

1.2. — Étude de l'aimantation

a) Courbe de première aimantation

Pour étudier l'aimantation d'un matériau, on utilise généralement un échantillon de forme torique que l'on place dans un solénoïde de même forme, alimenté par une source de courant réglable. Cette géométrie présente l'avantage de confiner le champ magnétique \mathbf{B} , somme du champ appliqué \mathbf{B}_0 et du champ \mathbf{B}_m , produit par la matière, à l'intérieur du tore. À l'aide d'un fluxmètre, on mesure le flux Φ de \mathbf{B} à travers une section quelconque du tore en fonction de l'intensité I du courant de commande (Fig. 26.3). On relève alors la courbe $\Phi(NI)$, N étant le nombre de spires du solénoïde. Pour un matériau initialement *non* aimanté, l'allure de la courbe est celle représentée sur la figure 26.4.

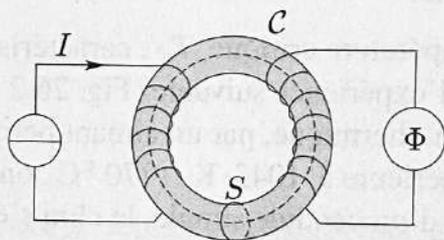


FIG. 26.3.

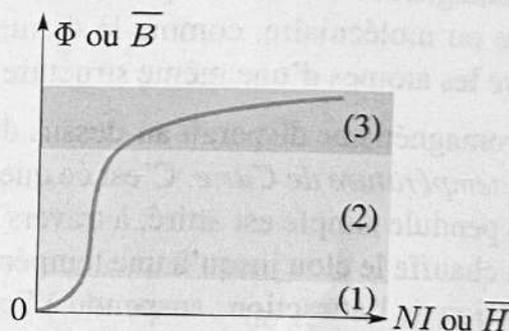


FIG. 26.4.

Cette courbe dépend naturellement des dimensions de l'échantillon et des caractéristiques du solénoïde. On trace le plus souvent la courbe qui en découle en procédant aux changements de variables suivants :

$$\bar{B} = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{S} \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, dS \quad \text{et} \quad \bar{H} = \frac{NI}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi R} \oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r}$$

$S = \pi r^2$ étant la surface d'une section droite du tore (rayon r) et C le contour circulaire moyen (rayon R) dans l'échantillon. Généralement r est très faible devant R , ce que nous supposons; les grandeurs \bar{B} et \bar{H} ne sont pas les normes des champs \mathbf{B} et \mathbf{H} définis précédemment : \bar{B} est la valeur *moyenne*, à l'échelle de l'échantillon, de la composante orthoradiale du champ magnétique \mathbf{B} à l'intérieur du matériau et \bar{H} est celle du champ d'excitation \mathbf{H} créé par la source de courant. Les champs considérés sont donc les champs orthoradiaux $\bar{\mathbf{B}}$ et $\bar{\mathbf{H}}$.

L'aimantation moyenne $\bar{\mathbf{M}}$ est alors :

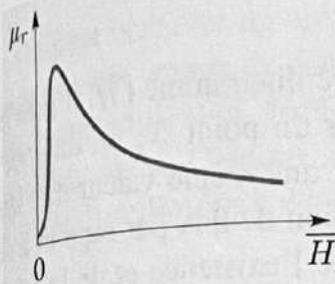
$$\bar{\mathbf{M}} = \frac{\bar{\mathbf{B}}}{\mu_0} - \bar{\mathbf{H}}$$

Bien que la fonction $\bar{B}(\bar{H})$ ne soit pas linéaire, il est possible de définir une perméabilité magnétique et une perméabilité relative :

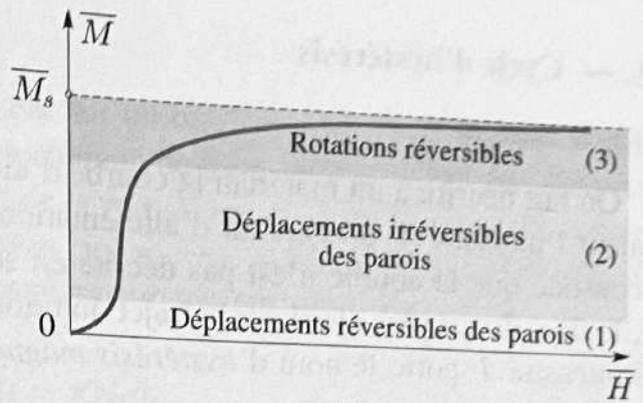
$$\mu = \frac{\bar{B}}{\bar{H}} \quad \text{et} \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

Ces quantités dépendent fortement de \bar{H} . Sur la figure 26.5a, on a représenté la courbe donnant $\mu_r = \mu/\mu_0$ en fonction de \bar{H} ; on voit que μ_r varie considérablement avec \bar{H} .

La courbe $\bar{M}(\bar{H})$, donnant l'aimantation en fonction de \bar{H} , a l'allure donnée sur la figure 26.5b, dans le cas du permalloy et du fer.



a)



b)

FIG. 26.5.

b) Analyse de la courbe d'aimantation

Sur les courbes d'aimantation (Fig. 26.4 et Fig. 26.5b), on distingue trois zones.

(1) Pour des valeurs faibles de l'excitation \bar{H} , le flux croît linéairement en fonction du courant. Le rapport $\chi_m^* = \bar{M}/\bar{H}$ correspondant peut être assez grand ($\sim 10^4$).

(2) Pour des valeurs un peu plus élevées de \bar{H} , le flux croît beaucoup plus vite que le courant. Il n'y a pas proportionnalité.

(3) Dans la zone des fortes excitations, le flux augmente lentement lorsque NI augmente. Le graphe 26.4, donnant Φ en fonction de NI , permet d'en déduire que la pente de la courbe $\bar{B}(\mu_0\bar{H})$ vaut 1. La quantité $\bar{M} = \bar{B}/\mu_0 - \bar{H}$ tend donc vers une limite, notée M_s et appelée *aimantation à saturation*. Le tableau 26.2 donne, en tesla, les valeurs de $\mu_0 M_s$ pour quelques matériaux.

On passe aisément de $\mu_0 M$ ou $\mu_0 H$, en tesla, à M ou H en ampère par mètre, à l'aide de la correspondance suivante : $1 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1} \rightarrow 4\pi \times 10^{-7} \text{ T}$ ou $1 \text{ T} \rightarrow 795,77 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$.

Matériaux	Fer	Cobalt	Nickel	MnAs
$\mu_0 M_s (T)$	2,19	1,8	0,64	1,09

TAB. 26.2.

Cette aimantation à saturation, telle que $0,5 \text{ T} < \mu_0 M_s < 2 \text{ T}$, est obtenue pour des valeurs de $\mu_0 \bar{H}$ qui varient beaucoup avec le matériau : de $10 \mu\text{T}$ dans les matériaux *doux* jusqu'à 10 T dans certains matériaux qualifiés de *durs*.

Dans la zone d'excitation intermédiaire, \bar{B} n'est pas proportionnel à $\mu_0 \bar{H}$: la perméabilité magnétique relative $\mu_r = \bar{B}/(\mu_0 \bar{H})$ dépend fortement de la valeur de \bar{H} , comme le montre la figure 26.5a : sa valeur *initiale* vaut 320 pour le fer pur commercial et 8000 pour le permalloy, qui est un alliage de nickel (78%), de fer (17%) et de manganèse (5%). Dans le mumétal par exemple, qui est un alliage de nickel (76%), de fer (17%), de cuivre (5%) et de chrome (2%), la perméabilité relative varie de 10^4 à 1 en passant par un maximum d'environ 8×10^4 pour $\mu_0 \bar{H} \sim 1 \mu\text{T}$.

Le tableau 26.3 donne les valeurs de la perméabilité magnétique relative maximale pour quelques matériaux dont le mumétal.

Matériaux	fer pur	mumétal	permalloy	acier trempé
$(\mu_r)_{max}$	5×10^5	3×10^4	5×10^5	98

TAB. 26.3.

I.3. — Cycle d'hystérésis

a) Cycle statique

On fait décrire à un matériau la courbe d'aimantation OMS , dans le diagramme (\bar{H}, \bar{B}) , en augmentant l'intensité I du courant d'alimentation (Fig. 26.6). Si, à partir du point S , on diminue I , on constate que la courbe n'est pas décrite en sens inverse et que, pour une même valeur de l'intensité, le flux Φ est plus élevé sur le trajet du retour. Ce retard de la variation de flux par rapport à celle de l'intensité I porte le nom d'*hystérésis magnétique*. Il est à la base de l'existence et de la fabrication des aimants permanents.

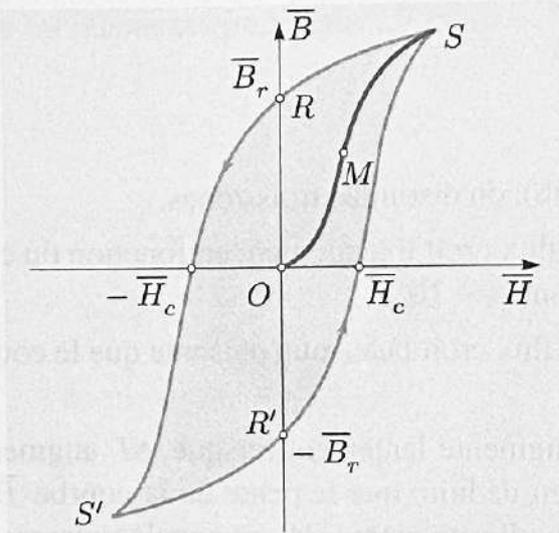


FIG. 26.6.

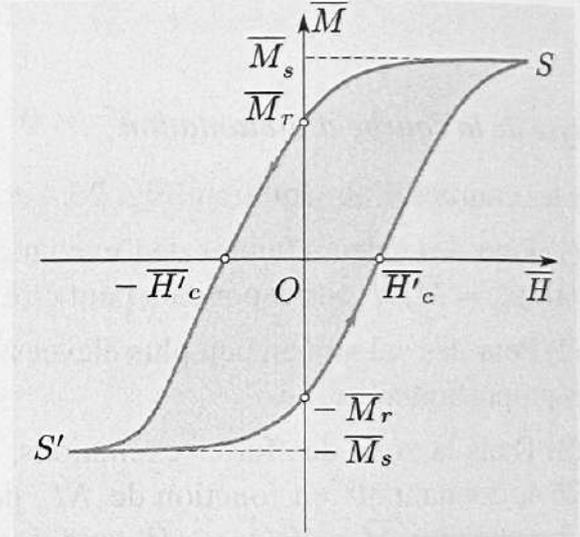


FIG. 26.7.

Le flux n'est pas nul lorsqu'on annule le courant par valeurs décroissantes. Sa valeur Φ_r s'appelle le flux *rémanent*; les champ \bar{B}_r et \bar{M}_r correspondants sont respectivement le champ magnétique rémanent et l'aimantation volumique rémanente. En inversant le sens du courant, on peut annuler le flux dans le tore pour une valeur $-I_c$ de l'intensité. Le champ \bar{H}_c correspondant est le champ d'excitation *coercitif*. Si l'on diminue encore I , on obtient une nouvelle aimantation à saturation opposée à la précédente pour une valeur opposée $-I_c$ de l'intensité.

On revient au point S en faisant croître l'intensité I de $-I_s$ à I_s ; le trajet suivi $S'R'S$ est le symétrique de SRS' par rapport à l'origine. Le cycle ainsi obtenu est le *cycle d'hystérésis*.

On trace parfois le cycle en coordonnées (\bar{H}, \bar{M}) (Fig. 26.7). Notons qu'aux points extrêmes S et S' les pentes sont dans ce cas nulles; en outre, puisque $\bar{M} = \bar{B}/\mu_0 - \bar{H}$, le champ \bar{H}_c qui annule \bar{B} est plus intense que le champ \bar{H}'_c qui annule \bar{M} . L'aimantation rémanente \bar{M}_r est une fonction décroissante de la température T qui s'annule à la température de Curie T_C . Pour $T > T_C$, le matériau est paramagnétique et a donc une susceptibilité qui dépend de T selon la loi de Curie-Weiss.

Le tableau 26.4 donne les valeurs, à 300 K, du champ magnétique rémanent \bar{B}_r et du champ $\mu_0\bar{H}_c$ directement relié au champ d'excitation \bar{H}_c coercitif, pour quelques matériaux dont l'alliage cuivre-nickel-fer (*cunife*).

Matériau	$\bar{B}_r(T)$	$\mu_0\bar{H}_c(T)$
Acier trempé	0,8	$5,15 \times 10^{-6}$
Acier au platine	0,6	0,18
Cunife	0,5	0,059
Alnico	0,7	0,054

TAB. 26.4.

b) Cycle dynamique

On peut observer un cycle d'hystérésis directement sur un oscilloscope en réalisant un montage dans lequel une source de courant sinusoïdal débite un courant, de fréquence $\nu = 50 \text{ Hz}$, dans les N spires du solénoïde (Fig. 26.8 a). La tension aux bornes de la voie X est $u_x = ri$ où r est une résistance de quelques ohms. Comme, d'après la loi de l'induction, $u_2 = -e_2 = N_2 d\Phi/dt$, aux bornes de la voie Y de l'oscilloscope, on obtient grâce à un étage intégrateur, une tension :

$$u_y = K \int u_2 dt = KN_2\Phi$$

K étant une constante. Le graphe $u_y(u_x)$, et donc celui $\Phi(i)$ qui est identique à un changement d'échelle près, est aisément visualisé en mode Lissajous.

L'observation de ce cycle dynamique, relevé en régime quasi stationnaire, montre qu'il diffère légèrement du précédent relevé en régime statique. En effet, le flux mesuré sur la voie Y n'est pas dû uniquement à l'aimantation statique du matériau. Si ce dernier est conducteur, des courants induits se développent et participent à la création du flux résultant. Cet effet conduit à un élargissement du cycle par rapport au cycle statique.

Notons enfin que l'alimentation par un courant sinusoïdal d'amplitude décroissante fait décrire au matériau des cycles de plus en plus petits ; on obtient alors une aimantation rémanente nulle. C'est ainsi que l'on réalise la désaimantation d'un matériau.

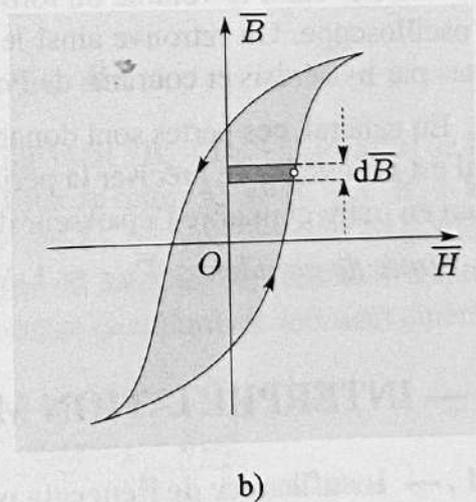
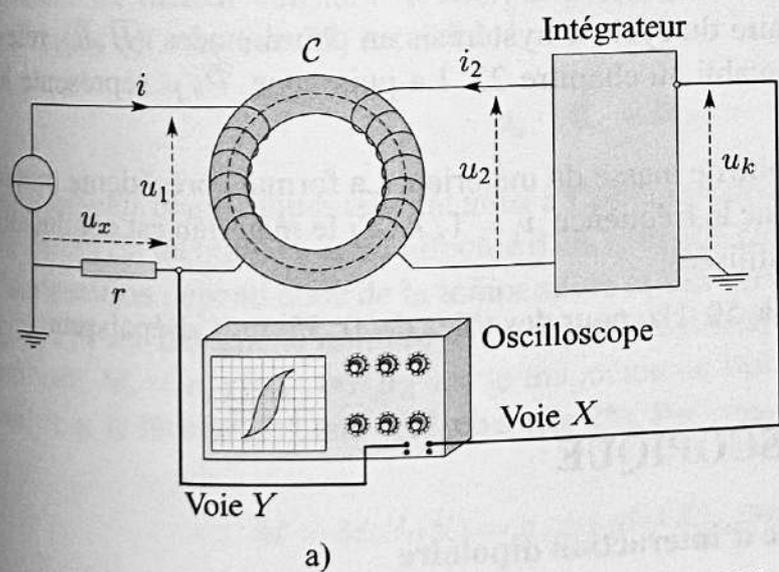


FIG. 26.8.

c) Pertes par hystérésis et courants de Foucault dans les matériaux magnétiques

Effectuons le bilan énergétique de l'expérience précédente (Fig. 26.8 a). Comme $i_2 \approx 0$, en raison de la grande impédance d'entrée de l'intégrateur, on peut négliger la puissance consommée dans le bobinage de mesure du flux. En revanche, le générateur fournit la puissance instantanée $\mathcal{P}_1 = u_1 i_1$. En appliquant la loi d'Ohm généralisée au bobinage d'entrée, de résistance r_1 , on obtient :

$$u_1 = r_1 i_1 + N_1 \frac{d\Phi_1}{dt}$$

On en déduit, en multipliant par la durée élémentaire dt :

$$u_1 i_1 dt = r_1 i_1^2 dt + N_1 i_1 d\Phi_1$$

D'autre part, l'application du théorème d'Ampère à un contour C , de rayon R et intérieur au tore, conduit à : $N_1 i_1 = 2\pi R \bar{H}$. Comme $d\Phi_1 = S d\bar{B}$, il vient finalement :

$$u_1 i_1 dt = r_1 i_1^2 dt + 2\pi R S \bar{H} d\bar{B}$$

On en déduit la puissance moyenne, sur une période T :

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T u_1 i_1 dt = \frac{r_1}{T} \int_0^T i_1^2 dt + \frac{2\pi R S}{T} \int_0^T \bar{H} d\bar{B}$$

On reconnaît, dans le premier terme du second membre, la puissance $r_1 I^2$ dissipée par effet Joule dans la résistance r_1 du bobinage. Le deuxième représente une puissance consommée dans le matériau ferromagnétique ; l'intégrande $\bar{H} d\bar{B}$, produit de la valeur de \bar{H} , à l'instant t , par la variation de \bar{B} , entre t et $t + dt$, est l'aire représentée en gris foncé sur la figure 26.8b. Par conséquent :

$$A = \int_0^T \bar{H} d\bar{B}$$

représente simplement l'aire (positive) du plan (\bar{H}, \bar{B}) intérieure au cycle. On voit que la puissance consommée s'écrit :

$$\bar{P}_{h,F} = \frac{2\pi R S}{T} A = \frac{\mathcal{V}}{T} A$$

$\mathcal{V} = 2\pi R S$ étant le volume du tore et A l'aire du cycle d'hystérésis en coordonnées (\bar{H}, \bar{B}) relevé à l'oscilloscope. On retrouve ainsi le résultat établi au chapitre 23. La puissance $\bar{P}_{h,F}$ représente les pertes par hystérésis et courants de Foucault.

En général, ces pertes sont données par unité de masse du matériau. La formule précédente montre qu'il est nécessaire de préciser la période et donc la fréquence $\nu = 1/T$. Si le matériau est conducteur, il faut en outre connaître l'épaisseur des tôles utilisées.

Ordre de grandeur : $\bar{P}_{h,F} \approx 1 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$ à 50 Hz pour des tôles de 0,35 mm d'épaisseur.

II. — INTERPRÉTATION MICROSCOPIQUE

II.1. — Insuffisance de l'énergie potentielle d'interaction dipolaire

Nous avons vu que le paramagnétisme était lié à l'existence de moments magnétiques microscopiques qui, sous l'action d'un champ magnétique appliqué, s'orientaient dans la direction de ce champ (cf. chapitre 25). Rappelons que l'interaction d'un moment magnétique permanent $\boldsymbol{\mu}$ avec un champ magnétique appliqué \mathbf{B}_a est caractérisée par l'énergie potentielle magnétique :

$$\mathcal{E}_{p,m} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_a$$

Lorsque le milieu est dense, comme c'est le cas pour les ferromagnétiques, il paraît naturel, *a priori*, de prendre en compte les interactions entre moments magnétiques. Évaluons donc l'ordre de grandeur de l'énergie potentielle d'interaction dipolaire \mathcal{E}_{ij}^d entre deux moments magnétiques $\boldsymbol{\mu}_i$ et $\boldsymbol{\mu}_j$. En fonction du vecteur joignant les deux dipôles, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$, cette énergie a pour expression (cf. chapitre 12) :

$$\mathcal{E}_{ij}^d = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{e}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{e}_{ij})}{r_{ij}^3} \quad \text{avec} \quad \mathbf{e}_{ij} = \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}}$$

En prenant $\mu_i = \mu_j = \mu_B = e\hbar/(2m_e)$ (magnéton de Bohr) et en considérant, par exemple, l'action de $p = 8$ moments magnétiques voisins, distants de $d = 0,2$ nm, il vient :

$$\mathcal{E}_{ij}^d \sim p \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu_B^2}{d^3} = 8 \times 10^{-7} \times \frac{(9,27 \times 10^{-24})^2}{(2 \times 10^{-10})^3} = 8,6 \times 10^{-24} \text{ J} = 54 \text{ } \mu\text{eV}$$

Cette énergie est donc *très faible* comparée à l'énergie d'agitation thermique qui est, à température ambiante (300 K), de l'ordre de $k_B T \approx 25$ meV. Comme le ferromagnétisme existe à des températures plus élevées (1043 K pour le fer), on en conclut que l'origine du ferromagnétisme *ne réside pas* dans les interactions dipolaires entre moments magnétiques.

II.2. — Théorie du champ moléculaire de Weiss

a) Hypothèses de Weiss

Afin d'interpréter quantitativement le ferromagnétisme, le physicien français P. Weiss proposa, en 1907, un modèle phénoménologique dans lequel le champ magnétique appliqué \mathbf{B}_a se trouvait augmenté d'un champ magnétique supplémentaire proportionnel à l'aimantation volumique. Entre ce champ \mathbf{B}_W , appelé *champ moléculaire* de Weiss, et l'aimantation volumique, on a donc une relation de la forme :

$$\mathbf{B}_W = \lambda \mu_0 \mathbf{M}$$

λ étant un facteur constant. L'énergie potentielle d'un moment magnétique élémentaire $\boldsymbol{\mu}_i$ avec $\mu_i = jg\mu_B$ (cf. chapitre 25) est alors :

$$\mathcal{E}_{p,i} = -\boldsymbol{\mu}_i \cdot (\mathbf{B}_a + \mathbf{B}_W) = -\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{B}_a - \boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{B}_W$$

Les moments magnétiques tendent ainsi à s'orienter suivant le champ total $(\mathbf{B}_a + \mathbf{B}_W)$. Le calcul de l'aimantation est identique à celui effectué dans le cas du paramagnétisme en remplaçant \mathbf{B}_a par $\mathbf{B}_a + \mathbf{B}_W$. L'aimantation dépend donc de la température et son évolution suit une loi du type fonction de Brillouin $\mathcal{B}_j(X)$. Si n_v désigne le nombre de moments élémentaires par unité de volume, l'aimantation à saturation vaut $M_s = n_v g j \mu_B$, où μ_B est le magnéton de Bohr, j le nombre quantique de moment cinétique total et g le facteur de Landé (cf. chapitre 25). Par conséquent :

$$M = M_s \mathcal{B}_j(X) = n_v g j \mu_B \mathcal{B}_j(X) \quad \text{avec} \quad X = \frac{jg\mu_B(B_a + B_W)}{k_B T}$$

Ainsi, on a, à la fois :

$$B_W = \lambda \mu_0 M \quad \text{et} \quad B_W = \frac{k_B T X}{g j \mu_B} - B_a$$

d'où :

$$M = \frac{k_B T X - g j \mu_B B_a}{\lambda \mu_0 g j \mu_B} \quad \text{et} \quad \frac{M}{M_s} = \frac{k_B T}{\lambda \mu_0 n_v (g j \mu_B)^2} \left(X - \frac{g j \mu_B B_a}{k_B T} \right)$$

Comme le rapport M/M_s dépend linéairement de X , on peut le déterminer graphiquement (Fig. 26.9a), en cherchant le point d'intersection I de la courbe $M/M_s = \mathcal{B}_j(X)$, représentant la fonction de Brillouin, et de la droite d'équation :

$$\frac{M}{M_s} = \tan \theta (X - X_0) \quad \text{avec} \quad \tan \theta = \frac{k_B T}{\lambda \mu_0 n_v (g j \mu_B)^2} \quad \text{et} \quad X_0 = \frac{g j \mu_B B_a}{k_B T}$$

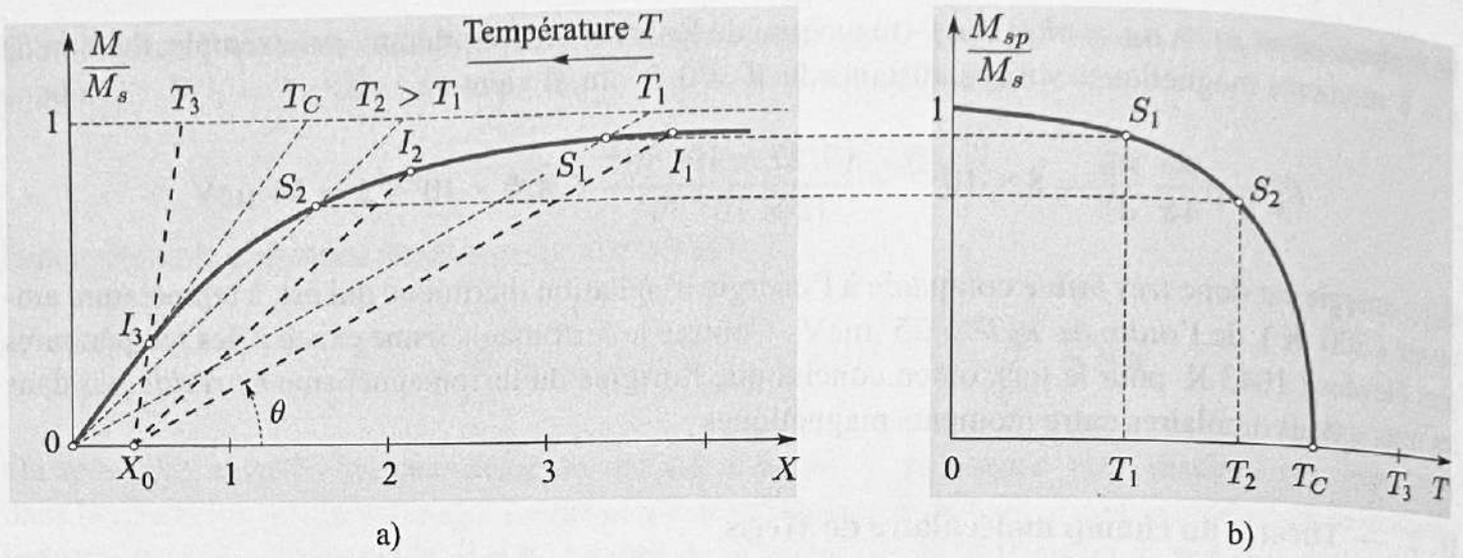


FIG. 26.9.

b) Aimantation spontanée et température de Curie

En l'absence de champ appliqué ($\mathbf{B}_a = \mathbf{0}$), la droite précédente passe par l'origine et coupe la courbe de Brillouin en un point S correspondant à une *aimantation spontanée* M_{sp} . Il apparaît donc une aimantation spontanée qui dépend fortement de la température T : lorsque cette dernière augmente, la pente de la droite augmente jusqu'à devenir tangente à la courbe de Brillouin à l'origine. L'aimantation spontanée s'annule ; la température correspondante est la température de Curie T_C .

On obtient l'expression de T_C en égalant la pente, en $X = 0$, du graphe de la fonction de Brillouin et celle de la droite. Comme $X \ll 1$, il vient (cf. chapitre 25) :

$$B_j(X) \approx \frac{j+1}{3j} X \quad \text{d'où} \quad \frac{j+1}{3j} = \frac{k_B T_C}{\lambda \mu_0 n_v g^2 j^2 \mu_B^2} \quad \text{et} \quad k_B T_C = \frac{j(j+1)}{3} \lambda \mu_0 n_v g^2 \mu_B^2$$

c) Variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température

La courbe donnant la variation de l'aimantation spontanée M_{sp} , en fonction de la température T , est représentée sur la figure 26.9b. Analysons les deux cas extrêmes :

i) $T \ll T_C$

L'aimantation spontanée est voisine de l'aimantation à saturation ; les points S_1 et I_1 de la figure 26.9a sont voisins : $M_{sp} \approx M_s$. C'est ce que l'on constate avec de nombreux ferromagnétiques tels que le fer ($T_C = 1043 \text{ K}$) à température ordinaire ($T = 300 \text{ K}$). Aussi, confond-on souvent, dans ce cas, M_{sp} et M_s .

ii) $T \approx T_C$

L'aimantation spontanée décroît très vite lorsque la température s'approche de T_C (point S_2 de la figure 26.9a). On peut montrer (cf. Exercices) que l'on a alors :

$$\frac{M_{sp}}{M_s} = \tanh\left(\frac{T_C}{T} \frac{M_{sp}}{M_s}\right) \quad \text{ce qui donne} \quad \frac{M_{sp}}{M_s} = \text{Cte} \times (T - T_C)^{1/2}$$

pour T voisin de T_C .

d) Loi de Curie-Weiss

On a vu que, lorsque la température T était supérieure à la température critique T_C , l'aimantation spontanée disparaissait : le corps passe de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique, ce qui permet d'interpréter l'expérience du clou attiré par l'aimant (Fig. 26.2).

En présence d'un champ magnétique appliqué, l'aimantation se déduit graphiquement du point d'intersection I_2 des deux courbes, comme précédemment (Fig. 26.9a). Pour des champs magnétiques usuels et des températures supérieures à T_C , on a :

$$\mu_B B_a \ll k_B T \text{ soit } X \ll 1 \text{ et } \frac{M}{M_s} = \frac{k_B T}{\lambda \mu_0 (g j \mu_B)^2} \left(X - \frac{g j \mu_B B_a}{k_B T} \right) = B_j(X) \approx \frac{(j+1)}{3j} X$$

Il en résulte, en introduisant l'expression de T_C et celle de M_s :

$$X(T - T_C) = \frac{j g \mu_B B_a}{\lambda \mu_0} \text{ et } M = M_s \frac{j+1}{3j} X = \frac{j(j+1) g^2 \mu_0 n \mu_B^2}{3 k_B T_C} \frac{B_a}{\mu_0} \frac{T_C}{(T - T_C)}$$

On peut donc écrire cette dernière équation en introduisant la susceptibilité magnétique χ_m définie par $M = \chi_m \mathbf{B}_a / \mu_0$ (cf. chapitre 22).

On trouve alors la loi de Curie-Weiss :

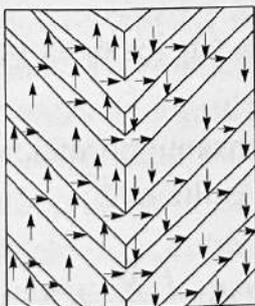
$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C} \text{ avec } C = \frac{\mu_0 n j(j+1) g^2 \mu_B^2}{3 k_B} = \frac{\mu_0 n \mu_{ef}^2}{3 k_B} \text{ et } \mu_{ef} = \sqrt{j(j+1)} g \mu_B$$

La constante de Curie a naturellement la même expression que pour les corps paramagnétiques. Ainsi le modèle de Weiss permet-il de rendre compte des propriétés des ferromagnétiques. Cependant, les écarts entre prévisions théoriques et valeurs expérimentales sont souvent importants.

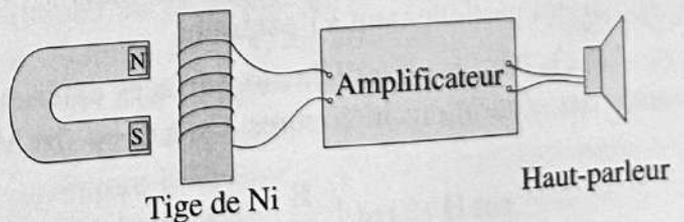
III. — DOMAINES DE WEISS ET AIMANTATION MACROSCOPIQUE

III.1. — Domaines de Weiss

La théorie du champ moléculaire de Weiss ne permet pas, à elle seule, d'interpréter tous les phénomènes magnétiques constatés sur les corps ferromagnétiques : en particulier, elle n'explique pas l'allure de la courbe d'aimantation et l'existence de l'hystérésis. Aussi, Weiss a-t-il supposé qu'un échantillon de corps ferromagnétique était composé d'une multitude de domaines magnétiques, de taille variant entre 0,1 mm et 1 mm, et tels qu'en leur sein l'aimantation est uniforme et égale à l'aimantation spontanée du matériau (Fig. 26.10a). Lorsque le matériau n'est pas macroscopiquement aimanté, les vecteurs aimantation dans les différents domaines s'opposent deux à deux en moyenne.



a) Domaine de Weiss



b)

FIG. 26.10.

L'existence des domaines de Weiss fut établie vers 1919 à la suite des travaux de Barkhausen, notamment de l'expérience montrant la variation, par sauts brusques, de l'aimantation d'un matériau soumis à un champ magnétique appliqué croissant. En déplaçant un aimant, dans le voisinage d'un matériau autour duquel on a enroulé un fil conducteur (Fig. 26.10b), il apparaît, aux extrémités du fil, une f.e.m. induite due aux variations d'aimantation ; un amplificateur associé à un haut-parleur permet d'entendre les crépitements liés aux déplacements des parois séparant les domaines de Weiss, lesquelles sont appelées *parois de Bloch*.

Dans ces parois, de quelques $0,1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, la direction du moment magnétique varie d'un site à son voisin (Fig. 26.11). On met en évidence ces parois en déposant des grains magnétiques à la surface d'un matériau aimanté; ces grains se répartissent sur les parois extérieures de l'échantillon en suivant les traces des parois de Bloch.

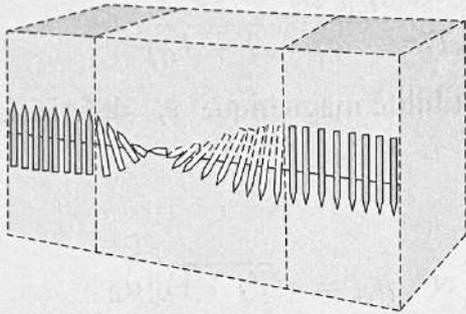


FIG. 26.11.

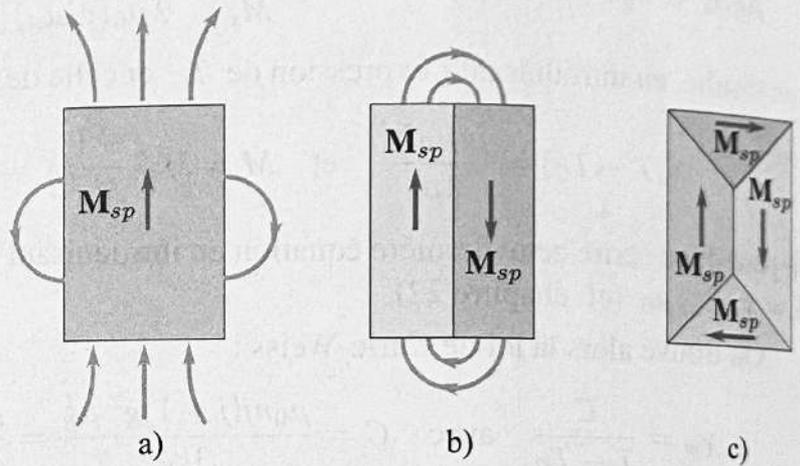


FIG. 26.12.

Les domaines de Weiss s'orientent suivant des axes d'orientation privilégiés, en nombre fini, appelés *axes de facile aimantation*. Ces axes sont étroitement liés aux directions de la maille cristalline du matériau ferromagnétique. Pour confirmer la validité d'une telle hypothèse, comparons les trois états d'un même échantillon de corps ferromagnétique possédant deux axes orthogonaux de facile aimantation (Fig. 26.12).

Dans les trois cas a), b), c), l'aimantation volumique \mathbf{M}_{sp} a même norme en chaque point, mais sa direction dépend du point considéré dans le matériau :

En a), le vecteur aimantation spontanée \mathbf{M}_{sp} , uniforme, n'est pas partout parallèle à la surface du matériau. Donc, sa composante normale n'est pas continue et $\text{div } \mathbf{M}_{sp} \neq 0$. Comme :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \text{rot} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}_{sp} \right) = \mathbf{J}_{ex} = \mathbf{0} \quad \text{et} \quad \text{div } \mathbf{H} = \text{div} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}_{sp} \right) = -\text{div } \mathbf{M}_{sp} \neq 0$$

il existe, en tout point, un champ \mathbf{H} non nul. Le champ magnétique \mathbf{B} est alors différent de zéro à l'extérieur comme à l'intérieur du matériau.

En b), on a toujours $\text{div } \mathbf{M}_{sp} \neq 0$, mais les champs produits par les deux parties du matériau se compensent partiellement à l'extérieur.

En c), \mathbf{M}_{sp} est parallèle aux surfaces extérieures et sa composante normale est continue à la traversée des séparations intérieures. On a donc $\text{div } \mathbf{M}_{sp} = 0$. Il en résulte que :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \text{rot} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}_{sp} \right) = \mathbf{J}_{ex} = \mathbf{0} \quad \text{et} \quad \text{div } \mathbf{H} = \text{div} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}_{sp} \right) = 0$$

Le vecteur \mathbf{H} est donc partout nul; il en résulte que \mathbf{B} est nul à l'extérieur. Bien que spontanément aimanté, le matériau ne crée pas de champ magnétique à l'extérieur.

Notons que l'énergie magnétique, stockée par le champ \mathbf{B} , diminue du premier au troisième cas :

$$\mathcal{E}_{m,a} \geq \mathcal{E}_{m,b} \geq \mathcal{E}_{m,c} \quad \text{puisque} \quad \mathcal{E}_m = \int \frac{B^2}{2\mu_0} d\mathcal{V}$$

Cette diminution de l'énergie montre que la création d'une paroi exige une certaine énergie fournie par le champ.

Remarque : Une image pédagogique des domaines de Weiss est parfois donnée à l'aide d'un ensemble de petites boussoles, identiques, réparties régulièrement dans un plan. Bien que le résultat obtenu soit spectaculaire, il convient d'avoir à l'esprit la faiblesse de ce modèle, les interactions à l'origine de l'ordre ferromagnétique n'étant pas de type dipolaire magnétique.

III.2. — Aimantation macroscopique

Considérons un échantillon macroscopiquement non aimanté (Fig. 26.13a). En présence d'un champ appliqué B_a , les parois des domaines où M_{sp} est parallèle à B_a se déplacent et le volume des domaines correspondants augmente (Fig. 26.13b).

Tant que ce déplacement reste faible, il est réversible, c'est-à-dire que les parois reviennent à leur position initiale si l'on supprime le champ B_a . Pour des valeurs plus élevées de B_a , le déplacement est irréversible : l'aimantation macroscopique croît très vite jusqu'à ce que l'échantillon ne constitue plus qu'un seul domaine.

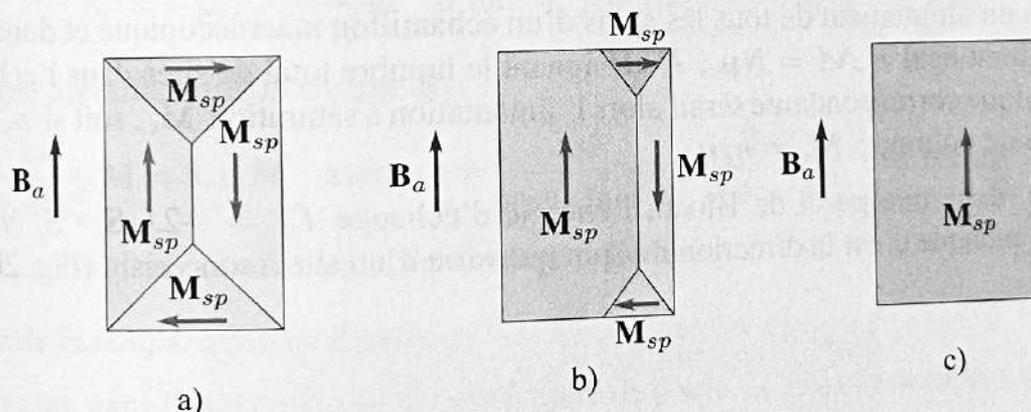


FIG. 26.13.

Pour atteindre la saturation, c'est-à-dire M_s , il faut encore augmenter le champ appliqué de façon à rendre négligeable l'énergie d'agitation thermique par rapport à l'énergie d'interaction avec le champ (Fig. 26.13c). Si l'on supprime alors ce champ, on ne retrouve pas un état d'aimantation macroscopique nulle car les domaines restent en majorité figés. Cette hystérésis doit être attribuée à l'existence, à une température donnée, de plusieurs solutions distinctes au problème de la répartition de l'énergie totale entre les différentes énergies partielles (parois, champs, etc.). C'est pourquoi l'état magnétique d'un échantillon ferromagnétique dépend de son histoire. Sur la figure 26.5b représentant la courbe de première aimantation $\bar{M}(H)$, on a indiqué les différentes étapes dans le déplacement des parois. L'aimantation rémanente d'un échantillon, à une température inférieure à T_C , est donc une moyenne de l'aimantation spontanée de chacun des domaines à l'échelle de cet échantillon. Elle dépend de la température suivant une loi analogue, ce que confirme l'expérience.

IV. — INTERPRÉTATION QUANTIQUE

Nous avons vu que l'hypothèse des domaines de Weiss, associée à la théorie du champ moléculaire, permettait une interprétation des phénomènes macroscopiques mis en évidence précédemment. Il reste cependant à justifier microscopiquement l'existence du champ moléculaire et sa proportionnalité à l'aimantation. Cette justification n'a pu être établie que dans le cadre de la physique quantique.

IV. 1. — Interaction d'échange

Le ferromagnétisme doit être attribué à une énergie de *couplage* entre les différents sites ioniques, moléculaires ou atomiques, du fait des *spins* des électrons des couches périphériques incomplètes qui participent à des structures voisines (cf. chapitre 25). Cette énergie de couplage, qui est fondée sur l'*indiscernabilité* des électrons (cf. *Thermodynamique*), a pour expression :

$$\mathcal{E}_{ij}^e = -2 J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

où \mathbf{S}_i et \mathbf{S}_j sont les spins de deux sites et J_{ij} une quantité, appelée l'*intégrale d'échange*, qui ne dépend que de la *densité électronique* au voisinage de chacun des sites. C'est une fonction du rapport entre la distance interatomique et le rayon moyen de la couche incomplète de l'ion.

L'intégrale d'échange est négative pour les corps qui précèdent le fer dans la classification périodique ; en revanche, elle est positive pour le fer, le cobalt et le nickel qui sont les principaux matériaux ferromagnétiques (Fig. 26.14).

Dans ces corps, l'énergie d'échange est minimale lorsque les spins des sites voisins sont parallèles. Comme de tels systèmes évoluent vers une énergie potentielle minimale (cf. *Mécanique*), on devrait s'attendre à un alignement de tous les spins d'un échantillon macroscopique et donc à un moment magnétique résultant égal à $\mathcal{M} = N\boldsymbol{\mu}$, N désignant le nombre total de sites dans l'échantillon. L'aimantation volumique correspondante serait alors l'aimantation à saturation \mathbf{M}_s , soit si n_v est le nombre de sites par unité de volume : $\mathbf{M}_s = n_v \boldsymbol{\mu}$.

Notons que, dans une paroi de Bloch, l'énergie d'échange $\mathcal{E}_{ij} = -2J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ varie lorsqu'on franchit la paroi, puisque c'est la direction du spin qui varie d'un site à son voisin (Fig. 26.11).

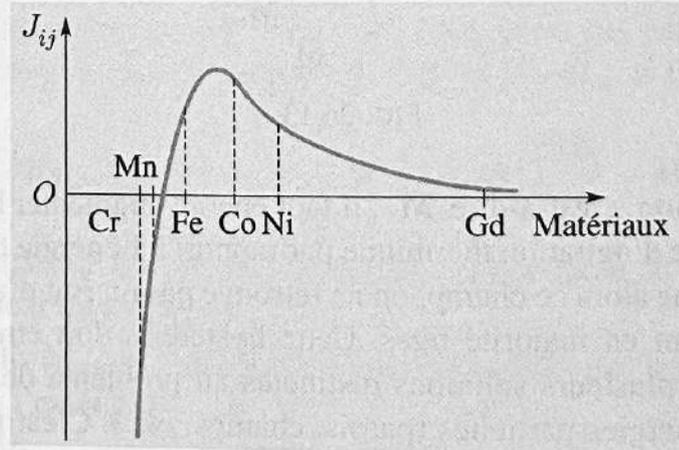


FIG. 26.14.

IV. 2. — Interprétation quantique du modèle de Weiss

a) Relation de proportionnalité entre \mathbf{B}_W et \mathbf{M}

Pour interpréter le modèle phénoménologique de Weiss, il nous faut établir la relation entre \mathbf{B}_W et J_{ij} . Cela peut être effectué dans le cas de modèles simples, tels que le modèle d'Ising, à une dimension. Dans ce dernier, l'interaction entre les sites est limitée aux p plus proches voisins et les différentes contributions sont supposées équivalentes ($J_{ij} = J$). L'énergie associée à l'échange s'écrit alors, en notant z la coordonnée spatiale du modèle :

$$\mathcal{E}_{ij}^e = -2 J S_{i,z} S_{j,z}$$

On en déduit la contribution totale sur le site i :

$$\mathcal{E}_i^e = \sum_{j=1}^p \mathcal{E}_{ij}^e = \sum_{j=1}^p -2J S_{i,z} S_{j,z} = -2J S_{i,z} \sum_{j=1}^p S_{j,z}$$

Comme $\mu_{i,z} = g\gamma_e S_{i,z}$ avec $\gamma_e = -e/(2m_e) = \mu_B/\hbar$ et $g \approx 2$ (cf. chapitre 25), on obtient :

$$\mathcal{E}_i^e = -2J \frac{1}{(g\gamma_e)^2} \mu_{i,z} \sum_{j=1}^p \mu_{j,z}$$

L'aimantation volumique suivant l'axe des z est alors donnée par :

$$\sum_{j=1}^p \mu_{j,z} = p \langle \mu_z \rangle = \frac{pM}{n_v}$$

où n_v est le nombre de dipôles magnétiques élémentaires par unité de volume. Ainsi, on trouve pour l'énergie d'échange :

$$\mathcal{E}_i^e = -\mu_{i,z} \frac{2pJ}{n_v g^2 \gamma_e^2} M \quad \text{d'où} \quad \mathcal{E}_{p,i} = -\mu_{i,z} B_a - \mu_{i,z} \frac{2pJ}{n_v g^2 \gamma_e^2} M$$

On en déduit, par identification, le champ \mathbf{B}_W :

$$\mathbf{B}_W = \frac{2pJ}{n_v g^2 \gamma_e^2} \mathbf{M} = \lambda \mu_0 \mathbf{M} \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{2pJ}{\mu_0 n_v g^2 \gamma_e^2} = \frac{2p\mathcal{J}}{\mu_0 n_v g^2 \mu_B^2} \quad \text{en posant} \quad \mathcal{J} = J\hbar^2$$

La quantité \mathcal{J} , homogène à une énergie, est l'énergie d'échange.

b) Expression de la température de Curie

En remplaçant, dans l'expression de la température de Curie, λ par sa valeur et j par s , on trouve :

$$k_B T_C = \frac{j+1}{3} \lambda \mu_0 n J^2 g^2 \mu_B^2 = \frac{2s(s+1)p}{3} \mathcal{J}$$

Un corps cesse donc d'être ferromagnétique lorsque l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ est du même ordre de grandeur que l'énergie d'échange \mathcal{J} .

Ordre de grandeur : Dans le cas du fer, où $s = 1$ et $p = 8$, on trouve pour $T_C = 1043$ K, une énergie d'échange de 8 meV, valeur bien plus grande que l'énergie d'interaction entre dipôles magnétiques calculée précédemment. La théorie donne aussi l'intensité du champ moléculaire de Weiss qui pour le fer est d'environ 1 000 T ; cela confirme bien que ce champ n'est pas créé par les dipôles magnétiques voisins.

IV.3. — Autres formes du ferromagnétisme

a) Antiferromagnétisme

Dans les corps pour lesquels $J_{ij} < 0$, les spins voisins tendent à être spontanément antiparallèles, c'est-à-dire opposés. Il n'y a donc pas d'aimantation spontanée. Cependant, il existe un ordre magnétique, appelé *antiferromagnétisme*, constitué de deux sous-réseaux de spins orientés de façon opposée (Fig. 26.15a). Ces corps, comme le dioxyde de manganèse MnO_2 ou l'oxyde de nickel NiO , ont donc, malgré cet ordre magnétique, un comportement paramagnétique en présence d'un champ appliqué. Cependant, leur susceptibilité dépend de la température de façon plus complexe. L'ordre antiferromagnétique apparaît en dessous d'une température T_N appelée *température de Néel*, du nom du physicien français L. Néel.