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。先ず，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，

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

である限り，Kacの球型モデル $(1/N)\Sigma s_i^2 = 1$ 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。

詳細はプログレスに投稿中である。

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，

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

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，

$$X(x,y) = -2(p^{-1} - q^{-1})\, y\, \mathrm{sh}(\beta x/2) + 2p^{-1}\, \mathrm{sh}(\beta x/2) - 2p^{-1} x\, \mathrm{ch}(\beta x/2)$$

$$Y(x,y) = -2(p^{-1} + q^{-1})\, y\, \mathrm{ch}(\beta x/2) + 2p^{-1}\, \mathrm{ch}(\beta x/2) - 2p^{-1} x\, \mathrm{sh}(\beta x/2)$$

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。

	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

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

$(J = J^{AA} + 2J^{AB} + J^{BB})$ 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。