

ネマチックドロップレットにおける radial-axial structure 遷移の解析

小村真一 (Shinichi Komura)

日立製作所 日立研究所

R. J. Atkin, M.S. Stern and D.A. Dunmur

The University of Sheffield, UK

1. 緒言

ネマチックドロップレットにおける配向状態の遷移はアプリケーションの面からも学術的な面からも興味を持たれている[1]-[7]。ネマチックドロップレットを含むポリマー分散型液晶は通常のTN液晶を用いた表示モードなどと異なり、偏光板を使わないため明るい液晶ディスプレイを実現する方式として近年注目されている。また、ドロップレット内の配向状態はディスクリネーションと呼ばれるダイレクタ場の不連続点をともない、従来の連続体理論を用いては記述することのできない現象である。この現象を説明するためには新しい理論の導入が必要であり、現在、多数の研究者によって研究されている[8][9]。

ネマチックドロップレット内においては界面のアンカリング状態によって、bipolar structure や radial - axial structure をとることが報告されている[8]-[10]。本報告では、ドロップレット界面においてダイレクタが界面に平行に配向することを好むアンカリング条件のもとで生じる radial-axial structure について解析を行なう。

このネマチックドロップレットに電界を印加したときの配向状態の遷移に関しては Bondar らの報告がある[8]。ドロップレットを偏光顕微鏡で観察した結果より、電界印加に伴う配向状態の遷移を次のように説明している。電界無印加時にはドロップレット中央に点ディスクリネーションが存在し、これを中心にダイレクタが放射状に配向する radial structure が安定である。電界を印加すると、ダイレクタが電界方向に配向するためダイレクタ場に歪みが生じ、この歪みを緩和するためにディスクリネーションは電界に垂直な面内にリング状になって広がる。さらに電界を強めるとリング状の線ディスクリネーションはドロップレット界面に達し、ダイレクタが概ね電界方向に平行に配向した axial structure となる。

また、Kralj らは数値計算を用いてこの現象を解析した[9]。従来の連続体理論では不連続点であるディスクリネーションにおいてダイレクタを定義できない。そこでディスクリネーションでは nematic-isotropic 転移が起こるというモデルを用いてドロップレット内の配向状態を記述した。このモデルを用いて一弾性定数比近似のもとで計算を行ない、radial-axial structure 遷移が1次の遷移であることを報告している。

本報告においては、Kralj らのモデルを用いた計算をより一般的な場合に拡張し、弾性定数比、isotropic の自由エネルギー密度、ドロップレットの形状が radial-axial structure 遷移に及ぼす影響について検討する。

2. 理論

ドロップレット内の配向状態はドロップレット内の自由エネルギーを最小とする条件より求められる。ドロップレット内の自由エネルギーは次式で与えられる。

$$F = \iiint_V f_b dV + \iint_S f_s dS \quad (1)$$

ここで、 f_b 、 f_s はそれぞれバルクと表面の自由エネルギー密度である。バルクの自由エネルギー密度はホモジニアス項 f_n 、弾性項 f_d 、外場項 f_e からなる。

$$f_b = f_n + f_d + f_e \quad (2)$$

ホモジニアス項は歪みのないときのネマチック相の自由エネルギー密度であり、オーダーパラメーターの関数である。

弾性項は次式で与えられる[11]。

$$f_d = \frac{1}{2} K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_{22} [\mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{n})]^2 + \frac{1}{2} K_{33} |\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n})|^2 \quad (3)$$

ここで、 K_{11} 、 K_{22} 、 K_{33} はフランクの弾性定数であり、それぞれスプレイ、ツイスト、ベンダ変形に対応する。単位ベクトル $\mathbf{n}$ はネマチック液晶のダイレクタである。弾性定数はオーダーパラメータの関数であり、isotropic 相において 0 になる。

外場としては、電界を考える。この時、外場項である静電エネルギーは次式で与えられる[11]。

$$f_e = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta \epsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \quad (4)$$

ここで、 $\Delta \epsilon$ は誘電率異方性、 ϵ_0 は真空の誘電率、 $\mathbf{E}$ は電界である。本報告では印加電界はドロップレット内にて一定であるという近似を用いた。 $\Delta \epsilon$ はオーダーパラメータの関数であり、isotropic 相において 0 になる。

ドロップレット界面においてダイレクタが界面に垂直に配向することを好むアンカリング条件では表面アンカリングエネルギーは次式で与えられる[10]。

$$f_s = -\frac{1}{2} W_0 \{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{s})^2 - 1\} \quad (5)$$

ここで、 W_0 はアンカリング強度、 $\mathbf{s}$ は界面に垂直な単位ベクトルである。

本報告において、我々は電界方向を軸として回転対称なドロップレットを考える。この時、ドロップレット表面は円柱座標系のコンポーネント (r, ϕ, Z) を用いて次式で与えられる。

$$\left(\frac{r}{R}\right)^2 + \left(\frac{z}{\alpha R}\right)^2 = 1 \quad (6)$$

ここで、 R をドロップレットの半径と定義する。回転対称のため ϕ には依存しない。 $\alpha = 1$ は球状ドロップレット、 $\alpha < 1$ は扁平球状ドロップレットに対応する。

以上の式を用いると、(1) 式は次式となる。

$$\begin{aligned}
F &= \int_{-\alpha R}^{\alpha R} \int_0^{\sqrt{R^2 - (z/\alpha)^2}} \int_0^{2\pi} f_b d\phi r dr dz + \int_{-\alpha R}^{\alpha R} \int_0^{2\pi} [f_s \sqrt{r^2 + (z/\alpha)^2}]_{surf} d\phi dz \\
&= 2\pi K_{11} R \left[\int_{-\alpha}^{\alpha} \int_0^{\sqrt{1 - (\zeta/\alpha)^2}} f_b / (K_{11} / R^2) \rho d\rho d\zeta \right. \\
&\quad \left. + \int_{-\alpha}^{\alpha} [f_s / (K_{11} / R) \sqrt{\rho^2 + (\zeta/\alpha)^2}]_{surf} dz \right] \quad (7)
\end{aligned}$$

ここで、

$$\rho = r / R \quad (8a)$$

$$\zeta = z / R \quad (8b)$$

添え字の surf は [] 内の値がドロップレット界面上での値であることを示す。また、(6) 式より明らかなように ρ 、 ζ は次式を満たす。

$$\rho^2 + (\zeta/\alpha)^2 = 1 \quad (9)$$

Kralj らと同様にツイスト変形を無視すると[9]、ダイレクタは次式で与えられる。

$$\mathbf{n} = \sin \psi \mathbf{e}_\rho + \cos \psi \mathbf{e}_\zeta \quad (10)$$

ここで、 $\mathbf{e}_\rho$ と $\mathbf{e}_\zeta$ は、図1に示すようにそれぞれ円柱座標系を定義する軸に平行な単位ベクトルである。

この(10)式を用い、かつ電界方向すなわち ζ 軸に対しての回転対称性を考慮すると、(3)、(4)、(5)式は次のように書くことができる。

弾性項は、

$$\begin{aligned}
f_d / (K_{11} / R^2) &= \frac{1}{2} (\cos^2 \psi + k_3 \sin^2 \psi) \psi_\rho^2 + \frac{1}{2} (\sin^2 \psi + k_3 \cos^2 \psi) \psi_\zeta^2 \\
&\quad - (1 - k_3) \psi_\rho \psi_\zeta \sin \psi \cos \psi + \frac{1}{\rho} (\psi_\rho \cos \psi - \psi_\zeta \sin \psi) \sin \psi \\
&\quad + \frac{1}{2\rho^2} \sin^2 \psi \\
&\equiv \hat{f}_d \quad (11a)
\end{aligned}$$

ここで、添え字の ρ 、 ζ は ρ および ζ による微分を示す。 k_3 は弾性定数比である。

$$k_3 = K_{33} / K_{11} \quad (11b)$$

外場項は、

$$\begin{aligned}
f_e / (K_{11} / R^2) &= -\frac{1}{2} \left(\frac{R}{\xi} \right)^2 \cos^2 \psi \\
&\equiv \hat{f}_e \quad (12a)
\end{aligned}$$

ここで、 ξ は相関距離と呼ばれ、

$$\xi = \sqrt{\frac{K_{11}}{\epsilon_0 \Delta \epsilon}} \frac{1}{E} \quad (12b)$$

表面アンカリングエネルギーは、

$$f_s / (K_{11} / R) = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{d_e} \right) \frac{1}{\rho^2 + (\zeta / \alpha^2)^2} \{ \rho \cos \psi - (\zeta / \alpha^2) \sin \psi \}^2$$

$$\equiv \hat{f}_s \quad (13a)$$

ここで、 d_e は外挿長と呼ばれる。

$$d_e = K_{11} / W_0 \quad (13b)$$

安定なダイレクタの配向状態は (7) 式で与えられるドロップレット内の自由エネルギーを最小とする条件から求められる。この条件は以下に示すように対応した Euler-Lagrange の偏微分方程式を解くことに対応する。

自由エネルギー F が最小であれば、 ψ の微小変位 $\delta \psi$ によって生じる自由エネルギーの微小変位 δF が任意の $\delta \psi$ に対して、 $\delta F = 0$ を満たす。

(7) 式より、 δF は $\delta \psi$ を用いて次のように表される。

$$\delta F / (2\pi K_{11} R) = \int_{-\alpha}^{\alpha} \int_0^{\sqrt{1-(\zeta/\alpha)^2}} \left[\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi} \delta \psi + \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} (\delta \psi)_\rho + \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} (\delta \psi)_\zeta \right] \rho d\rho d\zeta$$

$$+ \int_{-\alpha}^{\alpha} \left[\frac{\partial \hat{f}_s}{\partial \psi} \delta \psi \sqrt{\rho^2 + (\zeta / \alpha^2)^2} \right]_{surf} dz \quad (14)$$

次の関係を用いると、

$$\left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} (\delta \psi)_\rho \right) \rho = \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \delta \psi \right) - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \right) \delta \psi \right\} \rho$$

$$= \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \delta \psi \rho \right) - \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \delta \psi - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \right) \delta \psi \rho$$

$$(15a)$$

$$\left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} (\delta \psi)_\zeta \right) \rho = \left\{ \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \delta \psi \right) - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \right) \delta \psi \right\} \rho$$

$$= \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \delta \psi \rho \right) - \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \delta \psi - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \right) \delta \psi \rho$$

$$(15b)$$

(14) 式は次式で表すことができる。

$$\delta F / (2\pi K_{11} R) = \int_{-\alpha}^{\alpha} \int_0^{\sqrt{1-(\zeta/\alpha)^2}} \left[\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi} \rho - \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \right) \rho - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \right) \rho \right] \delta \psi d\rho d\zeta$$

$$+ \int_{-\alpha}^{\alpha} \left[\left\{ \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \rho + (\zeta / \alpha^2) \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} + \frac{\partial \hat{f}_s}{\partial \psi} \sqrt{\rho^2 + (\zeta / \alpha^2)^2} \right\} \delta \psi \right]_{surf} dz \quad (16)$$

任意の $\delta \psi$ に対して $\delta F = 0$ が成り立つためには次式を満たさなければならない。

$$\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi} \rho - \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \right) \rho - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} \right) \rho = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\rho} \rho + (\zeta / \alpha^2) \frac{\partial \hat{f}_b}{\partial \psi_\zeta} + \frac{\partial \hat{f}_s}{\partial \psi} \sqrt{\rho^2 + (\zeta / \alpha^2)^2} = 0 \quad (18)$$

ここで、(17)、(18) 式はそれぞれバルクと表面の Euler-Lagrange 方程式である。

(2)、(9) 式を考慮し、(11)、(12)、(13) 式を (17)、(18) 式に代入すると次式の形の Euler-Lagrange 方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \rho(\cos^2 \psi + k_3 \sin^2 \psi) \psi_{\rho\rho} + \rho(\sin^2 \psi + k_3 \cos^2 \psi) \psi_{\zeta\zeta} - \rho(1 - k_3) \psi_\rho \psi_\zeta \cos 2\psi \\ & - \frac{1}{2}(1 - k_3)(\psi_\rho^2 - \psi_\zeta^2 + 2\psi_\rho \psi_\zeta) \sin 2\psi + (\cos^2 \psi + k_3 \sin^2 \psi) \psi_\rho \\ & - \frac{1}{2}(1 - k_3) \psi_\zeta \sin 2\psi - \frac{1}{2\rho} \sin 2\psi - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{\xi} \right)^2 \sin 2\psi = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \rho \{ (\cos^2 \psi + k_3 \sin^2 \psi) \psi_\rho - \frac{1}{2}(1 - k_3) \psi_\zeta \sin 2\psi + \frac{1}{2\rho} \sin 2\psi \} \\ & + (\zeta / \alpha^2) \{ (\sin^2 \psi + k_3 \cos^2 \psi) \psi_\zeta - \frac{1}{2}(1 - k_3) \psi_\rho \sin 2\psi - \frac{1}{\rho} \sin^2 \psi \} \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{d_e} \right) \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (\zeta / \alpha^2)^2}} \{ (\rho^2 - (\zeta / \alpha^2)^2) \sin 2\theta + 2\rho(\zeta / \alpha^2) \cos 2\theta \} = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、我々は弾性定数比 $k_3 = K_{33}/K_{11}$ はオーダーパラメータにかかわらず一定であるという近似を用いる。この近似を導入することによって、(19) 式でオーダーパラメータの関数となるのは ξ だけとなる。ところが、オーダーパラメータが変化するのはディスクリネーション近傍の弾性歪みの大きな領域のみであり、この場合、 ξ を含む静電項は弾性項に比べて無視できる。従って、(19) 式はオーダーパラメータに依存しないと近似できる。

数値計算においては、ディスクリネーションの位置を与え、ディスクリネーションを囲み、かつディスクリネーションからの距離がドロップレットの系に比べて無視できる距離にある境界を定義する。このディスクリネーションを囲む境界上におけるダイレクタはディスクリネーション近傍における Euler-Lagrange 方程式を別に解いて求める。ドロップレット内の配向状態を求める際にはこの境界上のダイレクタ、即ち ψ の値を固定境界条件として与え、数値計算を行なう。

この数値計算によって、固定したディスクリネーションに対する安定な配向状態を求めることができる。最も安定なディスクリネーションの位置、および配向状態は様々な位置のディスクリネーションに対して求めた配向状態からドロップレット内の自由エネルギーを計算し、この自由エネルギーを最小とする状態を求めることによって行なう。

自由エネルギーの計算においては Kralj らに従い[9]、nematic の自由エネルギー密度は

isotropic の自由エネルギー密度を越えないというモデルを用いる。ディスクリネーションに近づくに従い、ダイレクタ場の歪みによる弾性項の増加にともない、自由エネルギー密度は急激に増加する。そして、この自由エネルギー密度が isotropic の自由エネルギーに等しくなったとき、nematic-isotropic 相転移が起こり、そこから内部では isotropic 相となり自由エネルギー密度は isotropic の自由エネルギー密度と等しくなる。このモデルを用いてドロップレット内の自由エネルギーを求めるのに、Kralj らはあらかじめディスクリネーションのコア部の大きさを見積って計算する方法を用いた[9]。我々はダイレクタの数値計算結果より、以下のようにしてコア部を見積った。数値計算結果をもとに、ディスクリネーション近傍のダイレクタを見積もり、この値を用いてディスクリネーション近傍での自由エネルギー密度を計算する。これが isotropic の自由エネルギー密度を越える部分を isotropic に相転移するコアの部分であるとみなし、計算する。

3. 計算結果

以下の説明において、ディスクリネーションがドロップレット中央近傍に存在する配向状態を "radial structure"、ドロップレット界面近傍に存在する配向状態を "axial structure" と言葉の意味を拡張して用いる。また、ドロップレット中央からディスクリネーションまでの距離を r_d で定義する。

図2にドロップレット内の自由エネルギーを isotropic の自由エネルギー密度を変えて計算した結果を示す。印加電界に対応する無次元パラメータ R/ξ を0から5まで0.5刻みに変化させたときの自由エネルギーをディスクリネーションの位置(r_d)を変えて計算した結果である。縦軸は無次元化した自由エネルギー $F/(4\pi KR)$ で表した。Fはドロップレット内の自由エネルギー、Rはドロップレットの半径、 $K=(K_{11}+K_{33})/2$ である。図2 a,b は isotropic の自由エネルギー密度の影響を表す無次元パラメータ $f_{i,n}R^2/K = 10^2, 10^6$ の場合の計算結果である。ここで、 $f_{i,n}$ は isotropic の自由エネルギー密度とホモジニアス項との差を表す。いずれの場合も、 $\alpha=1$ (球状ドロップレット)、 $k_3=1$, $R/d_e=100$ である。ここで、 R/d_e は表面アンカリング強度の影響を表す無次元パラメータであり、 $R/d_e=100$ の条件は固定アンカリングに近い強いアンカリングに対応する。

isotropic の自由エネルギー密度の影響を表すパラメータである $f_{i,n}R^2/K$ が小さい場合($f_{i,n}R^2/K = 10^2$)、印加電界にかかわらず、 r_d の値が大きいときに自由エネルギーは最小となっている。従って、ディスクリネーションがドロップレット界面近傍に存在する配向状態が安定である。すなわち、isotropic の自由エネルギー密度が小さい場合には印加電界にかかわらず、axial structure が安定である。一方、 $f_{i,n}R^2/K$ が大きい場合($f_{i,n}R^2/K = 10^6$)、印加電界が低いときには radial structure が安定であり、電界が増加するに伴い、radial-axial 遷移が起こり、axial structure が安定となる。

ダイレクタ場だけを考えれば axial structure の方が歪みが少なく安定であるが、axial structure ではディスクリネーションが界面近傍に存在するため、リング状のディスクリネーションの長さはディスクリネーションがドロップレット中央近傍に存在する radial structure よりも長くなる。ディスクリネーション近傍は自由エネルギー密度の高い isotropic 状態であるため、ディスクリネーションが長ければ自由エネルギーが高くなる。

すなわち、ディスクリネーションだけから考えるとドロップレット中央に点ディスクリネーションが存在する radial structure が安定である。実際にはダイレクタ場の歪みによる自由エネルギー成分とディスクリネーションによる自由エネルギー成分の和が最小となる配向状態となる。従って、isotropic の自由エネルギーが小さいとディスクリネーションによる自由エネルギー成分が小さいため、ダイレクタ場の歪みの小さい axial structure が安定であり、逆に isotropic の自由エネルギーが大きいとディスクリネーションによる自由エネルギー成分が大きいと、ディスクリネーションの短い radial structure が安定である。

図3にドロップレット内の自由エネルギーを弾性定数比 $k_3=K_{33}/K_{11}$ を変えて計算した結果を示す。図2と同様に、 R/ξ を0から5まで0.5刻みに変化させたときの自由エネルギーをディスクリネーションの位置(r_d)を変えて計算した結果である。図3 a,b はそれぞれ、 $k_3=0.5, 2.0$ の場合の計算結果であり、いずれの場合も、 $\alpha=1$ (球状ドロップレット)、 $f_{i-n}R^2/K=10^4$, $R/d_e=100$ である。

ベンドの弾性定数がスプレイの弾性定数に比べて小さい場合($k_3=0.5$)、印加電界にかかわらず、axial structure が安定である。一方、ベンドの弾性定数がスプレイの弾性定数に比べて大きい場合($k_3=2.0$)、印加電界の低いときには radial structure が安定であるが、印加電界が増加すると radial structure から axial structure への遷移が起こる。すなわち、ベンドの弾性定数が大きいと radial structure が安定化される。

このことは次のように説明できる。radial structure から axial structure への遷移はベンド変形の発生を伴う。ベンドの弾性定数が大きいとベンド変形が起こりにくいため、radial structure が安定化される。

図4 a に球状のドロップレット ($\alpha=1$)、図4 b に扁平な球状のドロップレット ($\alpha=0.5$) について、ドロップレット内の自由エネルギーを計算した結果を示す。図2、3と同様に、 R/ξ を0から5まで0.5刻みに変化させたときの自由エネルギーをディスクリネーションの位置(r_d)を変えて計算した結果である。いずれの場合も、 $k_3=1.0$ 、 $f_{i-n}R^2/K=10^4$, $R/d_e=100$ である。

扁平な球状のドロップレットでは球状のドロップレットに比べて、axial structure が安定化されている。

4. 結言

球状および扁平球状のネマチックドロップレットにおける radial-axial structure 遷移を以下の条件のもとで計算した。(1) 弾性定数比 $k_3=K_{33}/K_{11}$ はディスクリネーション近傍においても一定であると近似した。(2) nematic の自由エネルギー密度は isotropic の自由エネルギーを越えず、ディスクリネーション近傍における大きな弾性歪みは nematic-isotropic 相転移を引き起こすというモデルを用いた。

数値計算の結果から、以下の知見を得た。

(1) 印加電界の低い場合には、radial structure が安定であり、印加電界の増加に伴って radial-axial structure 遷移が起こる。(2) isotropic の自由エネルギーが大きいと radial structure が安定であり、小さいと axial structure が安定である。(3) ベンドの弾性定数

がスプレイの弾性定数に比べて大きいと radial structure が安定であり、小さいと axial structure が安定である。(4) ドロップレットの形状が偏平になると axial structure が安定化される。

5. 参考文献

1. J.L.Ferguson, SID Technical Digest, 16, pp.68-70(1985).
2. P.Drzaic, J. Appl. Phys., 60, pp.2142-2148(1986).
3. J.W.Doane, N.A.Vaz, B.-G.Wu and S.Zumer, Appl. Phys. Lett., 48, pp.269-271(1986).
4. J.W.Doane, A.Golmme, J.L.West, J.B.Whitehead,Jr. and B.-G.Wu, Mol. Cryst. Liq. Cryst., 165, pp.511-532(1988).
5. Y.Hirai, S.Niiyama, Y.Ooi, M.Kunigita, H.Kumai, SID'91 Digest, pp.594-597(1991).
6. Y.Ooi, M.Sekine, S.Niiyama, Y.Hirai, M.Kunigita, T.Wakabayashi, M.Yuki and T.Gunjima, Japan Display '92 Proc., pp.113-116(1992).
7. P.Jones, A.Tomita and W.Wartenberg, Proc. SPIE, 1456, pp.6-14(1991).
8. V.G.Bondar, O.D.Lavrentovich and V.M.Pergamenschik, Sov. Phys. JETP, 74, pp.60-67(1992).
9. S.Kralj and S.Zumer, Phys. Rev. A, 45, pp.2461-2470(1992).
10. S.Zumer, S.Kralj and J.Bezic, Mol. Cryst. Liq. Cryst., 212, pp.163-172(1992).
11. P.G.de Gennes, Physics of Liquid Crystals.

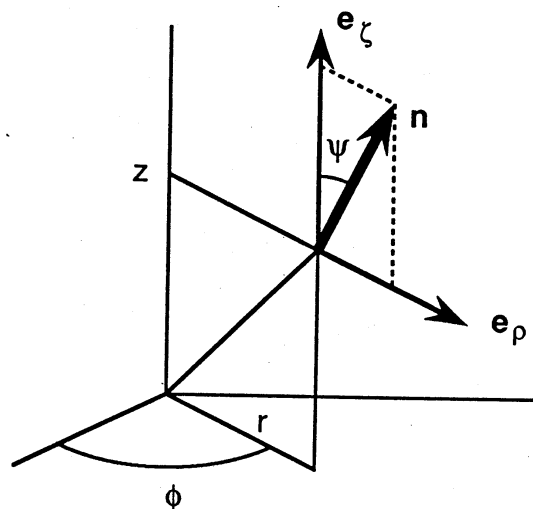


図1 ダイレクタと円柱座標系の関係

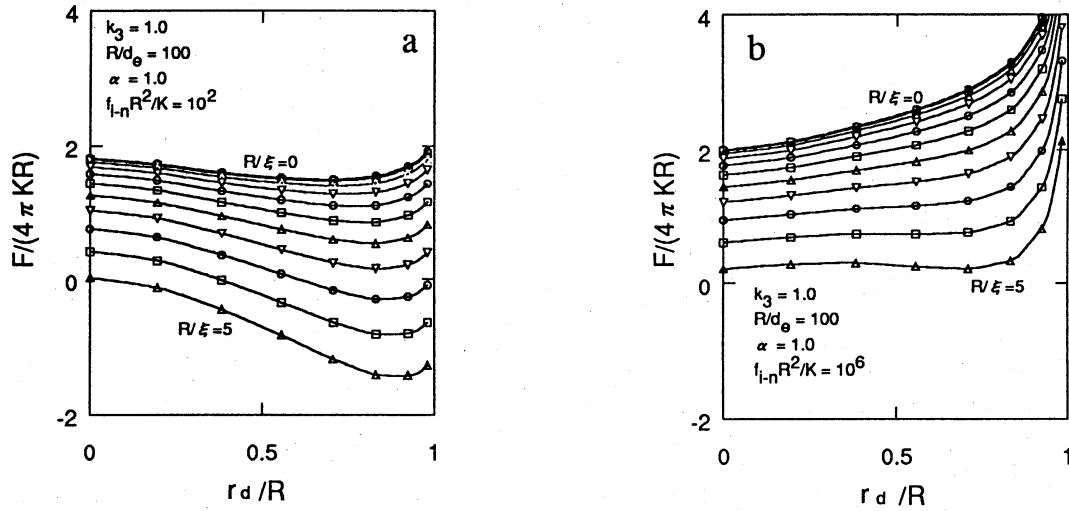


図2 自由エネルギー - ディスクリネーションの位置と isotropic の自由エネルギー密度の関係

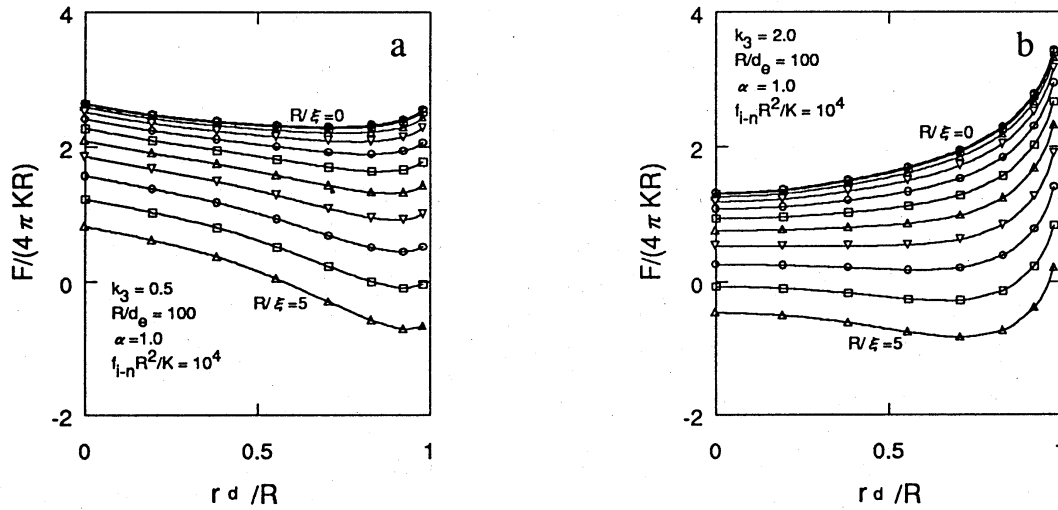


図3 自由エネルギー - ディスクリネーションの位置と 弾性定数比の関係

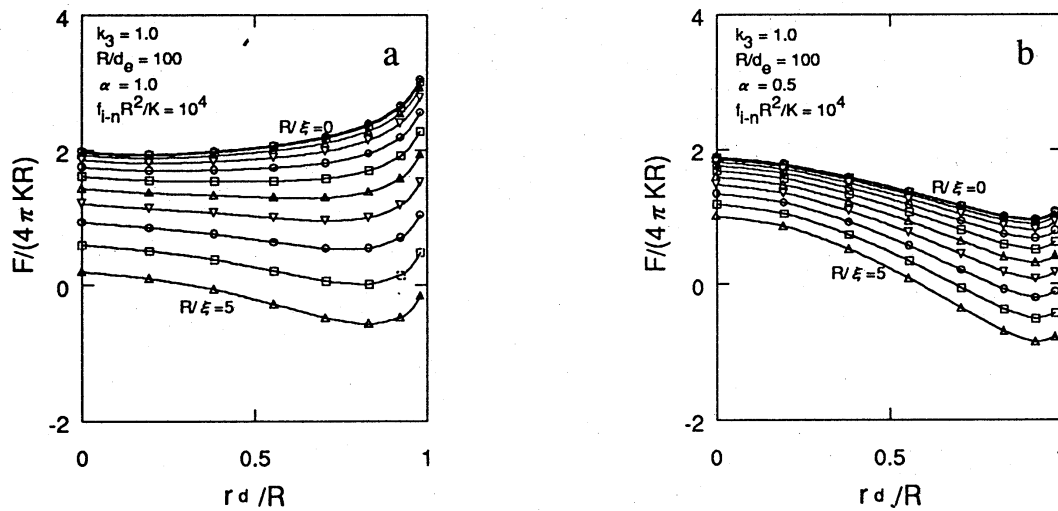


図4 自由エネルギー - ディスクリネーションの位置と ドロップレット形状の関係