Interações entre momentos magnéticos

Ferromagnéticos

Ferrimagnéticos

Antiferromagnéticos

Momentos magnéticos não são livres, interagem ***entre si*** e ***com o meio***.

$T < T_C$ (T_N) → comportamento coletivo: ordenamento.
Observação por: difração de nêutrons (em baixas T´s)

Interações mais importantes:

1) Interações de Troca (exchange)

2) Interações responsáveis pela anisotropia magnetocristalina

⇒ Mecânica Quântica

Outras Interações

- 3) Interação dipolar entre dois momentos magnéticos:
  - Responsável pelo campo criado dentro e fora da amostra
  - Interação fraca e de longo alcance

- Importante em aplicações

$$\mathbf{E_D = -\frac{1}{2}\sum_{i}\sum_{j\neq i} m_i B_{ij} = -\frac{1}{2}\sum_{i} m_i B_i}$$

- onde $$\mathbf{B_i = \sum_{i\neq j} B_{ij}}$$

B_{ij} é o campo criado por i em j.

Interação de Troca

- **Heisenberg 1929**
- $\xi_{ij} = -\mu_0 n_{ij} \vec{m}_i \vec{m}_j$ i e j são dois átomos vizinhos
- $n_{ij} > 0$ – alinhamento paralelo
- $n_{ij} < 0$ – alinhamento antiparalelo

A densidade de energia de troca é dada por:

$$\mathbf{E_{ex} = \frac{1}{2}\sum_{i}\sum_{j\neq i}\xi_{ij}}$$

$$E_{ex} = -\frac{\mu_0}{2}\sum_{i}\sum_{j\neq i} n_{ij} m_i m_j$$

Interação de Troca – continuação

$$E_{ex} = -\frac{\mu_0}{2}\sum_{i}\sum_{j\neq i} n_{ij} m_i m_j$$

- Podemos escrever:

$$\boxed{E_{ex} = -\frac{\mu_0}{2}\sum_{i} m_i H_i}$$

para: $\mathbf{H_i = \sum_{i\neq j} n_{ij} m_j}$ ➡ campo local atuando em m_i

As direções de $\vec{\mathbf{m}}_\mathbf{i}$ e $\vec{\mathbf{H}}_\mathbf{i}$ flutuam com o tempo:

difícil determinar a orientação para um dado H e T.

Aproximação de Campo Molecular ou Campo Médio

- **P. Weiss – 1906** =>>> Modelo do campo molecular

Suposições

- Não considera o caráter flutuante de H_i, mas sim o valor médio em uma dada T => $\mathbf{H_i = \lambda M}$
- Considera que todos os momentos são idênticos.
- A densidade de energia de troca será então:

$$\mathbf{E_{ex} = -\frac{\mu_0}{2}\lambda M^2}$$

- λ é o coeficiente de campo molecular
- M é a magnetização.

Ferromagnetismo

- $T \geq T_C$: $\chi = C/T$ – paramagnético (sem interação entre os momentos magnéticos) – $M \sim 0$

- $T < T_C$: material se torna ferromagnético (interação entre os momentos magnéticos – ordenam-se paralelamente) – $M \neq 0$.

Ferromagnetismo

- **Modelo: Como os momentos são paralelos forma-se um campo interno intenso que sobrepõe o efeito da temperatura.**

Se H_a é o campo aplicado, o material estará sujeito a um novo campo $H_a + H_i$, onde $H_i = \lambda.M$, M é a magnetização

– $$\chi = \frac{C}{T - T_C}$$ sendo $T_C = \lambda C$

Ferromagnetismo
Teoria do campo molecular

Na teoria de Langevin/Brillouin:

$$m = \frac{M}{M_0} \qquad x = \frac{\mu_0 M_0 H}{N k_B T} \quad \text{com} \quad M_0 = N.g_J.\mu_B.J$$

Substituindo-se H → H + λM em x:

$$x = \frac{\mu_0 M_0 H}{N k_B T} + \frac{\mu_0 M_0 \lambda M}{N k_B T} \xrightarrow{\text{/ por } M_0} x = \frac{\mu_0 M_0 H}{N k_B T} + \frac{\mu_0 M_0^2 \lambda M}{N k_B T M_0}$$

Devemos agora isolar $m=M/M_0$

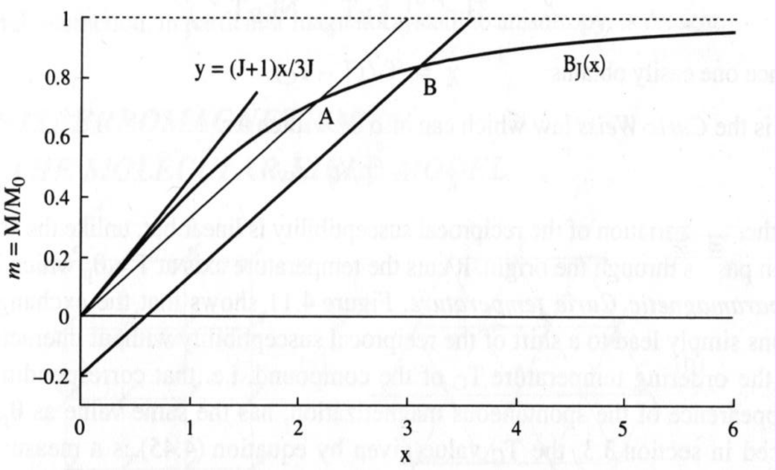
Ferromagnetismo
Teoria do campo molecular

Temos assim 2 expressões para M ou $m=M/M_0$

$$m = -\frac{H}{\lambda M_0} + \frac{Nk_B T}{\mu_0 \lambda M_0{}^2} x$$

$$m = B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \mathrm{tgh}^{-1}\left[\frac{2J+1}{2J} x\right] - \frac{1}{2J} \mathrm{tgh}^{-1}\left[\frac{1}{2J} x\right]$$

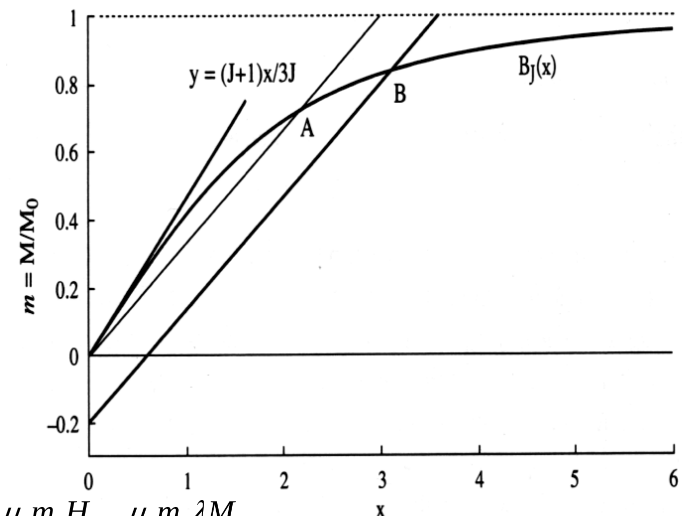
Equações transcendentais: resolve-se numericamente ou graficamente.



Para x pequeno (H=0):

$$m = \frac{J+1}{3J}x \qquad e \qquad m = \frac{Nk_BT}{\mu_0\lambda M_0^{\,2}}x$$

Se $\dfrac{Nk_BT}{\mu_0\lambda M_0^{\,2}} < \dfrac{J+1}{3J}$ >>>> 2 soluções



$$x = \frac{\mu_0 m_0 H}{k_B T} + \frac{\mu_0 m_0 \lambda M}{k_B T}$$

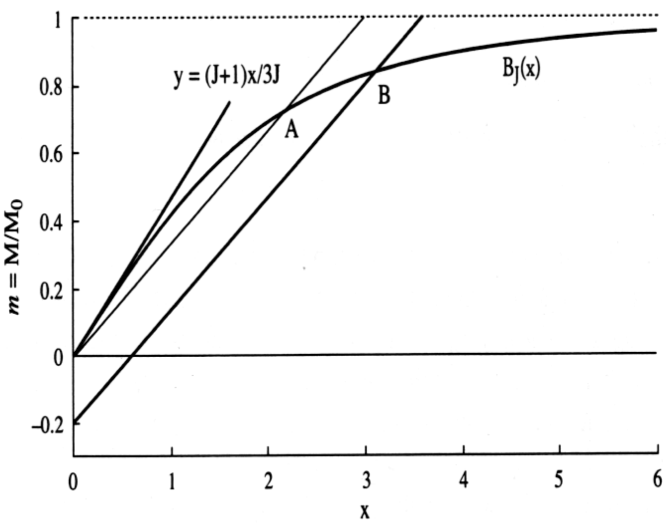
1) M = 0 $\Rightarrow$ solução trivial

2) ponto A:

- T = 0 , o ponto de intersecção
  $x \to \infty$ e $m \to 1$ e $M_s(T) = N g_J \mu_B J \Rightarrow M_s(T) = M_0$

- T > 0, a inclinação da reta aumenta e o ponto A se move para esquerda e M(T) decresce.

- $T > 0$, a inclinação da reta aumenta e o ponto A se move para esquerda e $M_s(T)$ decresce.



- $T = T_C$, corresponde a

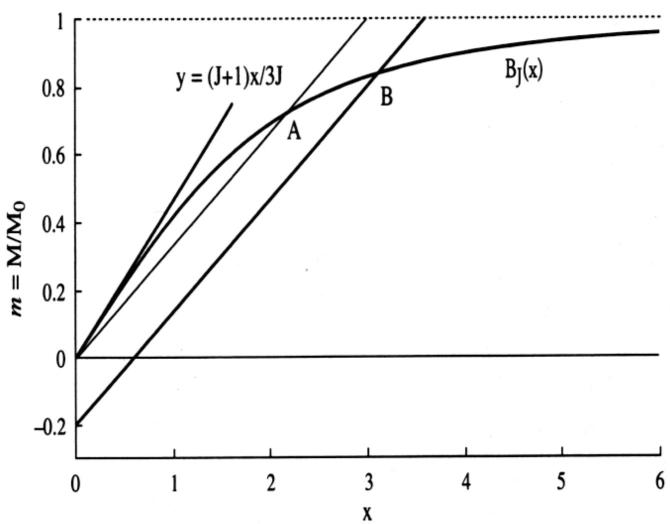
$$\frac{Nk_B T_C}{\mu_0 \lambda {M_0}^2} = \frac{J+1}{3J}$$

$$T_C = \frac{\mu_0 (J+1) {M_0}^2}{3JNk_B}\lambda = \frac{\mu_0 N \mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B}\lambda = C\lambda$$

Para x pequeno (H ≠ 0):

- $T < T_C$: a reta A "anda" para a direita → reta B >>>> Magnetização cresce com o campo magnético.

$$m = -\frac{H}{\lambda M_0} + \frac{Nk_B T}{\mu_0 \lambda M_0{}^2} x$$



- $T > T_C$

$$\boxed{M = \frac{\mu_0 M_0{}^2 (J+1)}{3JNk_B(T - T_C)} H = \frac{C}{(T - T_C)} H = \chi H}$$