

を T_N に向けて下げた場合に大きな anisotropic broadening を示し、
時としては強い narrowing を示す事がある。

以上ごく大ざっぱな結果をまとめたがこの中で(a),(b) は一般的に充分理解し得る現象である。たゞ(c)については少くとも現在では理解困難な現象が多く、定性的にも、又更に定量的な段階までにまだかなりの努力を要すると思われる。

スピンの 2 体 相 関

川崎 恭治 (名大工)

スピンの 2 体相関函数のキュリー点近傍における、スピン間の距離が大きい時の漸近的振舞についての最近の理論的研究について報告する。簡単のため、単純な強磁性体に話を限る事にし T_c 以下の自発磁化の方向を Z 軸にとる。最初 of ミクロな立場からの理論的取扱いは、分子場近似を用いて、de Gennes (1956) によつてなされ相関函数 $G^\alpha(R)$ のフーリエ変換 $G^\alpha(k)$ ($\alpha = x, y, z$) の $k \rightarrow 0$ での漸近型は次のように与えられた。

$$(i) \quad T > T_c \quad G^z(k) \propto \frac{1}{r_1^2} \frac{1}{\kappa_1^2 + k^2} \quad \kappa_1^2 = \frac{z}{a^2} \frac{T - T_c}{T_c},$$

$$r_1^2 = \frac{a^2}{z} \frac{T_c}{T}$$

$$G^z(R) \propto \frac{e^{-\kappa_1 R}}{R} \quad [\text{Ornstein-Zernike 型}]$$

$$(\kappa_1 r_1)^2 \propto 1/\chi, \quad \chi: \text{帯磁率}$$

$$(ii) \quad T < T_c \quad G^z(k) \propto \frac{1}{r_1^2} \frac{1}{\kappa_1'^2 + k^2} \quad \kappa_1'^2 = \frac{2z}{a^2} \frac{T_c - T}{T_c}$$

$$G^x(k) = G^y(k) \propto \frac{1}{k^2}$$

[z は最近接スピンの数, a は格子定数]

最近の中性子の臨界散乱から $\kappa_1'^2 \propto (T - T_c)^r$, $r = 1.30$ (Fe), 1.32 (Ni)。又一方級数展開の方法で $\chi \propto (T - T_c)^r$, $r = \frac{4}{3}$ (Heisenberg), $\frac{5}{4}$ (Ising) が得られて居り, Heisenberg モデルを採用すれば上の単純な理論とよく合っているように思われる。しかし, ここで用いた O-Z 型の相関は, $|T - T_c|$ を有限に固定し $R \rightarrow \infty$ にした時に正しいもので, R を固定し $|T - T_c| \rightarrow 0$ の極限では O-Z 型からずれる事及び帯磁率の漸近的な温度依存性は $G(R)$ の後者の極限と結びついて居る事を考え合わせる時, 実験との一致には疑問が残る。 $G(R)$ の O-Z からのずれの例として 2 次元 Ising スピンの場合があげられるが, この様なずれは, スピンの熱的なゆらぎの非線型効果として大ざっぱには理解できる。液体論における HNC 近似に相当する取扱いは 3 次元 Ising で $G(R) \sim r(R)/R^2$ ($r(R)$ はせいぜい $\ln R$ 程度のゆるやかな函数) 2 次元 Ising で $G(R) \sim 1/R^{\frac{3}{4}}$ となり無視したグラフの寄与は, 特に 2 次元で小さくない事が示されている。Fisher は $G(R) \sim e^{-\beta R/R^n}$ において $\beta \propto (T - T_c)$ を仮定し, (1 次元, 2 次元 Ising, Bethe lattice については正しい), 更に, χ の級数展開の結果を用いて 3 次元 Ising の場合 $n = \frac{7}{4}$ を推論している。将来実験の精度が進んで, T_c の極く近くでの $G(k)$ の型の詳しい測定がなされる事が望まれる。