

28. 2次元XY型交換相互作用系スピングラス 渦構造パターンの動力学シミュレーション

千葉大・理 夏目雄平, 吉原知樹, 藤本憲司

§ 1. 「スピングラス相」は準安定!

格子点に局在したスピンの隣接相互作用をもつ化合物磁性体において、強磁性スピンを濃厚に反強磁性スピンの置換した混晶系をゼロ磁場中で冷却した際、得られる低温でのいわゆる『スピングラス相』(SG相)は、少なくとも3次元 Ising 系以外の場合においては、準安定であって、平衡状態としてのスピングラス相転移温度は、0 °Kであることが確立されつつある。

特に、2次元XY系においては、計算機シミュレーションによると、図1のような、渦構造が発生するが³⁻⁵⁾ これもやはり準安定であることが指摘されている⁴⁻⁸⁾ 図1において、矢印が強磁性スピンの向き、三角矢印が反強磁性スピンの向きを示しており、+または-を含む白丸は、その plaquette での chirality を示している。(ここで chirality の定義は文献3に従っている。)

この2次元XY系SG相に対しては、対応する物質として $\text{Rb}_2\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Cl}_4$ 混晶が Katsumata によって作成され、精力的に実験的研究が進められている⁹⁻¹⁸⁾

一般に、準安定相とは、その相の物性が現在の環境条件(温度や磁場)だけからは一意的に決まらず、その物質の経てきた経歴にも複雑に依存することを意味している。このことは、当然、理論的研究、計算物理的研究にも困難さを与えている¹⁹⁾ シミュレーション計算の例で言えば、初期的なスピン配向とか、途中のプロセスを経る時間によって、得られる相の特徴が大きく変わってしまうという問題が起きる⁴⁾ 即ち、平衡状態の統計力学(例えばカノニカル集団系のモンテカルロシミュ

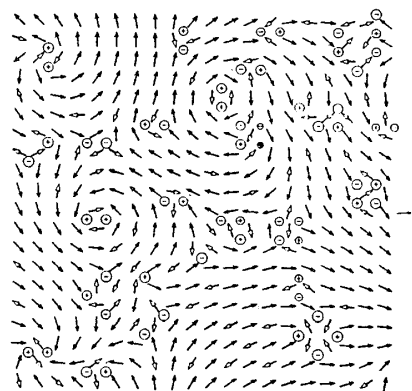


図1 ゼロ磁場中で冷却した場合に現れるスピンパターン。矢印は強磁性スピン、三角矢印は反強磁性スピンの方向を示している。強磁性・反強磁性スピン間の相互作用は反強磁性的とした。+または-を含む白丸は、その plaquette での chirality を示す。

レーション)の土俵に乗りにくい難しい問題である。

そこで、このような準安定相の研究に対しては、第一段階としては、素朴に、相を特徴づけるスピンのパターンの動力学の性質を調べると言う方法が有意義ではないかと考えられる。この場合、パターンの動力学を、実際の時間変化に沿って調べられる方法として、動力学シミュレーションが最も有力であると思われる⁵⁻⁸⁾

また、スピンパターンの動力学的变化が最も顕著に、かつ具体的に現れるのは温度を低温に保ったまま、磁場を急激に変化(切断または印加)した際の応答現象ではないかと予測される。

他方、実験的研究においても、そのような低温において、磁場を断熱的に変化した場合について、磁化の応答という形で、上述の $\text{Rb}_2\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Cl}_4$ を用いて Katsumata¹⁸⁾ によって詳細な研究が実行されている。

そこで、我々は2次元XY系SG相のスピンパターンの動力学の振舞いをスピン動力学シミュレーション法によって、計算物理学的研究を行った。スピン動力学シミュレーションは、我々がこの研究のために開発した^{6,7)} このシミュレーションは、スーパーコンピュータの並列処理に極めて適している点も強調しておきたい。

§ 2. 磁場中冷却後の磁場の切断に対する磁化の応答

まず、磁場中で冷却する動力学シミュレーションを実行すると、最終的に図2のようなパターンとなる。ここで磁場は右向きにかかっている。この図で、強磁性スピンの領域に注目する限りにおいて、渦構造は極めて弱く、むしろ強磁性的なドメイン構造が作られている。

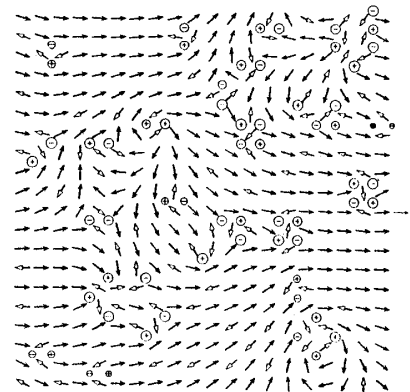


図2 磁場中で冷却した場合に現れるスピンパターン。磁場は右方向にかかっている。

ここで、磁場を切断すると、磁化は図3のように、複雑な振舞いを示しつつ減少してゆく。この図では 6×10^4 step で一定値になっているように見えるが、さらに長時間シミュレーションを続けると、さらに少しづつ減少してゆくことがわかる。そこで、 6×10^4 step の値を仮りに、基準として、その値との差の対数をとったものを図3の下図に示す。明らかに応答は2つに分けられ、早い応答があり、それに続いて遅い応答が起こることがわかる。

この応答に関する動力学シミュレーションに対応する Katsumata¹⁸⁾ の実験¹⁸⁾ を図4に示す。これは $\text{Rb}_2\text{Mn}_{0.36}\text{Cr}_{0.64}\text{Cl}_4$ について、磁場中冷却した後 ($T = 1.5^\circ\text{K}$)、磁場を断熱的に

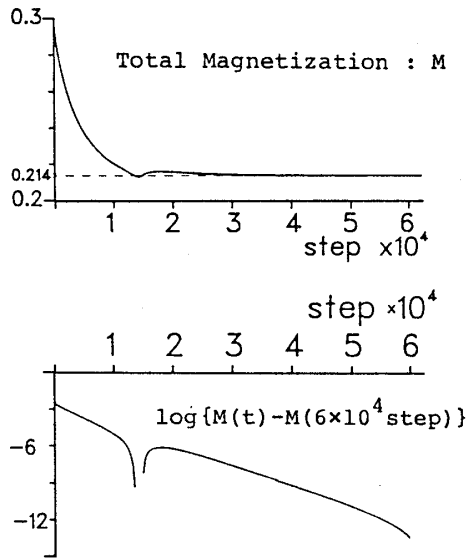


図3 磁場中冷却後、磁場を切断した場合の応答過程における磁化の振舞い。横軸は step 数である。下図は 6×10^4 step の値を基準として、それとの差の対数を示す。

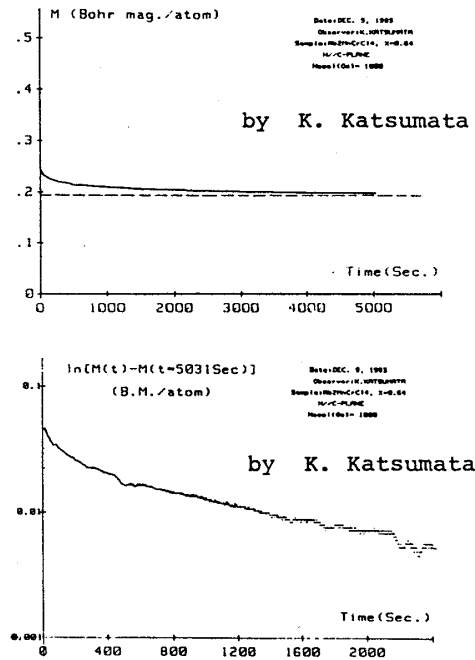


図4 図3のシミュレーションに対応する実験。
 $\text{Rb}_2\text{CrMn}_{0.36}\text{Cr}_{0.64}\text{Cl}_4$ について Katsumata により測定された。下図は 5031 sec での値を基準として、それとの差の対数を示す。特に、2400 sec 以下を拡大してある。

切断した場合の全磁化の変化である。Katsumata によるとこの実験において、5000 sec 程度で一定値になっているように見えるが、さらに長時間測定を続けると少しずつ減り続ける振舞いがみられるそうである¹⁸⁾ すなわち、この振舞いは動力学シミュレーションと実験に共通して現れている。そこで 5031 sec の値を仮に基準として、その値との差の対数を取ってみたのが図4の下図である。極めて複雑な緩和を示しているが、やはり、早い応答の部分 (500 sec 以下) と遅い応答の部分 (600 sec 以上) に分かれる傾向がみられる点は注目すべきである。

§ 3. スピンパターンの動力的変化

このような磁化の応答を、スピンパターンの動力的変化という視点から調べてみる。まず、スピンの相関の時間的变化、即ち

$$\frac{1}{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \mathbf{S}_j(t) \cdot \mathbf{S}_j(t=0) \quad (1)$$

を求めてみる。式(1)で、 $t=0$ は磁化を切断した時 (即ちパターンとしては図2) を意味している。結果を図5に示す。ここでスピンについての平均としては、Frustration をもたない

plaquette に属するスピンについて (図5の点線) と Frustration をもった plaquette に属するスピンについて (図5の実線) の2通りを考えた。特徴としては、前者の相関が先ず失われてゆき、それに遅れて、後者の相関が極めてゴツゴツとした複雑な振舞いを示しながら減少してゆくことがわかる。

以上の特徴に留意しながら、スピンプターンの変化を調べてみると、ひとつの顕著な例として図6に現れているような挙動が認められる。即ち、磁場の切断の直後は、まず Frustration を持っていない強磁性ドメインのスピンが渦を形成してゆくことがわかる。(図6の左図から中図への変化) ところが、

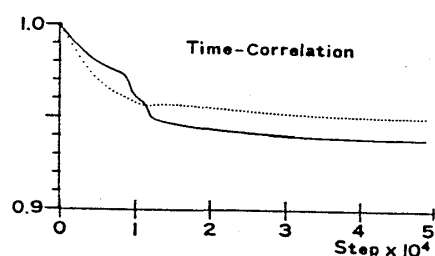


図5 スピンの時間相関の振舞い。スピン配向が、磁場を切断する直前に対して応答過程においてどのように変化したかを示す。点線は Frustration を持たない plaquette に属するスピンについての平均で、実線は Frustration を持つ plaquette に属するスピンについての平均を示す。

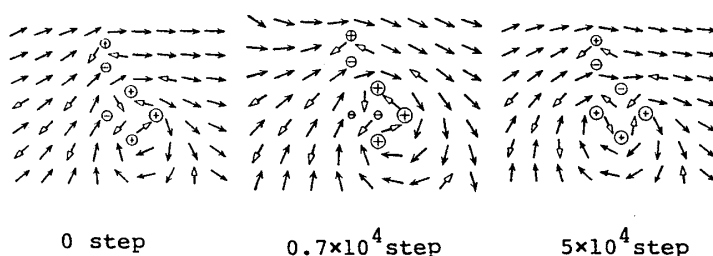


図6 応答過程におけるスピンプターンの変化の典型的な例。
図2の右下部を特に取り出している。

その渦形成がほぼ完成すると、渦の中心である Frustration を持っている反強磁性スピンの微妙に向きを調節して、その plaquette の chirality の符号を変えていることがわかる。(図6の中図から右図への変化) このようなメカニズムの違いから、前者は可逆的で速い応答、後者は不可逆で遅い応答を支配していると対応づけられる。

§ 4. ま と め

以上の議論より、2次元XY型SGにおける渦構造の存在及び、そのパターンの動力学的性質についての手掛りが、動力学シミュレーション計算を実験と対応づけながら実行することにより、得られる可能性が明らかになった。

理化学研の勝又紘一先生には $\text{Rb}_2\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Cl}_4$ の磁化の応答に関する詳細な実験データを

研究会報告

使わせて頂き、且つ有益な議論を頂きましたことに対し深く感謝します。また、本研究は、文部省科学研究費補助金及び信越化学工業・信越半導体奨学寄付金を用いて行われた。計算は千葉大学情報処理センター HITAC M260-K及び東京大学大型計算機センター HITAC M680-H/S810を用いて行った。

文 献

- 1) 西森秀稔, 日本物理学会年会 1987年 春 磁性シンポジウム 29pLC2, 予稿集 3-p. 96.
- 2) S. Jain and A. P. Young, J. Phys. C19 (1986) 3913.
- 3) H. Kawamura and M. Tanemura, J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 4479.
- 4) H. Kawamura and M. Tanemura, J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1802.
- 5) Y. Natsume, K. Fujimoto, T. Yoshihara, Proceedings of International Symposium on Physics of Magnetic Materials (World Scientific Publishing, 1987), 11A-1d01.
- 6) K. Fujimoto, T. Yoshihara and Y. Natsume, Theoretical and Applied Mechanics (University of Tokyo Press, 1987) 36.
- 7) T. Yoshihara, K. Fujimoto and Y. Natsume, Theoretical and Applied Mechanics (University of Tokyo Press, 1987) 36.
- 8) Y. Natsume, T. Yoshihara and K. Fujimoto, Intermag '87 Conference Proceedings (September Issue of IEEE Transactions of Magnetics), AG-15.
- 9) K. Katsumata, J. Mag. Mag. Mat. 31-34 (1983) 1435 及びその中の文献.
- 10) K. Katsumata, J. Tuchendler and M. Tanimoto, Solid State Commun. 50 (1984) 193.
- 11) M. Tanimoto and K. Katsumata, Solid State Commun. 50, (1984) 445.
- 12) K. Katsumata, M. Tanimoto, S. Mitsuda and Y. Endoh, J. Phys. Soc. Jpn. 53 (1984) 3315.
- 13) K. Katsumata, H. Yoshizawa, G. Shirane and R. J. Birgeneau, Phys. Rev. B31 (1985) 316.
- 14) K. Katsumata, J. Mag. Mag. Mat. 54-57 (1986) 75.
- 15) H. Kubo, T. Hamasaki, M. Tanimoto and K. Katsumata, J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 3301.
- 16) 勝又紘一, 日本物理学会年会 1987年 春 磁性シンポジウム 29pLC7, 予稿集 3-p. 111.
- 17) K. Katsumata, J. Tuchendler, Y. J. Uemura, H. Yoshizawa, G. Shirane and R. J. Birgeneau, preprint.
- 18) K. Katsumata, private communication.
- 19) 米沢富美子, 1986年度物性若手夏の学校テキスト (1986) 159.