

- A. T. Ogielski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.
- 5) R. R. P. Singh and S. Chakravarty, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 245.
- 6) A. T. Ogielski, Phys. Rev. **B32** (1985) 7384.
- 7) J. A. Olive, A. P. Young and D. Sherrington, Phys. Rev. **B34** (1986) 6341.
- 8) A. Chakrabarti and C. Dasgupta, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1404.
- 9) A. J. Bray, M. A. Moore and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2641;
Phys. Rev. **B34** (1986) 6541.
- 10) S. Jain and A. P. Young, J. Phys. **C19** (1986) 3913.
- 11) H. Kawamura and T. Tanemura, J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 4479; *ibid* **55**
(1986) 1802.
- 12) H. Kubo, T. Hamasaki, M. Tanimoto and K. Katsumata, J. Phys. Soc. Jpn. **55**
(1986) 3301.
- 13) H. Nishimori, J. Phys. **C13** (1980) 4071; Prog. Theor. Phys. **66** (1981) 1169;
ibid **76** (1986) 305; J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 3305.
T. Morita and T. Horiguchi, Phys. Lett. **76A** (1980) 424.
T. Horiguchi, Phys. Lett. **81A** (1981) 530.
T. Horiguchi and T. Morita, J. Phys. **A14** (1981) 2175.
A. Gerorge, D. Hansel, P. LeDoussal and J. P. Bouchaud, J. de Phys. **46** (1985)
1827.
- 14) E. Fradkin, B. A. Huberman and S. H. Shenker, Phys. Rev. **B18** (1978) 4789.
- 15) H. G. Schuster, Z. Phys. **B35** (1979) 163.

6. イジング・スピングラスのモンテカルロ繰り込み群

東工大・理 尾関 之康, 西森 秀稔

スピングラス (SG) の分野において, 有限次元のモデルへの興味が高まってきた近年, その代表と言える $\pm J$ イジングモデルの研究も盛んに行われている。特に対称分布についての研究はかなり進んでいて, シミュレーション^{1,2)} や高温展開³⁾ 等によって, 転移温度や臨界指数な

どが良い精度で得られている。一方、非対称分布については、ゲージ変換の方法⁴⁻⁶⁾によって種々の性質が明らかになっているが、臨界点や臨界指数の定量的な評価はこの理論では行えず、またこれらを精度良く求めた計算もあまり報告されていない。そこで、モンテカルロ繰り込み群(MCRG)⁷⁾を使い、2次元及び3次元について、 p - T 相図(p は強磁性ボンドの確率)を決定し、同時に臨界指数を計算した⁸⁾

ここで使用したMCRG法は、菊地と岡部⁷⁾によって規則的な系($p=1$)に導入されたもので、自由エネルギー密度が臨界領域で、温度 T と磁場 H の関数として

$$f(u_T, u_H) = b^{-d} f(b^{y_T} u_T, b^{y_H} u_H) \quad (1)$$

のようにスケールされることを使って展開される。ここで、 u_T, y_T は温度に対応するスケール場と指数、 u_H, y_H は磁場に対応するそれである。シミュレーションでは、スケール因子 b (=2)のブロックスピン変換(多数決則を採用)を数回行い、各系の磁化や磁化率を計算する。通常の繰り込み群理論⁹⁾から、 (u_T, u_H) は一回の繰り込み操作で $(b^{y_T} u_T, b^{y_H} u_H)$ に変換されるので、(1)式は、元の系と繰り込まれた系の間の関係を与えている。詳細は省略するが(1)式より、繰り込み回数 n, m として、

$$\Delta_{nm}(T) \equiv \log [\chi_n(T)/\chi_m(T)] / \log [b^n/b^m] \quad (2)$$

$$\Gamma_{nm}(T) \equiv \log [M_n(T)/M_m(T)] / \log [b^n/b^m] \quad (3)$$

で定義される Δ_{nm}, Γ_{nm} が、臨界点で n, m によらず一定値 $-r/\nu, \beta/\nu$ をとるので、 $T_c, r/\nu, \beta/\nu$ を決定できる。さらに Δ_{nm} の温度微分が

$$\frac{[\partial \Delta_{nm} / \partial T]_{T=T_c}}{[\partial \Delta_{n'm'} / \partial T]_{T=T_c}} = \frac{(b^{n/\nu} - b^{m/\nu}) / (n - m)}{(b^{n'/\nu} - b^{m'/\nu}) / (n' - m')} \quad (4)$$

を満たすことが示せ、これより ν を計算する。以上の議論は、規則的な系に対してのものである。これをランダム系に拡張するには、確率 p に対応する新しいスケール場 u_p と指数 y_p を考慮する必要がある。

ゲージ変換理論によると、 $\exp(-2\beta J) = (1-p)/p$ で定義されるクロスオーバー線(CO線)が強磁性相における p の下限の点を通ることを厳密に示せ、SG相が存在するときこの点が3重臨界点になることや、この点より低温では相の境界が p 軸に垂直であることが推察されている。そこで、CO線に沿ってシミュレーションを行い、2次元の p の下限や、3次元の3重臨界点を決定する。この線上では、エネルギーの値や相関関数の関係式が厳密に求まっているので、これを平衡状態の確認に使った。3次元ではさらに、 $p=0.83$ と 0.90 上の臨界点に

についても調べた。CO線や $p = \text{const}$ 上では (2) - (4) 式の T_c , γ/ν , β/ν , ν の解析法がそのまま使えることが示せる。

シミュレーションは各線 10 点ずつ選び、1 温度あたり 3 次元で 100 万 MCS/spin, 2 次元で 350 万 MCS/spin を費やした。図 1 に 3 次元 CO 線上の Δ_{nm} の温度変化を示す。 $\Delta_{nm} \sim 1.97$, $T \sim 1.67$ で各線が交差していることが分かる。 $[\partial \Delta_{nm} / \partial T]_{T=T_c}$ は、図の内挿曲線から見積る。得られた臨界点, 臨界指数を表 1, 2 にまとめる。2 次元の計算では、3 次元ほど信頼性のあるデータが得られなかったため、 β/ν , ν は求められなかった。これは、ブロックサイズが小さすぎるため (= 4, 3 次元では 8) ではないかと考えられる。この結果をもとにした $p-T$ 相図を図 2, 3 に示す。CO 線下の垂線はゲージ

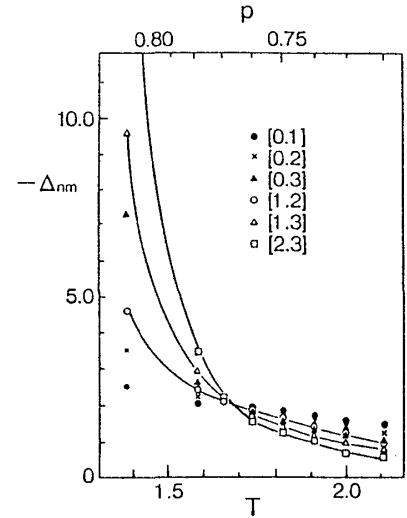


図 1 MCRG 解析の例 Δ_{nm} 対 T の図 (三次元 CO 線上)
[...] は繰り込み回数 n m を表す。

表 1 三次元の臨界点と臨界指数 参考文献からの値を併記する。

line	T_c	γ / ν	β / ν	ν
Crossover line	1.68 ± 0.025 ($p_c = 0.767 \pm 0.004$)	1.97 ± 0.1	0.51 ± 0.05	0.51 ± 0.06
$p=0.83$	2.73 ± 0.03	1.91 ± 0.1	0.54 ± 0.05	0.63 ± 0.05
$p=0.90$	3.51 ± 0.01	1.90 ± 0.1	0.55 ± 0.05	0.66 ± 0.05
Crossover line	1.8 ($p_c = 0.75$)			(ref.10)
	1.8			(ref.11)
$p=1$	4.5115			(ref.12)
		1.968	(0.516)	(ref.13)
$p=0.5$	1.2			(ref.1,2)
	1.175 ± 0.025			(ref.3,14)

表 2 二次元の臨界点と臨界指数 参考文献からの値を併記。

line	p_c	γ / ν
Crossover line	0.89 ± 0.01 ($T_c = 0.96 \pm 0.05$)	1.75 ± 0.1
Crossover line	0.88	(ref.15)
	0.9	(ref.16)
	0.89 ± 0.02	(ref.17)
$p=1$	($T_c = 2.269$)	1.75 (ref.18)

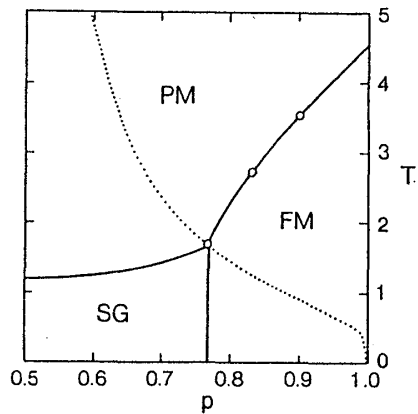


図2 三次元 $p-T$ 相図
点線はCO線, 白丸は今回求めた点。

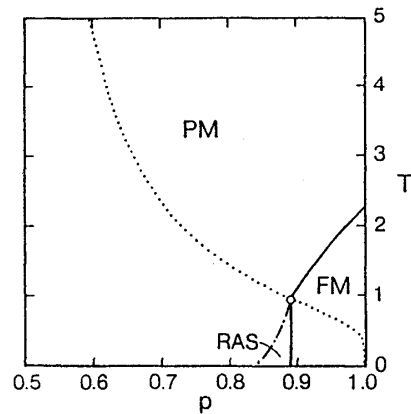


図3 二次元 $p-T$ 相図

変換理論によるもので, 他の線は既知の点を内挿したものである。

表1より3次元では, $p=1$ からCO線にかけての臨界線に沿って, r/ν , β/ν が3重臨界点を含めて, ν は除いてほぼ等しいことが分かる。これは, この線上で強磁性転移のユニバーサリティが3重臨界点を除いて, 弱ユニバーサリティを含めて成立していることを示唆している。また表2より, 2次元でも $p=1$ からCO線まで弱ユニバーサリティが成立していそうである。

参 考 文 献

- 1) R. N. Bhatt and A. P. Young : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 924.
- 2) A. T. Ogielski and I. Morgenstern : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.
- 3) R. P. P. Singh and S. Chakravarty : Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 245.
- 4) H. Nishimori : Prog. Theor. Phys. **66** (1981) 1169.
- 5) H. Nishimori : Prog. Theor. Phys. **76** (1986) 305.
- 6) H. Nishimori : J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 3305.
- 7) M. Kikuchi and Y. Okabe : Prog. Theor. Phys. **75** (1986) 192.
- 8) Y. Ozeki and H. Nishimori : J. Phys. Soc. Jpn. (Submitted)
- 9) Th. Niemeijer J. M. J. van Leeuwen : in *Phase Transition and Critical Phenomena*, Vol. 6, ed. C. Domb and M. S. Green
- 10) J. D. Reger and A. Zippelius : Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 3225.
- 11) A. Georges, D. Hansel, P. Le Doussal and J. -P. Bouchand : J. Phys. (France) **46** (1985) 1827.
- 12) G. S. Pawley, R. H. Swendsen, D. J. Wallace and K. G. Wilson : Phys. Rev. **B29**

(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 $\pm J$ 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 $-aJ$ ($0 \leq a \leq 1$) 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 ($k_B T \ll aJ$) 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

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

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