

規則系における強磁性と反強磁性の競合する相互作用について、ANNI モデル^{1,2)}、三角格子系³⁾等で研究され、適当な相互作用の比、温度領域で modulated phase があらわれることが指道されている。我々は正確に解ける Cayley Tree 上の Ising 系でこの問題を調べた。Vannimenus⁴⁾ による類似の研究があるが、我々は Cayley tree の異なる枝間にも第2隣接相互作用が存在して、フラストレーションを示す閉じた相互作用のループがある場合を研究した。

最隣接格子数 $Z=3$ の Cayley Tree 上の Ising 系で、最隣接相互作用 J 、第2隣接相互作用 J' を考え、 J が強磁性的 (>0)、 J' が反強磁性的 (<0) であるとする。中心スピンのまわりに N 箇の殻があるものとし、 $N=2$ の場合を Fig. 1 に示す。殻の番号 r は外側から内側へ番号を増し、最外殻に対し $r=1$ 、最内側の殻に対して $r=N$ とする。この系は殻毎の有効場と有効相互作用を導入することによって正確に解くことができる。 r 番目の殻に作用する有効場 X_r と最隣接有効相互作用 K_r に対して 逐次方程式は次のようになる。

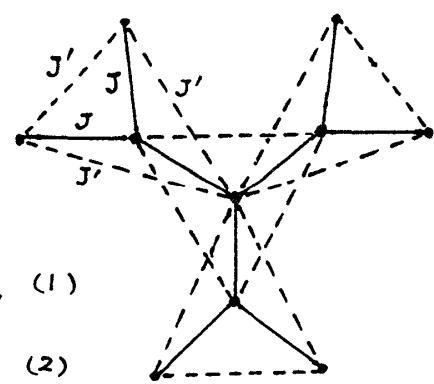


Fig. 1

$$X_r = B + 2U(X_{r-2}, K_{r-2}, K') + V(X_{r-1}, K_{r-1}, K'), \quad (1)$$

$$K_r = K + W(X_{r-1}, K_{r-1}, K'), \quad (2)$$

ここで $K = J/kT$, $K' = J'/kT$, $B = H/kT$ である。

また、

$$U = U(X, K, K') = \frac{1}{4} \ln \left[\frac{w(1,1)w(1,-1)}{w(-1,1)w(-1,-1)} \right] \quad (3)$$

$$V = V(X, K, K') = \frac{1}{4} \ln \left[\frac{w(1,1)w(-1,1)}{w(1,-1)w(-1,-1)} \right] \quad (4)$$

$$W = W(X, K, K') = \frac{1}{4} \ln \left[\frac{w(1,1)w(-1,-1)}{w(1,-1)w(-1,1)} \right] \quad (5)$$

ここで

$$w(\sigma, \sigma') \equiv 2e^{K'} \cosh(2X + 2K'\sigma + 2K\sigma') + 2e^{-K'} \quad (6)$$

最外殻に対する $X_1 = B$, $K_1 = K$ を初期値として X_r, K_r を逐次求めることができる。その結果 XK 面上の点列 (X_r, K_r) は、 $|J'| \ll J$ のとき強磁性相に対応する固定点へ収束し、 $|J'| \gg J$ のときは反強磁性的な磁気モーメントの配列 ($\langle 2 \rangle$ でありわす。) $\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\cdots$ に対応して、周期4の4つの真から成る attractors に近づく。これらの中間の $|J'|$ の値に対しては、 XK 面上で8の字形の attractor が存在し (Fig. 2)。数値計算の精度の範囲では一般に不整合スピン配列に対応すると考えられる。このような領域を Modulated Phase として $T - (-J'/J)$ 平面上での相図 (Fig. 3)

に示す。Cayley Tree の枝節に第 2 隣接相互作用のよいモデルに対する Vannimenus の結果と比較すると、 0°K で一点に縮まっていた Modulated Phase が、我々の場合には有限の中にひろがっており、フラストレーションを閉じた反強磁性相互作用の効果であると考えられる。

この Modulated Phase は、主として、非周期的な attractor に対応する不整合相からなり、その他に多数の周期的 attractors に対応する整合相が散在している。磁気モーメントの配列の変化の基本成分を、 2π を単位とする波数 q であらわし、その温度変化を Fig. 4 に示す。狭い温度区間で波数の locking が生じていることがわかる。

波数 $q = l/2(2l+1)$ に対する周期的な磁気モーメントの配列 $\langle 2^{l-1}3 \rangle$ が見出されており、これは ANNNI モデル¹⁾で見出されているものと同様な配列に対応している。この他に $q = (2l+1)/8(2l+1)$ の配列 $\langle 2^{l-1}32^l3 \rangle$ があり、 $l=31$ の周期 272 のものが見出されている。 $q=0.25$ に近い低温領域では、多数の長周期の配列が見出されており、このことは $q \rightarrow 0.25$ の極限で平らな q の locking 部分が無限値あることを示唆している。これらの他に、より複雑な配列もあることが見出された。例えば、 $J'/J = -0.55$ で $\langle 2^452^53 \rangle$ ($0.1858 < kT/J < 0.1870$) と $\langle 2^53 \rangle$ ($0.166 < kT/J < 0.174$) の中間の温度領域で $\langle 2^43(2^53)^2 \rangle$, $\langle 2^43(2^53)^3 \rangle$, $\langle 2^43(2^53)^4 \rangle$, $\langle 2^43(2^53)^5 \rangle$ などがある。これらの $\langle 2^{l-1}3 \rangle$ 以外の配列は、我々によってはじめて見出された型である。より複雑な波数の locking が存在するかどうかは、今後の興味ある問題である。

参考文献

- 1) P. Bak and J. von Boehm, Phys. Rev. B 21, 5297 (1980)
- 2) M.E. Fisher and W. Salke, Phys. Rev. Letters 44, 1502 (1980)
- 3) K. Nakanishi and H. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn. 51, 2089 (1982)
- 4) J. Vannimenus, Z. Phys. B 43, 141 (1981)

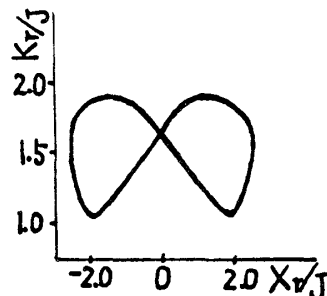


Fig. 2

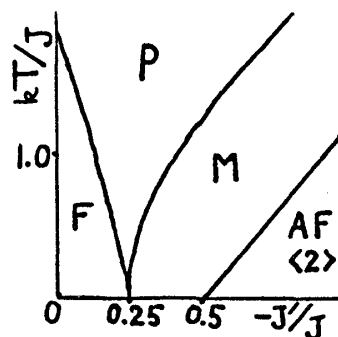


Fig. 3

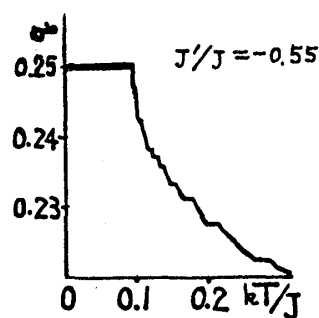


Fig. 4