

解 説

フラストレーションと相転移

田中 宗, 轟木義一

(受取日：2009年1月9日, 受理日：2009年2月2日)

Phase Transition of Frustrated Spin Systems

Shu Tanaka and Norikazu Todoroki

(Received January 9, 2009; Accepted February 2, 2009)

Phase transition of frustrated systems is very important topic and interesting phenomenon. In frustrated systems, the specific heat shows characteristic behavior due to many degenerate ground states. We review the feature of the phase transition and that of frustrated systems in a viewpoint of the entropy. We also review interesting phenomena of the stacked triangular antiferromagnets and that of the kagome antiferromagnets with easy axis anisotropy. Finally, we show recent studies of frustrated spin systems.

Keywords: Frustration; Phase transition; Critical phenomena; Antiferromagnet; Triangular lattice; Kagome lattice; Order by disorder

1. 相転移とは？

水を冷やすと氷になり、熱すると水蒸気になる。このように温度などの外部から変化させることができる物理量(制御変数)を変化させることにより、系の巨視的性質が劇的に変化する現象を相転移と呼ぶ。相転移現象はたいへん興味深い性質を示すとともに、我々の身の回りにあるデバイスの作製においても重要な役割を担っている。本解説では、磁性体における相転移現象、その中でもフラストレーションが強い磁性体における相転移現象について取り扱う。

はじめに相転移の分類について述べる。相転移はその性質から1次相転移と2次相転移に分類できる。Gibbsの自由エネルギーを考えよう。Gibbsの自由エネルギーはいくつかの制御変数の関数で表される。本解説では磁性体の相転移を取り扱うため、Gibbsの自由エネルギーを温度 T と磁場 H の関数とする。Gibbsの自由エネルギー $G(T, H)$ の

1次導関数であるエントロピー $S = -(\partial G / \partial T)_H$ や磁化 $M = (\partial G / \partial H)_T$ が不連続になる相転移を1次相転移と呼ぶ。一方、これらの値が連続であるにもかかわらず、帯磁率 $\chi = (\partial^2 G / \partial H^2)_T$ や比熱 $C = (\partial^2 G / \partial T^2)_H$ などの $G(T, H)$ の2次導関数が跳びを示すか、または発散する相転移を2次相転移と呼ぶ。

つぎに、ミクロな観点から相転移現象を考えていこう。相転移現象をミクロな観点からアプローチする手段としてよく用いられる最も簡単なモデルにIsingモデルがある。Isingモデルとは、 $S_i = \pm 1$ の2値を取るスピンの格子を組んでおり、それらが相互作用している非常に単純なモデルである。この系のハミルトニアンは、

$$H = - \frac{J}{2} \sum_{\langle i, j \rangle} S_i S_j - H \sum_i S_i$$

で表される。ここで $J > 0$ とする。第一項は最近接スピン間

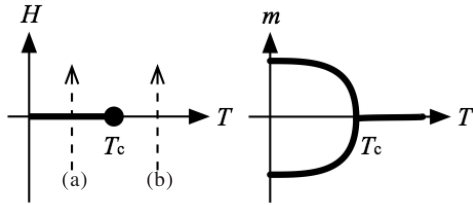


Fig.1 (Left panel) Phase diagram of ferromagnetic Ising model where the dimension is more than one. Closed circle denotes the critical point. The thick line denotes ferromagnetic phase. (a) and (b) lines denote the protocols with constant temperature (See Fig.2). (Right panel) The magnetization as a function of temperature at $H = 0$.

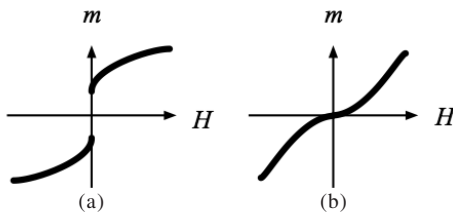


Fig.2 Magnetization curves of protocol (a) and (b) (See Fig.1). Magnetization jumps at $H = 0$ in the protocol (a). This behavior indicates the first-order phase transition.

にはたらく相互作用の項，第二項は外部磁場の項である。磁場を印加していない場合 ($H = 0$)，この系の基底状態は，全てのスピンの $S_i = +1$ か，または全てのスピンの $S_i = -1$ となった強磁性状態である。そのため， $J > 0$ の場合を強磁性的相互作用と呼ぶ。有限温度では，熱揺らぎの効果によってそれぞれのスピンの相互作用に逆らうことが可能になる。十分高温では平衡状態は，全てのスピンの揃った状態ではなく，スピンのバラバラになっている常磁性状態となる。この系では高温から低温に冷却したとき，ある温度で常磁性状態から強磁性状態へ変化する。この温度が相転移温度（相転移点）である。秩序変数と呼ばれる量を用いて相転移を特徴づけることができる。このモデルの場合，秩序変数は磁化

$$m = \frac{1}{N} \sum_i S_i$$

である。全てのスピンの揃っている場合は $m = +1$ または $m = -1$ である。また，全てのスピンのバラバラの場合は $m = 0$ となる。磁場を印加していない強磁性Isingモデルの相転移は2次相転移である。Fig.1にIsing強磁性体の温度-

磁場相図と $H = 0$ における磁化の温度に対する振舞いを示す。

磁場を印加した場合 ($H \neq 0$) は，この系の基底状態は磁場方向に全てのスピンの揃った状態である。温度を固定して磁場を変化させたとき，固定した温度に応じてFig.2のような磁化曲線が描かれる。Fig.2(a)より分かるように，Fig.1の温度-磁場相図の太線で描いた部分を横切るように磁場を変化させたときには，磁化の値は跳びを示す。つまり，このとき1次相転移が起こっているのである。

最後に，臨界指数について紹介しておこう。2次相転移に伴う物理量の異常の総称を臨界現象と呼び，物理量の振る舞いはべき関数で記述できる。このとき，比熱 C ，磁化 m ，帯磁率 χ ，相関長 ξ ，相関関数 $G(r)$ に対する臨界指数は以下の式で定義される。

$$\begin{cases} C(T) \propto |T - T_c|^{-\alpha} \\ m(T) \propto |T - T_c|^\beta \\ m(H, T_c) \propto H^{\frac{1}{\delta}} \\ \chi(T) \propto |T - T_c|^{-\gamma} \\ \xi(T) \propto |T - T_c|^{-\nu} \\ G(r, T_c) \propto r^{2-d-\eta} \end{cases}$$

ここで， $\alpha, \beta, \delta, \gamma, \nu, \eta$ を臨界指数と呼ぶ。また d は空間次元である（相転移温度より高温側と低温側の臨界指数は通常等しい値を取るが，これは必ずしも自明ではない）。これらの臨界指数はそれぞれ独立ではなく，

$$\begin{cases} \delta = 1 + \frac{\gamma}{\beta} \\ \alpha + 2\beta + \gamma = 2 \\ \gamma = (2 - \eta)\nu \\ \alpha = 2 - d\nu \end{cases}$$

といった関係があることが知られている。臨界指数は通常，次元数や秩序変数の自由度，あるいは相互作用が及ぶ領域が決まると，系の個性にかかわらず決定される。これをユニヴァーサルティークラスと呼ぶ（Gebhardt-Kreyなどに詳細な解説が掲載されている）。¹⁾

2. 磁性体とフラストレーション

「あちらが立てばこちらが立たず」という状況が，磁性体の中でしばしば起こる。これをフラストレーションと呼ぶ。フラストレーションについて簡単な例をもとに説明しよう。磁場を印加していないIsingスピン系を考える。ただし今回は， $J < 0$ の場合を考える。

まず，正方形の頂点の上に置いたスピンの相互作用でつないだ，4つのスピンからなる系を考える。この系の基底状態はFig.3(a)のようになる（黒丸は $S_i = +1$ ，白丸は

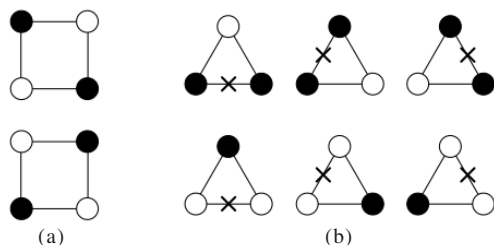


Fig.3 (a) The ground states of four Ising spins system. Closed and open circles denote up spins and down spins, respectively. It is a favorable state for all the interactions. (b) The ground states of three Ising spins system. It is not favorable state for all interactions.

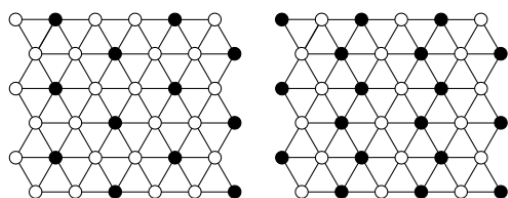


Fig.4 Two examples of the ground state of triangular Ising antiferromagnet.

$S_i = -1$ を表している)。このとき、スピンの全ての相互作用にとって有利な配置をしていることに注目してほしい。また、この例で分かるように、 $J < 0$ の場合はスピンの互いに逆向きを向いた方がエネルギーが低くなる。そのため、 $J < 0$ の場合を反強磁性的相互作用と呼ぶ。

次に、正三角形の頂点にあるスピンの反強磁性的相互作用でつないだ、3つのスピンからなる系を考える。この系の基底状態は**Fig.3(b)**のようになる。正方形の系とは異なり、スピンは、1つの相互作用にとって有利でない配置になっており (**Fig.3(b)**の×の部分)が有利でない配置になっている相互作用)、縮退した基底状態の個数が $J > 0$ の場合に比べて多くなっている。このような状況をフラストレーションと呼ぶ。一般に、反強磁性的相互作用でつながれた三角形が基本単位となっている系では、フラストレーションが生じる。

スピンの個数が巨視的なフラストレーション系では、基底状態の数も巨視的になる。例えば、三角格子上の反強磁性Isingモデルの場合、**Fig.4**の(a)の状態と(b)の状態は等しいエネルギーであり、ともに基底状態である。このように、フラストレーション系においては、エネルギー的な損をどの相互作用に押し付けるか、という任意性がある。その結果として巨視的な縮退度 (エントロピー) を生み出す

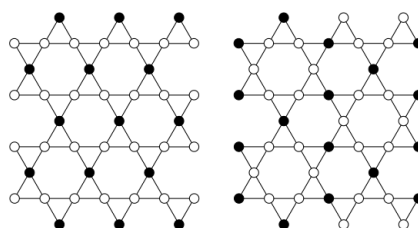


Fig.5 Two examples of the ground state of kagome Ising antiferromagnet.

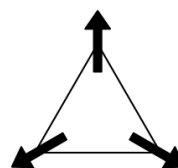


Fig.6 Three vector spin system. 120-degree structure is ground state of this system.

のである。この系は絶対零度でも有限のエントロピー (残留エントロピー) を持つ。この値は1つのスピンあたり $0.323 k_B$ である。²⁻⁵⁾ この系の1つのスピンあたりの全エントロピーは $k_B \log 2 = 0.693 k_B$ であるから、全エントロピーのうち、46.6 % のエントロピーが絶対零度で残存している。

カゴメ格子 (**Fig.5**) 上の反強磁性Isingモデルも非常に大きな縮退度を有することが知られている。この系の残留エントロピーは1つのスピンあたり $0.502 k_B$ 程度であると見積もられている。⁶⁾ カゴメ格子は正三角形を頂点共有しており、正三角形を辺共有している三角格子に比べて制約条件が緩い。そのため、カゴメ格子反強磁性Isingモデルの場合は、全エントロピーの72.4 % の非常に大きな割合のエントロピーが絶対零度において残存する。

これまで $S_i = \pm 1$ の2値のみを取るIsingスピン系について考察してきた。次に、スピン自由度がベクトルで表される系を考えよう。このときハミルトニアンとして、

$$H = - \frac{J}{2} \sum_{\langle i, j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

を考える。ここで、 $J < 0$ を考える。また、 $\vec{S}_i$ は長さ1の3次元ベクトルであり、スピンは勝手な方向を向けるとしよう。正三角形の頂点にスピンがある系の基底状態は**Fig.6**のようになる。スピン間の相対角度が120度であることから、これを120度構造と呼ぶ。全ての相互作用が平等に妥協することで基底状態が形成されるのである。

Fig.6 ではスピンの向きが紙面に平行である場合を描い

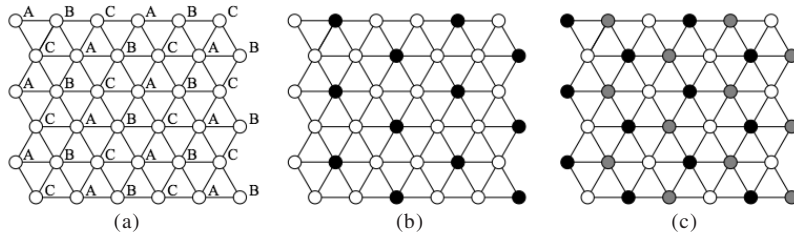


Fig.7 (a) Three sublattice structure of triangular lattice. A, B, and C denote the components of sublattice. (b) Ferrimagnetic phase and (c) partial disordered phase. Gray circles denote disordered spins.

たが、紙面に対して任意の角度の平面内で120度構造であっても基底状態となる。120度構造を形成する平面を定める秩序変数が、ベクトルカイラリティと呼ばれる量である。^{7,8)} ベクトルカイラリティは、

$$\vec{\kappa} = \frac{2}{3\sqrt{3}} (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2 + \vec{S}_2 \times \vec{S}_3 + \vec{S}_3 \times \vec{S}_1)$$

で定義される。ベクトルカイラリティが関与する物理現象は非常に興味深く、まとめて例を挙げて解説する。⁹⁾

これからフラストレーションの典型物質としてよく知られている積層三角格子反強磁性体、カゴメ格子反強磁性体を例にとり、特徴的な性質について述べる。これらの系では、縮退した状態が非常に多く存在するため、フラストレーション系に特有の相転移が起こる。

3. 積層三角格子反強磁性体と部分無秩序相

ABX₃ タイプ物質であるCsCoCl₃やCsCoBr₃は、Co²⁺イオンがfictitious spinと呼ばれる有効的なIsingスピンをもち、積層三角格子に配置されている。これらの物質の比熱の温度依存性は、1回の相転移を示しているように見えるが、中性子の磁気散乱強度は2回の逐次的な相転移を示しているような特徴的な温度依存性を示す。そのため、これらの物質の磁気構造については、古くから多くの議論がなされてきた。^{10,11)}

この物質の磁気秩序は、三角面内に強磁性的な次近接相互作用を持つ積層三角格子反強磁性Isingモデルを用いて説明される。このモデルのハミルトニアンは

$$H = -\frac{J_0}{2} \sum_{i,\mu} S_{i\mu} S_{i+1\mu} - \frac{J_1}{2} \sum_{i<\mu\nu>}^{N.N.} S_{i\mu} S_{i\nu} - \frac{J_2}{2} \sum_{i<\mu\nu>}^{N.N.N.} S_{i\mu} S_{i\nu}$$

と書ける。ここで $J_0, J_1 < 0$ であり、 $J_2 > 0$ である。また、 $S_{i\mu}$ はIsingスピンである。第1項は、積層方向の最近接相互作用の項であり、第2項および第3項はそれぞれ、三角面内最近接相互作用および次近接相互作用の項である。

このモデルの基底状態は、**Fig.7(a)**に示すような三副格子を考えたときに、3つの副格子のスピンのうち2つが平行

に揃い、残りの1つが反平行に揃うフェリ磁性相 (**Fig.7(b)**)である。温度を上げていくと、フェリ磁性相の他に中間相として2つの副格子が反平行に揃い、残りの1つが秩序化しない部分無秩序相 (**Fig.7(c)**)が現れる。この温度領域では、すべて揃うよりも部分的に無秩序になった方が、エントロピーが得であるために、3つの副格子のうち1つが無秩序状態になるのである。¹²⁾

部分無秩序相によって、中性子散乱の温度依存性を説明することができるが、部分無秩序相からフェリ磁性相への相転移において比熱に異常がないことから、部分無秩序相の熱力学的な安定性が長い間疑問に思われていた。しかしながら、現在では部分無秩序相からフェリ相の転移は、一次転移であるが潜熱が非常に小さいため、観測することが難しいという事が解っている。¹³⁾

最近では、関連した物質としてRbCoBr₃やTlCoCl₃など磁気相転移の他に構造相転移も示す物質も作製されている。構造相転移によって三角格子が歪み、フラストレーションの一部が解消されると、相転移にどのような影響があるかなどが調べられている。^{14,15)}

4. 容易軸異方性のあるカゴメ格子反強磁性体における異常強磁性相の発現

ここでは容易軸異方性のあるカゴメ格子反強磁性体における、新奇な強磁性秩序について紹介する。カゴメ格子反強磁性体の物質としては、Jarosite^{16,17,18)}やVolborthite,¹⁹⁾ Herbertsmithite²⁰⁾などが挙げられる。ここで取り扱うハミルトニアンは、

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \Delta S_i^z S_j^z)$$

である。先ほどの積層三角格子反強磁性体の場合とは異なり、スピンのベクトルで表されるものとする。例えば、 S_i^x は $\vec{S}_i$ のx成分とする。このハミルトニアンはIsing ($\Delta = \infty$), XY ($\Delta = 0$), Heisenberg ($\Delta = 1$)のいずれの場合においても有限温度で相転移を起こさないことが知られている。^{21,22)} 今回我々は容易軸異方性を考える (つまり、

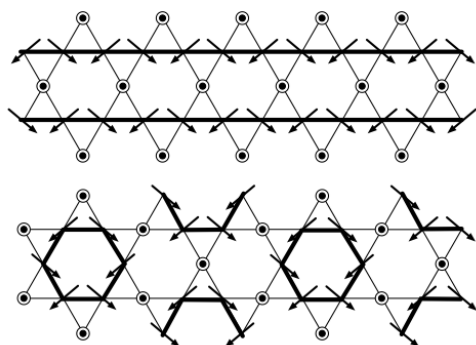


Fig.8 Two examples of the ground state of kagome antiferromagnets with easy-axis anisotropy. The thick lines denote the weathervane loops where the spins can rotate all together without energy loss.

$\Delta > 1$ とする)。この場合、カゴメ格子内の1つの正三角形に注目すると、基底状態は120度から歪んだ構造になり、三角形1つに対して、 S^z 方向に磁化が生じる。カゴメ格子反強磁性体の基底状態は、上で考えた正三角形を敷き詰めた状態である。例えば、**Fig.8** のような状態が基底状態となっている。

この系は有限温度で2次相転移を引き起こすことが知られている。この相転移は、2次元Isingモデルのユニヴァーサルリティークラスに属するという結果と、²³⁾ 臨界指数の容易軸異方性パラメータ Δ 依存性を調べた結果、2次元Isingモデルのユニヴァーサルリティークラスからわずかにずれるという可能性が指摘されている。²⁴⁾

先ほどの例に出てきた $\vec{S}_B$, $\vec{S}_C$ は角度 ϕ という自由度があり、この2つのスピンは互いにXY成分は反対方向を向きながら連動的に動くことにより、エネルギーの損なしに連続的な変形が可能である。この連続的なスピン回転が可能な線を結ぶとループを描くことができ、ループに沿った連動的なスピン回転は、あたかも風を受けて回転する風見鶏のようである。そのため、この線は「風見鶏ループ」と呼ばれている。^{25,26)} **Fig.8** の太線が風見鶏ループである。基底状態の配置は風見鶏ループで埋め尽くすことが可能である。風見鶏ループ1本につき、 2π の自由度があるため、風見鶏ループの本数が多ければ多いほど、エントロピー的に得な状態となる。モンテカルロ法を用いて有限温度における風見鶏ループの振る舞いを調べ、特徴的な緩和現象があることが報告されている。²⁵⁾

また、この系の基底状態は数多く縮退しているが、熱揺らぎがわずかにある極限 ($T \rightarrow 0+$) ではエントロピーの効果により、縮退している基底状態のうち、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造

が安定化する。つまり、熱揺らぎによって秩序状態が形成されるのである。このような、揺らぎが起因となる秩序形成はorder by disorderと呼ばれ、フラストレーションが重要な役割を担っている現象の1つである。^{27,28)}

5. まとめ

以上、駆け足で筆者らの研究を中心にフラストレーションと相転移について紹介してきた。紙数の都合で取り上げられなかった興味深い事例のうち、本稿で述べた現象に密接に関係する最近の研究についてキーワードを列挙することで、解説の代わりとしたい。

基底状態が非磁性の状態である系において、磁性励起状態が基底状態に比べて多く縮退していると、有限温度ではエントロピーの効果によって励起状態に対応する秩序相が現れる場合がある。この場合には温度を下げていくと、無秩序相 $\rightarrow$ 秩序相 $\rightarrow$ 無秩序相という、秩序変数が非単調に振る舞う相転移（リエントラント相転移）を示す。リエントラント相転移は、フラストレーション系で多く発見されており、その秩序形成過程について多くの研究がなされている。²⁹⁻³¹⁾

フラストレーション系では秩序相として、しばしば、らせん構造が形成される。³²⁾ らせん秩序相でのカイラリティと電気的な性質とが関係している現象が盛んに研究されている。例えば、電気的秩序と磁気的秩序が共存するマルチフェロイックス物質がある。³³⁻³⁵⁾ また、らせん磁性相のらせんピッチが変化することによって、電子波動関数の局在長が変化することが知られている。この現象を用いて電気伝導度を制御することが提案されている。³⁶⁾

フラストレーション系では、フラストレーションのない系に比べて、しばしば、基底状態への緩和が遅くなる。そのため、フラストレーション系の基底状態の性質を調べるには、効率良く基底状態へ遷移させる方法を検討する必要がある。よく用いられている方法として、十分にゆっくり温度を下げることににより系を基底状態にする熱的アニーリングが挙げられる。別の方法として近年盛んに研究されているのは、温度を制御する代わりに量子揺らぎを制御して、系を基底状態にする方法である。例えば、Ising スピン系に横磁場を印加すると量子揺らぎが生じ、 $S = +1$ と $S = -1$ の状態の量子力学的混合が起こる。横磁場を印加したまま温度を下げ、横磁場を印加した場合の基底状態を準備した後、そこから徐々に横磁場を弱めていくことにより、横磁場が無い場合の基底状態を得る。これを量子アニーリング法という。³⁷⁻³⁹⁾ 量子アニーリング法では、量子揺らぎによる秩序形成（量子order by disorder）を調べる方法としても適しており、フラストレーションが強い系に量子アニーリング法を用いたときの量子order by disorder機構につ

いて議論されている。⁴⁰⁾

最後にまとめとして、D. P. Landau と K. Binder の言葉⁴¹⁾を借用したい。「実験，理論，シミュレーションの3つが連携することによってはじめて，自然現象を深く理解することができる」。フラストレーション系の相転移のように一見理解が困難な対象に取り組む際には，まさにこの考え方が重要である。高品質な系の合成や高精度の測定を行うことにより，フラストレーション系の諸物性を実験的に明らかにすると同時に，理論の構築，大規模シミュレーションが相互作用することによって，新しい物性が発見され，さらには新しい機能性物質の開拓につながると考えられる。

本原稿の内容に関して，宮下精二教授，永長直人教授，川島直輝准教授，Eric Vincent 教授，Hans De Raedt 教授，Bernard Barbara 教授，西脇洋一博士，桂 法称博士，平野真樹氏，松田佳希氏，田村 亮氏，森 貴司氏ならびに宮下精二研究室，川島直輝研究室の方々との議論がありました。この場を借りて感謝いたします。

文 献

- 1) W. Gebhardt and U. Krey, 相転移と臨界現象, 吉岡書店 (1992).
- 2) G. H. Wannier, *Phys. Rev.* **79**, 357 (1950); *Phys. Rev. B* **7**, 5017 (1973).
- 3) K. Husimi and I. Syozi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 177 (1949).
- 4) I. Syozi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 341 (1949).
- 5) R. M. F. Houtappel, *Physica* **16**, 425 (1950).
- 6) K. Kano and S. Naya, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 158 (1953).
- 7) H. Kawamura and S. Miyashita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 9 (1984); *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 4138 (1984).
- 8) S. Miyashita and H. Shiba, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1145 (1984).
- 9) H. Kawamura, *J. Phys. Condens. Matter* **10**, 4707 (1998).
- 10) M. Mekata and K. Adachi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **44**, 806 (1978).
- 11) W. B. Yelon, D. E. Cox, and M. Eibschütz, *Phys. Rev. B* **12**, 5007 (1975).
- 12) M. Mekata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 76 (1977).
- 13) N. Todoroki and S. Miyashita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 412 (2004).
- 14) Y. Nishiwaki, T. Kato, Y. Oohara, A. Oosawa, N. Todoroki, N. Igawa, Y. Ishii, and K. Iio, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 034707 (2006).
- 15) Y. Nishiwaki, T. Nakamura, A. Oosawa, K. Kakurai, N. Todoroki, N. Igawa, Y. Ishii, and T. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 104703 (2008).
- 16) S. Maegawa, M. Nishiyama, N. Tanaka, A. Oyamada, and M. Takano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 2776 (1996).
- 17) T. Inami, T. Morimoto, M. Nishiyama, S. Maegawa, Y. Oka, and H. Okumura, *Phys. Rev. B* **64**, 054421 (2001).
- 18) M. Nishiyama, S. Maegawa, T. Inami, and Y. Oka, *Phys. Rev. B* **67**, 224435 (2003).
- 19) Z. Hiroi, M. Hanawa, N. Kobayashi, M. Nohara, H. Takagi, Y. Kato, and M. Takigawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 3377 (2001).
- 20) J. S. Helton, K. Matan, M. P. Shores, E. A. Nytko, B. M. Bartlett, Y. Yoshida, Y. Takano, A. Suslov, Y. Qiu, J.-H. Chung, D. G. Nocera, and Y. S. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 107204 (2007).
- 21) I. Syozi, *Prog. Theor. Phys.* **6**, 306 (1951).
- 22) D. A. Huse and A. D. Rutenberg, *Phys. Rev. B* **45**, 7536 (1992).
- 23) A. Kuroda and S. Miyashita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 4509 (1995).
- 24) S. Bekhechi and B. W. Southern, *Phys. Rev. B* **67**, 144403 (2003).
- 25) S. Tanaka and S. Miyashita, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 145256 (2007).
- 26) S. Tanaka and S. Miyashita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 103001 (2007).
- 27) J. N. Reimers and A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. B* **48**, 9539 (1993).
- 28) C. L. Henley, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2056 (1989).
- 29) H. Kitatani, S. Miyashita, and M. Suzuki, *Physics Lett. A* **108**, 45 (1985).
- 30) S. Tanaka and S. Miyashita, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **157**, 34 (2005).
- 31) S. Miyashita, S. Tanaka and M. Hirano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 083001 (2007).
- 32) R. Tamura and N. Kawashima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 103002 (2008).
- 33) T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature* **426**, 55 (2003).
- 34) H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057205 (2005).
- 35) Y. Tokura, *Science* **312**, 1481 (2006).
- 36) S. Tanaka, H. Katsura, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 116404 (2006).
- 37) T. Kadowaki and H. Nishimori, *Phys. Rev. E* **58**, 5355 (1998).

- 38) S. Tanaka and S. Miyashita, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, e468 (2007).
- 39) S. Miyashita, S. Tanaka, H. de Raedt, and B. Barbara, *J. Phys.: Conf. Ser.* **143**, 012005 (2009).
- 40) Y. Matsuda, H. Nishimori, and H. G. Katzgraber, *J. Phys.: Conf. Ser.* **143**, 012003 (2009), arXiv:0808.0365.
- 41) D. P. Landau and K. Binder, "A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics", Cambridge Univ. Press (2000).

要 旨

フラストレーション系における相転移は極めて興味深く、物性科学において重要な課題である。本解説では、はじめに相転移について簡単に述べた後、フラストレーション系の特徴について、特に縮退度に着目して紹介する。その後、積層三角格子反強磁性体や容易軸異方性のあるカゴメ格子反強磁性体の性質について紹介する。最後に、フラストレーション系における相転移が関係する最近の研究について簡単に述べる。



田中 宗 Shu Tanaka
 東京大学物性研究所, The Institute for Solid State Physics, The Univ. of Tokyo, TEL.&FAX. 04-7136-3261, e-mail: shu-t@issp.u-tokyo.ac.jp
 研究テーマ：統計物理学, 物性物理学, 量子ダイナミクス
 趣味：読書, 音楽鑑賞, 映画鑑賞



轟木義一 Norikazu Todoroki
 千葉工業大学教育センター, The Education Center, Chiba Institute of Technology, TEL. 047-454-9615, e-mail: todoroki.norikazu@it-chiba.ac.jp
 研究テーマ：統計力学
 趣味：写真