F15 Magnetism (Kap 11,12) Tors LV6

Magnetisering M, magnetisk moment täthet

→ magnetfält $\vec{B}$ (magnetiska induktionen)

↳ totala fysikaliska fältet

→ magnetfält $\vec{H}$ (makroskopiskt, $\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$)

↳ ström

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}), \quad \vec{M} = \chi \vec{H}$$

↳ magnetisk susceptibilitet

$$\begin{cases} \chi > 0 & \text{paramagnet} \\ \chi < 0 & \text{dimagnet} \end{cases}$$

$\cancel{\vec{M} \neq \vec{H}}$ $\vec{M} \neq 0$ för $\vec{H} = 0$ → Ferromagnet

Paramagnetism från elektrongas

Varje elektron: magnetisk moment $\vec{\mu} = g \mu_B \vec{S}$

↳ spinn

$g \simeq 2$

$S^z = \pm \frac{1}{2}$

$\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e}$ Bohr-magneton

energi i magnetfält: $E = -\vec{\mu}\vec{B}$

Beräkna magnetisering: $M = \mu_B(n_\uparrow - n_\downarrow)$

där $\begin{cases} n_\uparrow = \frac{N_\uparrow}{V} & \text{täthet av } e^- \text{ med } S^z = \frac{1}{2} \\ n_\downarrow = \frac{N_\downarrow}{V} & \text{— " — " —} \ S^z = -\frac{1}{2} \end{cases}$

Totala energin för en elektron:
(antag kinetisk $\varepsilon_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, fria elektroner)

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \mu_B B$$

$T=0$: fyller alla tillstånd som ger så låg energi som möjligt

$$N_\uparrow = \int_{-\mu_B B}^{\varepsilon_F} \tilde{D}(\varepsilon)\,d\varepsilon = \int_{0}^{\varepsilon_F + \mu_B B} D(\varepsilon)\,d\varepsilon = a\frac{2}{3}(\varepsilon_F + \mu_B B)^{\frac{3}{2}}$$

$$= a\frac{2}{3}\varepsilon_F^{3/2}\left(1 + \frac{\mu_B B}{\varepsilon_F}\right)^{\frac{3}{2}} = \left\{\frac{\mu_B B}{\varepsilon_F} \ll 1\right\}$$

$$= a\frac{2}{3}\varepsilon_F^{3/2} + a\sqrt{\varepsilon_F}\,\mu_B B$$

$$N_\downarrow = \{\text{Pss}\} = \frac{2}{3}a\varepsilon_F^{3/2} - a\sqrt{\varepsilon_F}\,\mu_B B$$

a: $\cancel{\frac{N_\uparrow + N_\downarrow = N}{\frac{4}{3}a\varepsilon_F^{3/2}}}$ $\Rightarrow$ $a = \frac{3}{4}\frac{N}{\varepsilon_F^{3/2}}$

$$N = N_\uparrow + N_\downarrow = \frac{4}{3}a\varepsilon_F^{3/2}$$

$$M = \mu_B(n_\uparrow - n_\downarrow) = \frac{\mu_B}{V}(N_\uparrow - N_\downarrow) = \frac{2}{3}\frac{n\mu_B^2 B}{\varepsilon_F} \qquad \left\{n = \frac{N}{V}\right\}$$

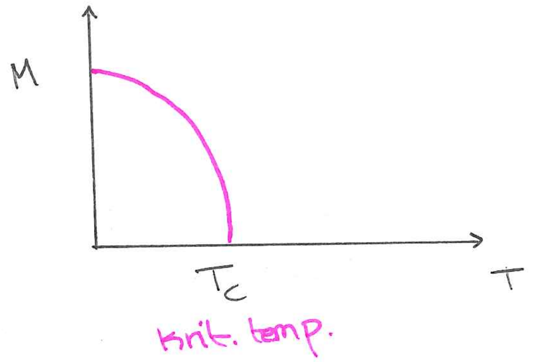
Pauli paramagnetism: litet ty $\frac{\mu_B B}{\varepsilon_F} \ll 1$

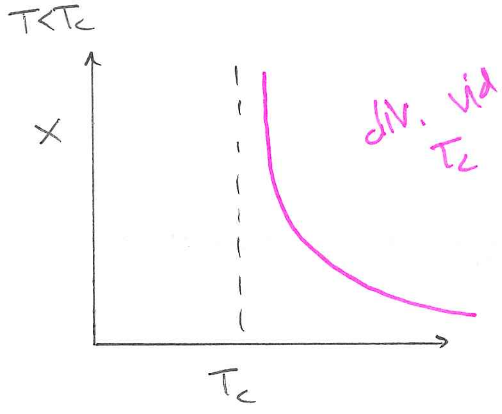
Dessutom fås ett diamagnetiskt bidrag

$$M_{dia} = -\frac{1}{3}M_{para}$$ Landau dimagnetism

Ferromagnetism

Fe, Ni, Co är ferromagneter

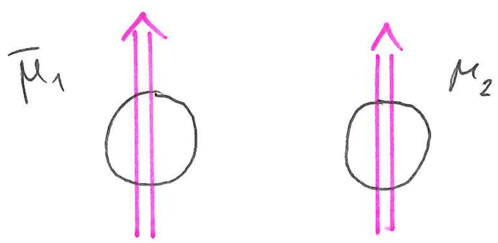




$M \neq 0$ även om $\bar{H} = 0$

Typiska T_c: $\begin{cases} Fe: & T_c = 1043\ K \\ Co: & T_c = 1388\ K \end{cases}$

Växelverkan



dipol-dipol växelverkan:

$$E_{dipol} \sim \bar{\mu}_1 \bar{B}_2 \sim \frac{\mu_B^2}{r^3} \sim 10^{-4}\ eV \ (\text{för Fe})$$

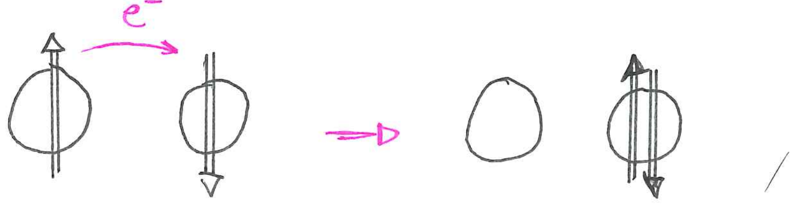
$\Rightarrow \frac{E_{dipol}}{k_B} \cong 1\ K$

För svagt för att ge en effekt vid 1000 K

stark växelverkan kommer från atomfysik

Hund's regel nr 1

max. spinn på ej fylld orbital
$\Rightarrow$ låg energi



lägre spinn
$\Rightarrow$ högre energi

Ger växelverk: $E = -I s_i \cdot s_j$

$\{ I > 0$ s_i och s_j vill vara parallella $\}$

Heisenberg modellen:

$$H = -J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

j närmsta granne till i

{ på varje gitterpkt sitter ett spinn $\vec{S}_i$, $i = 1, \dots, N$ }

i kvantmekanik: $\vec{S}$ är operatorer!

För spinn $\frac{1}{2}$

$$\begin{cases} S^z = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \\ S^x = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ S^y = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \end{cases}$$

verkar på $\begin{cases} |\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{cases}$

Medelfältsteori

$$H = -J \sum \vec{S}_i \cdot \underbrace{\langle \vec{S}_i \rangle}_{\text{tag medelvärdet}}$$

$\langle \vec{S}_i \rangle = \bar{S} \hat{z}$

$$= \underbrace{-J \sum S_i^z \bar{S} (\text{antal grannar})}_{\text{bara ett spinn i ett effektivt magnetfält: } J\bar{S}}$$

1D: 2 grannar, effektivt fält $2J\bar{s}$

Beräkna $\langle S_i \rangle = \dfrac{\frac{1}{2}\exp\left(\frac{1}{2}\frac{B}{k_BT}\right) - \frac{1}{2}\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{B}{k_BT}\right)}{\exp\left(\frac{1}{2}\frac{B}{k_BT}\right) + \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{B}{k_BT}\right)}$

termo-väntevärde

$$= \frac{1}{2}\tanh\frac{B}{2k_BT}$$

$$\Rightarrow \quad 2\bar{s} = \tanh\frac{2J\bar{s}}{2k_BT}$$

självkonsistensekv. för $\bar{s} = \langle S_i \rangle$

sätt $m = 2\bar{s}$

$t = \dfrac{2k_BT}{J}$ effektiv. temp.

$$\Rightarrow \quad m = \tanh\frac{m}{t}$$

Plotta $y = m$ och $y = \tanh\frac{m}{t}$

$$\begin{cases} t < 1 & \text{finns lösn. } m \neq 0 \\ t > 1 & \text{finns lösn endast } m = 0 \end{cases}$$

dvs fasövergång vid $t = 1$!

$$t = 1 \iff 2k_BT = J \Rightarrow T_c = \frac{J}{2k_B}$$

Läs lite om magnoner.... (!!) verkar ballt!