

論じた Kawasaki と Nagai による新しい理論が展開されており⁴⁾, 実験との対応は満足できる段階にいたっている。希釈反強磁性体をこの実験に用いたので, 秩序化したドメインの境界は rough になっていると推測されるが, この効果が界面の波打ちに反映されているものと考えられる。

- 1) H. Ikeda: J. Phys. C16 (1983) 3563.
- 2) K. Kawasaki and T. Nagai: Physica 121A (1983) 175.
- 3) H. Ikeda: 発表予定 (1986)
- 4) K. Kawasaki and T. Nagai: 発表予定 (1986)

25. 液晶に見られるパターン形成

九工大・工 甲 斐 昌 一

1. はじめに

液晶を約0.1mm 程度の間隔で電極ではさみ, 電界 ($\sim 1 \text{ kV/cm}$) を印加すると液晶内部に分子の巨視的な対流が発生する。電界強度を増すとこの対流は次々と形を変えながら最終的には乱流状態へ移っていく¹⁾。これが液晶にみられる電氣流体力学的不安定性 (Electrohydrodynamic Instability: EHD) である。この現象は $f > f_c$ (ある臨界周波数) でのパラメータ発振と $f < f_c$ での対流不安定性とに区別される²⁾。ここではこのような液晶の EHD に見られるパターン形成について報告する。

2. 秩序形成過程

対流不安定性 (ウィリアムズ・ドメイン不安定性) での定常的挙動は比較的良く研究され, 定性的に良く理解されているが, 過渡的な現象 (秩序形成過程) についての理解は決して深くない。直接可視化で秩序の形成過程が観測されることは大変便利であるが, $f < f_c$ でのロール不安定性 (ウィリアムズ・ドメイン不安定性) では, 測定の時間的問題等があつて過渡現象の詳細な研究が出来にくい。そこでここでは $f > f_c$ でのディレクターのパラメータ発振不安定性の過渡現象について述べる¹⁴⁾。この現象はしきい値電圧 V_c 以下の電圧から突然ステップ

状に V_c 以上の電圧にすると空間構造の形成とともにディレクターのパラメータ発振が生じる。液晶のディレクターの均一なパラメータ発振ではその振幅発展は空間自由度を持たない $y = a y - b y^3 + \eta(t)$ に従い、その平均値振幅 $y_0(t)$ とそのまわりの揺動 $\sigma_0(t)$ は

$$\sigma_0(\tau) = \left[\frac{A \exp(2a\tau)}{\exp(2a\tau) + \delta^-} \right], \quad \tau = t/t_m \quad (1)$$

であたえられる。ここで

$$y_\infty = (a/b)^{1/2},$$

また A, δ, δ^- は初期値に関連した定数である。また t_m は onset time で、分散の最大値で規格化されている³⁻¹²⁾。

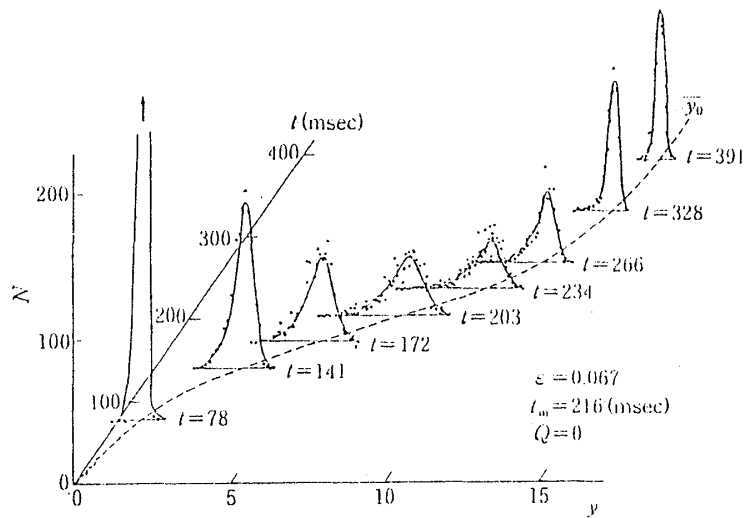


図1 (a) 分布の時間発展。

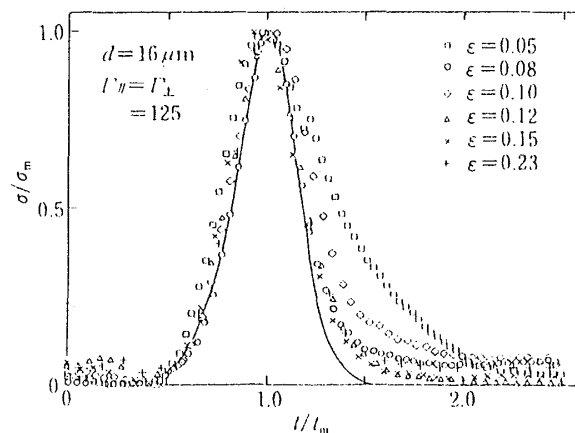


図1 (b) 分散 σ_0 の時間スケーリング。

第1図に1024回のステップ入力を入れて、パラメータ発振を起こさせた場合の振幅の発達経路の統計分布と(1)式による時間スケーリングの結果を示す。このように液晶の場合には欠陥の発生や不均一性のために $\nabla^2 y$ の項が存在し、発達の後期過程は上述の理論に一致しない。したがって第13図に示すように分散 $\sigma_0(\tau)$ が理論値(実線)から大きく外れる。このような外れはRbIの中性子散乱にも見られ系の特性長と臨界核サイズの関係が無視できなくなったものと理解されているが、同じことが言えるかもしれない¹⁶⁾。また、外部雑音を加わると、初期の分布は大きく変化するが、後期過程は雑音の影響を受けない。以上のように、過渡現象のダイナミクスは初期過程と後期過程では大きな差があり、明白に区別される¹⁴⁾。過渡的な空間的挙動は $\nabla^2 y$ に反映され、これは実空間での相互作用を表わす。この効果については対流中の欠陥の挙動と関連して現在詳しい研究が進行中であり、その一部詳細については他の解説に譲る¹³⁾。

3. 外部雑音の効果

液晶では外部雑音 ξ は秩序度 y と直接結合し、相乗確率過程と呼ばれる⁴⁻⁶⁾。これについて理論的に静的な効果や動的挙動が研究されている¹⁵⁾。これらの理論が最初の不安定点に対して示唆することは、(1) しきい値が雑音によって上昇する、(2) 雑音の相関時間と振幅によって、いくつかの定常状態が生じる(雑音によって誘起される転移)、(3) 形成時間が雑音に対して線形関係にあるなどである。これに対する我々の実験結果が図2に示されている¹⁷⁾。雑音を印加することによって対流発生のしきい値がどのように変わるかを示している。相関時間 $30 \mu\text{sec}$ のガウス雑音を 160 Hz の正弦波に重畳した場合(系の特性時間は $\sim 10 \text{ msec}$ 、ま

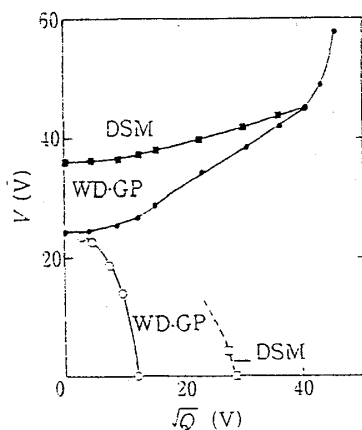


図2 雑音強度(Q)とパターンの相図。

WD: ウィリアムズドメイン

DSM: 乱流

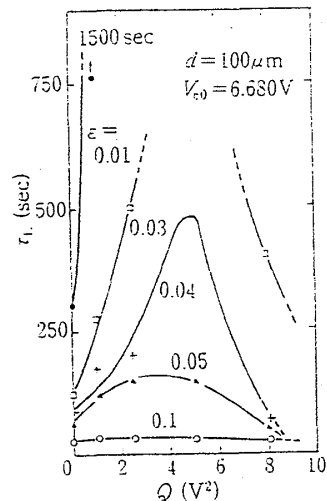


図3 緩和時間(形成時間)の Q 依存性。

た正弦波の特性時間は $\sim 1 \text{ m sec}$ であり、相関時間はこれらの値より十分短く、したがってこの雑音は系に対して白色ガウス雑音とみなせる)には、乱流も含めて各対流構造の発生しきい値は理論が予測するように雑音が系を安定化し、上昇する。一方、雑音の相関時間が正弦波の特性時間に近い 1 m sec の場合にはしきい値が下降し雑音は系をより不安定にする。このような効果は乱流点を含めてどの不安定点に関しても同様な傾向を示す。これは雑音がほとんど影響を示さないアスペクト比の小さい場合の熱対流系とは異なっている。しかし現在、カオスに対する雑音の影響についての研究はあるが空間的に非一様な系(EHDの乱流)に関する理論はまだないので比較できない。またウィリアムズ・ドメイン点での形成時間の雑音強度(Q)依存性は、正弦波電圧が小さい場合には Q に比例している。そのほか、第3図に示すように、形成時間は Q の比較的小さいところ($Q_c \sim 5 V^2$)で、しきい値からのズレ ϵ が小さくなるにつれて発散する傾向にある¹⁷⁾。このとき、 $Q < Q_c$ と $Q > Q_c$ とではロールの幅が異なる。これは一種のソフトモード型の転移と考えられ、文献15)に予測されている雑音誘起相転移と思われる。定性的には、正弦波のみで誘起される対流構造と雑音によって誘起される安定構造の競合によって、定常安定対流を形成するのに時間が必要となるためと考えられる。このように雑音印加は系の特性時間の異なった二つの系(一つの系の特性時間は雑音の相関時間より長く、他は短い)の安定性を互いに逆方向にシフトさせることができる¹⁷⁾。

4. おわりに

以上のように液晶に生じるパターンは空間自由度をもった秩序の形成過程として新しい現象を示すがその詳細はまだ今後の問題である。

文 献

- 1) K. Hirakawa and S. Kai, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **40** (1977) 261; S. Kai and K. Hirakawa, *Prog. Theor. Phys. Supp.* **64** (1978) 212.
- 2) H. Yamazaki, S. Kai and K. Hirakawa, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **122** (1985) 41.
- 3) S. Kabashima, M. Itsumi, T. Kawakubo and T. Nagashima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **39** (1975) 1183.
- 4) W. Horsthemke and R. Lefever "Noise Induced Transitions" Springer Verlag, Berlin, (1983).
- 5) A. Schenzle and H. R. Brand, *Phys. Rev.* **A20** (1979) 1628.
- 6) W. Horsthemke, C. R. Doering, R. Lefever and A. S. Chi, *Phys. Rev.* **A31** (1985) 1123; M. San Mignel and J. M. Sancho "Nonequilibrium Cooperative Phenomena in Physics and Related Fields" ed. M. G. Velarde, Plenum (1984).
- 7) S. Kai, T. Kai, M. Takata and K. Hirakawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47** (1979) 1379.

- 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 $\Delta K \sim \bar{Z}(t)^{-1}$ 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