18. 臨界指数は幾何学的パターンを表わすか？

阪大・基工　長　尾　成　一

3次元 Ising 系（sc 格子）において，MC simulation を実行した。幾何学的パターンとしては droplet を問題にした。それは，密度 $\rho(r)$ が半径 r の減少関数であり，かつ $\rho(r) > \langle\rho\rangle_T$ を満す cluster と定義される。ここで $\langle\rho\rangle_T$ は系全体の熱平均密度。

サイズ l の droplet のサイズ分布は，

$$n_l \approx l^{-\tau} \exp[-(K-K_c)^{\mu} s l^{\zeta}]$$

で与えられる。ここで $(K-K_c)^{\mu}$ は表面張力，K は換算温度，sl^{ζ} は表面積である。この式は Fisher の提案したものを幾何学的条件を満すように書き換えたもの（例えば，$l \sim R^D$，R は半径，$D = d-\beta/\nu$；$S(l) \approx sl^{\zeta}$，$\zeta = (d-1)/D$；$r(\varepsilon) = (K-K_c)^{\mu}$，$\mu = \nu(d-1)$）と適合するが，数値の一致は充分とは言えない。

Shell 粗視化法：$\rho(r)$ の計算法として，各 MC step 毎に全ての格子点で同心球殻を想定して，球殻毎に ρ を計算する方法が有効である。特に percolation 的発散の困難は解消する。

参考文献

N. Nagao J. phys. **A18** （'85） 1019.

19. 伸びた欠陥系のダイナミクスとクロスオーバ

東北大・工　山　崎　義　武
湘北短大・電子　落　合　萌
東北大・教養　福　田　義　一

〝パターン形成の運動と統計〃の問題を伸びた欠陥系のダイナミクスの題材の中で，〝欠陥の連った形のダイナミクスと物理的性質との関係〃という観点から考えてみる。それは同時に

又，構造欠陥，トポロジカルな欠陥，等を含んだ〝無秩序な欠陥系〟の相転移と臨界現象の研究として大変興味ある問題の一つになっている。現実には，点欠陥が独立して分布しているだけでなく，欠陥が互に連結して〝伸びた欠陥線〟や〝伸びた欠陥面〟からなるクラスター様の形を形成して無秩序に分布している場合が多い。又，欠陥を含む系の動的な性質は，オーダーパラミタの性質〔(A)非保存場，(B)保存場，(C)保存場（例えば，エネルギー密度）と相互作用する非保存場〕によって異った振舞が予想される。問題を大胆に単純化して，d 次元空間の cubic 異方性をもつ N 成分スピン（の母体）系に於て，伸びた欠陥が ε_d 次元の空間にわたって形成され，残りの $\tilde{d}\,(\equiv d-\varepsilon_d)$ 次元の空間で無秩序に分布する体系を考える。欠陥濃度はパーコレーションの臨界値に比べて小さい領域を調べる。$\varepsilon_d=0,1,2$ の系は，それぞれ，純粋な点欠陥，線状欠陥，面状欠陥の無秩序に分布する系である。ε_d が正の非整数の系は，伸びた欠陥が複雑な形のクラスターを形成して，無秩序に分布する現実の系である。

我々は既に非常に興味ある現象〔XY スピン系は $\varepsilon^{1/2}$（$\varepsilon\equiv 4-d$）展開され，XY とハイゼンベルク型のスピン系では spiral trajectory を描く場合があり，その場合には臨界点近くで帯磁率などに振動的振舞が現われる；等々〕[1] を見い出したこれらの系のオーダパラミタの(A)非保存，(B)保存，(C)保存するエネルギー密度と相互作用した非保存，する三つの場合のダイナミクスを，ガウス型の無秩序な外力を伴った確率過程の式で表わし，くりこみ理論を適用して，動的な臨界的振舞を調べた。計算の詳細は Physica A（1986）（proof は既に校正，返送済）[2] で参照していたゞくとして，結論だけを書くと，これらの三つの場合の臨界的振舞は静的極限で同一の普遍性のクラスに縮退しているが，動的な振舞は(A)と(B)の場合異った普遍性のクラスに分かれ，(C)の振舞は主な ε_d の領域〔ε，$\tilde{\varepsilon}\,(\equiv\varepsilon+\varepsilon_d)$ の二つのパラミタ展開がほゞ妥当な領域〕で比熱の臨界指数 α が負の値をとるため(A)の普遍性のクラスに縮退している。即ち，(A)，(C) の場合：くりこまれた運動論的係数 λ の特異性は

$$k_\perp \leq \xi_\perp\,,\quad k_\parallel \leq \xi_\parallel \quad \text{のとき}\quad \lambda \sim \xi_\perp^{\,-z_\perp+2-\eta_\perp} \sim \xi_\parallel^{\,-z_\parallel+2-\eta_\parallel}$$

$$k_\perp \gtrsim \xi_\perp\,,\quad k_\parallel \gtrsim \xi_\parallel \quad \text{のとき}\quad \lambda \sim k_\perp^{\,z_\perp-2+\eta_\perp} \sim k_\parallel^{\,z_\parallel-2+\eta_\parallel}$$

で表わされる。動的臨界指数 $z_\perp$，$z_\parallel$ は $N>2$ のとき

$$z_\perp = 2+\left[\varepsilon\,4\,(1-N)+\tilde{\varepsilon}\,3N\right]/\left[12\,(N-2)\right]\,,\quad z_\parallel=2,$$

$N=2$ のとき

$$z_\perp = 2(1+2\delta^*), \qquad z_{/\!/} = 2, \qquad \delta^* \equiv \left[\{3\tilde{\varepsilon}(3\tilde{\varepsilon}-2\varepsilon)\}/\{8(353\tilde{\varepsilon}-36\varepsilon)\}\right]^{1/2}$$

Ⓑの場合：くりこまれた輸送係数 λ の特異性は

$$\lambda^{-1} = (K_\perp^{-1})^{4-\eta_\perp - z_\perp} \ \lambda_b^{-1} \quad , \qquad \lambda^{-1} = (K_{/\!/}^{-1})^{2-\eta_{/\!/}+2\nu_\perp/\nu_{/\!/}} \ \lambda_b^{-1}$$

の関係式で表わされ，動的臨界指数は

$$z_\perp = 4 - \eta_\perp \ , \ z_{/\!/} = 2 - \eta_{/\!/} + 2\nu_\perp/\nu_{/\!/}$$

となる。こゝに，欠陥の〝ない空間″と〝ある空間″を〝⊥″と〝//″の添字で区別した。Ⓐ,Ⓑの場合の臨界指数 $z_\perp$, $z_{/\!/}$ の3次元と2次元の場合の数値を表にまとめる。Ⓒ の場合の値はⒶ表の値と同じであるが，ε, $\tilde{\varepsilon}$ の展開の妥当でない領域（＊印）が除かれる。伸びた欠陥は η の値を大きくする，即ち短距離相関効果が大きくなることを示している。

表　3次元，2次元系の動的臨界指数

Model A	$z_\perp$ ($z_{/\!/}$ = 2.)					
d	3			2		
ε_d \ N	2	3	6	2	3	6
0	2.138	2.083*	1.958*	2.195	2.167*	1.917*
0.2	2.172	2.233	2.033*	2.221	2.317*	1.992*
0.4	2.201	2.383	2.108	2.244	2.467*	2.067*
0.8	2.248	2.683	2.258	2.284	2.767	2.217*
1.1	2.277	2.908	2.371	2.311	2.992	2.329
1.6	2.320	3.283	2.558	2.350	3.367	2.517
1.9	2.344	3.508	2.671	2.372	3.592	2.629
Model B	**$z_\perp$ ($z_{/\!/}$ = 4)**					
d	3			2		
ε_d \ N	2	3	6	2	3	6
0	4.	3.854	4.076	4.	3.733	4.142
0.2	3.681	3.614	3.942	3.598	3.514	4.014
0.4	3.632	3.396	3.817	3.560	3.308	3.893
0.8	3.554	2.996	3.590	3.495	2.922	3.670
1.1	3.506	2.718	3.434	3.452	2.650	3.514
1.6	3.437	2.279	3.189	3.391	2.215	3.270
1.9	3.401	2.025	3.049	3.357	1.962	3.129

我々の系には固定点として，ガウシアン〔G〕，規則系の Ising〔P_I〕，N成分〔P_N〕，cubic 異方性のN成分〔P_N^c〕，伸びた欠陥系の Ising〔D_r〕，N成分〔D_u〕，cubic 異方性 XY〔D_{xy}^c〕，N成分〔D_N^c〕，が存在する。それらの固定点の近くでのクロスオーバの振舞について調べた[3)]ので報告した。

1) Y. Yamazaki, A. Holz, M. Ochiai & Y. Fukuda, J. Stat. Phys. **41** 497 (1985)
Y. Yamazaki, A. Holz, M. Ochiai & Y. Fukuda, Phys. Rev. **B33** 3460 (1986)
Y. Yamazaki, M. Ochiai, A. Holz & Y. Fukuda, Phys. Rev. **B33** 3472 (1986)
2) Y. Yamazaki, Y. Fukuda, A. Holz & M. Ochiai Physica A (1986)
3) Y. Yamazaki, Y. Fukuda & M. Ochiai, (in preparation)

20. 3次元非一様MHDプラズマにおける多次元ソリトンの自己形成

名大・理　戸　次　直　明

§1. 序論

完全可積分系であるソリトン系に散逸と外力の項等の非可積分項が加わった場合（摂動が小さい時），ソリトンは空間的な構造は安定で時間的にはカオティックに振舞うことが，最近，明らかになってきた[1)]。一方，小さな抵抗だけを含む3次元一様MHD プラズマ中における磁場の自己形成過程が数値的に調べられている[2)]。これは，エネルギー緩和過程における3次元磁場の自己形成のダイナミックスをシミュレートした興味のある計算結果である。しかしながら，自然界には本来，非一様性や抵抗等による小さいけれど無視できない不安定性が存在する。したがって，不安定性と散逸とを含んだ系をモデルとして，3次元シミュレーションを実行することは，より現実的な立場で現象を説明することに役立つものと思われる。実際，核融合研究の基本的で重要な問題の一つに，閉じ込め磁場を横切って逃げるプラズマの損失の問題がある。密度勾配のあるプラズマの周辺部の振舞いは，このプラズマの異常損失の問題と密接に関係している。もし，周辺プラズマ中に，静電ポテンシャルや密度揺動などの多次元的なソリトンあるいは対流胞モードなどが自己形成する可能性があれば，この多次元ソリトンはプラズマの輸送に重要な役割を果すであろう。従って，周辺プラズマを記述する適確なモデルを用いて，多次元ソリトンが果して自己形成できるかどうかを調べることは，非常に興味のもてる問題の一つであろう。ここでは，3次元逓減MHD方程式[3)~5)]を周期境界条件のもとに初期値問題として，初期パルスの擾乱がどのように非線形発展し，どのように伝播するかを数値的に調べた結果について報告する。