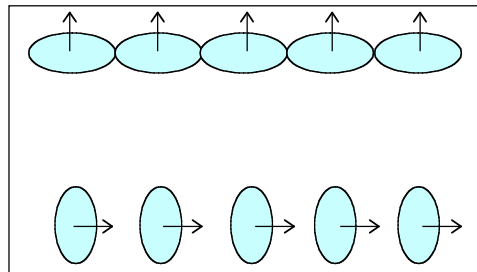


3) Anisotropie magnéto-cristalline

Dans un matériaux magnétiquement ordonné, il existe une énergie qui oriente l'aimantation (moment magnétique localisés) le long de certains axes cristallographiques définis, appelés directions d'aimantation facile. Cette énergie est appelée énergie magnétocristalline ou énergie d'anisotropie. (Ex : Co hexa \diamond direction facile est l'axe 6)

Une origine de l'énergie d'anisotropie est illustré par le schéma ci-dessous



L'aimantation du cristal (les moments magnétiques) « voit » le réseau par l'intermédiaire du chevauchement des orbites électroniques : interactions spin-orbite possibles puis interactions entre le mouvement orbital et la structure cristalline à cause des champs électrostatiques et du chevauchement des

fonctions d'onde associées aux atomes voisins du réseau.

Dans le cobalt, par exemple, la densité d'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$U_k = K'_1 \sin^2 \theta + K'_2 \sin^4 \theta$$

où θ est l'angle que fait l'aimantation avec l'axe hexagonal. (à 290 K, $K'_1 = 4,1 \cdot 10^6 \text{erg/cm}^3$; $K'_2 = 1,0 \cdot 10^6 \text{erg/cm}^3$)

De façon plus générale :

$$U_k = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos^6 \phi$$

θ = angle entre axe principal (c) et direction facile

ϕ = angle entre le plan de base (a,b) et direction facile

En général, $K_1 \gg K_2$ et lorsque $K_1 > 0$ le moment est parallèle à c et $K_1 < 0$ \diamond moment perpendiculaire à c

Exemple du fer :

Les directions faciles sont les arêtes du cube. Pour représenter l'énergie d'anisotropie du fer, aimanté dans une direction arbitraire de cosinus directeur $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ rapportés aux arêtes du cubes, on est guidé par la symétrie cubique. L'expression de l'énergie d'anisotropie doit être une puissance paire des α_i (équivalence de + et -), et doit être invariante par rapport à la permutation de α_i (symétrie cubique). Des auteurs ont montré que l'énergie d'anisotropie s'écrivait alors selon :

$$U_k = \mathbf{K}_1 \times (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + \mathbf{K}_2 \times \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$$

A température ambiante, $\mathbf{K}_1 = 4.2 \cdot 10^5$ ergs/cm³ et $\mathbf{K}_2 = 1.5 \cdot 10^5$ ergs/cm³

L'ordre de grandeur de l'énergie magnétocristalline est conduite par la valeur de K_1 . A température ambiante, voici les valeurs calculées pour certains matériaux ferro

Matériaux	$K_1(\text{j.m}^{-3})/10^4$	$K_1(\text{erg/cm}^{-3})$
Fe	4.7	4.7×10^5
Co	41	4.1×10^6
Ni	0.51	5.1×10^4
SmCo ₅	1100	1.1×10^8

On rappelle que l'effet de cette énergie est d'imposer une contrainte à la direction du moment magnétique dans un mono-domaine d'un cristal donné. De plus, elle induit l'énergie intrinsèque de la paroi de Bloch et ainsi contrôle en partie son épaisseur.

Dans un matériau dans le lequel le magnétisme à comme origine des atomes ou des ions de la première série de transition, le moment de spin ($e^- 3d$), n'est pas directement en interaction avec la structure

cristalline. Ici, l'énergie d'anisotropie provient du couplage des spins électroniques avec le réseau via le couplage spin-orbite et le couplage orbite-réseau. L'extension des orbitales électroniques et sa sensibilité à la symétrie du réseau est fortement corrélée à la structure électronique du matériau et une grande variété de cas existent.

Lorsque la source du magnétisme est un atome du groupe des lanthanoïdes, le moment magnétique consiste en une composante de spin et une composante orbitale ($J=L+S$ ou $J=L-S$). Dans ce cas, il y a un couplage direct du moment orbital et le réseau cristallin, ce qui entraîne une anisotropie magnétique qui est habituellement beaucoup plus forte que le couplage indirect vu précédemment (RKKY par exemple).

Dans la théorie standard du champ cristallin, dans le cas des lanthanoïdes :

$$K_1 = -3/2 \alpha_j \langle r^2 \rangle (1-\sigma)(2J^2 - J) A^{\circ}_2$$

où σ est une constante qui tient compte des effets de l'écrantage des e^- 4f par 5s et 5p (~ 0.5).

α_j est le coefficient dit de Stevens qui dépend de R,
 A°_2 dépend de la structure cristalline

Coefficients de Stevens

	Ce	Pr	Nd	Sm	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb
$\alpha_j \langle r^2 \rangle$	-0.748	-0.713	-0.258	0.398	0	-0.548	-0.521	-0.199	0.190	0.454	0.435
J	5/2	4	9/2	5/2	7/2	6	15/2	8	15/2	6	7/2

Quelques matériaux ferromagnétiques « durs »

Les Ferrites hexagonaux

Une grande famille d'oxydes ferrimagnétiques, qui ont deux applications importantes :

- i) Aimant permanent \diamond Ms élevée (20 μ_B /mol) et anisotropie uniaxiale élevée axe senaire et amélioré par dopage ($Ba^{2+} \diamond La^{3+}$ et Na^+)
- ii) Hyperfréquence \diamond résistivité et anisotropie élevée.
 L'énergie de l'onde EM est absorbée par le mouvement de précession de l'aimantation autour de la direction imposée par le champ appliqué.

◇ existe une fréquence de résonance qui est proportionnelle au champ appliqué. (ce sont des ondes millimétriques)

Exemple : la magnétoplombite – $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$

$T_C = 452^\circ\text{C}$ et $H_C = 2500 \text{ Oe}$

$\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{La}(\text{Fe}^{2+}\text{Fe}^{3+})\text{O}_{19}$, $\text{BaT}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$

d) Le ferrimagnétisme et l'antiferromagnétisme

Si l'intégrale d'échange de Heisenberg est telle qu'une configuration de spins, antiparallèle, soit plus stable qu'une configuration ferro, il est alors possible de voir se créer dans un cristal des sous-réseaux magnétiques qui se différencient par l'orientation des moments magnétiques dans des directions différentes :

- si les aimantations des deux sous-réseaux sont égales et opposées, l'aimantation résultante est nulle, le composé est alors antiferromagnétique.
- Si les aimantations des deux sous réseaux sont inégales, l'aimantation observée est la différence des deux aimantations : le composé est ferrimagnétique.

** Théorie de Néel*

Point de départ : explication simple et rationnelle des propriétés des ferrites spinelles avec deux idées essentielles :

- généraliser à plusieurs sous-réseaux la théorie du champ moléculaire,
- imaginer des interactions indirectes qui entraînent des configurations antiparallèles des moments entre sous-réseaux.

Soit une substance magnétique $A\lambda B\mu$ (A et B atomes magnétogènes). Pour décrire les interactions, Néel a introduit trois intégrales d'échange :

U_{AA} , U_{BB} associées aux interactions ferromagnétiques entre atomes d'un même sous réseau, elles sont en principes faibles.

U_{AB} associée aux interactions négatives antiferromagnétiques entre atomes de sous réseau différents, elles sont fortes.

Le champ magnétique local agissant sur un atome sera la somme de trois termes :

- H_0 : champ extérieur appliqué
- h_{aa} ou h_{bb} : champ moléculaire dû aux atomes de même réseau
- h_{ab} : champ moléculaire opposé dû aux atomes de l'autre sous réseau

Si les coefficients de champ moléculaire sont $n\alpha$ pour h_{aa} , $n\beta$ pour h_{bb} et n pour h_{ab} :

$$h_a = n(\alpha\lambda M_a - \mu M_b)$$

$$h_b = n(\beta\lambda M_b - \lambda M_a)$$

Au-dessus de la température d'ordre, les composés sont para ; on écrit alors que l'aimantation varie linéairement avec H et inversement en fonction de T .

$$M_a = \frac{C}{T} (H + h_a)$$

$$M_b = \frac{C}{T} (H + h_b)$$

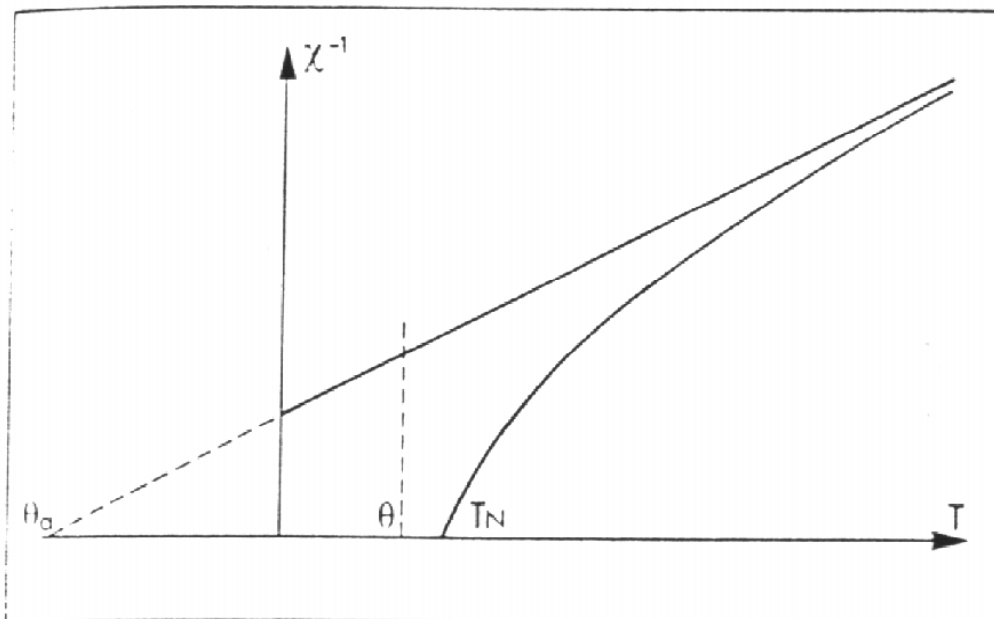
L'aimantation totale est la différence des aimantations partielles :

$$M = \lambda M_a - \mu M_b$$

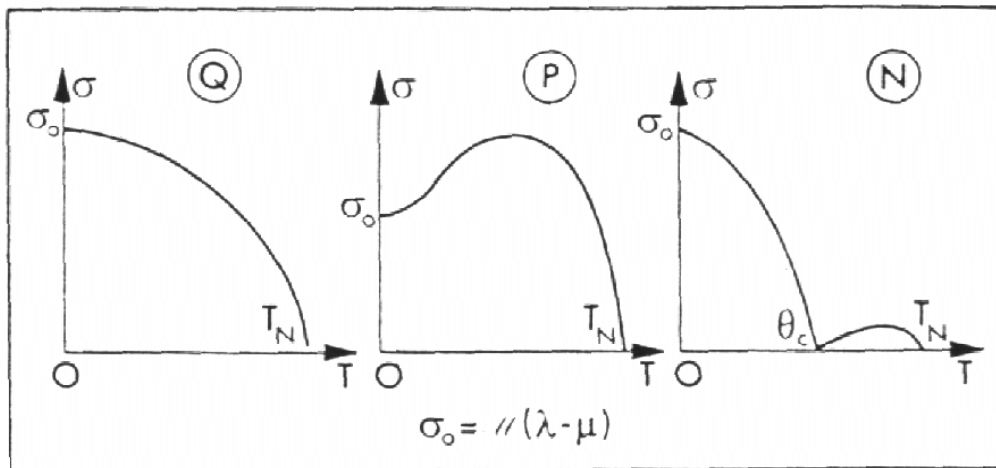
Finalement, après calcul on trouve l'équation de Néel,

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \theta}$$

χ_0 , σ et θ s'expriment en fonction de n , α , β , λ et μ .



Pour les ferrimagnétiques, la variation thermique de l'aimantation est semblable à celle des ferro sauf dans des cas particuliers de valeurs de coefficients de champ moléculaire. Au zéro absolu, l'aimantation à saturation vaut la différence des aimantations de chaque sous réseaux ferro.



Courbes thermomagnétiques d'aimantation pour les ferrimagnétiques.

*** Les antiferromagnétiques**

Si a et b sont égaux et si les concentrations d'ions porteurs de moment sont égales, alors $\lambda = \mu = 0.5$. Ainsi, l'aimantation est toujours nulle. Macroscopiquement, le point d'ordre n'est marqué que par un maximum de susceptibilité correspondant à T_N .

Au-dessous de T_N , il n'y a pas d'aimantation spontanée, et M varie linéairement avec H.

- $T > T_N$

En écrivant $\lambda = \mu = 0,5$ et $\alpha = \beta$ l'équation de Néel devient,

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{n}{2}(1 - \alpha)$$

C'est une droite de Curie Weiss qui coupe l'axe des T
 $\theta_a < 0$ K et $\theta_a = - n c (1-\alpha) / 2$

Cette droite n'est valable que jusqu'au point de Néel,

$$T_N = \frac{nc}{2}(1 + \alpha)$$

d'où $1/\chi = n$

- $T < T_N$

Sans champ appliqué, M_a et M_b sont antiparallèles. En général, le champ appliqué fait un certain angle avec M. On décompose alors la susceptibilité en deux termes, l'un parallèle à M, l'autre perpendiculaire.

Tout calcul fait, on montre que pour une poudre polycristalline,

$$\chi_P = \frac{\chi_{//} + 2\chi_{\perp}}{3}$$

et on peut prévoir que pour les antiferromagnétiques, au zéro absolu,

$$\frac{\chi_P(0)}{\chi_P(T_N)} = 2/3$$

car à $T = 0$, $\chi_{//} = 0$ et $\chi_{\perp} = \chi_{T_N}$

