

層構造を持つ磁性体の転移点近傍の  
帯磁率

岡大 理 川部 健

§ 1. 序

磁性物質において、原子間の交換結合の大きさが結合の方向で異なる層構造を持つ物質の研究は、今まで多くなされてきている。<sup>1)</sup> ここでは結晶型が単純立方格子の磁性体で、互方向の原子間の交換結合が異方的である場合の転移点、及び常磁性帯磁率を特に格子グリーン関数に関連づけて考えてみる。結合が強磁性的であるか、反強磁性的であるかに従って、表1.の4種類の層構造が考えられる。 表1.

層構造の種類	交換結合の大きさ	
	x, y 方向	z 方向
I	J	$\alpha J$
II	J	$-\alpha J$
III	$-J$	$-\alpha J$
IV	$-J$	$\alpha J$

交換結合は最近接原子間に関するものである  
但し、 $J, \alpha > 0$ .

これら4種類の層構造の磁性体について、ハイゼンベルグ・モデルで、2時間温度グリーン関数の方法<sup>2)</sup>

を用いて、転移点及びその近傍の常磁性帯磁率を求める。I, II, III, IVの系のハミルトニアンを一般的に次の様にする。

$$\mathcal{H} = -\sum_{m,n} J_{mn} S_m^x S_n^x - K \sum_m S_m^z{}^2 - g\mu_B H \sum_m S_m^z. \quad (1)$$

(1)で  $J_{mn}$  は  $m$  site,  $n$  site の原子間の交換結合の大きさを、  
[I] ~ [IV] に従って、異なる値を持つ。  $K$  は  $z$  方向の結晶場の異方性定数、  $H$  は  $z$  方向の静磁場である。 2 時間温度グリーン関数を次の様に定義する。

$$G_{mn}(t-t') = \langle\langle S_n^+(t); e^{aS_n^z(t')} S_n^-(t') \rangle\rangle. \quad (2)$$

R.P.A., N.N.A. を使い横成分の相関関数は強磁性体<sup>3)</sup>、及び反強磁性体<sup>4)</sup> でなされたのと同じ様にし求める。 同じ位置の相関関数は [I] にあてし

$$\langle S_n^- S_n^+ \rangle = 2 \langle S^z \rangle \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta\omega_{\mathbf{k}}} - 1}. \quad (3)$$

(3) で  $\omega_{\mathbf{k}}$  は波数ベクトル  $\mathbf{k}$  を持つスピン波エネルギーで、  
 $\beta = 1/k_B T$ . [II], [III], [IV] に対しては、それぞれ上向き、下向きのスピンから成る副格子  $A, B$  を考えることにより、次の様に

$$\langle S_n^- S_n^+ \rangle = 2\sigma_A \frac{2}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left( \frac{C_{1\mathbf{k}}}{e^{\beta\omega_{1\mathbf{k}}} - 1} + \frac{C_{2\mathbf{k}}}{e^{\beta\omega_{2\mathbf{k}}} - 1} \right). \quad (4)$$

(4) において、  $C_{1\mathbf{k}}, C_{2\mathbf{k}}, \omega_{1\mathbf{k}}, \omega_{2\mathbf{k}}$  は副格子  $A, B$  及び  $B$  の  $\langle S^z \rangle$  の値  $\sigma_A$ ,  $\sigma_B$  の関数(=なる)あり。  $\langle S_n^- S_n^+ \rangle_{BB}$  は (4) の右辺で  $\sigma_A \rightarrow \sigma_B$ ,  $\sigma_B \rightarrow \sigma_A$  の置き換えによって与えられる。(3), (4) の  $\mathbf{k}$  sum は

\*1ブリルアン領域についての和で [I], [II] については  $|k_x|, |k_y|, |k_z| \leq \pi$ , [II] に対しては  $|k_x|, |k_y| \leq \pi, |k_z| \leq \frac{\pi}{2}$ , [IV] に対して  $|k_x|, |k_y| \leq \frac{\pi}{2}, |k_z| \leq \pi$  の範囲についてとられる。但し、格子定数は 1 にとっている。(3), (4) における  $\langle S^z \rangle$  は次の表式で与えられる。<sup>3), 4)</sup>

$$\langle S^z \rangle = \frac{(S-r)(1+r)^{2S+1} + (S+1+r)r^{2S+1}}{(1+r)^{2S+1} - r^{2S+1}}. \quad (5)$$

ここで [I] に対して、

$$r = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta \omega_{\mathbf{k}}} - 1}, \quad (6)$$

[II], [III], [IV] における副格子 A に対して、

$$r = r_{AA} = \frac{2}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left( \frac{C_{1\mathbf{k}}}{e^{\beta \omega_{1\mathbf{k}}} - 1} + \frac{C_{2\mathbf{k}}}{e^{\beta \omega_{2\mathbf{k}}} - 1} \right). \quad (7)$$

(3) ~ (7) では sum rule  $\langle S_n \cdot S_n \rangle = S(S+1)$  が転移点近傍で成り立たないが、近似として認めることにする。<sup>5)</sup>

$\beta \omega_{\mathbf{k}}, \beta \omega_{1\mathbf{k}}, \beta \omega_{2\mathbf{k}} \ll 1$  のとき (6), (7) は、それぞれ

$$r \approx \frac{1}{\beta} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\omega_{\mathbf{k}}}, \quad (6a)$$

$$r_{AA} \approx \frac{1}{\beta} \frac{2}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left( \frac{C_{1\mathbf{k}} \omega_{2\mathbf{k}} + C_{2\mathbf{k}} \omega_{1\mathbf{k}}}{\omega_{1\mathbf{k}} \omega_{2\mathbf{k}}} \right). \quad (7a)$$

又、このとき、 $r, r_{AA} \gg 1$  となるから、(3) より、

$$\langle S^z \rangle \approx \frac{S(S+1)}{3\hbar} \quad (8)$$

(6a), (7a), (8) から  $H=0$  のとき  $\langle S^z \rangle \rightarrow 0$  として転移点を定める。転移点近傍で  $g\mu_B H \ll k_B T$  の時は, (6a), (7a), (8) を用いて、イオンあたりの常磁性帯磁率  $\chi_p = \frac{g\mu_B \langle S^z \rangle}{H}$  を容易に得ることが出来る。§2. ~ §5. では [I] ~ [IV] の層構造について、転移点及び帯磁率を具体的に求める。

## §2. 層構造 [I]

$$J_\delta^x = J_\delta^y = J, \quad J_\delta^z = \alpha J$$

この場合のスピン波エネルギーは

$$\omega_k = 2K \langle S^z \rangle + 2(J(0) - J(k)) \langle S^z \rangle + g\mu_B H, \quad (9)$$

$$J(k) = \sum_{\delta} J_{\delta} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta} \quad (10)$$

(6a), (9) から  $H=0$  として転移点を求める。  $T \sim T_c$  で  $\omega_k \sim 0$

であるから、(6a) から

$$\hbar \approx \frac{I(\mu_0; \alpha)}{12J\beta \langle S^z \rangle} \quad (11)$$

ここで

$$\frac{1}{\mu_0} = 1 + \frac{K}{J(0)} = 1 + \frac{K}{(4+2\alpha)J}, \quad (12)$$

$$I(\mu; \alpha) = \frac{1}{\pi^3} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{dx dy dz}{\frac{1}{\mu} \frac{2+\alpha}{3} - \frac{\cos x + \cos y + \alpha \cos z}{3}} \quad (13)$$

(13) は原点の格子グリーン関数である。(8), (11) から転移点は

$$k_B T_c = \frac{4JS(S+1)}{I(\mu_0; \alpha)}, \quad (14)$$

で与えられる。  $K=0$  のとき  $\mu_0=1$  であるから、  $I(1; \alpha)$  の  $\alpha \rightarrow 0, \alpha \rightarrow \infty$  の漸近形を用いれば

$$\alpha \rightarrow 0 \text{ (2次元)} \quad \frac{k_B T_c}{4JS(S+1)} \rightarrow -\frac{2\pi}{3} \frac{1}{\log \alpha}, \quad (15)$$

$$\alpha \rightarrow \infty \text{ (1次元)} \quad \frac{k_B T_c}{4J'S(S+1)} \rightarrow \frac{A_0}{\sqrt{\alpha}}. \quad (16)$$

(16) で  $J'_S = J'$ , また

$$A_0 = \frac{\pi}{12 \int_0^{\sqrt{4}} k_0 K(k_0) d\xi} = 1.92865., \quad (17)$$

$$k_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \sin^2 2\pi\xi}}.$$

(15) は高温展開による方法の結果<sup>6)</sup> と異なる。次に転移点近傍の帯磁率を  $g\mu_B H \ll k_B T$  の場合について考える。(6a), (9)

から 
$$\chi \approx \frac{I(\mu; \alpha)}{12J\beta \langle S^2 \rangle}, \quad (18)$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{g\mu_B H}{2J(0) \langle S^2 \rangle}, \quad (18a)$$

が得られる。(18a) は帯磁率  $\chi_p$  を用いて表わせば

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0}. \quad (19)$$

(8), (18) より温度  $T$  は次の様に表わされる。

$$k_B T = 4JS(S+1)/I(\mu; d), \quad (20)$$

(14), (20) から  $T_c$  との関係は

$$T/T_c = I(\mu_0; d)/I(\mu; d) \quad (21)$$

で与えられる。  $\chi_p$  の  $T_c$  近傍の漸近形は  $K \neq 0$  のとき (19),

(21) より

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+d)J\chi_p} = \frac{I(\mu_0; d)}{\left(\frac{dI(\mu; d)}{d\mu}\right)_{\mu_0} \mu_0^2} \left(1 - \frac{T_c}{T}\right). \quad (22)$$

$K=0$  のとき、  $\mu_0=1$  であるから、  $\mu \sim 1$  の  $I(\mu; d)$  の漸近形

が

$$I(\mu; d) = I(1; d) - \frac{3\sqrt{2+d}}{\pi\sqrt{2d}} \sqrt{1-\mu}, \quad (23)$$

で表わされることに注意すれば  $\chi_p$  は次の式で与えられる。

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+d)J\chi_p} = \frac{2\pi^2 d I(1; d)^2}{9(2+d)} \left(1 - \frac{T_c}{T}\right)^2. \quad (24)$$

$K/J$  に対する  $T_c$ ,  $T$  に対する  $\chi_p$  の変化は  $\mu$  1 図,  $\mu$  2 図に示さ  
ている。

### §3. 層構造 [II]

$$J_{\delta^x} = J_{\delta^y} = J, \quad J_{\delta^z} = -\alpha J$$

副格子  $A, B$  を仮定すれば、副格子の  $\langle S^z \rangle$  ( $\sigma_A$  及び  $\sigma_B$ ) は (5) で与えられる。 (5) で副格子  $A$  に対して、(7) の表式  $f_{AA}$  が用いられる。この場合の  $\omega_{1k}, \omega_{2k}$  は次の2次方程式の根で与えられる。

$$\begin{aligned}
 & (\omega - g\mu_B H)^2 + 2(\sigma_A + \sigma_B)(\Omega(\mathbf{k}) - J^{(2)}(0))(\omega - g\mu_B H) \\
 & + 4(\sigma_A \Omega(\mathbf{k}) - \sigma_B J^{(2)}(0))(\sigma_B \Omega(\mathbf{k}) - \sigma_A J^{(2)}(0)) - 4\sigma_A \sigma_B J^{(2)}(\mathbf{k})^2 = 0
 \end{aligned} \tag{25}$$

(25) において,

$$\Omega(\mathbf{k}) = J^{(1)}(\mathbf{k}) - J^{(1)}(0) - K, \tag{26}$$

$$J^{(1)}(\mathbf{k}) = \sum_{\delta} J_{\delta}^{(1)} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta} = 2J(\cos k_x + \cos k_y) \tag{27}$$

$$J^{(2)}(\mathbf{k}) = \sum_{\delta} J_{\delta}^{(2)} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta} = -2\alpha J \cos k_z$$

(27) で (1) は層の面内の原子間の結合, (2) は層間の原子間の結合を表わす.  $C_{1\mathbf{k}}, C_{2\mathbf{k}}$  は次の方程式を満足する.

$$C_{1\mathbf{k}} + C_{2\mathbf{k}} = 1, \tag{28}$$

$$C_{1\mathbf{k}} \omega_{2\mathbf{k}} + C_{2\mathbf{k}} \omega_{1\mathbf{k}} = g\mu_B H + 2\sigma_A J^{(1)}(0) - 2\sigma_B \Omega(\mathbf{k}).$$

$H=0$  のとき  $\sigma_A = -\sigma_B$ ,  $T \sim T_N$  で  $\sigma_A \sim 0$  であることに注意すれば, (7a), (25) ~ (28) から

$$\chi_{AA} \approx -\frac{1}{\beta \sigma_A} \cdot \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\Omega(\mathbf{k}) + J^{(2)}(0)}{(\Omega(\mathbf{k}) + J^{(2)}(0))^2 - J^{(2)}(\mathbf{k})^2} = \frac{I(\mu_0; \alpha)}{12J\beta \sigma_A}, \tag{29}$$

$$\frac{1}{\mu_0} = 1 + \frac{K}{J^{(1)}(0) - J^{(2)}(0)} = 1 + \frac{K}{(4 + 2\alpha)J}. \tag{30}$$

(8), (29) から

$$k_B T_N = 4JS(S+1)/I(\mu_0; \alpha) \tag{31}$$

従って転移点<sup>は</sup> [I] の場合と等しくなる. \* 1 図参照.

次に転移点のすぐ上の常磁性帯磁率  $\chi_p$  を  $g\mu_B H \ll k_B T$  とし,

求める。  $\kappa_A = \frac{g\mu_B H}{2\sigma_A J^{(1)}(0)}$  ,  $\kappa_B = \frac{g\mu_B H}{2\sigma_B J^{(1)}(0)}$  とおけば (7A), (8),

(25)~(28) より  $\hat{h}_{AA}$  について、次の式が得られる。

$$\frac{S(S+1)\beta}{3} = \frac{1}{2J^{(1)}(0)} \frac{2}{N} \sum_{\mathbb{R}} \frac{\kappa_B + \frac{\sigma_A J^{(2)}(0)}{\sigma_B J^{(1)}(0)} + 1 + \frac{K - J^{(1)}(\mathbb{R})}{J^{(1)}(0)}}{F(\mathbb{R})}, \quad (32)$$

$$F(\mathbb{R}) = \frac{1}{\sigma_A \sigma_B J^{(1)}(0)^2} \left\{ (\sigma_A \Omega(\mathbb{R}) - \sigma_B J^{(2)}(0)) (\sigma_B \Omega(\mathbb{R}) - \sigma_A J^{(2)}(0)) - \sigma_A \sigma_B J_{(\mathbb{R})}^2 \right. \\ \left. - \frac{1}{2} g\mu_B H (\sigma_A + \sigma_B) (\Omega(\mathbb{R}) - J^{(2)}(0)) + \frac{1}{4} (g\mu_B H)^2 \right\}. \quad (33)$$

$\hat{h}_{BB}$  についても同様な関係式が得られる。結果は (32), (33) で

$\sigma, \kappa$  の suffix を  $A \rightarrow B, B \rightarrow A$  で置換えに表式となる。

この2式から

$$\kappa_A + \frac{\sigma_B}{\sigma_A} \frac{J^{(2)}(0)}{J^{(1)}(0)} = \kappa_B + \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \frac{J^{(2)}(0)}{J^{(1)}(0)}. \quad (34)$$

これを解くと

$$\sigma_A = \sigma_B \quad \text{又は} \quad \sigma_A + \sigma_B = -\frac{g\mu_B H}{2J^{(2)}(0)}. \quad (35)$$

後者の解は  $T_N$  における  $\chi_p$  に関する値を与える。  $\sigma_A = \sigma_B$  のとき

(32) は次の様になる。

$$\frac{S(S+1)J^{(1)}(0)}{k_B T} = I(\mu; \alpha), \quad (36)$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{2}{2+\alpha} \left( \kappa_A + 1 + \frac{K + J^{(2)}(0)}{J^{(1)}(0)} \right). \quad (37)$$

(31), (36) より

$$T/T_N = I(\mu_0; \alpha) / I(\mu; \alpha) \quad (38)$$

(30), (37) から

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0} + \frac{2\alpha}{2+\alpha}. \quad (39)$$



$\chi_p$ の温度依存性は[I]の場合と同じであるが、 $T_N$ における値は才  
2回, 才3回に示される様に、一定範囲の有限な値を持つ。

#### §4. 層構造[III]

$$J_{\delta}^x = J_{\delta}^y = -J, \quad J_{\delta}^z = -\alpha J$$

副格子A, Bを仮定する。(7)式における $n_{AA}$ の $\omega_{1k}, \omega_{2k}$ は次  
の2次方程式の2根で与えられる。

$$\begin{aligned} (\omega - g\mu_B H)^2 - 2(\sigma_A + \sigma_B)(K + J(0))(\omega - g\mu_B H) + 4(K\sigma_A + J(0)\sigma_B) \\ \times (K\sigma_B + J(0)\sigma_A) - 4J(k)^2\sigma_A\sigma_B = 0. \end{aligned} \quad (40)$$

そこで

$$J(k) = \sum_{\delta} J_{\delta} e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\delta}} = -2J(\cos k_x + \cos k_y + \alpha \cos k_z). \quad (41)$$

又 $C_{1k}, C_{2k}$ は次の方程式を満たす。

$$C_{1k} + C_{2k} = 1, \quad (42)$$

$$C_{1k}\omega_{2k} + C_{2k}\omega_{1k} = g\mu_B H + 2K\sigma_B + 2J(0)\sigma_A.$$

転移点は[II]の場合と同様にして得られる。(7a), (40)~(42)から

$$n_{AA} \approx \frac{1}{\beta\sigma_A} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{K - J(0)}{(K - J(0))^2 - J(k)^2} = \frac{I(\mu_0; \alpha)}{12J\beta\sigma_A}, \quad (43)$$

$$\frac{1}{\mu_0} = 1 - \frac{K}{J(0)} = 1 + \frac{K}{(4 + 2\alpha)J}. \quad (44)$$

(8), (43)より

$$k_B T_N = 4JS(S+1)/I(\mu_0; \alpha). \quad (45)$$

この場合も転移点は [I], [II] の場合と等しくなる。次に転移点

のすぐ上の常磁性帯磁率  $\chi_p$  を調べる。  $\chi_A = \frac{g\mu_B H}{2J(0)\sigma_A}$ ,

$\chi_B = \frac{g\mu_B H}{2J(0)\sigma_B}$  とおけば (7a), (8), (40)~(42) より  $\hat{h}_{AA}$  に対して

$$\frac{S(S+1)\beta}{3} = \frac{1}{2J(0)} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\chi_B + \frac{\sigma_A}{\sigma_B} + \frac{K}{J(0)}}{\left(\chi_B + \frac{K}{J(0)} \frac{\sigma_A}{\sigma_B} + 1\right) \left(\chi_A + \frac{K}{J(0)} \frac{\sigma_B}{\sigma_A} + 1\right) - \left(\frac{J(\mathbf{k})}{J(0)}\right)^2} \quad (46)$$

$\hat{h}_{BB}$  に対しても同様な関係式が得られる。この2式から

$\sigma_A = \sigma_B$  という解が得られる。このとき (46) から

$$\frac{4JS(S+1)}{k_B T} = I(\mu; \alpha), \quad (47)$$

$$\frac{1}{\mu} = -\chi_A - 1 - \frac{K}{J(0)}. \quad (48)$$

(45), (47) より

$$T/T_N = I(\mu_0; \alpha) / I(\mu; \alpha) \quad (49)$$

(48) より 
$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0} + 2. \quad (50)$$

この場合も  $\chi_p$  の温度依存性は [I] の場合と同じであるが  $T_N$  の値は (50) 式, 或は \*2 図に示される様に一定値をとる。

## §5. 層構造 [IV]

$$J_s^x = J_s^y = -J, \quad J_s^z = \alpha J$$

この場合 (7) 式における  $\omega_k, \omega_{2k}$  は次の2次方程式の根で与

えらぬ。

$$\begin{aligned}
 & (\omega - g\mu_B H)^2 - 2(\sigma_A + \sigma_B)(\Omega(k) + J^{(1)}(0))(\omega - g\mu_B H) \\
 & + 4(\Omega(k)\sigma_A + J^{(1)}(0)\sigma_B)(\Omega(k)\sigma_B + J^{(1)}(0)\sigma_A) - 4\sigma_A\sigma_B J^{(1)}(k)^2 = 0.
 \end{aligned} \tag{51}$$

∴ z"

$$\Omega(k) = K + J^{(2)}(0) - J^{(2)}(k), \tag{52}$$

$$J^{(1)}(k) = \sum_{\delta} J_{\delta}^{(1)} e^{ik\delta} = -2J(\omega k_x + \omega k_y), \tag{53}$$

$$J^{(2)}(k) = \sum_{\delta} J_{\delta}^{(2)} e^{ik\delta} = 2\alpha J \omega k_z.$$

又  $C_{1k}, C_{2k}$  は次の方程式を満足す。

$$C_{1k} + C_{2k} = 1, \tag{54}$$

$$C_{1k} \omega_{2k} + C_{2k} \omega_{1k} = g\mu_B H + 2\sigma_B \Omega(k) + 2\sigma_A J^{(1)}(0).$$

[II] の場合と同様にし 2 転移点を求める。(7a), (51) ~ (54) より

$$\tilde{n}_{AA} \approx \frac{1}{\beta\sigma_A} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\Omega(k) - J^{(1)}(0)}{(\Omega(k) - J^{(1)}(0))^2 - J^{(1)}(k)^2} = \frac{MI(\mu_0; \alpha)}{12J\beta\sigma_A}, \tag{55}$$

$$\frac{1}{\mu_0} = 1 + \frac{K}{-J^{(1)}(0) + J^{(2)}(0)} = 1 + \frac{K}{(4+2\alpha)J}. \tag{56}$$

(55) z"

$$MI(\mu; \alpha) = \frac{48}{\pi} \int_0^{1/8} \frac{k}{\sqrt{\alpha}} K(k) d\xi - 2I(\mu; \alpha) + \iint \frac{12 dx dy}{\sqrt{2} \sqrt{\left(\frac{2+\alpha}{\mu} - \cos 4\pi x - \cos 4\pi y\right)^2 - \alpha^2}}, \tag{57}$$

$$k = \frac{2\mu\sqrt{\alpha}}{\sqrt{(2+\alpha - \mu \cos 4\pi \xi)^2 - (\alpha-1)^2 \mu^2}}. \tag{58}$$

(57) z"  $K(k)$  は 1 種完全楕円積分。(8), (55) より

$$k_B T_N = 4JS(S+1)/MI(\mu_0; \alpha). \tag{59}$$

この  $T_N$  は [I], [II], [III] の場合と異なる。\*1 図参照。次に常磁性帯磁率  $\chi_p$  を考える。  $\kappa_A = \frac{g\mu_B H}{2J^{(1)}(0)\sigma_A}$ ,  $\kappa_B = \frac{g\mu_B H}{2J^{(1)}(0)\sigma_B}$  とおけば (7a), (8), (51)~(54) より  $\hat{n}_{AA}$  に対し。

$$\frac{S(S+1)\beta}{3} = \frac{1}{2J^{(1)}(0)} \frac{2}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\kappa_B + \frac{\sigma_A}{\sigma_B} + \frac{\Omega(\mathbf{k})}{J^{(1)}(0)}}{(\kappa_A + \frac{\sigma_B}{\sigma_A} + \frac{\Omega(\mathbf{k})}{J^{(1)}(0)})(\kappa_B + \frac{\sigma_A}{\sigma_B} + \frac{\Omega(\mathbf{k})}{J^{(1)}(0)}) - (\frac{J^{(2)}(\mathbf{k})}{J^{(1)}(0)})^2} \quad (60)$$

(60) と  $\hat{n}_{BB}$  に対する同様な式とから  $\sigma_A = \sigma_B$  を得る。このとき

(60) より

$$k_B T = 4JS(S+1)/MI(\mu; \alpha), \quad (61)$$

$$\frac{1}{\mu} = -\frac{2}{2+\alpha} \left( \kappa_A + 1 + \frac{K + J^{(2)}(0)}{J^{(1)}(0)} \right). \quad (62)$$

(59), (62) から

$$T/T_N = MI(\mu_0; \alpha)/MI(\mu; \alpha). \quad (63)$$

(56), (62) より

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0} + \frac{4}{2+\alpha}. \quad (64)$$

この場合の  $\chi_p$  の温度依存性は\*4 図に示す様に [I], [II], [III] の場合と異なる。  $T_N$  近傍におけるその漸近形は次の様になる。

$K \neq 0$  のとき

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{4}{2+\alpha} + \frac{MI(\mu_0; \alpha)}{\left(\frac{dMI(\mu; \alpha)}{d\mu}\right)_{\mu_0} \mu_0^2} \left(1 - \frac{T_N}{T}\right), \quad (65)$$

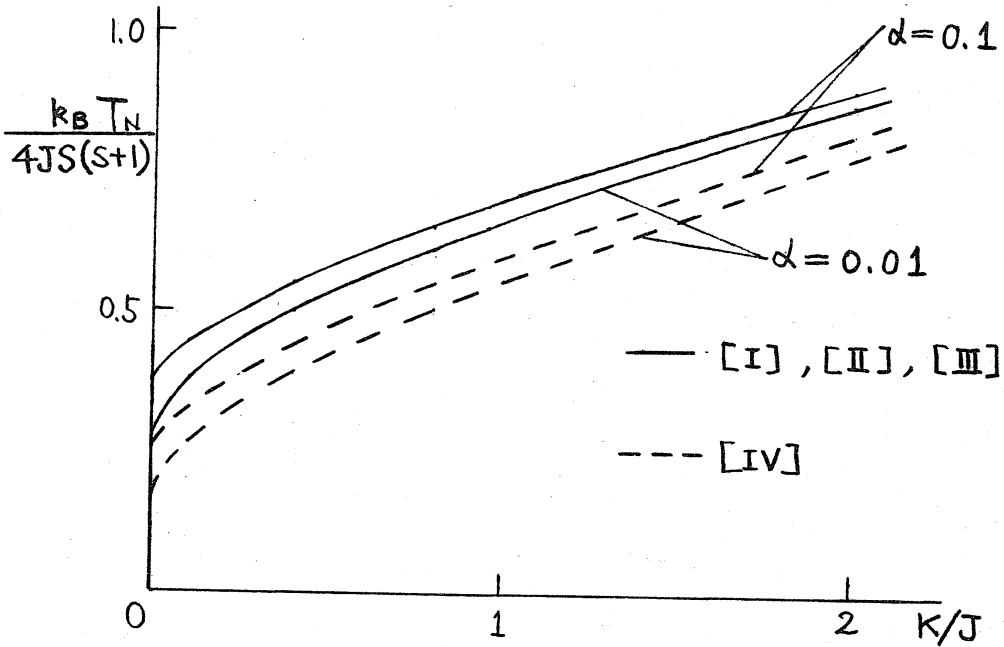
$K = 0$  のとき

$$\frac{(g\mu_B)^2}{4(2+\alpha)J\chi_p} = \frac{4}{2+\alpha} + \frac{\pi^2 \alpha MI(1; \alpha)^2}{18(2+\alpha)} \left(1 - \frac{T_N}{T}\right)^2. \quad (66)$$

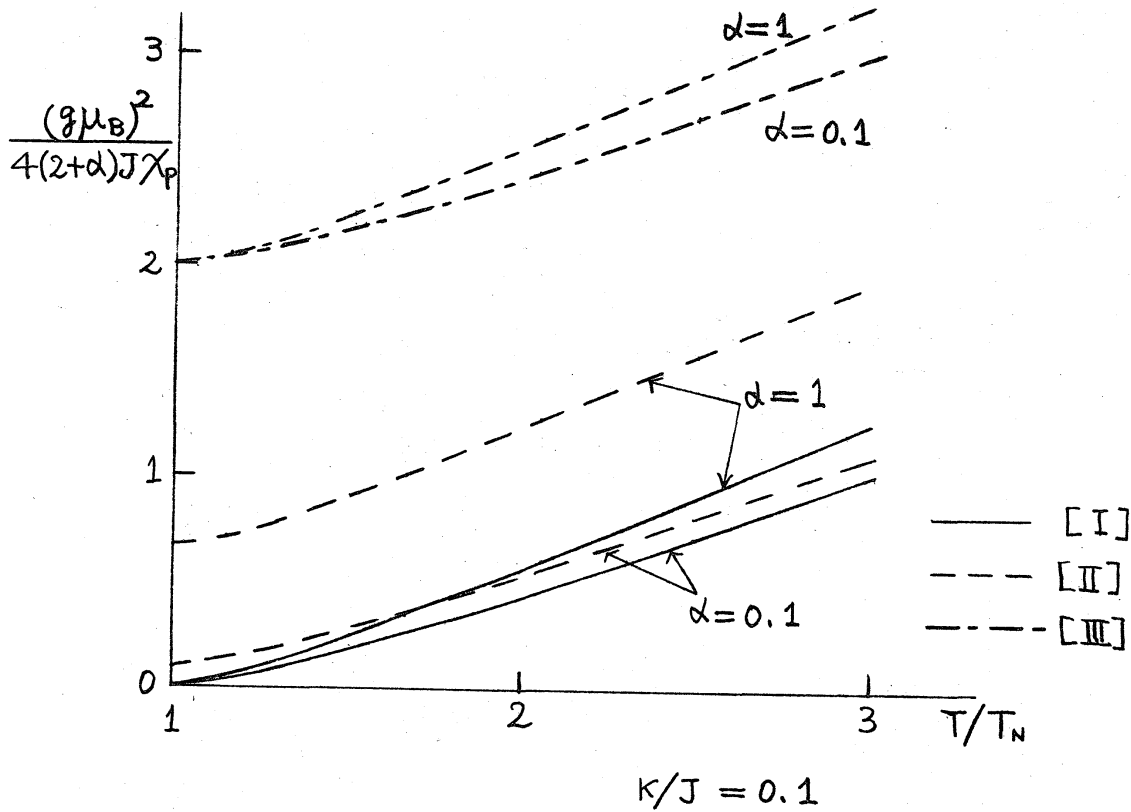
## 参考文献

- 1) T. Oguchi : Phys. Rev. 133(1964) A1098.  
H. Kobayashi and T. Haseda : J. Phys. Soc. Japan 19(1964)765.  
M.E. Lines : Phys. Rev. 164(1967) 736.  
G. de Vries , D. J. Breed , E. P. Marshall and A.R. Miedema :  
J. appl. Phys. 39(1968)1207.  
J. Skalyo, Jr., and G. Shirane : Phys. Rev. 188(1969)1037.  
M.S. Seehra : Phys. Letters. 28A(1969) 754.
- 2) D.N. Zubarev : Soviet Phys. Usp. 3 (1960) 320.
- 3) H. B. Callen : Phys. Rev. 130(1963) 890.
- 4) K. H. Lee and S. H. Liu : Phys. Rev. 159(1967) 390
- 5) H. Tanaka and K. Tani : Prog. Theor. Phys. 41(1969) 590.
- 6) H. E. Stanley and T. A. Kaplan : Phys. Rev. Letts. 17(1966)  
913.

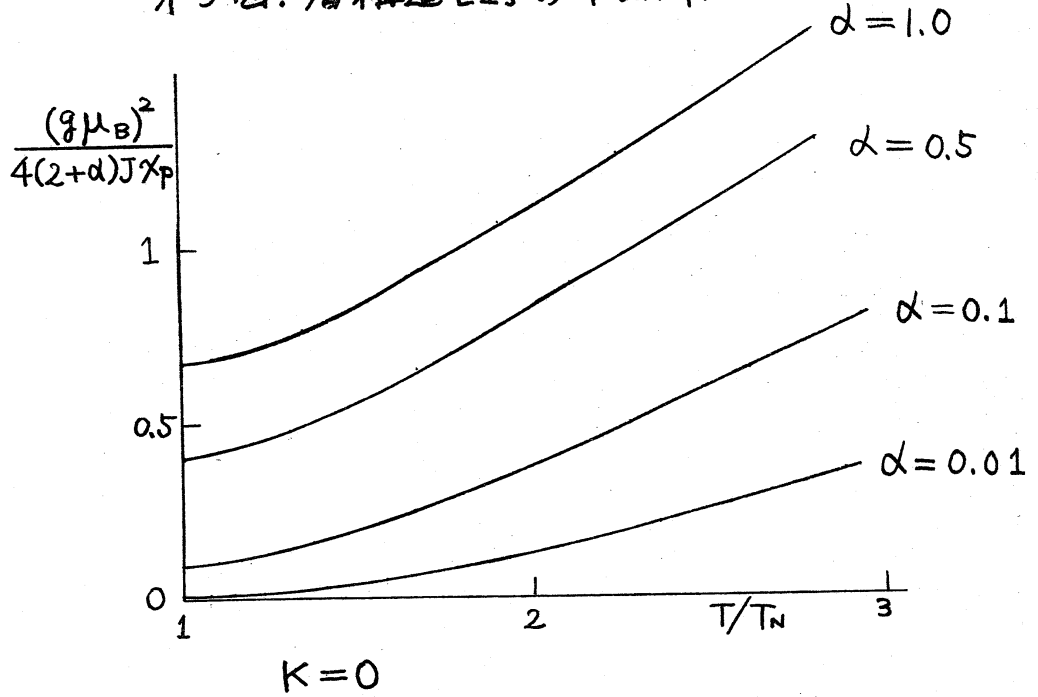
※1図. 層構造 [I]~[IV] の転移点



※2図. 層構造 [I], [II], [III] の帯磁率



※3図. 層構造 [II] の帯磁率



※4図. 層構造 [IV] の帯磁率

