

反強磁性三角格子の量子スピン系 —— 基底状態と有限温度

東工大 理 西森秀徳・田口善弘・小口武彦

1. はじめに

三角格子に Heisenberg スピンを配置するとその基底状態は古典的には図1のようなゆらぎ 120° 構造をとる。この 120° 構造には、隣接するスピンの相対角が $+120^\circ$ と -120° の二つの場合があり、この二重縮退が Ising 的な変数の役割を果たして特異な相転移を起すことが知られている¹⁾。また、この古典的基底状態のまわりの量子効果によるゆらぎをスピン波近似で計算すると²⁾ 発散項は現われず、したがって古典

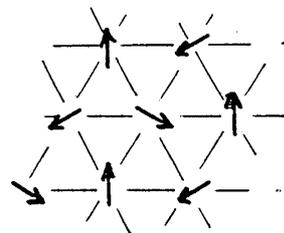


図1. 古典的基底状態。

状態は少なくとも準安定である。フラストレーションのない系だと、このような古典状態 + 量子ゆらぎという描像がほぼ正確に量子系の基底状態を表わすと考えられるが、強くフラストレートした三角格子の反強磁性の $S=1/2$ の系の場合には、全く違った状態

—— Resonating Valence Bond (RVB) 状態 —— が $T=0$ で実現されている³⁾ という提案が Anderson によつてなされ、³⁾ それをめぐって、解析的⁴⁾ 及び数值的^{5),6)} な議論がなされて来た。

RVB状態においては、図2に示すように隣接する二つのサイトのスピンの pair を作っている。pair の作り方は数多くあり、その色々な作り方がほぼ同じ重みで混じり合つて全系の波動関数を構成している。前述の古典状態 ($+120^\circ$ 構造) が 120° 構造を基本とした

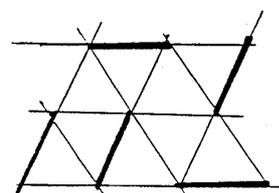


図2. singlet pair の作り方のひとつ

したがつてらりとしたければ「スピン固体」でありのに対し RVB状態は singlet の pair が動き回つていて「スピン液体」でありと言えよう。RVB状態を特徴付ける要素は二つあり、ひとつは、各 pair の作り方の混じり合いの重み (振幅) であり、もうひとつは、混合の位相 (符号) である。前者については、最隣接だけでなく、遠く離れたサイトも singlet の pair を作ることを許せば、そのような pair の作り方の集合は完全系を張ることがわかつており、^{3),4),6),7)} 従つて、singlet の pair だけで基底関数が書けるということ自体は実は自明である。重要なのは、最隣接あるいはほんの近くのサイトの pair を作る状態だけで基底波動関数は本質的に尽きていくということである。数値計算によつて、⁵⁾ 最隣接だけで書いた RVB状態は有限系においては、正しい基底状態のかなりの部分を占めていくことがわかつてい

次に、位相については、結論から言えばまだはっきりとしたことはわかつていない。特別な場合には位相が量子規則にもとづいて決まり波動関数が全体として Bose 凝縮に類似の位

研究会報告

相コヒーレンスを持つことが示されているが、⁴⁾一般にどうなるかは不明である。

そこで、本稿では位相の問題にのみ注目し、次節でまずフラストレーションのない場合に位相が果たす役割について復習する。次いで、三角格子反強磁性体について、何かわかれば位相コヒーレンスの存在が言えるのかを考察する。最後に、このような基底状態の特徴をいまと上で、有限温度における物理量のふるまいを有限系の数値計算から推測する。

2. フラストレーションのない系⁸⁾

フラストレーションのない系の代表として正方格子上の反強磁性的量子スピン系を考へる。基底状態の波動関数を、各サイトの S_z を対角化する表示の線型結合で書く：

$$\psi = \sum c_\mu \psi_\mu \quad (1)$$

ψ_μ というのは $T=0$ とせば図3のような状態である。この波動関数で Hamiltonian の期待値 E_ψ を作り、それを最小にするべく係数 $\{c_\mu\}$ を決定すれば良い。すなわち

$$E_\psi = \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \psi | H_{xy} | \psi \rangle + \langle \psi | H_z | \psi \rangle$$

Hamiltonian の z 成分 H_z は今の表示 $\{\psi_\mu\}$ で対角的であり、したがって、 $\langle \psi | H_z | \psi \rangle$ の中には係数 $\{c_\mu\}$ は絶対値の二乗 $|c_\mu|^2$ の形でしか入ってこない。よって、 $\{c_\mu\}$ の位相の決定の問題には $\langle \psi | H_{xy} | \psi \rangle$ の項のみを考慮すればよい。

状態 μ から状態 ν に H_{xy} によつて移るとすると

$$\langle \psi | H_{xy} | \psi \rangle = J \sum_{\mu\nu} c_\mu c_\nu^* = J \sum_{\mu\nu} |c_\mu c_\nu| \cos(\theta_\mu - \theta_\nu) \quad (2)$$

と書ける。ここで θ_μ は c_μ の位相である。 $J > 0$ の場合には (2) を最小にするには、各 $\{\mu, \nu\}$ の相について $\cos(\theta_\mu - \theta_\nu) = -1$ にすることが出来ればよい。そこで、 $T=0$ とせば、 H_{xy} によつて次々と移り変る4つの状態 $\nu, \mu, \lambda, \delta$ を考へると、図4からわかるように、正方格子であるということから、とびりの状態との相対位相をいつも π に選ぶことが可能である。すなわち、振幅 $\{|c_\mu|\}$ とはかかわりなく、いつも位相変数について (2) を μ, ν の相において最小にすることが出来る。言いかえれば、振幅と位相を完全に分離して決定出来る。これが、フラストレーションのない系の基底波動関数の特徴である。

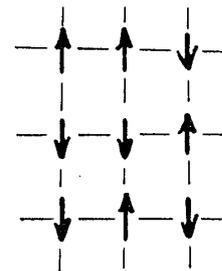


図3. $\{S_z\}$ を対角化する状態の μ と ν

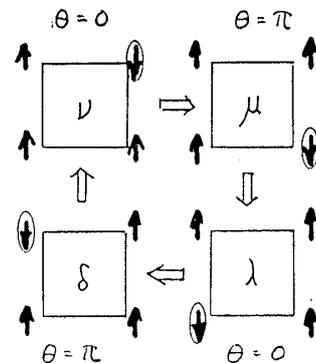


図4. 正方格子よでの位相変数の移り変わり

3. 三角格子反強磁性体

前節の議論を三角格子に適用すると矛盾をきたすことは直ちに明らかになる。図5のように、三角格子上でほつつのスピンでもとの状態に戻りから、相対位相互常にπにすることは出来ないのである。すなわち、前節の(2)の値を最小にするにあたり、どこかで $\cos(\theta_\mu - \theta_\nu) = +1$ なる組 $\{\mu, \nu\}$ を選ばざるを得ず、その組は当然ながら振幅 $|c_{\mu\nu}|$ が小さい所となる。

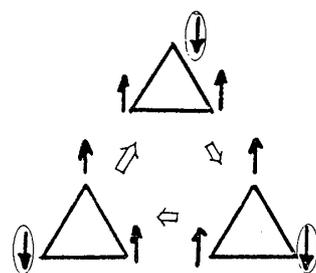


図5. 三角格子上での交換

(Hamiltonian の性質から、 $c_{\mu\nu}$ はいつでも実数に選ぶことにしても一般性は失われないから、 $\cos(\theta_\mu - \theta_\nu) = +1$ か -1 である。)

したがって今の場合、振幅と位相が密接にからみ合っており問題は複雑である。

この複雑さの起源を考えてみると、図5でもわかるように、波動関数 ψ の展開のベースとして各サイトのスピンの z 成分 S_z を対角化する表示をとったことが重要な役割を果たしている。そこでかゆりに、1. で述べた singlet

のペアの線型結合で ψ を書くとどうまく行くのではないだろうかというのが RVB 状態における位相コヒーレンスの考え方である。たとえば、図6に示すように $N=6$ の場合、全体のスピン量子数 S が 0 の空間は、singlet のペア (の直積) の線型結合で完全に張ることが出来る。基底状態の波動関数 ψ をこのようなベースの和

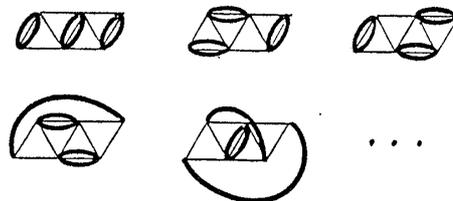


図6. Singlet のペアの作り方の色

$$\psi = \sum_j c_j \psi_j$$

で書き、Hamiltonian の期待値

$$E_\psi = \sum_j c_j^* c_j \langle \psi_j | H | \psi_j \rangle \quad (3)$$

を最小にするべく係数 $\{c_j\}$ を決定する。もし、各 $\{\psi_j\}$ について常に $c_j^* c_j \langle \psi_j | H | \psi_j \rangle$ (+c.c.) が負になるよう $\{c_j\}$ の位相を選べることが可能ならば、 $\{S_z\}$ をベースにした時に生じた振幅と位相のからまり合いの問題は解決されたことになる。基底状態の波動関数の位相が、このように振幅と分離した形で矛盾なく決定出来たとするとそれは位相コヒーレンスと言うべき状況ではないか、というのが Anderson³⁾ の提案である。

いくつかの特別な系の場合には確かに上記の事実が成立していることが確認されているが、⁴⁾ 一般的な証明はまだ存在しない。手掛りを得るための有効な手段として、有限系について実際に係数 $\{c_j\}$ を求めて (3) の各項を評価することが考えられる。 $N=20$ の系だとベースの数は数万であり、したがって (3) の和の項数は数億のオーダーになる。(ほとんどのベースの ψ_j の組に対して $\langle \psi_j | H | \psi_j \rangle \neq 0$ である。) すなわち、もし上述の位相の決定が必ずしもうまく行かないとすると、数億個を調べなければならないという見通しである。実際には $\{\psi_j\}$ のベースで Hamiltonian を対角化し、係数

研究会報告

$\{C_j\}$ を求めるのは簡単な作業ではないが, Soos たちの方法⁷⁾ を応用すれば原理的な困難はない。プログラミング中である。

位相コヒーレンスに関連してもうひとつ重要なことは、秩序パラメータをどう選ぶかという問題である。2. で述べたラストレーションのない場合だと、 $\{S_i^z\}$ を対角化する表示で位相が簡単に決まったことからわかるように、 $\{S_i^z\}$ 表示で大きな対角成分を持つ $(\sum_i S_i^z)^2$ か $(\sum_i S_i^x)^2 + (\sum_i S_i^y)^2$ が秩序パラメータの資格を持つ。3角格子では事情はもっと複雑である。 $\{Y_j\}$ 表示で対角成分が主要な役割を果たすことが必要条件であるように一見思われるが、 $\{Y_j\}$ が非直交のベースであることがどうまいてくるかすぐにわからぬ。具体的に何をもちいて秩序パラメータとすれば良いかは今後の大きな課題である。

4. 有限温度

以上基底状態を特徴付ける位相について述べたが、最終的な興味は RVB 状態が有限の温度範囲で顕著な役割を果たしているか、すなわち有限温度で相転移があるかどうかということにある。これを調べる一手段として、ゆわゆわは有限系 ($N \leq 13$) のすべての固有値を数値的に求め比熱と帯磁率の N, T 依存性を調べた。サイズは小さいが、もっと大きな系についての Monte Carlo simulation⁹⁾ との相補的な役割が以下で見られるように期待される。図7の Heisenberg、図8の XY の両モデルについては、比熱にはひとつピークがあるのに対し、帯磁率には $kT/J \geq 1$ では目立った構造がない。

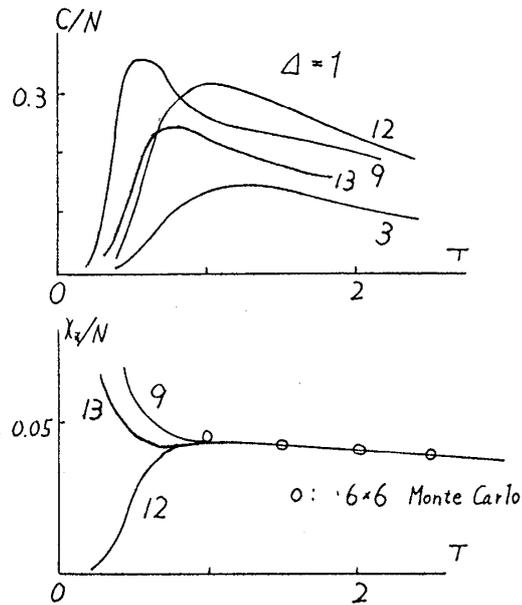


図7. Heisenberg model

これらの特徴は N (あるいは格子形) にあまり依存せず、また Heisenberg の場合には $N = 6 \times 6$ について行った Monte Carlo simulation⁹⁾ と $kT/J \geq 1$ で χ の値が良く一致している。

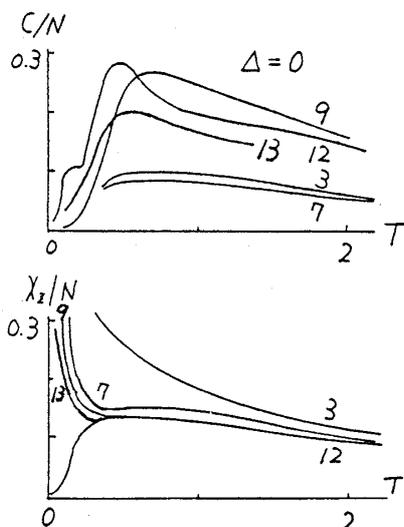


図8. XY model

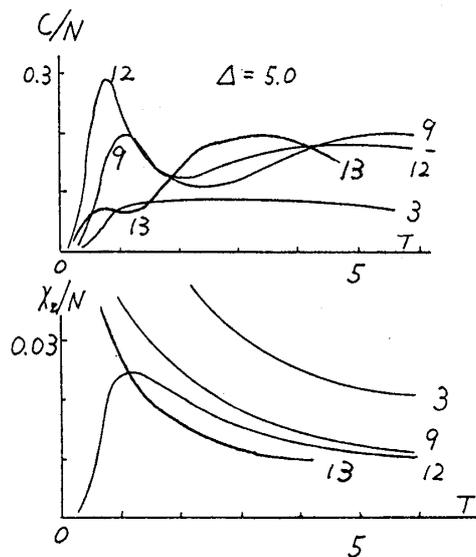


図9 Ising-like model

したがって、少なくとも $kT/J \geq 1$ では χ に強い特異性をもたらすような相転移は存在しないと結論出来る。

次に、Ising 的な項 H_z が強い場合には、図 9 に見られる通り比熱に 2 つのピークが現われる。ピーク的位置は格子によって多少動くものの、2 つあるという定性的な事実は一定である。対応する古典系では、磁化の縦成分と横成分が順次秩序化するこゝとがわかっており、¹⁰⁾ 量子系でもそれに相当する現象が図 9 で示唆されているとも考えられる。しかしながら、Fazekas と Anderson⁴⁾ によると、 R V B 状態という極めて量子的な構造は、Ising 性が強い領域でも明確に存在しており、有限温度の相転移がそのような量子性をどう反映しているかは容易には想像出来ない。

文献

- 1) S. Miyashita and H. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn. 53 (1984) 1145.
H. Kawamura and S. Miyashita, J. Phys. Soc. Jpn. 53 (1984) 4138.
- 2) T. Oguchi, J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) Suppl. p. 183.
H. Nishimori and S. J. Miyake, Prog. Theor. Phys. 73 (1985) 18.
S. J. Miyake, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 468.
- 3) P. W. Anderson, Mat. Res. Bull. 8 (1973) 153.
- 4) P. Fazekas and P. W. Anderson, Phil. Mag. 30 (1974) 423.
- 5) T. Oguchi, H. Nishimori and Y. Taguchi, J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) No. 1
- 6) A. Sütő and P. Fazekas, Phil. Mag. 35 (1977) 623.
- 7) S. Ramasesha and Z. G. Soos, Int. J. Quantum Chem. 25 (1984) 1003.
- 8) H. Nishimori, J. Stat. Phys. 26 (1981) 839.
- 9) M. Takasu, S. Miyashita and M. Suzuki, preprint.
- 10) S. Miyashita and H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 3385.