

(1984) 4030.

- 13) J. C. Le Guillou and J. Zinn-Justin : Phys. Rev. **B21** (1980) 3976.
- 14) A. T. Ogielski : Phys. Rev. **B32** (1985) 7384.
- 15) I. Morgenstern and K. Binder : Phys. Rev. **B22** (1980) 288.
- 16) A. J. Koalan and R. G. Palmar : J. Phys. **C13** (1980) L575.
- 17) T. Morita : J. Phys. **C16** (1983) 181.
- 18) H. E. Stanley : in *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*,
(Clarendon Press, Oxford, 1971), Chap. 3, p. 47.

7. 短距離相互作用系のリエントラントスピングラス

東北大・工 猪苗代盛, 田森佳秀, 中村剛士

短距離相互作用系のスピングラスは、スピングラスのより現実的なモデルとしての興味の他に、Ogielskii等のモンテカルロシミュレーションによる3次元±J イジングモデルのスピングラス状態の存在が示唆されている^{1,2)} ことと関連して注目される。

濃度 p の強磁性相互作用 J と濃度 $(1-p)$ の反強磁性相互作用 $-αJ$ ($0 ≤ α ≤ 1$) が混じったランダムボンドイジング系を考える。特に、反強磁性相互作用が小さい場合に注目すると、比較的高温 ($k_B T \ll αJ$) では、この系は希釈強磁性系に類似した行動を示すことが期待され、キュリー点以下で強磁性状態になるであろう。また温度が下がると反強磁性相互作用が無視できなくなり、その濃度が十分大きいならば強磁性相互作用との競合による効果が現われるものと期待される。従って、二次元系なら常磁性—強磁性—常磁性のリエントラント転移が予想され³⁾、3次元系なら常磁性—強磁性—スピングラスのリエントラント転移が予想される。

それで我々は、短距離相互作用系に対して有効場の分布関数の方法でリエントラント転移の問題を取り扱った。分布関数に対する積分方程式は対近似で

$$g(h) = \int \delta[h - \beta^{-1} \text{th}^{-1}(\text{th} \beta J' \cdot \text{th} \beta (h' + H_e))] \times P(J') dJ' g^{(z-1)}(h') dh' \quad (1)$$

$$g^{(z-1)}(h) = \int \delta(h - \sum_{i=1}^{z-1} h_i) \prod_{i=1}^{z-1} g(h_i) dh_i \quad (2)$$

となる。ここで $P(J)$ は相互作用の分布で

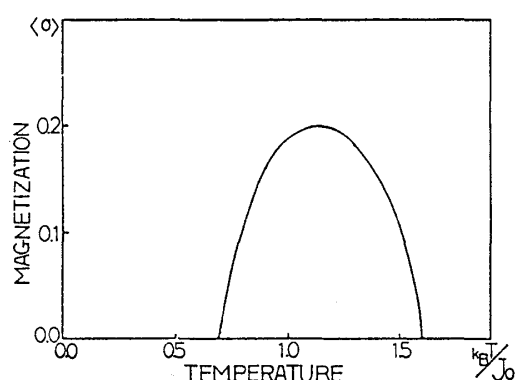
$$P(J') = p\delta(J' - J) + (1-p)\delta(J' + \alpha J). \quad (3)$$

磁化は(2)と同様にして求めた ボンド分布関数を使って

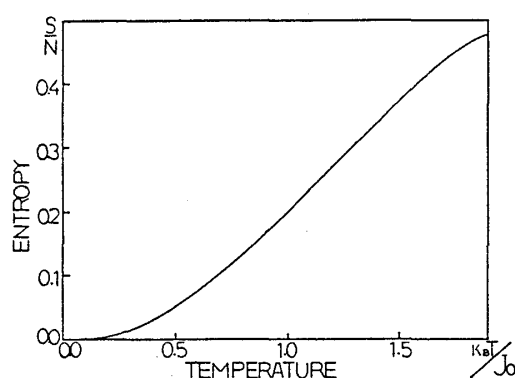
$$m = \int \tanh \beta(h' + H_e) g^{(z)}(h') dh', \quad (4)$$

で与えられる。

典型的な例として、反強磁性相互作用が $-0.3J$ 、強磁性ボンドの $p = 0.52$ の場合のリエン

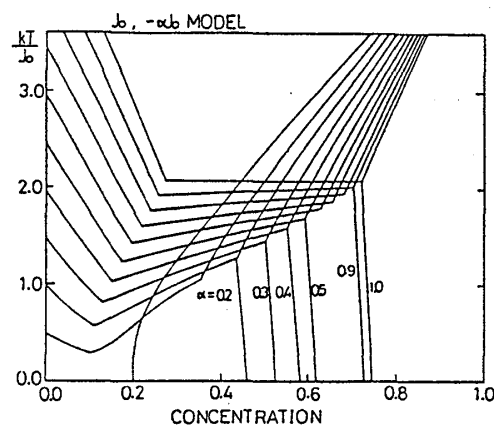


第1図



第2図

トラント転移を図1に示す。この他対近似におけるフリーエネルギーの表現からエントロピーが求められる。結果を図2に示す。温度-濃度平面での相図をいくつかの α の値について図3に示す。リエントラント転移境界の α 依存性は、残念ながら当初に予想したよりは弱いことが判明した。これは強磁性ボンドの濃度が薄くなるとキュリー点も下がることと、スピングラス相



第3図

と強磁性相のエネルギー差が主としてクラスタースピンの反転によるエネルギー差と密接に関連していることがその原因であると考えられる。±J モデルでは、スピングラス-強磁性の相境界濃度が温度によらないという西森の推測⁴⁾がある。この問題については更に進んだ研究が望まれる。なお、我々の結果は本質的には分子場のものではあるが、 $z \rightarrow \infty$ の極限で絶対零度のエントロピーが負にならない⁵⁾という意味で、Sherrington Kirkpatrick の所謂 SK 解に対応するものではないことを注意しておく。

References

- 1) R. N. Bhatt and A. P. Young: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 924.
- 2) A. T. Ogielskii and I. Morgenstern: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.
- 3) W. F. Wolff and J. Zittartz: Z. Phys. B-Condensed Matter **60** (1985) 185.
- 4) H. Nishimori: J. Phys. Soc. Jpn **55** (1986) 3305.
- 5) S. Inawashiro, Y. Tamori, T. Nakamura and T. Shirakura : to be published.

8. 強磁性・反強磁性相互作用競合系に対する スピン動力学シミュレーション

千葉大・理 夏目雄平, 藤本憲司, 吉原知樹

§ 1 はじめに

動力学シミュレーションをスピン系に適用して, 強磁性-反強磁性交換相互作用が競合するスピン系の特に動的性質を調べる。このスピン動力学シミュレーション (SDS) の方法及びアルゴリズムについては, 文献 1)~3) を参照されたい。著者の知る範囲では, 他に未だ例がなく, モンテカルロ・シミュレーション (MCS) に比べて確立された方法とは今のところ言えないので, 読者の批判を頂きたい。また, MCS とは, 多粒子系の場合と同様に, 相補的な方法となっているので, 現実の磁性系へ適用した両シミュレーションの結果の比較議論は極めて有意義である。

§ 2 正方格子 XY 系

SDS を XY 正方格子で, 強磁性イオンのうち 25% を反強磁性イオンでランダムに置換した例 (site model) を図 1 に示す。図 1 上図は磁場をかけないでダイナミック・クーリング操作¹⁾ (DZFC) を行って達した終状態で, 図 1 下図は磁場をかけてダイナミック・クーリング操作¹⁾ (DFC) を行った終状態である。開いた矢印は強磁性スピン, 三角形の矢印は反強磁性スピンの向きを示し, 丸印はその Plaquette におけるカイラリティ⁴⁾ (CR) の絶対値が大きい事をしており, 十の符号はその CR の向きを示している。DZFC では, 強磁性イオンの領域が渦構造を作っており, 反強磁性イオンは, その領域の境界を形成している。この渦構造発生の振