

反強磁性体

最隣接スピン同士が反平行に揃った反強磁性体が生ずる様子も、2つの副格子をもつWeissの分子場理論により上手く理解できる。右の図において、実線で格子 a を、破線で b を表す。それぞれの格子内のスピン間には、反強磁性的な分子場 ($-\lambda_2, \lambda_2 > 0$) が、また、2つの副格子間のスピンの間には、反強磁性的な分子場 ($-\lambda_1, \lambda_1 > 0$) が働くことと仮定する。それぞれの副格子に属するスピン数は、 $N/2$ ずつである。反強磁性なので、それぞれの格子の磁化は、 $M_a = -M_b$ だとしてよい。そうすると、それぞれの格子内のスピンが受ける分子場を

$$H_e^a = -\lambda_2 M_a - \lambda_1 M_b = (\lambda_1 - \lambda_2) M_a \quad (10)$$

$$H_e^b = -\lambda_2 M_b - \lambda_1 M_a = (\lambda_1 - \lambda_2) M_b \quad (11)$$

と書き表せる。一方、磁化 M_a は、Brillouin関数で

$$M_a = \frac{N}{2} g \mu_B S B_S(x_a) \approx \frac{N}{2} g \mu_B S x_a, \quad (x_a \ll 1, \alpha = a, b), \quad (12)$$

ここで、

$$x_a = \frac{g \mu_B S H_e^a}{k_B T} \quad \text{より、} \quad H_e^a = \frac{k_B T}{g \mu_B S} x_a \quad (13)$$

である。また、(10), (11) 式より、

$$M_a = \frac{H_e^a}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{k_B T}{g \mu_B S (\lambda_1 - \lambda_2)} x_a \quad (14)$$

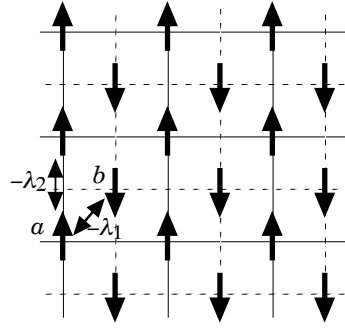
が得られる。(12) 式と組み合わせて、Brillouin関数の $x_a = 0$ における接線に等しくなる温度が Néel 温度になるので、

$$M_a = \frac{k_B T}{g \mu_B S (\lambda_1 - \lambda_2)} x_a = \frac{N}{2} g \mu_B S x_a,$$

結局、反強磁性転移温度 T_N は、

$$T_N = \frac{N g^2 \mu_B^2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{4 k_B}, \quad (S=1/2) \quad T_N = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1) (\lambda_1 - \lambda_2)}{3 k_B}$$

で与えられる。



T_N 以上の常磁性状態では、それぞれの磁化は

$$M_a = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{2 \cdot 3 k_B T} (H - \lambda_2 M_a - \lambda_1 M_b)$$

$$M_b = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{2 \cdot 3 k_B T} (H - \lambda_2 M_b - \lambda_1 M_a)$$

と書かれる。常磁性状態では、 M_a と M_b には差は無く等価なので、

$$M = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3 k_B T} (H - (\lambda_1 + \lambda_2) M)$$

となり、 M で整理すると、

$$M = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3 k_B T} \frac{1}{1 + \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1) (\lambda_1 + \lambda_2)}{3 k_B T}} H = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3 k_B (T - \Theta)} H,$$

と整理される。ここで、

$$\Theta = - \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1) (\lambda_1 + \lambda_2)}{3 k_B}$$

が得られる。

$$\lambda_1 > \lambda_2 > 0$$

なので、 Θ は負の値を取る。

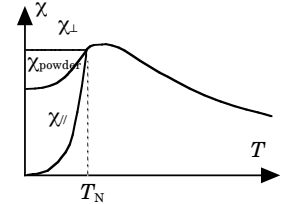
ネール温度 T_N 以下では、スピンの方向に平行な時の磁化率 $\chi_{\parallel}$ は、スピンの反転しない限り磁化が発生しないことを反映し、指数関数的に低温では消えていく。一方、スピンの向きと垂直方向に磁場を加えた時には、スピンの向きが磁場に比例して傾くため、温度によらない一定値 $\chi_{\perp} = 1/\lambda$ ($= \chi(T=0)$) を取る (何故なら、 $M_{\perp} = 2M_1 \sin \theta = H/\lambda$, $\sin \theta = (H/2)/(\lambda M_1)$)。

キュリーワイス温度 Θ とネール温度 T_N

これらの大きさの比を取ると、

$$\left| \frac{\Theta}{T_N} \right| = \frac{\frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1) (\lambda_1 + \lambda_2)}{3 k_B}}{\frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1) (\lambda_1 - \lambda_2)}{3 k_B}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

と整理できる。この比の意味するところは、第2近接スピン間の相互作用、 λ_2 、がどの程度重要かを表す指標になる。 λ_2 がゼロの時に、これらの比は1になる。 λ_1 に対して無視できなくなれば、この比が増大してくることになる。



反強磁性体の磁化率の温度依存性。ネール温度 T_N 以上では、等方的でキュリーワイス則に従い、 T_N 以下では異方的になる。

