# AMPLIACIÓN DE FÍSICA DEL ESTADO SÓLIDO

**TEMA 4**

**SISTEMAS CON ORDEN MAGNÉTICO**

# DEFINICIONES FUNDAMENTALES

Intensidad de campo magnético

$\vec{H}$

$$\vec{\nabla}\times\vec{H}=\vec{j}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

Momento dipolar magnético

$\vec{m}$

$$\vec{m}_\ell=-\frac{g_\ell\mu_B}{\hbar}\vec{\ell},\ g_\ell=1$$

$$\vec{m}_s=-\frac{g_s\mu_B}{\hbar}\vec{s},\ g_s=2$$

$$\mu_B=\frac{e\hbar}{2m_e}$$

$$\vec{m}=-\frac{g_J\mu_B}{\hbar}\vec{J}$$

$$g_J=1+\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$$

$$\Delta\varepsilon=-\mu_0\vec{m}\cdot\vec{H}$$

$$\vec{m}=-\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial(\Delta\varepsilon)}{\partial\vec{H}}$$

Imanación

$\vec{M}$

$$\vec{M}=\frac{d\vec{m}}{dV}$$

Inducción magnética

$\vec{B}$

$$\vec{B}=\mu_0\left(\vec{H}+\vec{M}\right)$$

# CLASIFICACIÓN DE LOS SÓLIDOS

Todos los sólidos interaccionan con los campos magnéticos

Sólidos no magnéticos

$$\boxed{\vec{M} = \chi \vec{H}}$$

$\chi \equiv$ Susceptibilidad magnética

$|\chi| \ll 1$

Diamagnéticos

Paramagnéticos

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad \Longrightarrow \quad \vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu \vec{H} \approx \mu_0 \vec{H}$$

Sólidos magnéticos
(con orden magnético)

$$\boxed{\vec{M}(\vec{H})}$$

Función no lineal del campo magnético

Ferromagnéticos

Antiferromagnéticos

Ferrimagnéticos

# FENOMENOLOGÍA DEL FERROMAGNETISMO

## TRANSICIÓN DE FASE

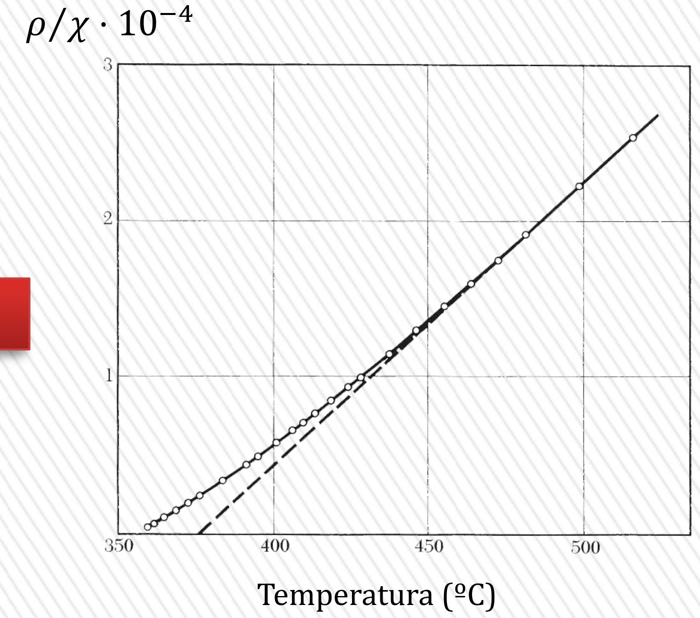
En la fase paramagnética

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

**Ley de Curie-Weiss**

Cerca de $T_C$

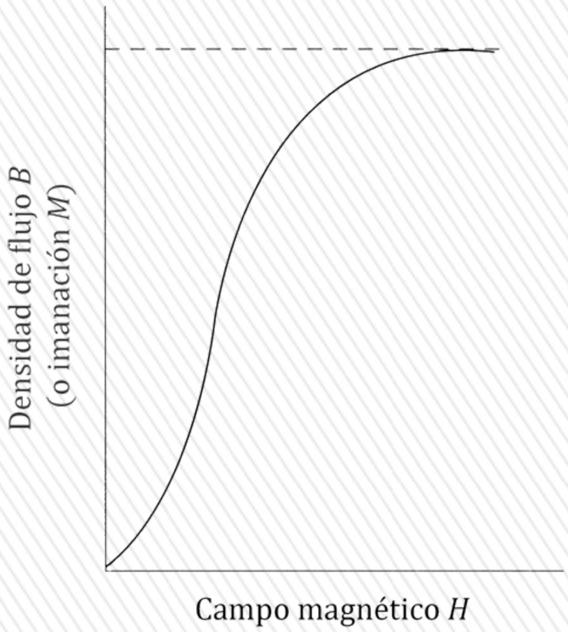
$$\chi \propto (T - T_C)^{-\gamma}$$

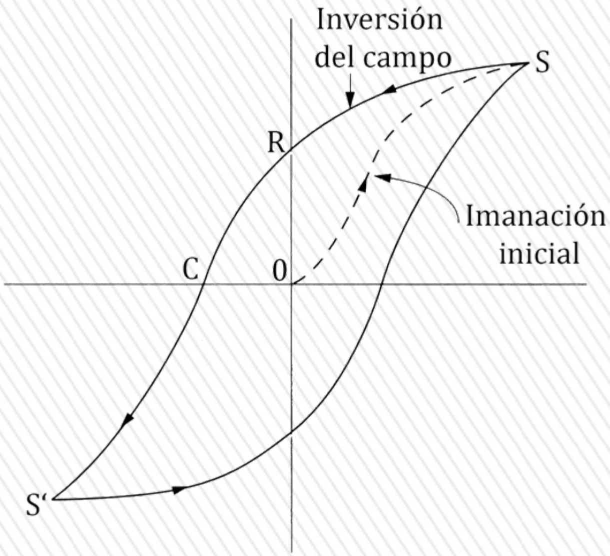



| Ferromagnético | $T_c$ (K) | $\gamma$ | $\beta$ |
|---|---|---|---|
| Fe | 1043 | 1.33 ± 0.015 | 0.34 ± 0.04 |
| Co | 1388 | 1.21 ± 0.04 | --- |
| Ni | 627.2 | 1.35 ± 0.02 | 0.42 ± 0.07 |
| Gd | 292.5 | 1.3 ± 0.1 | --- |
| $CrO_2$ | 386.5 | 1.63 ± 0.02 | --- |
| $CrBr_3$ | 32.56 | 1.215 ± 0.02 | 0.368 ± 0.005 |
| EuS | 16.5 | --- | 0.33 ± 0.015 |

# FENOMENOLOGÍA DEL FERROMAGNETISMO

HISTÉRESIS



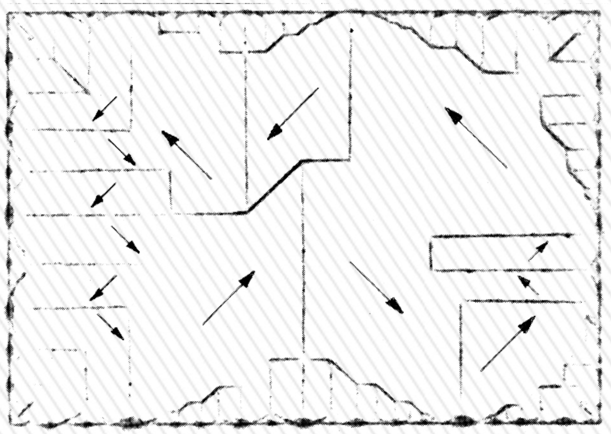

$$\boxed{M_s(T) = M_s(0)\left[1 - AT^{3/2}\right]}$$ $T$ bajas

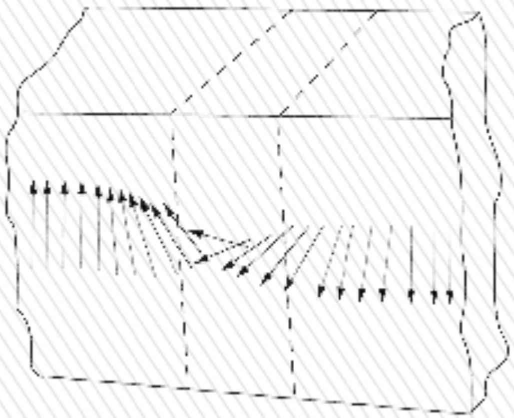
$\vec{M}_s \equiv$ Imanación de saturación

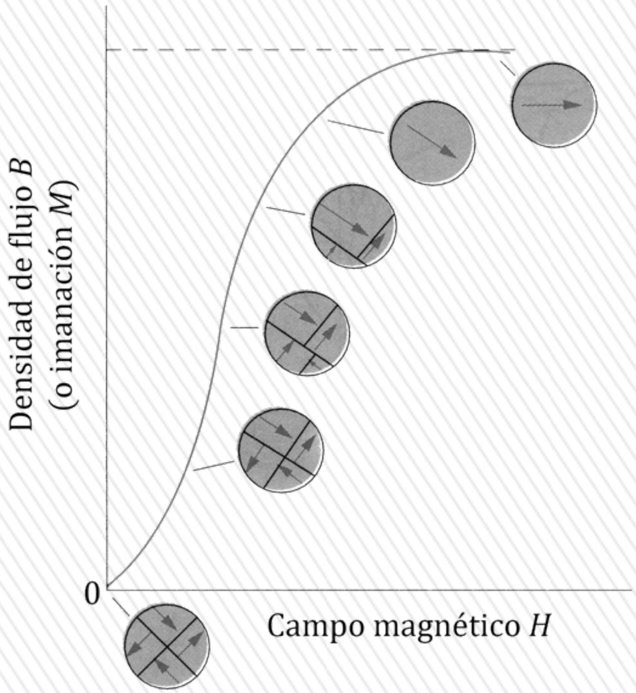
$$\boxed{\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \propto (T_c - T)^{\beta}}$$ $T \approx T_C$

# FENOMENOLOGÍA DEL FERROMAGNETISMO

DOMINIOS MAGNÉTICOS







# TEORÍA DE WEISS

- Los ferromagnéticos tienen una estructura de dominios, en cada uno de los cuales la imanación es una función monovaluada del campo magnético.

- La imanación en cada dominio se debe a un campo magnético medio proporcional a la imanación del sólido

$$H_i = H + H_m \qquad \boxed{H_m = WM} \qquad W \equiv \text{Constante de Weiss}$$

Cálculo análogo al de un paramagnético, pero con el campo dado por $H + H_m$

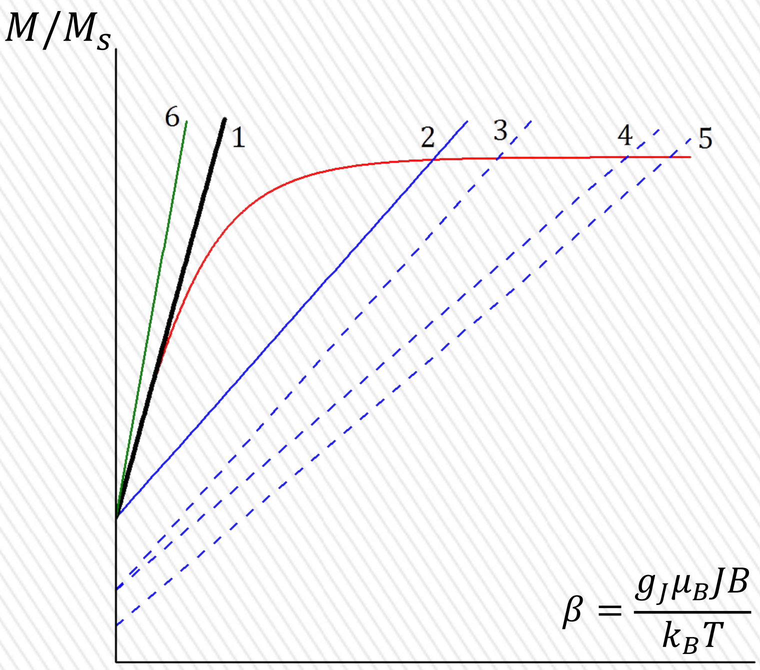
$$\boxed{M = ng_J\mu_B J B_J(\beta)} \qquad \beta = \frac{g_J\mu_B J B}{k_B T} \qquad B_J(\beta) = \frac{2J+1}{2J}coth\frac{2J+1}{2J}\beta - \frac{1}{2J}coth\frac{\beta}{2J}$$

De la definición de campo $B$:

$$B = \mu_0(H_i + M) = \mu_0[H + (1+W)M]$$

$$\boxed{\frac{M}{M_s} \approx \frac{nk_BT}{\mu_0 M_s^2 W}\beta - \frac{1}{WM_s}H}$$

# TEORÍA DE WEISS




$T$ baja → Soluciones 2, a 5

$T$ alta → Solución 6

$\boxed{T \text{ crítica} \rightarrow \text{Solución } 1}$

Fase paramagnética ($\beta \ll 1$)

$$\boxed{\chi = \frac{C}{T - T_C}}$$

$$C = n\frac{\mu_0 g_J^2 \mu_B^2}{3k_B} J(J+1) \qquad T_C = CW$$

Fase ferromagnética

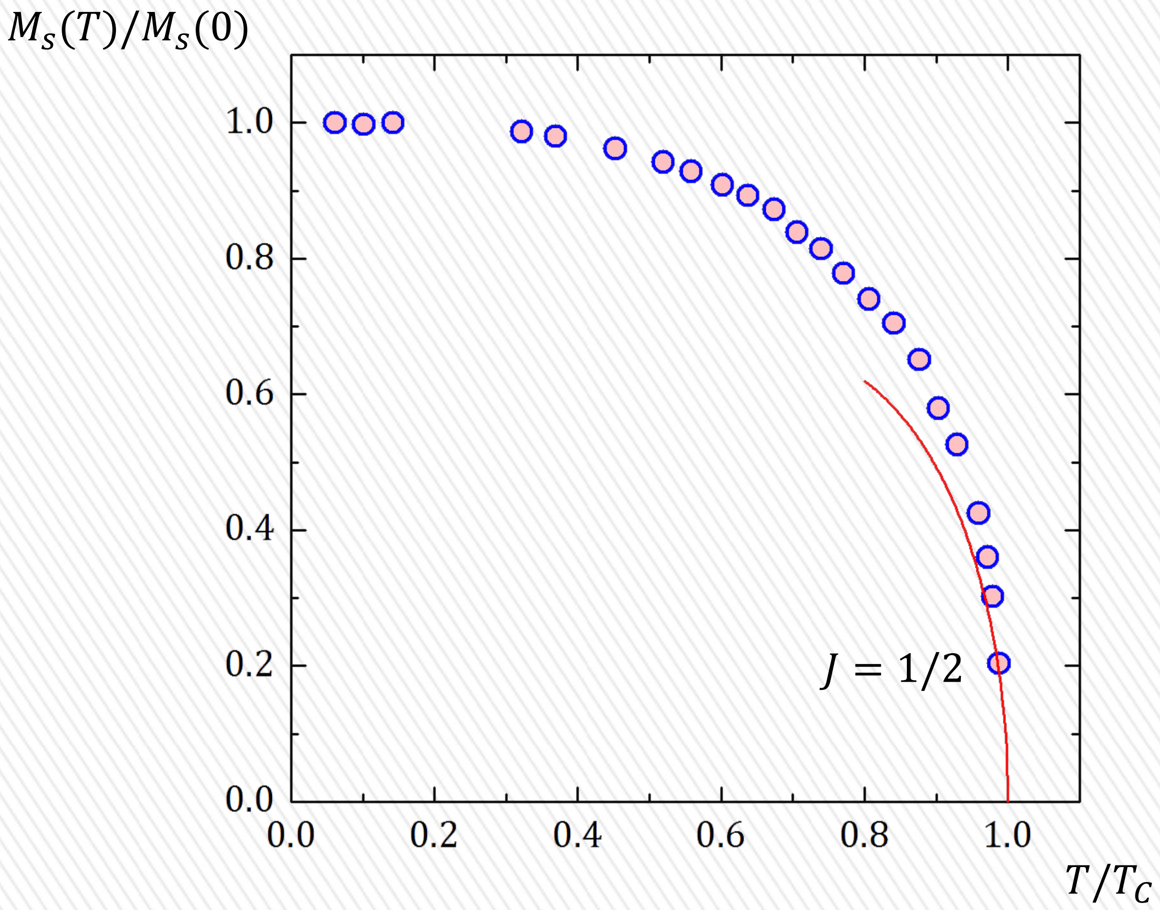
$$M(T) = M_s B_J\left(\frac{\mu_0 g_J J \mu_B W M(T)}{k_B T}\right)$$

$T \gg T_C$ $\qquad B_J(x) \rightarrow 1 \qquad \boxed{M(T) = M_s}$

$T \approx T_C$ $\qquad \lim_{T\rightarrow T_C} B_J(\beta) = \frac{J+1}{J}\frac{\beta}{3} - \frac{(2J+1)^4 - 1}{(2J)^4}\frac{\beta^3}{45}$

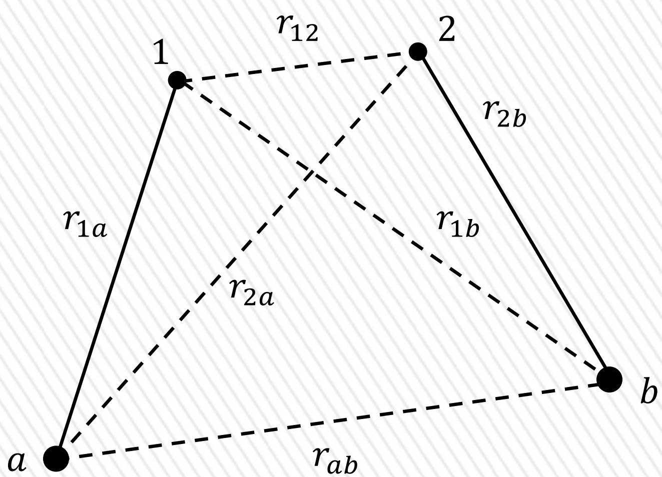
$$\boxed{\frac{M(T)}{M_s} \propto \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{1/2}\left(\frac{T}{T_C}\right)}$$

# TEORÍA DE WEISS



# LA INTERACCIÓN DE INTERCAMBIO

EL MODELO HLSP




$$\boxed{\Psi(\boldsymbol{r}_1, s_1; \boldsymbol{r}_2, s_2) = -\Psi(\boldsymbol{r}_2, s_2; \boldsymbol{r}_1, s_1)}$$

$$H = H_1 + H_2 + H_{int} =$$

$$= \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla_1^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_{1a}}\right) + \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla_2^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_{2a}}\right) +$$

$$+ \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2a}}\right)$$

Sistema no perturbado

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_1^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r_{1a}} - \frac{\hbar^2}{2M}\nabla_2^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r_{2b}}\right)\psi_0 = E_0\psi_0$$

$$\psi_1^0 = \psi_a(1)\psi_b(2)$$

$$\psi_2^0 = \psi_a(2)\psi_b(1)$$

$$E_0 = 2\varepsilon_0$$

Sistema perturbado

$$\boxed{\begin{vmatrix} H_{11} - E & H_{12} - ES_{12} \\ H_{12} - ES_{12} & H_{11} - E \end{vmatrix} = 0}$$

$$H_{ij} = \int \psi_i^{0*} H \psi_j^0 \, d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

$$S_{12} = \int \psi_1^{0*} \psi_2^0 \, d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 = S_{ab}^2$$

# LA INTERACCIÓN DE INTERCAMBIO

$$E_1 = \frac{H_{11} + H_{12}}{1 + S_{12}} \qquad \varphi_1 = \frac{\psi_1^0 + \psi_2^0}{\sqrt{2(1 + S_{12})}}$$ (función orbital simétrica)

$$\boxed{\psi_1^{total} = \frac{\psi_1^0 + \psi_2^0}{\sqrt{2(1 + S_{12})}} \frac{1}{\sqrt{2}} [\sigma_+(1)\sigma_-(2) - \sigma_+(2)\sigma_-(1)]}$$ Singlete ($S = 0$)

$$E_2 = \frac{H_{11} - H_{12}}{1 - S_{12}} \qquad \varphi_2 = \frac{\psi_1^0 - \psi_2^0}{\sqrt{2(1 - S_{12})}}$$ (función orbital antisimétrica)

$$\boxed{\psi_2^{total} = \frac{\psi_1^0 - \psi_2^0}{\sqrt{2(1 + S_{12})}} \begin{cases} \sigma_+(1)\sigma_+(2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [\sigma_+(1)\sigma_-(2) + \sigma_+(2)\sigma_-(1)] \\ \sigma_-(1)\sigma_-(2) \end{cases}}$$ Triplete ($S = 1$)

¿Cuál de las dos configuraciones es enlazante (menor energía)?

# LA INTERACCIÓN DE INTERCAMBIO

$$\boxed{H_{11} = 2\varepsilon_0 + Q}$$

$$Q = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\int \psi_a(1)\psi_b(2)\left[\frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}}\right]\psi_a(1)\psi_b(2)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

**Integral de Coulomb**

Engloba las interacciones que no están en los átomos aislados

$$\boxed{H_{12} = 2\varepsilon_0 S_{ab}^2 + I}$$

$$I = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\int \psi_a(1)\psi_b(2)\left[\frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}}\right]\psi_a(2)\psi_b(1)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

**Integral de intercambio**

Diferencia de energía electrostática entre las configuraciones electrónicas indistinguibles.

$$\boxed{E_{1,2} - 2\varepsilon_0 = \frac{Q \pm I}{1 \pm S_{ab}^2}}$$

# LA INTERACCIÓN DE INTERCAMBIO

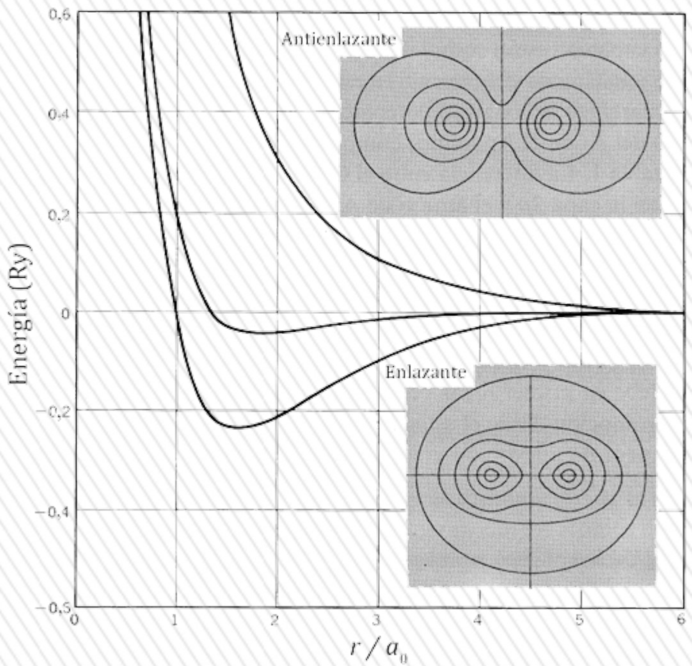
$Q$ no tiene signo definido

$I < 0$

$|I| \gg |Q|$

$E_2 > 2\varepsilon_0$ Estado antienlazante

$E_1 < 2\varepsilon_0$ Estado enlazante




$$\varepsilon_t - \varepsilon_s = \frac{2\left(Q S_{ab}^2 - I\right)}{1 - S_{ab}^4} \equiv -\mathfrak{I}$$

$\mathfrak{I} \equiv$ Constante de intercambio

$\mathfrak{I} > 0 \rightarrow$ Ferromagnetismo

$\mathfrak{I} < 0 \rightarrow$ Antiferromagnetismo

# EL HAMILTONIANO DE HEISENBERG

El principio de simetrización relaciona las partes orbital y de espín de la función de onda

Hamiltoniano de espín

$$\Delta\mathcal{H}_s = a + \frac{b}{\hbar^2}\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 = a + b\left(\frac{S(S+1)}{2} - \frac{3}{4}\right)$$

$$\varepsilon_s = a - \frac{3b}{4}$$

$$\varepsilon_t = a + \frac{b}{4}$$

$$\boxed{\Delta\mathcal{H}_s = 2\varepsilon_0 + \frac{Q - I}{1 - S_{ab}^2} + \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\hbar^2}\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2\right)\mathfrak{I}}$$

$$\Delta\mathcal{H} = -\frac{1}{2\hbar^2}\sum_i \sum_{j\neq i} \mathfrak{I}_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

**Hamiltoniano de Heisenberg**

$\{\mathfrak{I}_{ij}\} \equiv$ Constantes de acoplamiento por intercambio

$\{\mathfrak{I}_{ij}\} > 0 \rightarrow$ Ferromagnetismo

$\{\mathfrak{I}_{ij}\} < 0 \rightarrow$ Antiferromagnetismo

# APROXIMACIÓN DE CAMPO MEDIO

Se acepta que el espín $i$ −ésimo interacciona con el valor esperado del espín

$$\boxed{\vec{S}_j \approx \langle \vec{S}_j \rangle \equiv \langle \vec{S} \rangle}$$

$$\Delta\mathcal{H} \approx -\frac{1}{\hbar^2}\sum_i \vec{S}_i \cdot \left(\sum_j \mathfrak{J}_{ij}\langle \vec{S} \rangle\right) \equiv \left\| \vec{m}_i = -\frac{g_J\mu_B}{\hbar}\,\vec{S}_i \right\| \equiv -\mu_0 \sum_i \vec{m}_i \cdot \vec{H}_m$$

$$\boxed{\vec{H}_m = -\frac{1}{\mu_0\mu_B g_J \hbar}\sum_j \mathfrak{J}_{ij}\langle \vec{S} \rangle}$$

La imanación del sistema es $\vec{M} = -\frac{n g_J \mu_B}{\hbar}\langle \vec{S} \rangle$

$$\boxed{\vec{H}_m \equiv W\vec{M}}$$

$$\boxed{W = \frac{\sum_j \mathfrak{J}_{ij}}{n\mu_0 \left(g_J\mu_B\right)^2}}$$

Equivale a la teoría de Weiss, y tiene sus mismos problemas, por tanto.

# ONDAS DE ESPÍN

Consideremos un conjunto de átomos en su estado fundamental, con espín $S$, sometidos a un campo magnético constante paralelo al eje $OZ$

$$\Delta\mathcal{H} = -\frac{1}{2\hbar^2}\sum_i \sum_{j\neq i} \Im_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \frac{g_J\mu_B}{\hbar} B \sum_j S_{j,z}$$

$$\hat{S}_{j,\pm} = \hat{S}_{j,x} \pm i\hat{S}_{j,y} \qquad \hat{S}_{j,\pm}|SM_{S,j}\rangle = \hbar\sqrt{(S \mp M_{S,j})(S + 1 \pm M_{S,j})}|SM_{S,j} \pm 1\rangle$$

$$\boxed{\Delta\mathcal{H} = -\frac{1}{2\hbar^2}\sum_{ij} \Im_{ij}(\hat{S}_{i,-}\hat{S}_{j,+} + \hat{S}_{i,z}\hat{S}_{j,z}) - \frac{g_J\mu_B}{\hbar} B \sum_j \hat{S}_{j,z}}$$

¿Estado fundamental ferromagnético?

$$|0\rangle = \prod_j |S\ S\rangle \qquad \Delta\mathcal{H}|0\rangle = \varepsilon_0|0\rangle$$

$$\varepsilon_0 = -\frac{1}{2}S^2\sum_{ij} \Im_{ij} - g_J\mu_B NSB \qquad M_s = ng_J\mu_B S$$

# ONDAS DE ESPÍN

Estado con el espín $p$ −ésimo reducido en una unidad:

$$\boxed{|p\rangle = |S\,S\,\ldots \underbrace{S-1}_{p} \ldots\rangle = \frac{1}{\sqrt{2S}} \hat{S}_{p,-}|0\rangle}$$

$$\Delta\mathcal{H}|p\rangle = \left(\varepsilon_0 + g_J\mu_B B\right)|p\rangle + S\sum_j \mathfrak{I}_{jp}\left(|p\rangle - |j\rangle\right)$$

$$|j\rangle = |S\,S\,\ldots \underbrace{S}_{p} \ldots \underbrace{S-1}_{j} \ldots\rangle$$

$|p\rangle$ no es propio del hamiltoniano de Heisenberg, aunque sí lo es una combinación de la forma

$$|\vec{k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_p e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_p}|p\rangle$$

$$\Delta\mathcal{H}|\vec{k}\rangle = \varepsilon(\vec{k})|\vec{k}\rangle$$

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon_0 + g_J\mu_B B + 2S\sum_j \mathfrak{I}_j\, sen^2\frac{\vec{k}\cdot\vec{r}_j}{2}$$

**Onda de espín**

# ONDAS DE ESPÍN

Propiedades de las ondas de espín

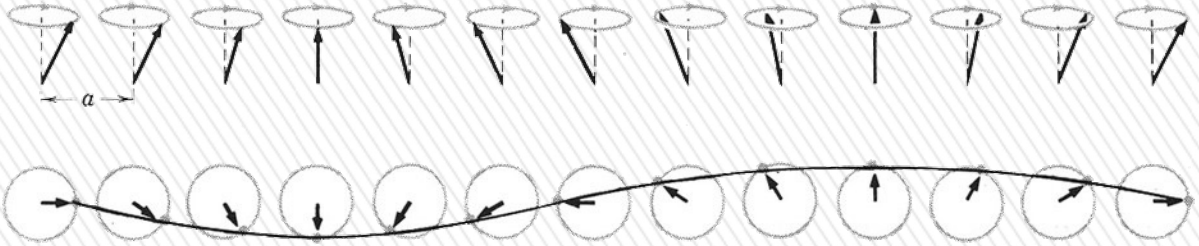
$$\boxed{P(j) = |\langle j|\boldsymbol{k}\rangle|^2 = \frac{1}{N}}$$

La perturbación se localiza en todos los átomos con igual probabilidad

Función de correlación transversal

$$\langle\vec{k}|\vec{S}_{i,\perp}\cdot\vec{S}_{j,\perp}|\vec{k}\rangle = \langle\vec{k}|S_{i,x}\cdot S_{j,x} + S_{i,y}\cdot S_{j,y}|\vec{k}\rangle$$

$$\boxed{\langle\vec{k}|\vec{S}_{i,\perp}\cdot\vec{S}_{j,\perp}|\vec{k}\rangle = \frac{2S}{N} cos\ \vec{k}\cdot(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}$$



# MAGNONES

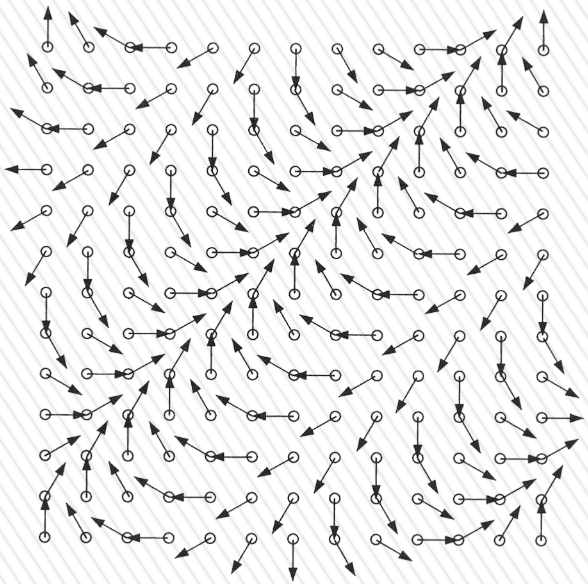
El estado general del sistema consiste en una superposición de ondas de espín.

**Magnón**

Partícula virtual asociada a las ondas de espín

$$\boxed{\vec{p} = \hbar\vec{k}}$$

$$\boxed{\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon_0 + g_J\mu_B B + 2S\sum_j \Im_j \, sen^2 \frac{\vec{k}\cdot\vec{r}_j}{2}}$$



Número de magnones con vector de onda $\vec{k}$

$$n(\vec{k}) = \frac{1}{e^{\varepsilon(\vec{k})/k_B T} - 1}$$

Imanación del sólido

$$M(T) = M_s\left[1 - \frac{1}{nS}\sum_{\vec{k}} n(\vec{k})\right]$$

# IMANACIÓN ESPONTÁNEA

$$M(T) = M_s\left[1 - \frac{1}{nS}\frac{1}{8\pi^3}\int_{ZB}\frac{d\vec{k}}{e^{\varepsilon(\vec{k})/k_BT} - 1}\right]$$

Cálculo muy complejo en general

Temperaturas suficientemente bajas $\varepsilon(\vec{k}) = 2S\sum_j \Im_j\, sen^2\frac{\vec{k}\cdot\vec{r}_j}{2} \approx \frac{S}{2}\sum_j \Im_j(\vec{k}\cdot\vec{r}_j)^2$

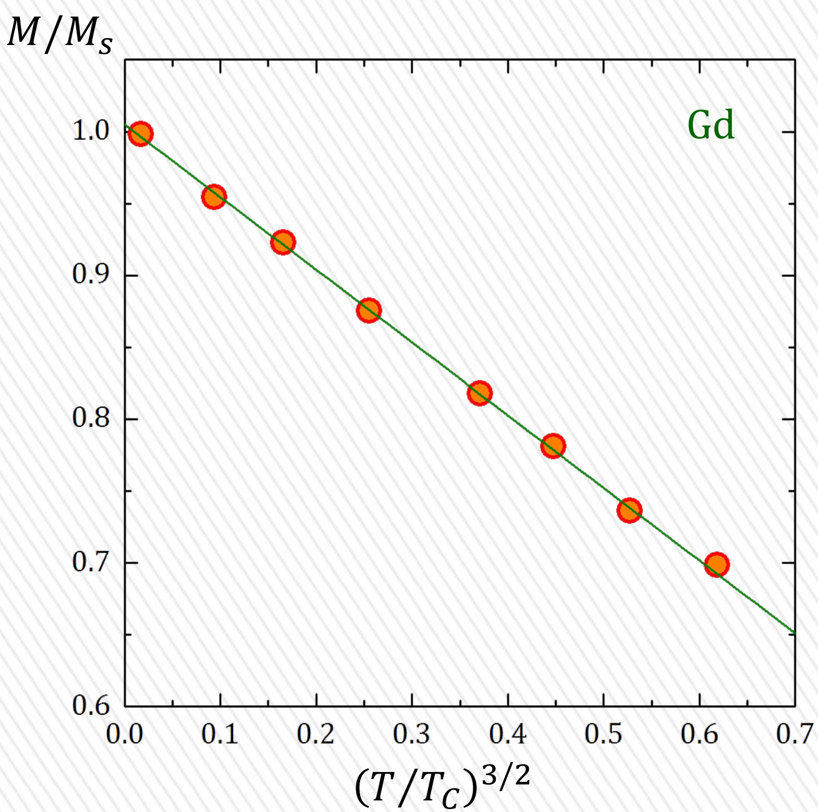
$$M(T) = M_s\left[1 - \frac{1}{nS}\frac{1}{8\pi^3}\int_{\substack{Todo\ el\\ espacio}}\left\{exp\left[\frac{S}{2k_BT}\sum_j \Im_j\left(\vec{k}\cdot\vec{r}_j\right)^2\right] - 1\right\}^{-1} d\vec{k}\right]$$

$$= [\![\vec{q} = (k_BT)^{1/2}\vec{k}]\!] = M_s\left[1 - \frac{1}{nS}(k_BT)^{3/2}\int_{\substack{Todo\ el\\ espacio}}\left\{exp\left[\frac{S}{2}\sum_j \Im_j(\vec{q}\cdot\vec{r}_j)^2\right] - 1\right\}^{-1}\frac{d\vec{q}}{8\pi^3}\right]$$

# IMANACIÓN ESPONTÁNEA

$$M(T) = M_s\left(1 - AT^{3/2}\right)$$

**Ley de Bloch**




La teoría no es satisfactoria para el hierro, el cobalto o el níquel

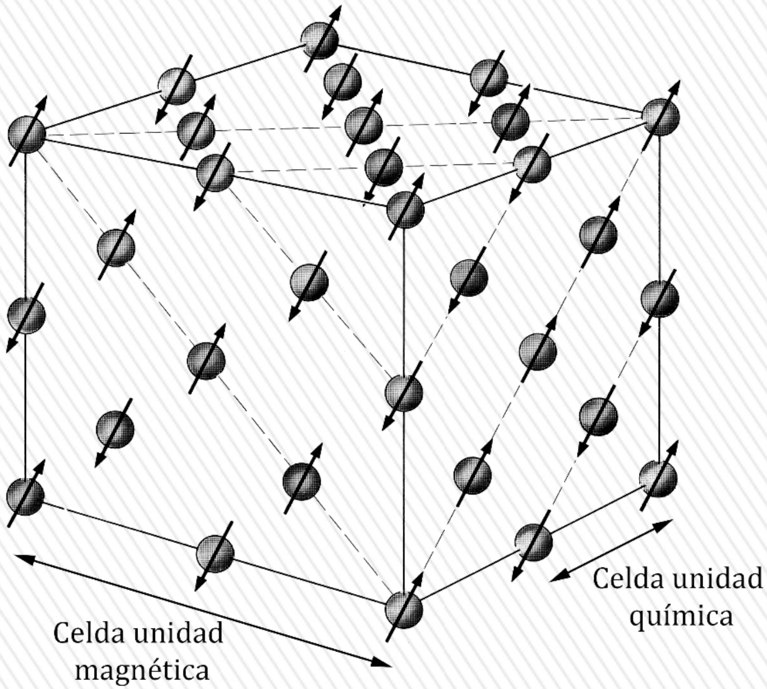
Efectos de alta temperatura

Contribución de los electrones de conducción

Modelo de electrones itinerantes

# ANTIFERROMAGNETISMO

Constantes de intercambio $\{\Im_{ij}\}$ negativas




MnO

Estructura de dominios

Transición de fase a la temperatura de Néel

$$\boxed{\chi = \frac{C}{T+\theta}}$$

¿Estado fundamental antiferromagnético?

$$\varepsilon_0 \neq -\frac{S^2}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} |\Im_{ij}|$$

# EL MODELO DE LAS DOS REDES

Sobre cada átomo actúa un campo microscópico al que contribuyen las redes de espines paralelos y antiparalelos al campo magnético

$$\boxed{\vec{H}_+ = \vec{H} - \alpha\vec{M}_- - \gamma\vec{M}_+}$$

$$\boxed{\vec{H}_- = \vec{H} - \alpha\vec{M}_+ - \gamma\vec{M}_-}$$

$$\alpha > \gamma > 0$$

$$\boxed{M_\pm = \frac{n}{2} g_J \mu_B J B_J(\beta_\pm)}$$

$$\beta_\pm = \frac{g_J \mu_B J B_\pm}{k_B T}$$

Fase paramagnética ($T > T_N$)

$$M_\pm = \frac{1}{2}\frac{n(g_J\mu_B)^2}{3k_B T} J(J+1) B_\pm$$

$$\left(T + \frac{1}{2}C\gamma\right) M_+ - \frac{1}{2}C\alpha M_- = \frac{1}{2}CH$$

$$-\frac{1}{2}C\alpha M_+ + \left(T + \frac{1}{2}C\gamma\right) M_- = -\frac{1}{2}CH$$

$$\boxed{\chi = \frac{C}{T + T_C'}}$$

$$T_C' = \frac{1}{2}C(\alpha + \gamma)$$

# EL MODELO DE LAS DOS REDES

Temperatura de Néel

$$\begin{vmatrix} \left(T_N + \frac{1}{2}C\gamma\right) & -\frac{1}{2}C\alpha \\ -\frac{1}{2}C\alpha & \left(T_N + \frac{1}{2}C\gamma\right) \end{vmatrix} = 0$$

$$T_N = \frac{1}{2}C(\alpha - \gamma) = \frac{1}{2}\frac{n\mu_0\left(g_J\mu_B\right)^2}{3k_B}J(J+1)(\alpha - \gamma)$$

$$\boxed{\frac{T_N}{|T_C|} = \frac{T_N}{T'_C} = \frac{\alpha - \gamma}{\alpha + \gamma} < 1}$$

Imanaciones en las subredes para $H = 0$

$$M_0 = M_+ = M_-$$

$$M_0 = \frac{n}{2}g_J\mu_B J B_J\left(\frac{g_J\mu_B J B_0}{k_B T}\right)$$

$$B_0 = \mu_0 M_0(\alpha - \gamma)$$

Tratamiento análogo al de la teoría de Weiss

# EL MODELO DE LAS DOS REDES

Imanaciones en las subredes para $H \neq 0$ (paralelo a las imanaciones)

Los campos medios son más intensos que el campo externo

$$M_{\pm} = \frac{n}{2} g_J \mu_B J\left[B_J(\beta_0) + (\beta_{\pm} - \beta_0) B'_J(\beta_0)\right] + O[(\beta_{\pm} - \beta_0)^2]$$

$$\boxed{M = M_+ - M_- = \frac{n}{2} g_J \mu_B J (\beta_+ - \beta_-) B'_J(\beta_0) = \frac{n\mu_0}{2k_B T}\left(g_J \mu_B J\right)^2 (H_+ - H_-) B'_J(\beta_0)}$$

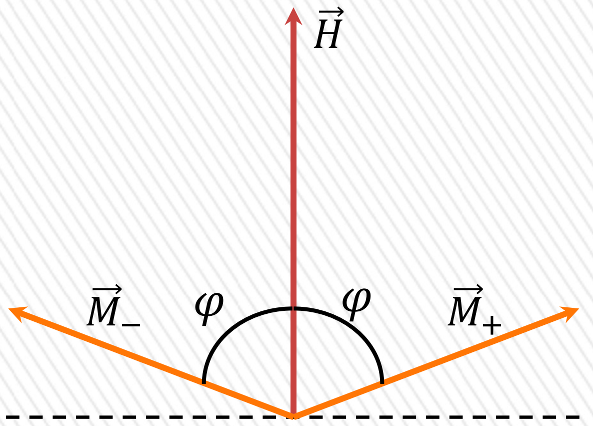
$$\boxed{H_+ - H_- = 2H - (\alpha + \gamma)(M_+ - M_-)}$$

$$M = \frac{\frac{n\mu_0}{k_B}\left(g_J \mu_B J\right)^2 B'_J(\beta_0)}{T + \frac{(\alpha + \gamma)}{2} \frac{n\mu_0}{k_B}\left(g_J \mu_B J\right)^2 B'_J(\beta_0)} H$$

$$\chi_{\parallel}(T) = \frac{\frac{n\mu_0}{k_B}\left(g_J \mu_B J\right)^2 B'_J(\beta_0)}{T + \frac{(\alpha + \gamma)}{2} \frac{n\mu_0}{k_B}\left(g_J \mu_B J\right)^2 B'_J(\beta_0)} \equiv \frac{C'}{T + \theta'}$$

# EL MODELO DE LAS DOS REDES

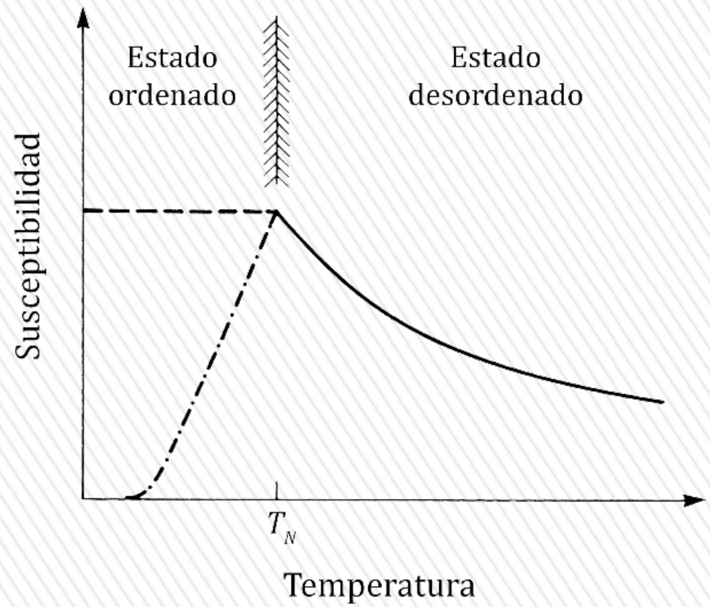
El comportamiento de la imanación depende críticamente de la orientación del campo con respecto a la dirección inicial de los momentos magnéticos.




$$\vec{M}_+ \times \vec{H}_+ = \vec{M}_+ \times \vec{H} - \alpha \vec{M}_+ \times \vec{M}_- = \vec{0}$$

$$\frac{H}{\alpha} = 2M_- \cos\varphi = M$$

$$\boxed{\chi_\perp = \frac{1}{\alpha}}$$




$$\boxed{\chi = \frac{1}{3}\chi_\parallel + \frac{2}{3}\chi_\perp}$$

# FERRIMAGNETISMO

Aproximación de las dos redes (campo medio)

$$\vec{H}_+ = \vec{H} - \alpha \vec{M}_- - \gamma_+ \vec{M}_+$$
$$\vec{H}_- = \vec{H} - \alpha \vec{M}_+ - \gamma_- \vec{M}_-$$

$$\alpha^2 - \gamma_+ \gamma_- > 0$$

Fase paramagnética ($T > T_N$)

$$M_\pm = \frac{n_\pm \mu_0 \left(g_J \mu_B\right)^2}{3 k_B T} J(J+1) H_\pm = \lambda_\pm \frac{C}{T} H_\pm \qquad \lambda_\pm = \frac{n_\pm}{n}$$

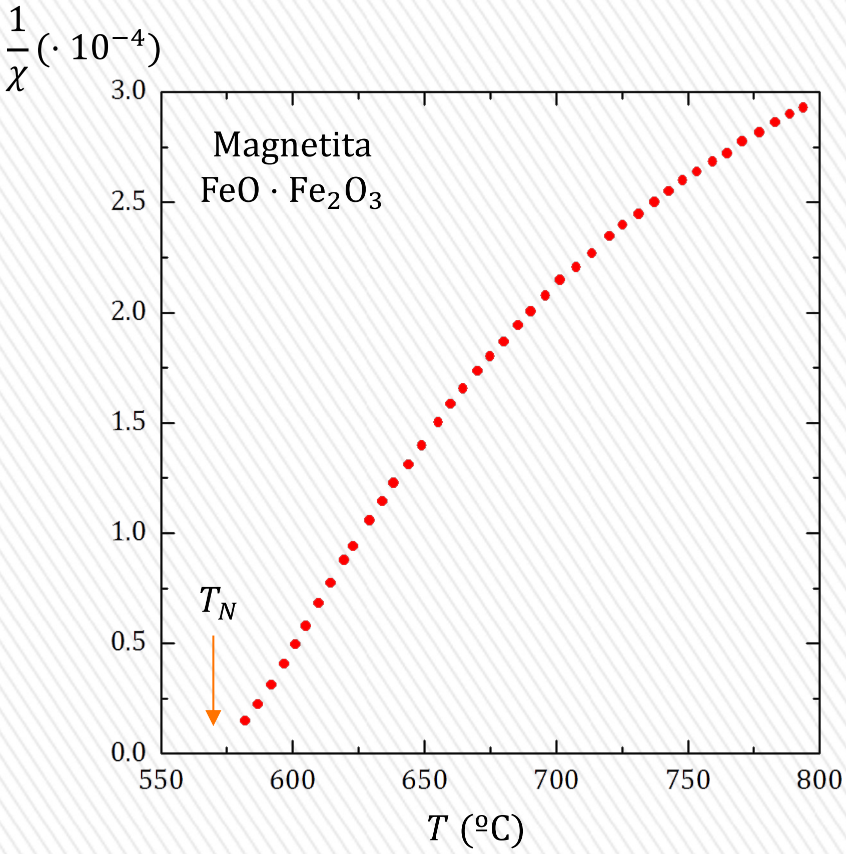
$$\left(\frac{T}{\lambda_+ C} + \gamma_+\right) M_+ - \alpha M_- = H$$
$$-\alpha M_+ + \left(\frac{T}{\lambda_- C} + \gamma_-\right) M_- = -H$$

$$\boxed{\frac{1}{\chi} = \frac{\left(T + \frac{C}{\chi_0}\right)(T - T_0) - C\sigma}{C(T - T_0)}}$$

$$T_0 = \lambda_+ \lambda_- C(2\alpha - \gamma_+ - \gamma_-) \qquad \frac{1}{\chi_0} = 2\lambda_+ \lambda_- \alpha + \lambda_+^2 \gamma_+ + \lambda_-^2 \gamma_- \qquad \sigma = \lambda_+ \lambda_- C[\lambda_+(\alpha - \gamma_+) - \lambda_-(\alpha - \gamma_-)]^2$$

# FERRIMAGNETISMO

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma}{T - T_0}$$




Fase ferrimagnética ($T < T_N$)

$$\boxed{M_\pm = \lambda_\pm n g_J \mu_B J B_J(\beta_\pm)}$$

Difícil solución

Temperatura de Néel

$$\boxed{\chi \to \infty}$$

$$T_N^2 + T_N C(\lambda_+\gamma_+ + \lambda_-\gamma_-) + C^2\lambda_+\lambda_-(\gamma_+\gamma_- - \alpha^2) = 0$$

$$T_N = (\lambda_+\gamma_+ + \lambda_-\gamma_-)\frac{C}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{4\lambda_+\lambda_-(\alpha^2 - \gamma_+\gamma_-)}{(\lambda_+\gamma_+ + \lambda_-\gamma_-)^2}} - 1\right]$$