

- 5) P. Fazekas and P. W. Anderson, Phil. Mag. **30** (1974) 423.
小口武彦, 物性研究 **44** (1985) 323.
- 6) L. R. Walker and R. E. Walstedt, Phys. Rev. Lett. (1977) 514, Phys. Rev. **22** (1980) 3816.
- 7) H. Alloul and P. Mendels, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1313.
- 8) H. Ishii and T. Yamamoto, J. Phys. C to be published.
- 9) A. J. Fiory, Phys. Rev. **B15** (1971) 614.
- 10) 谷田, 石井, 未発表.
- 11) A. Yanase et al., J. Phys. Soc. Japan **41** (1976) 1108.

量子的なスピングラスの基底状態の数値的研究

東工大 西森秀稔, 小口武彦, 田口善弘

スピングラスの平均場理論は Edwards-Anderson 以来古典スピン系については多様な展開がなされて来たが, 量子効果がどういう役割を果すかはあまり良くわかっていない。われわれはスピン 1/2 の Heisenberg モデルにおいてすべてのスピンペアがランダムに相互作用をしている場合を取り上げ, 有限系の数値的対角化の方法により基底状態の性質を調べた。

$$H = -2 \sum_{i < j} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (1)$$

なる Hamiltonian で, 相互作用は

$$J_{ij} = \tilde{J}_0 / (N-1) \pm \tilde{J} / \sqrt{N-1}$$

±の符号にランダムネスが入る。物理量の配位平均が満足のいく収束を示すまでランダムサンプリングを繰り返す (サンプル数 300 ~ 8000) ため, 系の大きさが $N \leq 14$ までが現在のスーパーコンピュータでの実用的な計算時間での限界となる。

まず基底エネルギーは, 図 1 に示すように $\tilde{J}_0 = 0$ で -0.48 ± 0.01 という値をとることがわかった。この値は上の Hamiltonian (1) で XY 成分を落とした Ising-

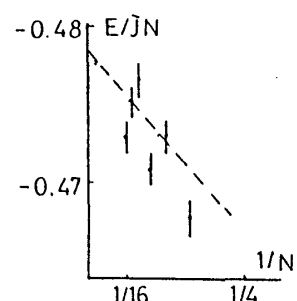


図 1

研究会報告

SK モデルでの値より 25 % 低い。Ising での多くの基底状態が XY 成分 (量子効果) によって混じり合い、エネルギーが低下するのである。

次にオーダーパラメータを見る。

$$M^2 = 2 \sum_{i < j} \langle S_i \cdot S_j \rangle / N(N-1)$$

$$Q = 2 \sum_{i < j} |\langle S_i \cdot S_j \rangle| / N(N-1)$$

において前者は通常の Ferro, 後者はスピ
ングラスのオーダーパラメータである。そ
れぞれについて有限系での値を $N \rightarrow \infty$ に外
挿した結果が図 2 である。横軸は J_{ij} の分
布の中心 $\tilde{J}_0$ であり, これが大きいほど相
互作用は Ferro 的となる。明らかに $\tilde{J}_0/J$
 ~ 1 の付近で Ferro と SG の間の相転移が
起こっている。 $\tilde{J}_0/\tilde{J} \sim 1$ という値は Hemi-
ltonian (1) でスピンを古典ベクトルで置き
換えた時の転移点と一致しており (図 3),

量子効果は SG, Ferro のいずれかを相対的に安定化
させる役割は果たしてないと結論できる。さらに図 2
に見るように $\tilde{J}_0/\tilde{J} \lesssim 2$ では $Q < M^2$ である。このこ
とは Ferro 的なオーダーがある軸方向 (たとえば z 方
向) に $\tilde{J}_0/\tilde{J} \gtrsim 1$ で成長してきても, $\tilde{J}_0/\tilde{J} \sim 2$ ま
では xy 方向のスピン成分は SG 的な凍結を受けたまま

であることを示唆している。この状態は古典系で存在が予想されている Mixed phase (図 3 の
 M_1, M_2) と対応する。

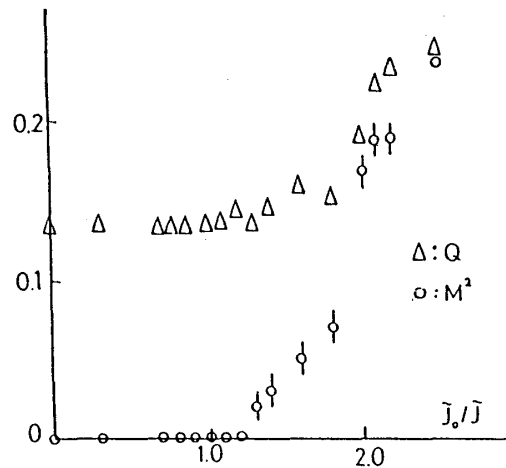


図 2

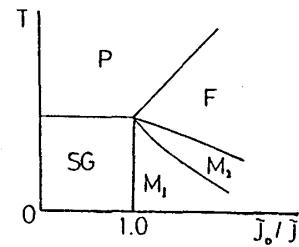


図 3