4) S. Kai et al. in preparation.

5) 自由境界とは，ここでは境界が rigid ではなくて流体（液晶）であることを意味する。

3. トポロジカルな非線型励起と相転移

阪大・教養　川　村　　光

秩序状態からの励起としてフォノン・スピン波等の所謂線型励起の他に，ドメイン壁・vortex・インスタントン等非線型効果が本質的に重要な所謂トポロジカルな励起（欠陥）が存在し，しばしば重要な役割りを演ずる事は知られている。その際，欠陥の分類学に対してはホモトピー群の理論が極めて有効である。[1] 他方，特に低次元系についてはその相転移現象に於いても，これらのトポロジカルな励起が本質的役割りを演ずる場合がある事が近年認識されており，2次元XYモデル（あるいはヘリウム薄膜）の相転移に対する Kosterlitz-Thouless 理論[2] はその例である。トポロジカルな励起による相転移という概念自体はより一般的なものであろうという予想の下に，主として二次元系を中心にいくつかの典型的モデル系の相転移現象の研究を目下進めておりその結果について簡単に報告する。扱かうモデル系は

i）二次元XYモデル

ii）二次元ハイゼンベルクモデル

iii）二次元三角格子反強磁性ハイゼンベルクモデル

iv）二次元 Maier-Saupe モデル

i）二次元XYモデル

この系は winding number に対応し，0，±1，±2……の整数値(Z)をとるトポロジカルな量子数で特徴付けられる点欠陥（vortex）を持つ。single vortex はサイズに対数的によるエネルギーを持つ為，低温では正負の vortex がペアを作って励起される。Kosterlitz-Thouless によって指摘された様に，ある温度でこれらのペアはエントロピーの効果の為解離し，これが二次元XYモデルの相転移点を与える。通常の Long-range order は有限温度では存在しないが，二体のスピン相関関数の漸近型は指数型か巾型へ変化する。

ii）二次元ハイゼンベルクモデル

この系は整数量子数で特徴づけられるインスタントンを持つが，インスタンの励起エネルギーはそのサイズに因らない定数である為 Kosterlitz-Thouless機構は働かない。スピンの二体相関関数は有限温度では常に指数的に減衰すると思われている。トポロジカル数密度の符号の対称性の破れに伴う相転移が有限温度で存在するのではないかという指摘もあるが，[3] モンテカルロ計算の結果は否定的である。[4] この系はトポロジカルな相転移も含めて有限温度では相転移を示さない様である。

iii）二次元三角格子反強磁性ハイゼンベルクモデル

この系はフラストレーションの効果の為に対応するフェロの系(ii)とは全く異なった振る舞いを示す。偶奇性で特徴付けられる点欠陥（ Z_2 vortex ）を持ち，有限温度で Kosterlitz-Thouless 機構による Z_2 vortex の解離に対応した相転移が存在する事が予想される。[5] 一方スピン波（連続励起）の自由度の為，二体のスピン相関関数は常に指数的に減衰すると予想される。高・低温性を区別する量としては，格子ゲージ理論のオーダーパラメーターに類似な量を導入する事が可能である。

iv）二次元 Maier-Saupe モデル

これは液晶・分子結晶の最も単純なモデルとして知られているもので，棒状分子の配向を記述する director（向きなしスピン）の相対角度によるエネルギーを持つ。スピンで書くと，$-J\sum_{<ij>}(\vec{S}_i\cdot\vec{S}_j)^2$ のタイプのハミルトニアンで記述される系である。この系はやはり通常のスピン系(ii)と異なり，Z_2 vortex を持ち Kosterlitz-Thouless 機構による相転移を示す。[6]

三次元系を含めその他の系でも目下研究を進めているが，トポロジカルな励起による相転移という見方はかなり広い有効性を持っている様に思われる。

参考文献

1) G. Toulouse and M. Kléman, J. Phys. Lett. (France) **37** (1976) 149.
   N. D. Mermin, Rev. Mod. Phys. **51** (1979) 591.
2) J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. **C6** (1973) 1181.
3) H. Kawamura and S. Miyashita, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 9 and 4138.
4) Y. Iwasaki, Prog. Theor. Phys. **68** (1982) 448.

5) H. Kawamura, in preparation.
6) H. Kawamura, in preparation.

4. ユークリッド不変なフェイズ・ダイナミックス

九大・理　太　田　隆　夫

非平衡開放系では，しばしば，空間的に周期的な構造が出現する。レーリー・ベナルド系のロールや化学反応でみられる濃度の空間変化がその例である。このようなパターンの運動を記述する強力な方法としてフェイズ・ダイナミックスがある。[1),2)] 系を支配する運動方程式が安定な一次元周期定常解 $S_0(x)$ をもつとしよう。

$$S_0(x) = S_0(x+\ell) \tag{1}$$

ℓ は周期を表わす。S_0，例えば化学反応では空間の各点で定義された濃度である。周期構造が解(1)から少し歪んだとき，濃度の空間変化を次のようにおく。

$$S(\boldsymbol{r},\ t) = S_0(x-\phi(\boldsymbol{r},\ t)) + m(\boldsymbol{r},\ t) \tag{2}$$

周期の局所的な変化や1次元的な構造からの曲がり具合をフェイズ関数 $\phi(\boldsymbol{r},\ t)$ にとり入れ，それらにともなう濃度プロファイルの変化を $m(\boldsymbol{r},\ t)$ で表わす。Pomeau と Manneville[2)] は ϕ と m の空間変化が十分小さいとしてその最低次で

$$\partial_t \phi = \nu_1 \partial_y^2 \phi + \nu_\parallel\ \partial_x^2 \phi \tag{3}$$

を得た。ここに，$\nu_\perp$ と $\nu_\parallel$ は定数（ただし，ℓ には依る）。空間微分の高次までとりこんだ非線形フェイズ・ダイナミックスについては Kuramoto の研究がある。[3),4)]

系が無限に広がっている理想的な極限を考えると，出発の運動方程式が回転対称性をもっているとき，周期パターンの波数ベクトルの向きは縮退している。つまり，空間のある点の波数ベクトルの向きと，そこから十分はなれた点の波数ベクトルの方向とは大きく違いうる。したがって，パターンの大局的な時間発展をとらえるには運動方程式（例えば(3) をユークリッド不変な形に書かなければならない。最近，Cross と Newell[5)] はフェイズ $\phi(\boldsymbol{r},\ t)$ に対するユ