

を導き、 $A(t)$ を一体分布関数から決めている。TDGLモデルでは“coarse-grained free energy”が用いられるため、sum-rule (1)は成立たないが、非線型項のため局所秩序パラメーターが飽和に近づいた段階では近似的に成立っているとできよう。この時、上の発展方程式は一体分布関数を導入しなくても、 $A(t)$ を self-consistent に決めることができ、計算は極めて簡単化される。

実はこの方法はKacの球型スピンモデルの動的拡張となることを示すことができる。まず、Gaussianスピン系に対し、交換型遷移確率を用いたマスター方程式を作れば(6)で $A(t)$ が温度で決まる定数で与えられる方程式が導かれる。 A は $T < T_c$ では負であり、 $q^2 < |A|$ において全く不安定である。ここで飽和効果をsum-rule (1)によって導入すれば、 A は時間に依存するようになり上述の方法に帰する。これは、

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left\langle \left(\frac{1}{N} \sum s_i^2 - 1 \right)^2 \right\rangle_t = \text{finite}$$

である限り、Kacの球型モデル $(1/N) \sum s_i^2 = 1$ の動的拡張となっている。球型模型では平衡状態の諸性質が厳密に知られており、どのように平衡状態に達するかを明白に見ることができる。

同じ方法を、一体跳躍型遷移確率から出発することにより、核形成の問題にも適用できる。結果は、磁化曲線の内部での自由エネルギーバリアの存在を示唆する、準安定的振舞を明白に示している。

詳細はプロGRESSに投稿中である。

スピノーダル線および臨界線近傍における 縮退イジングスピン系の緩和過程

名大・工 本 田 勝 也
中 野 藤 生

準安定状態の動力学的な特徴を明らかにするために、縮退イジングスピン系¹⁾を運動学的ワイス近似で調べる。この体系は、その縮退度に応じて1次および2次の相転移を起す。¹⁾ここではスピン変数が0と ± 1 の値をとり、縮退度が

$$D(+1) = D(-1) = Ap/2, \quad D(0) = Aq = A(1-p)$$

(A も p も正の定数。また $0 < p < 1$) で与えられ、各スピン間には、強磁性的交換相互作用が存在するものとする。この場合、2種の巨視的変数

$$x \equiv (N_+ - N_-)/N \text{ と } y \equiv N_0/N$$

とが考察の対象となる。ただし N_σ ($\sigma = 0, \pm 1$) はその値が σ に等しいスピンの個数で、 N はスピンの総数である。

確率関数 $P(N_+, N_0, N_-; t)$ の従うマスター方程式に、

$$NP(N_+, N_0, N_-; t) = \exp [N\varphi(x, y, t)]$$

によって定義される x, y の関数 φ を用いて $1/N$ 展開を施す。²⁾ 最大確率点の軌跡 $\bar{x}(t)$, $\bar{y}(t)$ は、

$$\alpha^{-1} d\bar{x}/dt = X(\bar{x}, \bar{y}), \quad \alpha^{-1} d\bar{y}/dt = Y(\bar{x}, \bar{y}) \quad (1)$$

によって与えられる。 α は定数である。 X および Y は無次元の温度の逆数 β を用いて、

$$\begin{aligned} X(x, y) &= -2(p^{-1} - q^{-1})y \operatorname{sh}(\beta x/2) \\ &\quad + 2p^{-1} \operatorname{sh}(\beta x/2) - 2p^{-1}x \operatorname{ch}(\beta x/2) \\ Y(x, y) &= -2(p^{-1} + q^{-1})y \operatorname{ch}(\beta x/2) \\ &\quad + 2p^{-1} \operatorname{ch}(\beta x/2) - 2p^{-1}x \operatorname{sh}(\beta x/2) \end{aligned}$$

のように表わされる。(1)式における停留点 x_0, y_0 は分子場近似によって導かれる自由エネルギーの停留値に他ならない。¹⁾

安定または準安定な停留点に向う線型緩和過程について考察する。臨界線、三重臨界点およびスピノーダル線上で発散する緩和時間をもつ固有モードが存在する。この固有モードの振幅比 $x : y$ と緩和時間の臨界指数とを表に示す。準安定状態の極限であるスピノーダルにおいては、他の2つの場合と異なって、自由度 x と y の結合が強く、また臨界指数が小さくなっていることが見られる。

Effects of Magnetic Interaction on Phase Separation
in Binary Alloys II. Dynamic Behavior

	臨界線近傍 $p > p_t$	三重臨界点近傍 $p = p_t$	スピノーダル線近傍 $p < p_t$
振幅比 $x : y$	$1 : (\beta_c^{-1} - \beta^{-1})^{1/2}$	$1 : (\beta_t^{-1} - \beta^{-1})^{1/4}$	$1 : 1$
臨 界 指 数	1	1	$1 / 2$

β_c^{-1} ; 臨界温度

β_t^{-1} ; 三重臨界温度

p_t ; 三重臨界縮退度

参 考 文 献

- 1) H. Nakano, Prog. Theor. Phys. **53** (1975), 1566.
- 2) R. B. Griffiths, C. Y. Weng and J. S. Langer, Phys. Rev. **149** (1966), 301.
R. Kubo, K. Matsuo and K. Kitahara, J. Stat. Phys. **9** (1973), 51.

Effects of Magnetic Interaction on Phase Separation
in Binary Alloys II. Dynamic Behavior

京大教養 川 崎 辰 夫

先に報告した (P. T. P. **58** (1977), 1357), 二元合金の相分離の際の磁気相互作用の効果の内の, 静的性質に対する結果によると, 結局の所 $I = J^{AA} - 2J^{AB} + J^{BB}$ の符号が重要な役割を演ずる。 $I > 0$ ならば相分離過程に効果的に磁気相互作用が働き, $I < 0$ ならば磁性混晶を形成しようとする作用の為, 相分離は抑制される。これは動的な振舞にも当然大きな影響を与える。本研究では, 次のハミルトニアンで記述される磁性二元合金

$$H = -\sum V_{ij} \mu_i \mu_j - \sum J_{ij} \sigma_i \sigma_j - \sum I_{ij} \mu_i \mu_j \sigma_i \sigma_j \quad \left(\begin{array}{l} \mu: A(+1), B(-1) \\ \sigma: \pm 1 \end{array} \right)$$

($J = J^{AA} + 2J^{AB} + J^{BB}$) について Biuder の処法に従って連立 TDGL 方程式をつくり, 両秩序過程の相互作用を調べた。