微視構造を有する材料の力学(II)*

——液晶

木村 初男**

*Mechanics of Materials with Microstructure (II) - Liquid Crystals / Hatsuo KIMURA***Key words:** mechanics of director field, Fredericks transition, hydrodynamics of liquid crystals, disclinations, dynamics of disclinations

1. 液晶——異方性流体

巨視的には液晶は異方性流体であり、異方性は微視的構造に起因する。液晶物質は1万種以上知られ、その大多数は棒状(長さ20~30 Å, 幅4~5 Å程度)の有機分子であり、特有の温度範囲で液晶状態になる。その微視構造にはバラエティがあるが、表示素子用の工業材料として盛んに使われる主体はネマティック相と呼ばれるものであり、本稿はこれを中心に上げる。

ネマティック相は、最も単純な型の液晶相であり、分子は空間的には一様に分布し、その配置は無秩序で普通の液体と何ら変わらない。しかし、分子の向きがある方向に平均的にそろっており、これが異方性の原因である。そろっている方向を単位ベクトル $\mathbf{n}$ (一般に位置 $\mathbf{r}$ の関数: 配向ベクトルと呼ぶ) で表す。配向ベクトル $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ は液晶での分子配向の場(以下配向場と呼ぶ)を表す量で、液晶の状態を記述するのに欠かせない巨視的変数である。さまざまな物性定数は、 $\mathbf{n}$ の方向とそれに垂直な方向で異なるが、 $\mathbf{n}$ のまわりで軸対称であり、 $\mathbf{n}$ の方向と $-\mathbf{n}$ の方向は物理的に全く同等である。これらが、ネマティック相の基本的対称性である。

その他の型の液晶相としては、らせん的な配向のコレステリック相、層状構造のスメクティック相などがあり、特に最近では強誘電性を示すカイラル・スメクティック C 相が次世代の材料として期待され開発・研究が盛んに行われている。

液晶の実用化が始まったのは近々数十年のことであ

るが、弾性体と流体という二面をあわせ持つユニークな液晶の力学的性質はそれ以前から興味が持たれ、弾性論は1930年代に、流体力学は1960年ごろに基礎づけられた。液晶の標準的なテキスト^{1)~3)}や、最近液晶の力学に関する1章が加えられた Landau-Lifshitz の弾性論の教程⁴⁾などを参照されたい。液晶材料の開発・研究が進むにつれて、その力学的性質や現象をめぐっても新しい関心が高まっている。その一端を液晶に特有な配向場の力学に重点をおいて紹介したい。

2. 弾性論——配向場の平衡形

液晶の特徴は、巨視的性質が配向場 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ によることである。もし体積全体にわたって、 $\mathbf{n}$ =一定ならば、液晶は巨視的にも微視的にも一様である。しかし一般には境界条件(容器壁など)や外場(電場や磁場など)の影響によって、 $\mathbf{n}$ は空間的に変化している。このとき、 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ は液晶全体の自由エネルギーを最小にするように定まる。これは力学系の平衡状態がポテンシャルエネルギーを最小にするように定まるのと同じである。

一般に、単位体積当たりの液晶の自由エネルギーを

$$F = F_0 + F_d + F_i \quad (1)$$

と表し、 F_0 を一様な液晶($\mathbf{n}$ =一定)の自由エネルギー、 F_d を $\mathbf{n}$ の空間変化に伴って生じた増分

$$F_d = \frac{1}{2} \{ K_1 (\text{div } \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \text{curl } \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \text{curl } \mathbf{n})^2 \} \quad (2)$$

とする。 F_d を、液晶の変形エネルギー、またはフランクの自由エネルギーという。 $\text{div } \mathbf{n}$ だけが0でなく、他の $\mathbf{n} \cdot \text{curl } \mathbf{n}$ や $\mathbf{n} \times \text{curl } \mathbf{n}$ が0の場合を、広がり

* 原稿受付 昭和63年3月12日

** 名古屋大学工学部(名古屋市千種区不老町)

(a) 曲がり, $\mathbf{n}$ は円周方向 (b) 広がり, $\mathbf{n}$ は半径方向
中心は $m=1$ のディスクリネーション

図1

(splay) の変形, K_1 を広がり弾性定数という. 同様に, $\mathbf{n} \cdot \text{curl } \mathbf{n}$ だけが 0 でないのがねじれ (twist) 変形, $\mathbf{n} \times \text{curl } \mathbf{n}$ だけが 0 でないのが曲がり (bend) 変形であり, K_2, K_3 をそれぞれねじれと曲がりの弾性定数という. $K_1 \sim K_3$ をフランクの弾性定数という. 多くの液晶で $K_3 > K_1 > K_2$ であるが, 大きさは 10^{-6} dyn の程度である. この 3 種の変形は互いに独立で, 一般の変形はこれらの重ね合わせで表される.

また, F_f は外場によるエネルギーで, もし磁場 $\mathbf{H}$ が液晶に加わったとすれば,

$$F_f = F_{\text{mag}} = -\frac{1}{2} \chi_{\perp} H^2 - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 \quad (3)$$

と表される. ここで, 液晶の帯磁率 (反磁性) の, $\mathbf{H}$ が $\mathbf{n}$ に平行な場合と垂直な場合の値をそれぞれ $\chi_{\parallel}$, $\chi_{\perp}$ と表し, $\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$ とおいた. 通常 $\chi_a > 0$ で, その大きさは 10^{-6} cgs の程度である. (3) は, 磁場が $\mathbf{n}$ を磁場に平行に向ける働きを示している (その方が自由エネルギーが下がる). 電場 $\mathbf{E}$ が加わった場合も同様に表せる. (3) で χ_a を $\epsilon_a/4\pi$, $\mathbf{H}$ を $\mathbf{E}$ に置きかえればよい. ϵ_a は誘電率の異方性を表す.

これらの自由エネルギーのほかに, 境界条件が $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ を定めるのに重要な役をする. 容器に適当な表面処理を施して, $\mathbf{n}$ を壁面に平行, 垂直, 斜めなどかなり自由に配向させる技術が開発されている⁵⁾.

もし円筒に液晶を入れ, $\mathbf{n}$ が円筒の中心軸に垂直な面内で, 壁面に平行に向くよう境界条件を設定すると, 図 1 (a) のような曲がり変形が, また壁面に垂直に配向させるように設定すれば図 1 (b) のような広がり変形が生じる (ただし, 中心軸上を除く).

平行な 2 枚のガラス板の間に液晶を入れ, 上下の面内で $\mathbf{n}$ が互いに 90° をなす方向に配向させたものを, ねじれネマティックセル (TN セル) という. これは表示装置に使われる構成であるが, このとき容器の間ではねじれ変形が生じる (図 2).

これらの場合は, エネルギーを考えなくても境界条件だけから平衡形 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ がすぐわかる例である. 次に

図2 ねじれネマティックセル (直交 TN セル)

(a) $H < H_c$

(b) $H > H_c$

図3 フレデリックス転移

外場によって配向を変化させることを考えてみよう.

2 枚の平行ガラス板の間に液晶を封じ, 今度は上下面とも同じ方向に平行に配向するように境界条件を設定すると, 図 3 (a) に示すように至るところ $\mathbf{n}$ = 一定の状態ができる. このときの $\mathbf{n}$ の方向に x 軸, 上下方向に z 軸を取り, z 方向に磁場 $\mathbf{H}$ を加えたとしよう. すると, 磁場の方向へ向けようとするトルクと, 変形エネルギーから生ずる弾性トルクとの釣り合うところで, 図 3 (b) のような $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ の平衡形が実現すると考えられる. その形を求めるために,

$$n_x = \cos \theta(z), \quad n_y = 0, \quad n_z = \sin \theta(z) \quad (4)$$

とおけば, 自由エネルギーの $\mathbf{n}$ に関する部分は

$$F = \frac{1}{2} K \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin^2 \theta \quad (5)$$

で与えられる. ここで, 第 1 項は変形エネルギーであるが, $K_1 = K_2 = K_3 = K$ とおく近似 (1 定数近似) をした. この近似で計算が非常に簡単になり, しかも本質的な面は捕えられるので, 以下この近似を使う. この近似を使わない, もっとリアルな場合の計算は文献 1) ~ 3) などを参照して頂きたい.

全自由エネルギー $\int_0^d F dz$ (d は液晶の厚さ) を最小にするという条件から, 変分法によって $\theta(z)$ が満たすべきオイラー方程式

$$K \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \chi_a H^2 \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (6)$$

が得られるので, これを境界条件 $\theta(0) = \theta(d) = 0$ のもとで解けばよい. 一様解 $\theta = 0$ のほかに, $\theta(z)$ の最大値 θ_m が小さいときに成り立つ解

$$\theta(z) = \theta_m \cos(z/\xi), \quad \xi \equiv \left(\frac{K}{\chi_a} \right)^{1/2} \frac{1}{H} \quad (7)$$

が得られる。ここで、 ξ を磁気相関長という。しかしこの解が境界条件を $z=d$ で満たすためには、 $d=\xi\pi$ あるいは

$$H=H_c \equiv (K/\chi_a)^{1/2}\pi/d \quad (8)$$

でなければならない。したがって、磁場がしきい値 H_c より小さい間は一樣解しか有りえず、 H が H_c に達してはじめて図3(b)のような変形が生ずる。これは弾性体の棒などで生ずる座屈と類似の弾性不安定現象であり、フレデリクス転移と呼ばれる。

透明な液晶では、配向ベクトル $\mathbf{n}$ は光学軸であり、 $\mathbf{n}$ に変化が起これば光の透過の仕方に变化が生ずる。これを利用して、しきい値 H_c を越える磁場のオン・オフにより液晶中を透過する光の量や色を制御することができる。大ざっぱに、 $d \sim 10 \mu\text{m}$ とすると H_c は 10^4 Oe位である。同様な制御はもちろん電場でも可能であり、種々の境界条件のもとでの外場による配向転移が、液晶表示技術に応用されている。

3. 流体力学——配向場の運動

液晶の流体運動は、通常の粘性流体と同様にナビエ・ストークス方程式

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) v_i = -\partial_k (\Pi_{ki} - \sigma_{ki}) \quad (9)$$

で記述される。ここで ρ は密度、 $\mathbf{v}$ は流れの速度で v_i はその $i=x, y, z$ 成分、 Π_{ki} は運動量密度で

$$\Pi_{ki} = p\delta_{ki} + \rho v_k v_i \quad (10)$$

と表される。 p は圧力、 σ_{ki} は粘性応力テンソルの ki 成分であり、運動に伴うエネルギー散逸関数 D ($2D$ がエネルギー散逸速度を与える) から、

$$\sigma_{ki} = \frac{\partial D}{\partial (\partial_k v_i)} \quad (11)$$

として求められる。ここで、 $\partial_k \equiv \partial/\partial x_k$ と略記した。

液晶の特徴は、 D ないし σ_{ki} が配向ベクトル $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ に複雑に依存することである。非圧縮性 $\text{div } \mathbf{v}=0$ を仮定すれば、液晶の対称性の考察により

$$\begin{aligned} D = & \frac{1}{2} \eta (\partial_i v_k \partial_i v_k + \partial_i v_k \partial_k v_i) \\ & + \frac{1}{2} \xi_1 (n_i \partial_i v_j - \dot{n}_j) (n_k \partial_k v_j - \dot{n}_j) \\ & + \frac{1}{2} \xi_2 (n_i \partial_j v_i + \dot{n}_j) (n_k \partial_j v_k + \dot{n}_j) \\ & + \xi_3 (n_i \partial_i v_j - \dot{n}_j) (n_k \partial_k v_k + \dot{n}_j) \\ & + \frac{1}{2} \xi_4 n_i n_k n_j n_l \partial_i v_k \partial_j v_l \end{aligned} \quad (12)$$

と表しうることが知られる。ここで $\dot{n}_i \equiv \partial n_i / \partial t$ であり、同じ添字が2回現れている項はその添字について

和をとるものとする。このように、液晶の流体力学では5種の粘性係数 $\eta, \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$ が現れる*。

これだけではまだ不足で、 $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ に関する運動方程式が必要である。極角 $\theta(\mathbf{r}, t)$ 、方位角 $\varphi(\mathbf{r}, t)$ を用いて

$$\left. \begin{aligned} n_x &= \sin \theta(\mathbf{r}, t) \cos \varphi(\mathbf{r}, t) \\ n_y &= \sin \theta(\mathbf{r}, t) \sin \varphi(\mathbf{r}, t) \\ n_z &= \cos \theta(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

と表そう。自由エネルギー F を、 $\mathbf{n}$ の力学的運動に対するポテンシャルエネルギーと見なし、運動エネルギーを T と表して得られるラグランジュ関数

$$L = T - F \quad (14)$$

と、散逸関数 D を使えば、ラグランジュの方法で配向場の運動方程式が導かれる。すなわち、 $\theta(\mathbf{r}, t)$ に関しては

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) + \partial_x \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) + \partial_y \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) + \partial_z \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \theta} \\ = - \frac{\partial D}{\partial \dot{\theta}} \end{aligned} \quad (15)$$

$\varphi(\mathbf{r}, t)$ に関しては、同様にしてこの式で θ を φ に代えたものが得られる。通常、液晶で観測される運動は常に過減衰(overdamped)であるから、(14)では運動エネルギーの項を無視してよい。

この方程式とナビエ・ストークス方程式が、液晶の流体力学の基礎方程式である。液晶の流体運動や、電場の中で生ずるさまざまな電気流体力学的不安定性など多彩な現象が研究されているが、紙数の制約もあり割愛させて頂く。文献⁽⁶⁾⁽⁷⁾を参照されたい。ここでは、液晶の特徴量である $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ の運動に注目する。

例として、前章でとり上げたフレデリクス転移の際の $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ のダイナミックスを考えてみよう。この場合、 $\mathbf{n}$ は(4)の形、 F は式(5)に与えてある。問題は、 $\mathbf{n}$ の変化に伴って流れ $\mathbf{v}$ が生ずることであるが、図3の対称性から

$$v_x = v_x(z), \quad v_y = v_z = 0 \quad (16)$$

とおいてよい。(4)と(16)を(12)に代入し、さらに簡単のため $\sin \theta \sim \theta$ 、 $\cos \theta \sim 1$ とおいて θ について最低次の近似をすると、散逸関数は

$$D \simeq \frac{1}{2} (\eta + \xi_2) (\partial_z v_x)^2 + (\xi_2 - \xi_3) (\partial_z v_x) \dot{\theta} + \frac{1}{2} \gamma_1 \dot{\theta}^2 \quad (17)$$

と表される。ここで $\gamma_1 \equiv \xi_1 + \xi_2 - 2\xi_3$ とおいた。(5)と

* いわゆるレスリー係数($a_1 \cdots a_6$)との関係は、 $\xi_1 = \frac{1}{2}(a_5 - a_2)$ 、 $\xi_2 = \frac{1}{2}(a_6 + a_3)$ 、 $\xi_3 = \frac{1}{2}(a_6 - a_3) = \frac{1}{2}(a_5 + a_2)$ 、 $\xi_4 = a_1$ 、 $\eta = \frac{1}{2}a_4$ 。オンサーガーの相反関係から $a_6 - a_3 = a_5 + a_2$ の関係式(Parodiの式)が成り立つ。

(17)を用いて, (15) から $\theta(z, t)$ についての運動方程式

$$K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \chi_a H^2 \theta = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\xi_2 - \xi_3) \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (18)$$

が導かれる. 同様な近似で, ナビエ・ストークス方程式は

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\eta + \xi_2) \frac{\partial v_x}{\partial z} + (\xi_2 - \xi_3) \frac{\partial \theta}{\partial t} \right\} = 0 \quad (19)$$

となる. (18), (19) の連立方程式は数値計算で解かれているが, 近似的に (18) で右辺最後の流れの項を無視して考えてみよう. 現実の液晶, たとえば MBBA では 20°C 位のとき, γ_1 や $\eta + \xi_2$ は 1 poise の程度であるが, $\xi_2 - \xi_3$ は 10^{-2} poise の程度でかなり小さい. すると, (18) の近似解として,

$$\theta(z, t) = \theta_m(0) \exp(t/\tau) \cos \left\{ \frac{\pi}{d} \left(z - \frac{d}{2} \right) \right\} \quad (20)$$

が得られ, ここで平衡状態に達するまでの緩和時間 τ は

$$\tau^{-1} = \frac{\chi_a}{\gamma_1} (H^2 - H_c^2) \quad (21)$$

与えられる. もし, $H > H_c$ の磁場を切ったとすると, (21) で $H = 0$ において評価される $\tau \approx (d/\pi)^2 \gamma_1 / K$ ぐらいの時間で $\theta = 0$ の状態にもどる. $d = 10 \mu\text{m}$ とすると, 大よそ $\tau \sim 10^{-1} \text{ s}$ の程度である (最近の表示装置では d を小さくし, 材料を精選することにより, $\tau \sim 10^{-3} \text{ s}$ 近いスイッチングタイムも実現されている). 現実には, 流れの効果 (back flow 効果という) を無視できない場合もある.

4. ディスクリネーションとその運動

配向場に, $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ が不定になる特異点, 線, 面などができることがある. これらを配向場の欠陥と呼ぶ. 液晶ではディスクリネーション (disclination) と呼ばれる線状欠陥がしやすい.

図 1 (a), (b) の例の場合, ちょうど円筒の軸の上で $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ が不定であり, 中心軸がディスクリネーションになっている.

一般にどんなタイプのディスクリネーションがあるのか調べてみよう. それには, 変形エネルギーを極小にする $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ の形を調べればよい. 以下では, 配向ベクトルが xy 面内にあるとし, 液晶は z 方向に一樣な場合を考えよう. 図 4 のように

$$n_x = \cos \theta(x, y), \quad n_y = \sin \theta(x, y), \quad n_z = 0 \quad (22)$$

と置く. このとき 1 定数近似の変形エネルギーは

図 4 2次元の配向ベクトル

$$F_d = \frac{1}{2} K \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (23)$$

と表されるから, 単位厚さ当たりの自由エネルギー

$$\int F_d dx dy \quad (24)$$

を極小にする $\theta(x, y)$ は, 変分法により, 方程式

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = 0 \quad (25)$$

を満たさなければならない. この方程式の原点でだけ特異性をもつ解

$$\theta(x, y) = m \varphi(x, y) + \varphi_0 \quad (26)$$

ここで, φ_0 は任意定数, また

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) \quad (27)$$

が求める解: z 軸に沿ったディスクリネーションを表す. ただし任意のループに沿ってディスクリネーションを一周したとき, 配向ベクトルは元の値 $\mathbf{n}$ か, それと同等な $-\mathbf{n}$ に戻らねばならないから, (26) で係数 m は正負の整数または半整数でなければならない. m を, ディスクリネーションの指数または強さという.

$m = \pm 1/2$ の場合は図 5 (a), (b) の形である. 前の図 1 (a), (b) はそれぞれ $m = 1$, $\varphi_0 = \pi/2$ および $m = 1$, $\varphi_0 = 0$ の場合に当たる. $m = 1$ のときは, このように φ_0 の値によって全体の形が変わる. $m = -1$ の場合は, 図 5 (c) の形である.

このようなディスクリネーションができたときの, 変形エネルギーは, ディスクリネーションの単位長さ当たりで

$$I = \pi K m^2 \log \left(\frac{L}{r_c} \right) \quad (28)$$

となる. ここで, r_c はディスクリネーションの芯の半径, L は容器のサイズを表す. r_c の評価は難しいが, 幸い, (28) の対数因子 $\log(L/r_c)$ の大きさは, L や r_c の詳細な値には鈍感なので, いつも 10 程度と見なしうる. I をディスクリネーションの線張力という.

指数が m_1 と m_2 の 2 本の平行なディスクリネー

図5 ディスクリネーションの例

ションが、それぞれ点 (x_1, y_1) , (x_2, y_2) にある状態は、(26) の形の解の重ね合わせとして

$$\theta(x, y) = \sum_{i=1,2} m_i \tan^{-1} \left(\frac{y-y_i}{x-x_i} \right) + \varphi_0 \quad (29)$$

で与えられ (もっと多数のディスクリネーションがあるときにも同様に拡張できる), このときの変形エネルギーは

$$\begin{aligned} \int F_d dx dy &= \pi K (m_1 + m_2)^2 \log \left(\frac{L}{r_c} \right) \\ &\quad - 2\pi K m_1 m_2 \log \left(\frac{R}{r_c} \right) \end{aligned} \quad (30)$$

と計算される. この第2項で $R = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}$ はディスクリネーション間の間隔である. この結果は, ディスクリネーション間に

$$\frac{2\pi K m_1 m_2}{R} \quad (31)$$

の力が働くことを示している. m_1 と m_2 が同符号なら斥力, 異符号なら引力である. この力によって, ディスクリネーションは相対的に運動するだろう. その運動方程式も前章の方法で導くことができる.

もし, $m_2 = -m_1$ で, 流れを無視すれば, 2本のディスクリネーション間の間隔 R に関して, 運動方程式

MBBA の直交 TN セル (厚さ $10 \mu\text{m}$) の偏光顕微鏡写真. 転移点より 35°C に急冷して後の時刻を示してある. 明と暗の領域の境界線が $m=1/2$ のディスクリネーションである.

図6 ディスクリネーションの集団運動 (名大, 折原らによる)

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{2K}{\gamma_1 R} \left(\log \left(\frac{L}{r_c} \right) \right)^{-1} \quad (32)$$

が導かれる. これから, 最初 R_0 だけ離れていた反対符号のディスクリネーションは互いに接近し, 大よそ

$$t = \frac{\gamma_1}{4K} \log \left(\frac{L}{r_c} \right) R_0^2 \quad (33)$$

の時間後に, 合体し消滅すると予想される.

ディスクリネーションの運動の詳しい観察は今まであまり無かったが, 最近, 名大の折原らが行った例を紹介しよう⁸⁾. 彼らは, TN セルに MBBA ($47 \sim 20^\circ\text{C}$ でネマティック相) を封入し, 47°C 以上の高温から

35°Cに急冷し、その後の経過を偏光顕微鏡を通してビデオ撮影した(図6)。写真の明るい部分が右ねじれ領域、暗い部分が左ねじれ領域で、その境界線が $z=d/2$ の平面内にできたディスクリネーション($m=1/2$)である。はじめ、極めて複雑に入り組んでいた白黒の領域が、次第に単純な形に変わっていくのがよく見える。この運動は、全体の線張力を下げる方向へのディスクリネーションの変化として捕えられる。例えば、半径 R の円形ループに着目すると、これは(32)と同様な運動方程式に従ってしぼんで行き、消えてしまうことが確かめられた。また、ディスクリネーションの総延長は、ほぼ $t^{-0.44}$ に比例して短くなることが結論された。このようなディスクリネーションの集団運動の実験的・理論的研究は液晶の力学的性質の理解に寄与するだけでなく、無秩序な状態から秩序状態が形成されるプロセスのダイナミックスを理解する上でも興味深い。

貴重な写真を提供して下さった折原宏博士に感謝する。

文 献

- 1) P. G. de Gennes: The Physics of Liquid Crystals, Oxford Univ. Press, (1974).
- 2) S. Chandrasekhar: Liquid Crystals, Cambridge Univ. Press, (1977).
- 3) 岡野光治, 小林駿介共編: 液晶——基礎編, 培風館(1985).
- 4) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: Theory of Elasticity, 3rd Ed., Pergamon Press, (1986) Chap. VI.
- 5) 岡野光治, 小林駿介共編: 液晶——応用編, 培風館(1985)第2章.
- 6) F. M. Leslie: Theory of Flow Phenomena in Liquid Crystals, in *Advances in Liquid Crystals*, Vol. 4, G. H. Brown ed., Academic Press, New York, N. Y., (1979) pp. 1-81.
- 7) 甲斐昌一, 平川一美: 液晶のダイナミックス, 月刊フィジクス, 海洋出版, 51 (1985) 470.
- 8) H. Orihara and Y. Ishibashi: Dynamics of Disclinations in Twisted Nematics Quenched below the Clearing Point, J. Phys. Soc. Jpn., 55, (1986) 2151.

工技院、摩耗試験法をJISに

通産省工業技術院は、サミットの先端技術国際共同プロジェクトの一つ、VAMAS(新材料及び標準に関するベルサイユプロジェクト)の最初の成果である、材料の摩耗試験方法の結果を、JISに採用する方針を固めた。そのため、約1年間の予定で日本工業標準調査会に専門委員会を設け、具体策を検討する。また、同プロジェクト参加国で協議のうえ、ISO(国際標準化機構)への採用も働きかけることになった。

ところで、VAMASは、ベルサイユサミットで決まった先端技術協力テーマの一つで、他のテーマがそれまでに実施されていたものを格上げしただけなのに対して、サミットの結果、初めて実施された唯一のプロジェクトである。

新材料の国際的な規格作りを目指したもので、新素材の実用化を控えて、メーカ、ユーザ双方の要望などを考慮して研究されており、新素材の普及促進に大きな影響を与えるプロジェクトである。これまでに実施されているテーマは摩耗のほか、表面化学分析、セラミックス、

高分子複合材料、超電導、極低温構造材料など13課題である。

わが国は、科学技術振興調整費により国の研究所が積極的に参加、その成果が国際的に高く評価されている。摩耗試験方法はその中で一番進んでいる研究テーマである。

研究のまとめ役は西独で、日本側では工技院機械技術研究所が窓口になっており、このほど、研究成果がまとまった。主な内容は試験方法やテスト材料などに関するもので、これにより、世界の主要研究機関の間で、標準化に関して基本的な合意ができたことになる。

この結果はJISのほか米ASTM(材料学会)、西独DIN(ドイツ規格)などに採用されるようになっており、今後先進工業国の工業製品の試験法などが統一される。ISOに採用されれば、発展途上国が工業化する際も同規格に沿った製品開発が可能になり、国際的な先端技術の標準化の先駆けとなるものと期待されている。

(服部 敏夫)