13) M. Suzuki: in *Quantum Field Theory,* ed. F. Mancini (North-Holland, Amsterdam, 1986).
14) M. Suzuki and M. Katori, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 1.
15) M. Suzuki, M. Katori and X. Hu, J. Phys. Soc. Jpn. （準備中）
16) M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. （準備中）
17) X. Hu, M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. （準備中）
18) R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **12** (1957) 570.
19) M. Suzuki and R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **24** (1968) 51.
20) H. Mamada and F. Takano, J. Phys. Soc. Jpn. **25** (1968) 675.

スピングラス秩序を表現する浸透理論

阪大・工　笠井　康弘，興地　斐男

3次元競合型短距離相互作用イジングスピン系に関して，近年行なわれた大規模なシミュレーションは，平衡状態としてのスピングラス秩序の存在に肯定的な結果を与えた[1]。しかし，それがこれ迄知られている磁性秩序と何か本質的に異なる特徴をもつかどうかに関しては，明確な答えがない。我々はシミュレーションのデータに基づき，スピングラス秩序がドメイン的な構造をもつ特異な状態であると考えて良いことを示す。

このような研究に関する文献的な追求は割愛して，引用を我々の方法の基礎となったカステレィン－フォルティンの論文に止める[2]。彼等は，強磁性イジングモデルの分配関数をアニール・ボンド型浸透理論の母関数に正確に変換する方法を見出した。その重要な概念として占有ボンドは，スピン対が相互作用によってボンド毎に凍結された状態（我々は前の論文で，それを凍結正ボンド，フローズンライトボンド＝FRBと名づけた）[3]，即ち0°Kの状態を保存しているボンドである点に留意する。我々は前の論文においてランダム$\pm J$イジングスピン系（分配関数Z）に対してカステレィン－フォルティンの方法を拡張して，浸透理論の母関数Ξを導いた[3]。

$$\Xi = e^{BL} Z = \sum_{\{g\}} \xi^{l(g)} 2^{C(g)} \delta(g\,;\{\sigma_{ij}\}), \tag{1}$$

ここで$\xi = e^{2L} - 1$，$L = J/kT$，Bは全ボンド数，gはFRBで作られた可能なボンド図形，$l(g)$はg中のFRBの数，$C(g)$はg中のクラスターの数，σ_{ij}はスピン対$\langle ij \rangle$間の$\pm J/|J|$，$\delta(g\,;\{\sigma_{ij}\})$はボンド図形$g$にフラストレート・プラケットがない時1，その他の時

0である。特にFRBの濃度pは内部エネルギーの関数として簡単に求まる。前の論文ではpを一様系近似で求め，その臨界濃度が～0.25（通常のボンド浸透理論での値）がスピングラスの転移温度（$kT_s/J\sim1.2$）に対応することを導いた。[3] しかし，近似の妥当性に疑問があったため，今回FRB濃度を内部エネルギーのシミュレーションによって算定し，上記の転移温度に対応する臨界濃度を求めた結果～0.62が得られた。

このように大きな値をもつ臨界濃度の物理的な意味を考察してみる。議論の基礎として，通常のボンド浸透理論で経験的に成立する臨界濃度の次元不変性について述べる。[4] 臨界濃度と格子の配位数z（もし，いろいろな値をもつ場合にはその平均値）が与えられた時

$$zp_c=d/(d-1), \tag{2}$$

ここでdは格子の次元数である。この式は次のように解釈される。臨界点における巨大クラスター，即ち臨界クラスターが1次元的であると仮定すると[5]，臨界濃度は1ボンドづつ浸透してゆく時の屈曲の可能性の数の逆数であることが導かれ，かつその可能性の数は各ステップのボンドの全可能性の数zからクラスター自体が1次元である自由度を引いた$z-z/d$であることを考慮すれば(2)が求まる。この解釈の重要な点は，臨界濃度が物理量を計測していることである。さらに臨界現象は，格子のあまり詳細にはよらないことを考慮すれば，(2)はランダム格子についても成立すると考えられる。まず，平均値の$\bar{z}$は，0°Kにおける最大のFRB数を格子点1コ当りに分配することによって得られる。シミュレーションのデータからFRB濃度は～0.78と求まるので，立方格子の全サイト数をN，全ボンド数をBとして

$$\bar{z}N=2B\times0.78 \quad (6N=2B) \tag{3}$$

より，$\bar{z}$は4.68と求まり，これを(2)へ代入すればdは1.52と求まる。この次元数は，臨界現象が巨視的に起っていることと矛盾する。全体系内で臨界現象が起こるためには，そのような臨界クラスターが無限に共存すると考えざるを得ない（体系の直径L，多重度～$L^3/L^{1.5}$）。このようにして，我々はシミュレーションのデータに基づくスピングラス秩序は巨大クラスターが無限に共存する状態であることを結論する。各々の巨大クラスターは，1.5次元のフラクタルな領域[6]に閉じ込められている。このような，巨大クラスター共存状態が何故安定に保たれるかについて直観的な説明ができる。(2)の$\delta(g,\{\sigma_{ij}\})$の制限のもとでFRBのクラスターが成長する時一次元的（木的）構造であるならば，その制限は効かないので，格子内のあちこちで充分巨大になり，ついに互いにふれ合うようになると今度は多数のサイクルが発生しフラストレーション図形が現われるため巨大クラスターは互いに避けながら成長し平衡に達する

と云うものである。

このような，巨大クラスター共存の考えから，例えば相関距離の臨界指数νが低次元的（２次元のイジングモデルより小さい）であることや，γの値が極めて大きいことなどが半定量的に説明できる。また，この共存相は，強磁性ドメインのアナロジーとして，低温領域における強い非可逆性を説明する可能性がある。さらに，このような巨大クラスターの多重共存性は，長距離相互作用極限のＳＫモデルにおいて，パリシの多重秩序構造に帰着する可能性がある[7)]。一方，スピングラス秩序に，このようなセミ・マクロな構造が存在するとなると，その理論的な取り扱いには大きな飛躍が必要となる。今度の研究会で鈴木が指摘したように，通常の繰り込み理論は使えない。その意味で彼が提案したＣＡＭは，その限界を越えるものとして，その発展が期待される。

参考文献

1) R. N. Bhatt and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 924.
   A. T. Ogielski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.
2) P. W. Kasleleyn and C. M. Fortuin, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. **26** (1968) 11.
3) Y. Kasai and A. Okiji, Prog. Theor. Phys. **75** (1986) 1076.
4) V. A. Vyssotsky, S. B. Gordon, H. L. Frisch and J. M. Hammersley, Phys. Rev. **123** (1961) 1566.
   K. K. S. Shante and S. Kirkpatrick, Adv. in Phys. **20** (1974) 1992.
5) P. G. de Gennes, J. Physique **37** (1976) L1.
   T. A. L. Ziman and R. J. Elliott, J. Phys. **C11** (1978) L847.
6) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **69** (1983) 65.
7) G. Parisi, J. Phys. **A13** (1980) 1101.
7) K. Nemoto and H. Takayama, J. Phys. **C18** (1985) L529.

レプリカ法によるＳＫモデルの横磁場効果

大阪市大・理　　山本　哲也，石井　廣湖

イジングスピングラスのSherrington-Kirkpatrick（ＳＫ）モデルは，[1)] 相互作用の無限長距離性ゆえに揺らぎが無視でき，平均場方程式で記述される。我々はこの系の横磁場依存性を