientation des dipôles magnétiques change d'un domaine à l'autre., ce qui fait que la magnétisation totale est nulle.

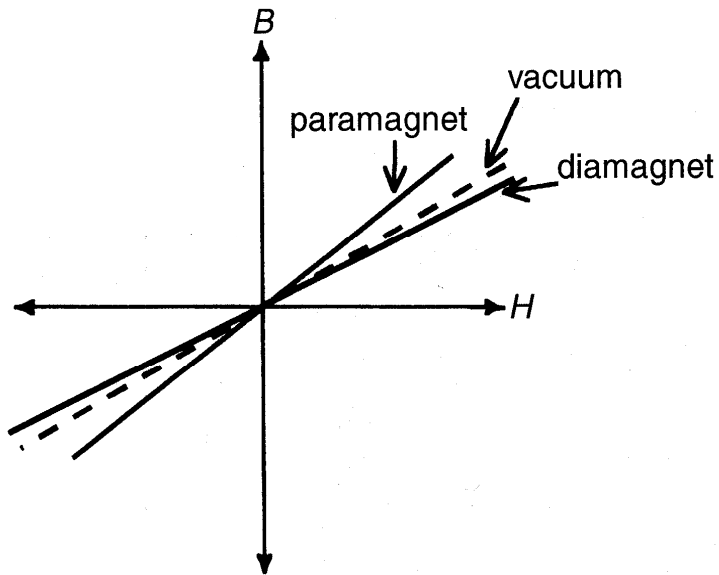
En appliquant un champ magnétique, les dipôles magnétiques s'orientent avec le champ en déplaçant les parois; la magnétisation se développe.

## Une comparaison des différents effets magnétiques

**TABLE 13.1.**  
**Diamagnetic, Paramagnetic, and Ferromagnetic Effects**

Effect	Field	$\chi$	Dominant origin	Magnitude
Diamagnetism	Weak repulsion	$< 0$ , independent of field strength	Induction associated with orbital motion; due to paired electrons; always present	Small
Pauli paramagnetism	Weak attraction	$10^{-5}$ to $10^{-2}$ , independent of field strength	Unpaired spins of individual atoms + possibly orbital magnetism	Small
Ferromagnetism	Strong attraction	$10^{-2}$ to $10^6$ , depends on field strength	Cooperative interactions; exchange ( $\uparrow\uparrow$ ) and magnetic dipole ( $\uparrow\downarrow$ ) compete	Large

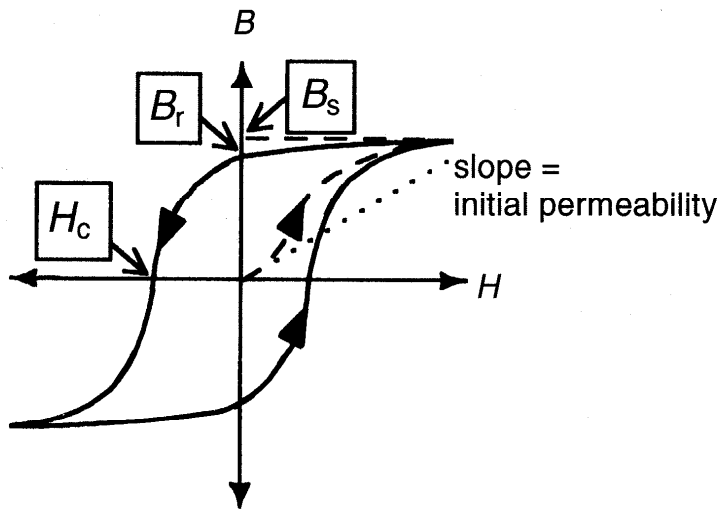
# Induction magnétique en fonction du champ extérieur



**Figure 13.6.** Induction ( $B$ ) as a function of magnetic field strength ( $H$ ) for free space (vacuum), a typical paramagnetic material, and a typical diamagnetic material. The differences between the slopes in vacuum (slope =  $\mu_0$ ) and the paramagnetic material (slope  $\approx 1.01 \mu_0$ ) and diamagnetic material (slope  $\approx 0.99995 \mu_0$ ) are exaggerated here.

$$\bar{B} = \mu \bar{H} = \mu_0 (\bar{H} + \bar{M})$$

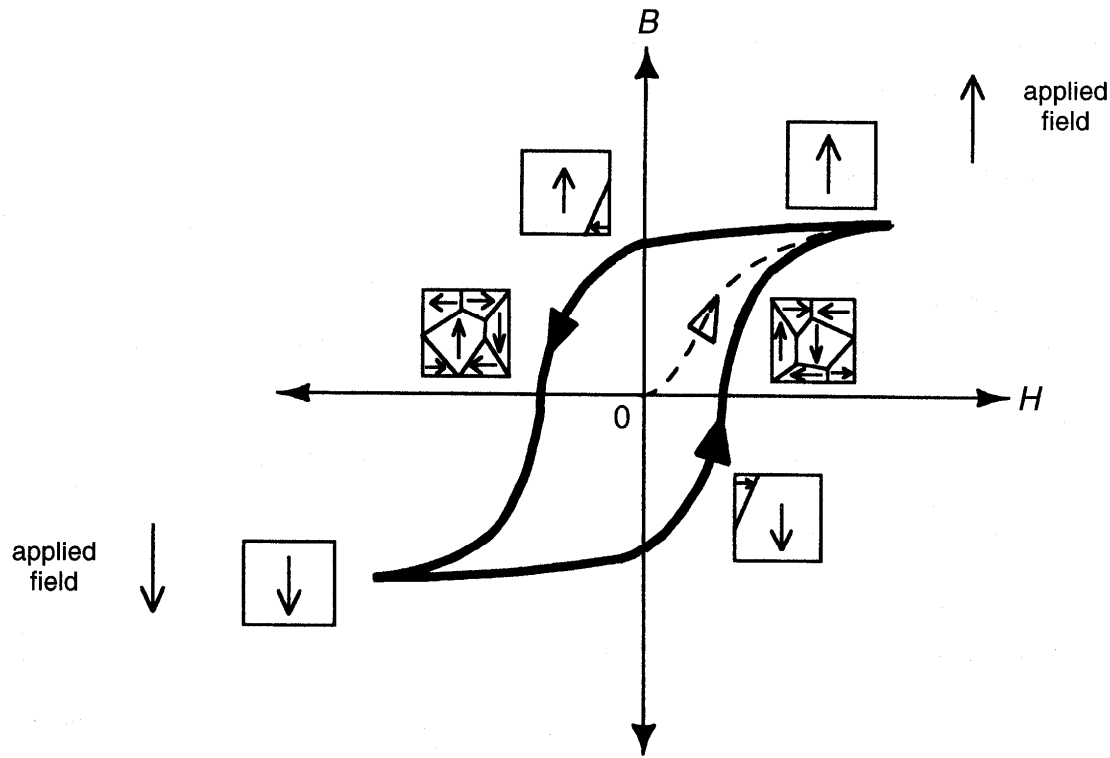
Pour les matériaux paramagnétiques et diamagnétiques, l'induction magnétique augmente de façon linéaire avec la puissance du champ extérieur.



**Figure 13.7.** Induction ( $B$ )–magnetic field strength ( $H$ ) relations for a ferromagnet. The broken line is the initial magnetization and the solid line is after the first magnetization.  $B_s$  is the saturation induction and  $B_r$  is the remanent induction (induction remaining when the field is removed).  $H_c$  is the coercive field required to reach zero induction. The hysteresis loop shows that the induction on increasing field is not the same as the induction on decreasing field.

Pour les matériaux ferromagnétiques, après la première magnétisation atteignant la valeur maximale  $B_s$  (*induction à saturation*, correspondant à un seul domaine ferromagnétique), une boucle d'hystérésis est observée en variant le champ extérieur alternativement entre  $+H$  et  $-H$ .

Les deux autres grandeurs importantes sont  $B_r$  (*induction rémanente*) et  $H_c$  (*champ coercitif*).

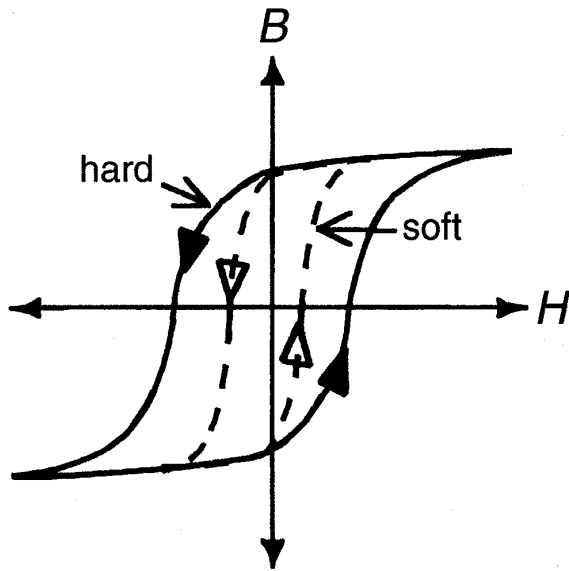


**Figure 13.8.** The induction–magnetic field hysteresis loop of a ferromagnetic, showing schematic domain structures at various points in relation to the applied magnetic field.

La boucle d'hystérésis est déterminée par la facilité de la réorientation des moments magnétiques et du réarrangement (réapparition et déplacement) des domaines magnétiques.

L'aire de la boucle d'hystérésis représente l'énergie dépensée pour ces changements au cours d'un cycle complet de variation du champ extérieur (dissipée sous forme de chaleur).

**Figure 13.9.** Comparison of typical hysteresis loops for a hard and a soft ferromagnet.



*Matériaux ferroélectriques doux:* boucle d'hystérésis étroite ( $H_c$  faible), induction magnétique varie rapidement avec le champ extérieur (à haute fréquence),  $B_s$  élevé, utilisés dans des applications nécessitant ces propriétés (ex. transformateurs).

*Matériaux ferroélectriques durs:* boucle d'hystérésis large ( $H_c$  élevé,  $> 1000 \text{ Am}^{-1}$ ), induction magnétique reste stable (fort  $B_r$ ), utilisés dans des applications comme aimants permanents..

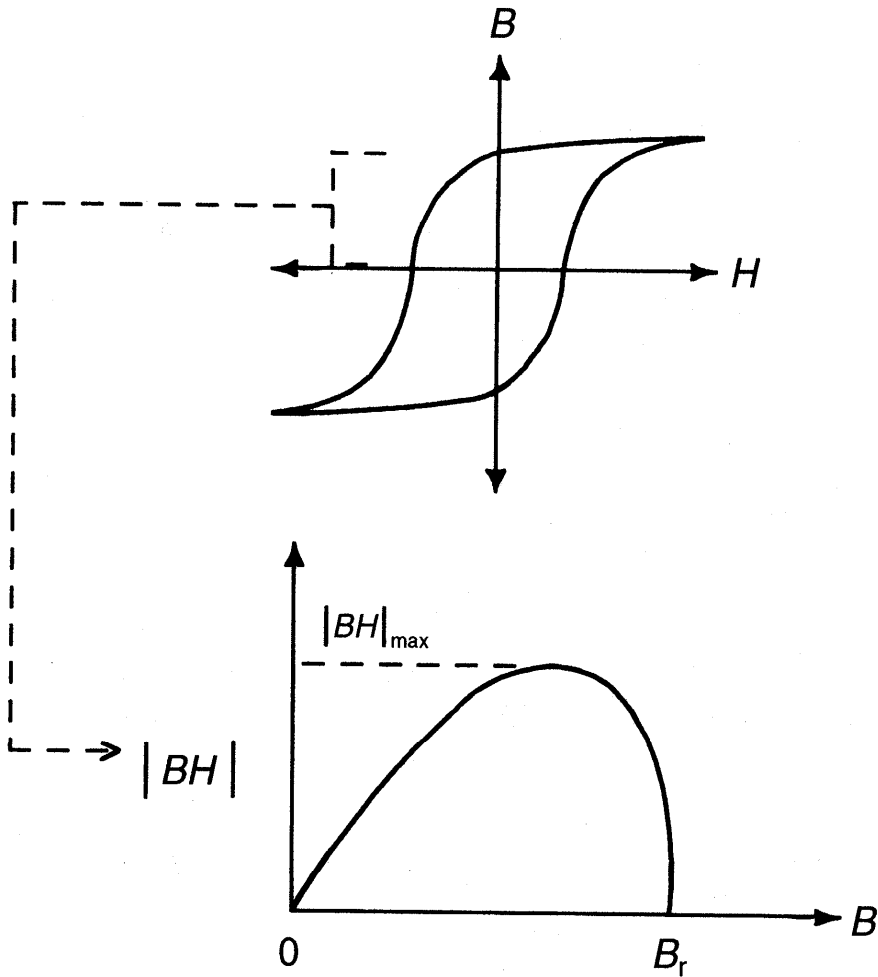
**TABLE 13.2.**  
**Properties of Selected Soft Magnets**

Material	Initial relative permeability ( $\mu_r$ at $B \approx 0$ )	Hysteresis loss/ ( $\text{J m}^{-3}$ per cycle)	Saturation induction, $B_s$ /(T)
Commercial Iron	250	500	2.16
Fe-4% Si, random	500	50-150	1.95
Fe-3%Si, oriented	15,000	35-140	2.0
45 Permalloy ( $\text{Ni}_{0.45}\text{Fe}_{0.55}$ )	2,700	120	1.6
Mumetal ( $\text{Ni}_{0.75}\text{Cu}_{0.05}\text{Cr}_{0.02}\text{Fe}_{0.18}$ )	30,000	20	0.8
Supermalloy ( $\text{Ni}_{0.79}\text{Fe}_{0.15}\text{Mo}_{0.05}$ )	100,000	2	0.79

**TABLE 13.3.**  
**Properties of Selected Hard Magnets**

Material	Remanence $B_r$ / ( $\text{V s m}^{-2}$ )	Coercive field, $H_c$ / ( $\text{kA m}^{-1}$ )	Maximum demagnetizing product, $ BH _{\text{max}}$ / ( $\text{kJ m}^{-3}$ )
Carbon steel	1.0	-4	1
Alnico V	1.2	-55	34
Ferroxdur ( $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ )	0.4	-150	20
Rare earth-cobalt	1.0	-700	200
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	—	-1600	—

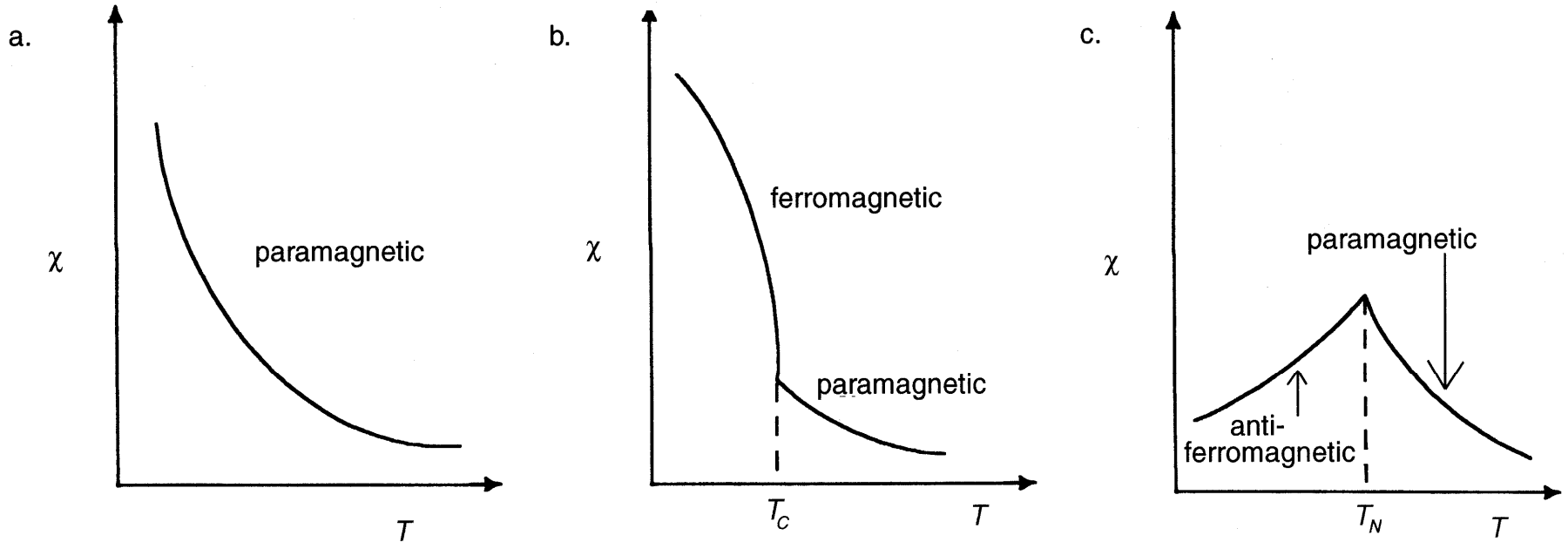




**Figure 13.10.** Plotting of the product  $|BH|$  from the demagnetization quadrant defines a maximum, designated  $|BH|_{\max}$ , for a magnet, where  $|BH|_{\max}$  is a measure of the power of a permanent magnet.

Le produit  $|BH|$  représente l'énergie requise pour la démagnétisation (désaimantation) du matériau par unité de volume. Il est calculé à partir du 2e quadrant de la boucle d'hystérésis.  $|BH|_{\max}$  est une mesure de la puissance d'un aimant permanent.

# Dépendance en température de la magnétisation



**Figure 13.11.** The temperature dependence of magnetic susceptibility for (a) a paramagnet, (b) a ferromagnet (showing the ferromagnetic–paramagnetic transition), and (c) an antiferromagnet (showing the antiferromagnetic–paramagnetic transition).

$$\chi = \frac{C}{T}$$

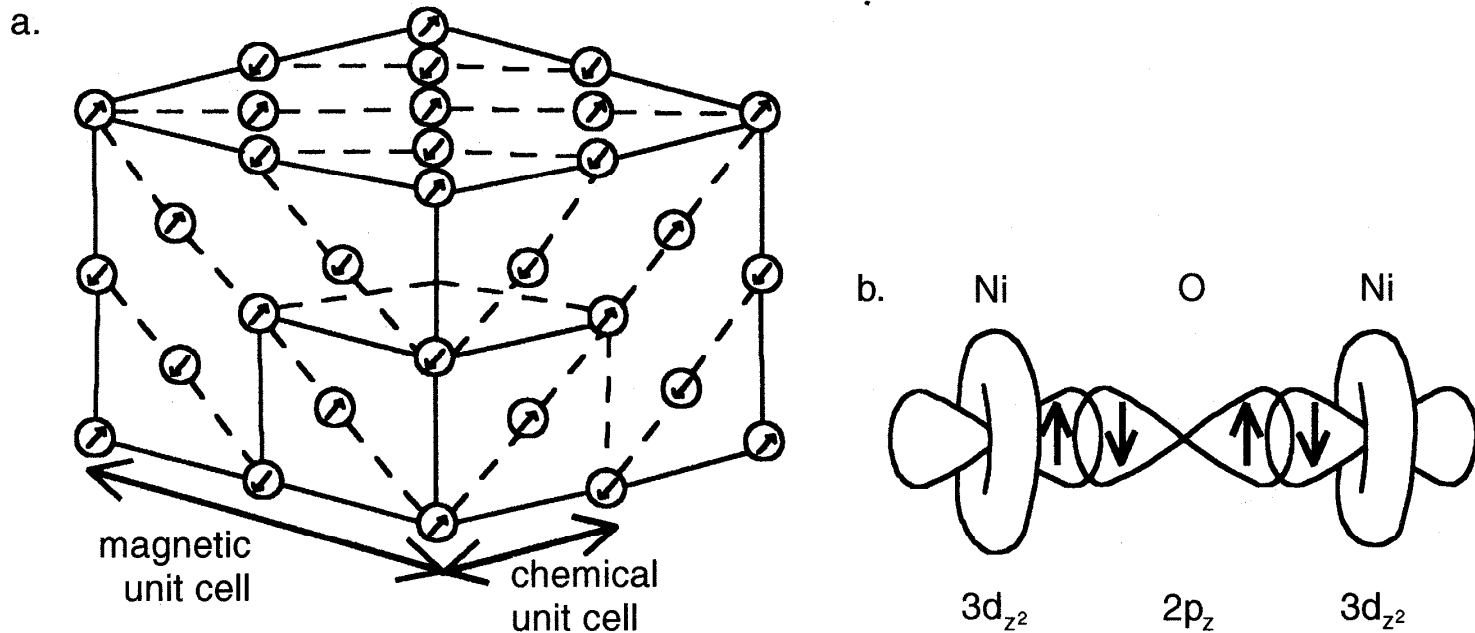
$$\chi = \frac{C}{T - T_C}, \quad T > T_C.$$

$$\chi = \frac{C}{T + T_N}, \quad T > T_N$$

C: constante de Curie;  $T_C$ : température de Curie;  $T_N$ : température de Néel

Pour un matériau paramagnétique,  $\chi$  diminue avec l'augmentation de T à cause de l'agitation thermique qui réduit l'alignement des moments magnétiques (individuels) le long du champ extérieur.

Pour un matériau ferromagnétique,  $\chi$  diminue avec l'augmentation de T à cause de l'agitation thermique qui réduit l'alignement des moments magnétiques dans les domaines. Au-dessus de  $T_C$ , l'énergie thermique est suffisante pour détruire l'alignement coopératif et le matériau devient paramagnétique.

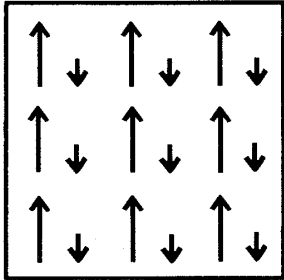


**Figure 13.12.** Antiferromagnetism arises from Ni atoms in NiO. (a) The antiferromagnetic structure of this material. Alternate layers of aligned Ni spins are oriented in opposing directions, such that there is no net magnetic moment. (b) Antiferromagnetism in NiO arises from the Ni–O–Ni bonding arrangement that dictates that alternate nickel atoms have opposing spins; this is an example of superexchange.

Dans un matériau **anti-ferromagnétique**, les moments magnétiques de spin dans les couches adjacentes ont la même intensité et s'orientent de façon antiparallèle, ce qui donne une  $\chi$  nulle ou très faible.

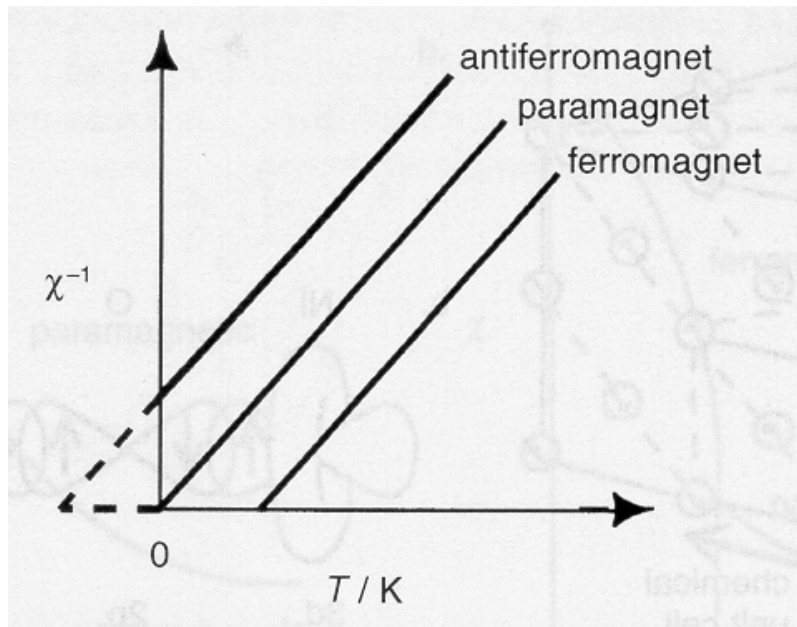
**TABLE 13.4.****Curie Temperatures ( $T_C$ , Ferromagnet) and Néel Temperatures ( $T_N$ , Antiferromagnet) for Selected Materials**

<b>Ferromagnets</b>	<b><math>T_C</math>/K</b>	<b>Antiferromagnets</b>	<b><math>T_N</math>/K</b>
Co	1400	NiO	530
Fe	1043	CoO	292
Ni	631	FeO	198
CrO <sub>2</sub>	392	MnO	122
Gd	292	NiF <sub>2</sub>	83
EuO	69		



**Figure 13.13.** A schematic view of a ferrimagnetic structure, as for  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Unbalanced magnetic moments arise from different numbers of unpaired electrons on  $\text{Fe}^{3+}$  and  $\text{Fe}^{2+}$ .

Dans un matériau **ferrimagnétique** (ex.  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), les moments magnétiques de spin s'orientent de façon antiparallèle comme dans un antiferromagnétique. Cependant, les moments magnétiques dans les couches en alternance n'ont pas la même intensité de sorte qu'il y a une magnétisation spontanée comme dans un ferromagnétique.



**Figure 13.14.** Variation of  $\chi^{-1}$  as a function of temperature (extrapolated from high temperature) for a paramagnet, ferromagnet, and antiferromagnet. In each case the  $\chi^{-1} = 0$  intercept value allows the calculation of the Weiss constant,  $\Theta$ , from Equation 13.11.

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}$$

La mesure de  $\Theta$ , constante de Weiss, permet de faire la distinction entre les matériaux paramagnétiques ( $\Theta=0$ ), ferromagnétiques ( $\Theta > 0$ ) et anti-ferromagnétiques ( $\Theta < 0$ )