

- 8) H. R. Brand, S. Kai and S. Wakabayashi, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 255.
- 9) H. Yamazaki, S. Kai and K. Hirakawa, IEEE-IAS annual meeting Conf. Rec. (1985) pp. 1534.
- 10) R. Kubo, K. Matuno and K. Kitahara, J. Stat. Phys. **9** (1973) 51; M. Suzuki, Ad. Chem. Phys. **46** (1981) 195.
- 11) N. Hijikuro, Prog. Theor. Phys. **54** (1975) 592.
- 12) 矢山秀樹・高田守・甲斐昌一・平川一美, 九大工学集報 **52** (1979) 627 :
H. Yamasaki, S. Kai and K. Hirakawa, IEEE-IAS annual meeting Conf. Rec. (1985) pp. 1539.
- 13) 甲斐昌一, 平川一美, 月刊『フィジックス』第6巻 (1985) 470.
- 14) S. Kai, S. Wakabayashi and M. Imasaki, Phys. Rev. A (in print).
- 15) F. Sagues and M. San Miguel, Phys. Rev. **32** (1985) (in press).
- 16) Y. Yamada, N. Hamaya, J. D. Axe and S. M. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1665.
- 17) S. Kai, S. Wakabayashi, M. Imasaki and H. R. Brand, IEEE-IAS annual meeting Conf. Rec. (1985) pp. 1555.

26. ほとんど平らな界面系のダイナミックス*

九州共立大 長 井 達 三
九大・理 川 崎 恭 治

先に, われわれは, 層状イジング磁性体 $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{F}_4$ の秩序化過程を説明するために一次元キンク系のダイナミックスを研究した^{1,2)}。われわれは, そこで次のことを示した。

- (1) 秩序領域 (ドメイン) は対数的に成長し, それは指数関数型の引力相互作用に由来する。
- (2) 散乱構造関数 $S_K(t)$ は次の様にスケールされる:

$$\omega(K\bar{Z}(t)) = S_K(t) / S_{K=0}(t) \quad (1)$$

ここで, K は秩序化が進む方向を向く一次元波動ベクトルで, $\bar{Z}(t)$ は時間 t に依存する平均ドメイン・サイズである。この中, (1) の対数成長則は実験結果³⁾と一致した。(2) に関しては, 最近, 池田が中性子散乱実験を行ない, 図1に示す(白マル)ような結果を得た⁴⁾。横軸は半値巾 $4K \sim \bar{Z}(t)^{-1}$ でスケールしてある。実験点は, 試料の温度を転移点の上から急冷し

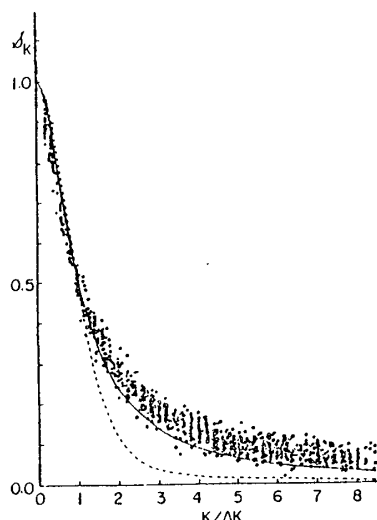


図1 散乱構造関数のスケール関数。

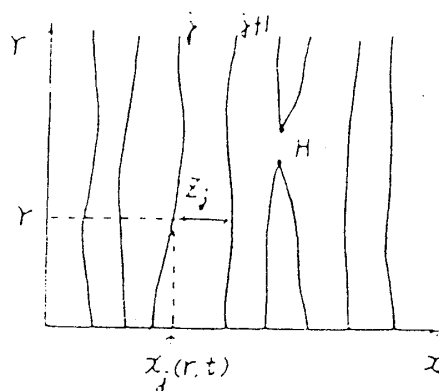


図2 界面系。

て転移点の下に保ち、約1時間から10時間の間に取られた。各時間での測定点は全体に一樣にばらついている。このことは、 ϕ が $K\bar{Z}(t)$ のユニバーサルな関数で、式(1)のスケール性を示すということを表わしている。一方、われわれの一次元キンク系の散乱構造関数は、図1の点線のようになる⁵⁾。両者は、 $K\bar{Z}(t) \sim 1$ の領域で大きく食い違っている。対数成長則と ϕ のスケール性は一致するのに、 ϕ の関数形が違うのは何故か？、これがこの報告の主題である。

上述の一次元キンク系は、完全に平らな界面系のモデルである。他方、 $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{F}_4$ は不純物Mgを含んでいるので、層内で完全な秩序を速やかに作るのは難しい。そのうえ、転移点に近いので層内でも臨界揺動が大きい。これらの事実は、“界面は完全に平らではなく、波を打っていて、一次元性からずれている”ということを暗示している。この波打ちの効果を見るために、キンクの運動方程式に曲率に比例する項を付け加える：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} x_j(\mathbf{r}, t) = & v \{ e^{-Z_j(\mathbf{r}, t)/\xi} - e^{-Z_{j-1}(\mathbf{r}, t)/\xi} \} \\ & + D \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} x_j(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、

$$Z_j(\mathbf{r}, t) \equiv x_{j+1}(\mathbf{r}, t) - x_j(\mathbf{r}, t).$$

図2に示すように、ほとんど平らな界面系を考える。界面は x 方向に並び、それに直角な $\mathbf{r}$ 方向に波打つ。 $x_j(\mathbf{r}, t)$ は j 番目の界面の点 $\mathbf{r}$ での x 座標である。 D, v, ξ は正の定数で、それぞれ、曲率力、引力相互作用の係数、界面の厚みである。

文 献

- * K. Kawasaki and T. Nagai, J. Phys. C に投稿中。
- 1) K. Kawasaki and T. Nagai, Physica 121A (1983) 175.
- 2) T. Nagai and K. Kawasaki, Physica 120A (1983) 587.
- 3) H. Ikeda, J. Phys. C16 (1983) 3563.
- 4) H. Ikeda, J. Phys. C に投稿中。
- 5) T. Nagai and K. Kawasaki, 発表予定。
- 6) T. Nagai and K. Kawasaki, Physica 134A (1986) 483.

27. パターンのコンピューターシミュレーション

九大・理 川崎恭治, 山中勝伸

最近, いろいろな物質の変化に富んだパターン, またはその複雑な動きに多くの視線が注がれている。このことは, 物性理論の世界に, 次のような時代が到来しつつあることを物語っていると思う。つまり, それは, 物質全体の情報から必要とする観測量を引き出すのではなく, 適切な情報の縮約によって観測量を計算するという時代の到来である。私たちは, 適切な情報の縮約を受けたものをパターンと呼び, そのパターンから観測量を導き出すことが今後の課題であろう。

私たちは, その第一歩として, 2H-TaSe_2 中に起こる CDW の整合・不整合相転移に着目した。この系の自由エネルギーは, 整合項と不整合項の競争という形を持つが, 不整合相は, 部分的には整合領域であり, エネルギー的に縮退した整合領域の集合と見なすことができる。私たちが, ここで取り扱うのは, その整合領域間の界面 (整合欠陥, 略して “DC” と呼ぶ) であり, この DC が様々なパターンを提供してくれる。

私たちは, 今回のコンピューターシミュレーションをドメイン構造をもつパターンの運動を再現するものとしてとらえており, 他の物質にも適用できると信じている。

私たちは, パターンの運動方程式を導出する基礎として TDGL 方程式を採用し, それに情報の縮約という操作をし, パターンの運動方程式を得た。その詳細については, K. Kawasaki, Ann. Phys. (N.Y.) 154 (1984) 319 を見てもらうことにして, ここでは, DC と DL (転位)