

丝状相液晶由表面相互作用产生的相变

刘 红

(南京师范大学物理系,南京 210097)

(1999 年 11 月 30 日收到 2000 年 1 月 3 日收到修改稿)

导出双轴丝状相液晶在指向矢与易取向轴重合时的表面相互作用能. 应用 Ritz 方法, 对半无界液晶体得出沿表面法向的双轴相(B_c)至沿表面某一轴的双轴相(B_a)的相变. 随着表面锚泊强度双轴性部分的增大, B_a 的产生机制逐渐由降低温度转为表面锚泊, 因此 B_a 相可出现在较高温度和较大温度范围内. 在表面锚泊强度单轴性部分 α 值的一定范围内, 增大 α 值可使 B_a 在较高温度产生, 但 α 值的进一步增大则使液晶又从 B_a 返回 B_c 相.

关键词: 液晶, 相变, 表面能

PACC: 6130, 6842, 6470M

1 引 言

丝状相液晶表面附近分子长轴取向的对称性与温度和表面相互作用有关. 一般地由于丝状相平均场的作用, 降低温度时液晶分子沿指向矢方向排列的有序度增加. 在某一温度将发生从各向同性相至丝状相的相变. 在表面附近, 液晶分子除受到丝状相平均场作用外, 还受到液晶与固体界面间相互作用的影响. 此附加场给液晶分子增加了沿某一方向排列的有序度, 从而使表面附近的液晶在温度高于体相变温度时就可以发生从各向同性相至丝状相的相变^[1-5].

液晶的表面锚泊主要有三种 (1) 垂直锚泊, 液晶的易取向轴(easy axis, 即表面自由能最小时的指向矢取向)垂直于液晶表面. (2) 平行锚泊, 易取向轴沿表面上的某一方向. (3) 预倾角锚泊, 易取向轴与表面法向成一定夹角. 在指向矢垂直锚泊的情形下, 分子长轴沿指向矢排列的趋势有两种 (1) 分子长轴趋于沿表面法向排列, 对应于表面附近的序参数 $S = \langle P \cos \theta \rangle > 0$. (2) 分子长轴趋于垂直于表面法向排列, 对应于表面序参数 $S < 0$. L'vov 等人^[4]假设表面能 $F_s = \mu S$, μ 为相互作用强度. 显然当 $\mu > 0$, $S < 0$ 给出较低的表面能. 对这种分子排列, 降低温度可使分子长轴沿表面上某一轴(如 x 轴)排列的有序性增加, 从而发生从单轴丝状相至双轴相的相变. 进一步降低温度, 可使分子沿 x 轴的有序度增加, 进而趋于成为沿 x 轴的单轴相. 这时分子

长轴取向的优先方向(即指向矢 \hat{n})沿 x . 这一取向与平行锚泊时的情形相同. 因此研究平行锚泊时表面附近分子长轴的取向变为对上述相变的研究. 过去人们研究平行锚泊是假定液晶处于沿表面上某一轴的单轴相. Sheng^[2] 和 Mauger^[5] 假定表面能为 μS , 其中 $\mu < 0$, S 为沿表面易取向轴的序参数. 而根据上述分析, 平行锚泊实际是沿表面法向的单轴相至双轴相相变的结果. 本文将表面相互作用能推广到双轴相, 研究在表面场的作用下, 表面附近的液晶从沿表面法向的双轴相至沿表面上某一方向的双轴相的相变.

2 表 面 能

考虑与平板相接触的双轴丝状相液晶. 由于双轴相液晶分子有两个相互垂直的优先取向轴, 则可定义两个相互垂直的单位矢量作为液晶的指向矢. 为了方便起见, 亦可定义三个相互垂直、形成右手系的单位矢量 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 作为指向矢. 设界面上指向矢 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 的易取向轴分别为 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 和 \hat{c}_0 (即当 \hat{a} , \hat{b} , \hat{c} 分别与 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 , \hat{c}_0 重合时表面能最小). 当指向矢 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 偏离 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 和 \hat{c}_0 时, 表面弹性自由能应随偏离角的大小和方式变化. 假定 \hat{a} , \hat{b} , \hat{c} 相对于 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 , \hat{c}_0 的取向是通过下列次序的旋转获得 (1) 绕 \hat{a}_0 轴旋转 ϕ_a 角 ($0 \leq \phi_a \leq 2\pi$) (2) 绕 \hat{b}_0 轴旋转 ϕ_b 角 ($0 \leq \phi_b \leq \pi$) (3) 绕 \hat{c}_0 轴旋转 ϕ_c 角 ($0 \leq \phi_c \leq 2\pi$), 则在 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 和 \hat{c}_0 的坐标系中, \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 可表为

$$\begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \\ \hat{c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi_c \cos\phi_b & \sin\phi_c \cos\phi_b & -\sin\phi_b \\ \cos\phi_c \sin\phi_b \sin\phi_a - \sin\phi_c \cos\phi_a & \sin\phi_c \sin\phi_b \sin\phi_a + \cos\phi_c \cos\phi_a & \cos\phi_b \sin\phi_a \\ \cos\phi_c \sin\phi_b \cos\phi_a + \sin\phi_c \sin\phi_a & \sin\phi_c \sin\phi_b \cos\phi_b - \cos\phi_c \sin\phi_a & \cos\phi_b \cos\phi_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_0 \\ \hat{b}_0 \\ \hat{c}_0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

当旋转角 ϕ_a , ϕ_b 和 $\phi_c \ll 1$ 时, 弹性能可由下式简单地推出. 设扭曲力矩与角位移矢量成正比, 即 $\mathbf{L} = W_a \phi_a \hat{a}_0 + W_b \phi_b \hat{b}_0 + W_c \phi_c \hat{c}_0$, 当旋转角最终达到 ϕ_a , ϕ_b 和 ϕ_c 时, 除一常数项外, 表面能为

$$f_s = \int \mathbf{L} \cdot (d\phi_a \hat{a}_0 + d\phi_b \hat{b}_0 + d\phi_c \hat{c}_0) = \frac{1}{2} W_a \phi_a^2 + \frac{1}{2} W_b \phi_b^2 + \frac{1}{2} W_c \phi_c^2, \quad (2)$$

其中所表示的弹性能仅考虑了 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 对 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 和 \hat{c}_0 的偏离. 事实上弹性能不仅取决于指向矢与易取向轴的相对取向, 还取决于液晶分子沿指向矢 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 方向排列的有序度. 为简单起见, 现考虑 \hat{a} , \hat{b} 和 \hat{c} 分别与 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 和 \hat{c}_0 重合的情形. 设 \hat{c}_0 垂直于表面, 若分子长轴在 \hat{a}_0 , \hat{b}_0 , \hat{c}_0 坐标系中的极角和方位角分别为 θ 和 ϕ , 则微观相互作用能 f_s^m 应是 θ 和 ϕ 的函数. 将 f_s^m 按球谐函数 $Y_{lm}(\theta, \phi)$ 展开, 有

$$f_s^m(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^l \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (3)$$

略去 $l \geq 3$ 的高阶项, 并考虑到 f_s^m 为实函数, 则 $a_{22} = a_{2-2} = a_{11} = -a_{1-1}$. 设与分子长轴固连的单位矢量为 \mathbf{l} , 对宏观表面能 $f_s = \langle f_s^m(\theta, \phi) \rangle$ 作变换 $\mathbf{l}_x \rightarrow -\mathbf{l}_x$ (即 $\phi \rightarrow \pi - \phi$). 由于 f_s 应保持不变, 有 $a_{11} = 0$, 因此

$$\begin{aligned} f_s &= a_{20} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle P_2(\cos\theta) \rangle \\ &+ a_{22} \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \langle 2\sin^2\theta \cos\phi \rangle \\ &\equiv a_{20} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} S + a_{22} \sqrt{\frac{15}{32\pi}} P, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $S \equiv \langle P_2(\cos\theta) \rangle$, $P \equiv \langle \frac{3}{2} \sin^2\theta \cos\phi \rangle$ 为双轴相序参数. 若序参数矩阵元定义为 $Q_{ij} = \frac{1}{2} \langle \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{l}_j - \delta_{ij} \rangle$, 则在 \hat{a} , \hat{b} , \hat{c} 坐标系中,

$$\begin{aligned} Q_{11} &= -(S - P) Y_2, \quad Q_{22} = -(S + P) Y_2, \\ Q_{33} &= S, \quad Q_{ij} = 0 \quad (i \neq j). \end{aligned} \quad (5)$$

将(4)式中 S 和 P 前的系数写为 μ 和 ν , 则 f_s 成为

$$f_s = \mu S + \nu P. \quad (6)$$

若 $\mu > 0$, $\nu < 0$, 序参数 $S < 0$, $P > 0$ 的取值可使表面能减小. 当 $P = -3S$, 系统变为沿 \hat{a} 轴的单轴相. 若 $\nu = 0$, f_s 简化为 μS , 这与文献[1, 2, 4]中采用的能

量形式一致. 一般地, 表面能既与序参数有关, 也与指向矢对易取向轴的偏离角度和旋转次序有关.

3 表面相互作用引起的双轴相

考虑位于两平板间的液晶. 设易取向轴 \hat{c}_0 垂直于表面而 \hat{a}_0 和 \hat{b}_0 在表面上, 若两平板间的距离足够大, 使得位于中部的指向矢不受边界的影响, 则问题变为半无界. 根据 Landau-de Gennes 体自由能密度公式^[6]

$$\begin{aligned} f_b &= \frac{1}{2} A Q_{ij} Q_{ji} + \frac{1}{3} B Q_{ij} Q_{jk} Q_{ki} \\ &+ \frac{1}{4} C (Q_{ij} Q_{ji})^2 + \frac{1}{2} L_1 (\partial_i Q_{jk} \mathbf{l} \partial_i Q_{jk}) \\ &+ \frac{1}{2} L_2 (\partial_i Q_{ik} \mathbf{l} \partial_i Q_{jk}), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 A 正比于约化温度, Q_{ij} 为序参数矩阵元, 序参数 S, P 均随垂直于板面的坐标 z 变化, B, C, L_1 和 L_2 为比例系数. 令

$$\begin{aligned} q_{ij} &= \frac{Q_{ij}}{\kappa}, \quad \kappa = \frac{4B}{3\sqrt{6}C}, \quad \bar{f}_b = \frac{243C^3}{16B^4} f_b, \\ t &= \frac{27C}{B^2} A, \quad \xi^2 = \frac{27CL_1}{B^2}, \\ \rho &= \frac{L_2}{L_1}, \quad \zeta = \frac{z}{\xi}, \quad s = \frac{\sqrt{6}}{2} S, \quad p = \frac{\sqrt{6}}{2} P, \end{aligned} \quad (8)$$

则

$$\begin{aligned} \frac{F_b}{a\xi} &= \int d\zeta \left[\frac{1}{4} ts^2 + \frac{1}{12} tp^2 - s^3 + sp^2 + s^4 \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{3} s^2 p^2 + \frac{1}{9} p^4 + \frac{\omega^2}{4} (s')^2 + \frac{1}{12} (p')^2 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{F_s}{a\xi} = \frac{2\kappa}{\sqrt{6}\xi} [\mu s(0) + \nu p(0)] \equiv \alpha s(0) + \beta p(0), \quad (10)$$

其中 a 为板的面积, $\omega^2 = 1 + 2\rho/3$, $s' = ds/d\zeta$, $p' = dp/d\zeta$.

应用变分原理, 可得 $s(\zeta)$ 和 $p(\zeta)$ 所满足的拉格朗日方程:

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{2} s'' - \frac{1}{2} ts + 3s^2 - p^2 - 4s^3 - \frac{4}{3} sp^2 &= 0, \\ \frac{1}{6} p'' - \frac{1}{6} tp - 2sp - \frac{4}{3} s^2 p - \frac{4}{9} p^3 &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

和边界条件

$$\left(-\frac{\omega^2}{2} s' + \alpha \right) \Big|_{\zeta=0} = 0, \quad \left(-\frac{1}{6} p' + \beta \right) \Big|_{\zeta=0} = 0. \quad (12)$$

由于无法得到(11)式的解析解,将采用Ritz^[1]方法,即用试探解,找出总能量 $F_b + F_s$ 最小值的上界.为此,考虑单轴相的微分方程:

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{2} s'' - \frac{1}{2} ts + 3s^2 - 4s^3 &= 0, \\ \left(-\frac{\omega^2}{2} s' + \alpha \right) \Big|_{\zeta=0} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

对(13)式积分,得

$$\frac{\omega^2}{4} (s')^2 = \frac{1}{4} ts^2 - s^3 + s^4 + C, \quad (14)$$

其中 C 为积分常数.在 $\zeta = \infty$ 处, $s' = 0, s = s_b$ 为体序参数.当 $t > 1$ 时,液晶体内尚未发生从各向同性相至单轴相的相变,因此 $s_b = 0, C = 0$.对(14)式进一步积分,得

$$s = \frac{t}{2 \left[1 + \sqrt{t-1} \operatorname{sh} \left(-\frac{\sqrt{t}\zeta}{\omega} + \psi_0 \right) \right]}, \quad (15)$$

其中 ψ_0 由边界条件

$$-\frac{\omega \sqrt{t^2 - 1} \operatorname{ch} \psi_0}{4 \left[1 + \sqrt{t-1} \operatorname{sh} \psi_0 \right]} + \alpha = 0 \quad (16)$$

决定.在双轴相的情况下,参照文献[1]的方法,选取试探解

$$p = \frac{at}{2 \left[1 + b \operatorname{sh} \left(-\frac{\sqrt{t}\zeta}{\omega} + \psi_0 \right) \right]}, \quad (17)$$

而 s 仍由(15)式给出.显然 s 和 p 的形式满足 $\lim_{\zeta \rightarrow \infty} s(\zeta) = 0, \lim_{\zeta \rightarrow \infty} p(\zeta) = 0$.将 s 和 p 代入自由能公式(9)和(10),变化 a, b 和 ψ_0 ,求出使 $f_b + f_s$ 最小的 a, b 和 ψ_0 值,得到对应此能量的表面序参数 $s(0)$ 和 $p(0)$.

图1给出在不同的双轴性表面锚泊作用下,序参数 $p(0)$ 和 $s(0)$ 的比值随温度的变化.图1中纵坐标取约化序参数 $\nu/s = 3/2 + p(0)/2s(0)$ 是为了显示分子长轴沿表面上 \hat{a}_0 轴方向取向序的变化.当 $p(0) \rightarrow -3s(0), \nu/s \rightarrow 0$ 时液晶为沿 \hat{a}_0 的单轴相.当相互作用强度的双轴性部分 $|\beta|$ 较大时, ν/s 随 $|\beta|$ 值的增大迅速减小,而 ν/s 则随温度很缓慢地变化.这时分子长轴沿 \hat{a}_0 取向双轴性的加强并逐渐趋近于单轴相的机制主要来源于表面相互作用的双轴性部分 β .随 $|\beta|$ 值的减小, ν/s 随温度降低的速度

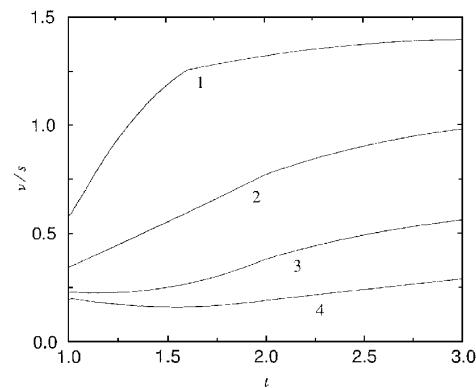


图1 序参数 $p(0)$ 和 $s(0)$ 的比值 $\nu/s = 3/2 + p(0)/2s(0)$ 随温度变化曲线 曲线1 2 3 4 分别对应于 $\beta = -0.001, -0.01, -0.1$ 和 -0.15

逐渐增大.这时沿 \hat{a}_0 的双轴相主要由降低温度产生.当 $|\beta|$ 值为零时,表面相互作用仅使分子长轴沿垂直于表面法向排列,双轴相的产生完全由分子间丝状相平均场的作用产生.随着温度的降低,沿表面法向的单轴丝状相($s(0) < 0$)经过二级相变进入沿表面上 \hat{a}_0 (或 \hat{b}_0)的双轴相(见图2).图2中曲线左侧区域为双轴相,右侧为单轴相.当 $|\beta|$ 值增大并保

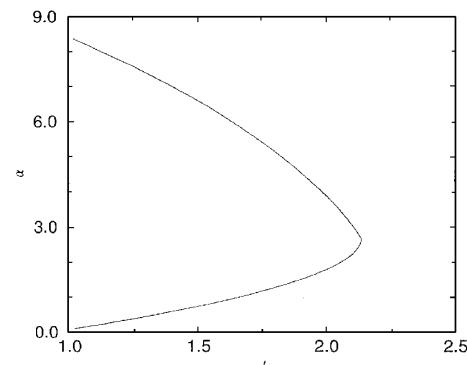


图2 沿表面法向的单轴丝状相 $N_c(s(0) < 0)$ 至沿表面上 \hat{a}_0 轴的双轴相二级相变 $\alpha-t$ 相图 曲线左侧为双轴相,右侧为 N_c , t 为约化温度, α 为单轴相锚泊强度

持为一小量, $p(0)$ 在某一温度附近迅速增大,进入双轴相.由于在该温度附近 $p(0)$ 对温度的一阶导数有限, $\beta=0$ 时的二级相变消失,图2中单轴相区域现变为准双轴相($p(0)$ 为一小量).表面锚泊对序参数 $p(0)$ 的这一作用类似于电场 E 对单轴丝状相液晶序参数 S 的作用.在电场作用下,分子长轴在较高温度下即有沿 $\hat{n}(E \parallel \hat{n})$ 排列的有序度,产生准丝状相(S 为一小量).降低温度使液晶由准丝状相经

一级相变进入丝状相. 当 E 超过某一阈值时, 一级相变消失, 准丝状相连续进入丝状相.

4 两种对称性的双轴相之间的相变

如上所述, 当 $|\beta|$ 值增大或温度降低, 分子长轴沿 \hat{a}_0 排列的有序度增加, 最后趋于单轴相. 为了更好地描述这种有序度的改变, 采用文献中的办法^[1], 将沿表面法向 \hat{c}_0 有序度较强的相称为 B_c 相, 而将沿 \hat{a}_0 有序度较强的相称为 B_a 相. 当 ν/s 逐渐减小, 最后趋于零时, 液晶由 B_c 相变为 B_a 相, 并趋于单轴相 (N_a). 设 B_a 和 B_c 相的序参数矩阵分别为

$$q_a = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 2s_a & 0 & 0 \\ 0 & -s_a - p_a & 0 \\ 0 & 0 & -s_a + p_a \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$q_c = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -s_c + p_c & 0 & 0 \\ 0 & -s_c - p_c & 0 \\ 0 & 0 & 2s_c \end{pmatrix},$$

对于 B_a , 体弹性自由能和表面能分别为

$$\begin{aligned} \frac{F_{ba}}{a\xi} = & \int d\xi \left[\frac{1}{4} ts_a^2 + \frac{1}{12} tp_a^2 - s_a^3 + s_a p_a^2 + s_a^4 \right. \\ & + \frac{2}{3} s_a^2 p_a^2 + \frac{1}{9} p_a^4 + \frac{\omega_a^2}{4} (s'_a)^2 + \frac{1}{12} \left(1 + \frac{\rho}{2} \right) \\ & \cdot (p'_a)^2 - \frac{\rho}{12} s'_a p'_a \left. \right], \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{F_{sa}}{a\xi} = \frac{1}{2} (-\alpha + 3\beta) s_a(0) + \frac{1}{2} (\alpha + \beta) p_a(0), \quad (20)$$

其中 $\omega_a^2 = 1 + \rho/6$, F_{bc} 和 F_{sc} 仍由(10)和(11)式给出. 取试探解

$$s_a = \frac{t}{2 \left[1 + \sqrt{t-1} \operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{t}\zeta}{\omega} + \psi_0 \right) \right]},$$

$$p_a = \frac{at}{2 \left[1 + b \operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{t}\zeta}{\omega} + \psi_0 \right) \right]}, \quad (21)$$

将 s_a , p_a 代入总能量 $F_{ba} + F_{sa}$ 中, 变化 a , b 和 ψ_0 , 找出使 $F_{ba} + F_{sa}$ 取最小值的 a , b 和 ψ_0 , 并求出 $s_a(0)$ 和 $p_a(0)$. 比较 $F_{ba} + F_{sa}$ 和 $F_{bc} + F_{sc}$ 的大小, 得到 B_c 至 B_a 的相变.

图3给出在 $\rho = 1.0$, $\beta = -0.0001$ 和 $\beta = -0.001$ 时 B_a 和 B_c 相所在的区域, 其中实线1, 2 分别为 $\beta = -0.0001$, $\beta = -0.001$ 时 B_a 和 B_c 相之间的一级相变. 各实线内的区域为 B_a 相, 各实线以上

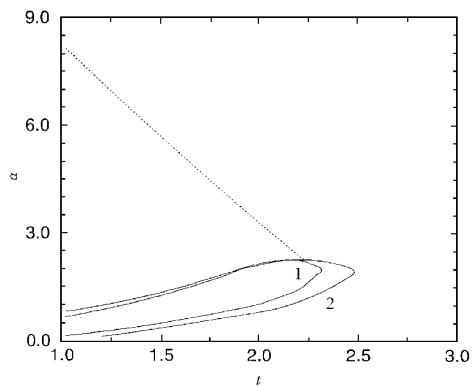


图3 $\rho = 1.0$, $\beta = -0.0001$ 和 $\beta = -0.001$ 时 B_a 和 B_c 相所在区域相图 实线1, 2 分别为 $\beta = -0.0001$, $\beta = -0.001$ 时的一级相变. 各实线内的区域为 B_a 相, 各实线以上或以下的区域分别为 B_c^+ (准 B_c 相) 和 B_c 相 在虚线附近液晶进入准双轴相 B_c^+ 或以下的区域分别为准 B_c 相、 B_c^+ 和 B_c 相, 虚线并不代表相变, 仅表示在这附近液晶进入准双轴相 B_c^+ . 相图显示当 α 值较小时, 分子长轴在平面内排列的倾向较小, 因此沿 \hat{a}_0 排列的倾向也较小, 这时液晶处于 B_c 相. 当 α 值增大时, 分子长轴趋于沿平面排列, 分子间的相互作用开始使长轴沿 \hat{a}_0 轴排列, 这时液晶进入 B_a 相. 随着 α 值的进一步增大, 分子长轴在表面排列的无序度增加, 当表面场这一作用逐渐增强并与使分子平行排列的丝状相平均场相抵消时, 液晶又从 B_a 相进入 B_c 相, 且从 B_c 相逐渐进入准双轴相 B_c^+ . 表面双轴性锚泊强度 $|\beta|$ 值有以下几方面作用: 一是使分子长轴趋于沿垂直于表面法向排列, 在 α 值较大时, 这一作用使分子沿 \hat{a}_0 排列的无序性略有增加, 从而使液晶可在较小的 α 值进入 B_c 值. 图4给出 $\beta = -0.01$ 和 $\beta = -0.05$ 时

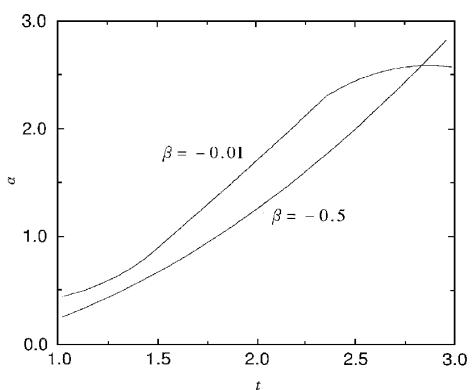


图4 $\rho = 1.0$, $\beta = -0.01$ 和 $\beta = -0.05$ 时 B_a 和 B_c 的相图 各曲线的上, 下方分别为 B_c 和 B_a 相

B_a 和 B_c 的相图, 其中各曲线的上, 下方分别为 B_c , B_a 相. 图中显示相变 α 值随 $|\beta|$ 值的增大而减小. 当 α 值较小时, $|\beta|$ 值的增大使分子沿 \hat{a}_0 排列的有序度增加, 使得液晶可在较小的 α 值从 B_c 进入 B_a . 当 $|\beta|$ 值足够大, B_a 的产生完全不必依赖 α 的作用, 这时 α 值降为零. 图 4 表明在所选的温度范围内 B_a 可出现在 $\alpha = 0$. $|\beta|$ 的另一个作用是使 B_a 的区域向温度的正向扩展. 这是由于随着 $|\beta|$ 值由小到大, B_a 相的产生机制由温度逐渐转为表面锚泊, 因此当 $|\beta|$ 值较大时, B_a 可出现在较高的温度和较大的温度范围内. 图 3 显示 $\beta = -0.001$ 时 B_a 所在区域明显大于 $\beta = -0.0001$. 由于增加参数 ρ 时弹性能亦随之增加, 因而表面序参数 $s(0)$ 和 $p(0)$ 均减小以降低体系的弹性能. 这时须增大 α 和 $|\beta|$ 值, 使分子长轴沿垂直于表面法向和表面上 \hat{a}_0 排列的倾向加强, 从而产生 B_a 相. 图 5 中相变曲线的 α 值和 $|\beta|$ 值随 ρ 单调增大表明了这一点.

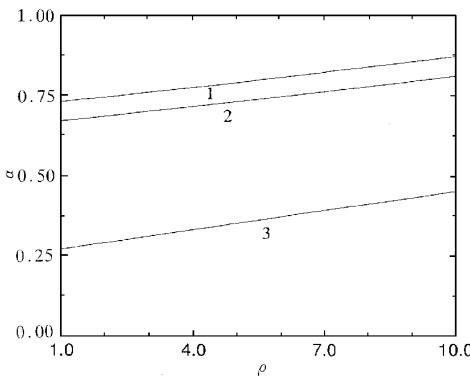


图 5 相变曲线上的 α 值和 β 值随 ρ 的变化. 曲线 1, 2, 3 分别对应于 $t = 1.05$, $\beta = -0.001$, -0.01 和 -0.1

实验上观察这一相变可采用文献中的办法^[7], 即将 p 极化和 s 极化的电磁辐射波以各自的临界角

入射到液晶表面, 测量发生全反射时两束光的光程差, 由于这光程差直接正比于液晶表面层的平均折射率各向异性, 因此测量光程差可决定表面的序参数, 进而决定相变的温度.

5 结 论

本文导出在指向矢不偏离易取向轴的情况下双轴相液晶表面能的公式. 应用 Ritz 方法, 找出对应于体系自由能最小值上界的表面序参数. 结果表明, 由于表面相互作用的双轴性, 表面附近的液晶随温度的降低可进入沿表面某一轴的双轴相, 并趋于沿该轴的单轴相. 随着表面锚泊强度的双轴性部分 $|\beta|$ 值的增大, 双轴相的产生机制逐渐由温度转为表面锚泊. B_a 相可出现在较高温度和较大温度范围内. 研究结果进一步指出, 在 α 值的一定范围内, 增大 α 值有利于分子长轴偏离表面法向, 但 α 值的进一步增大导致分子长轴在表面上的无序性增加, 从而削弱分子对表面上某一轴的取向, 因此液晶又从沿表面某一轴的双轴相返回沿表面法向的双轴相并进入准双轴相.

- [1] Y. L 'vov, R. M. Hornreich, D. W. Allender, *Phys. Rev.*, **E48** (1993), 1115.
- [2] P. Sheng, *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 1059.
- [3] D. W. Allender, G. L. Henderson, D. L. Johnson, *Phys. Rev.*, **A24** (1981), 1086.
- [4] T. J. Sluckin, A. Poniewierski, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), 2907.
- [5] A. Mauger, G. Zribi, L. Mills et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 2485.
- [6] P. G. de Gennes, J. Prost, *The Physics of Liquid Crystal* (Clarendon Press, Oxford, 1993).
- [7] W. Chen, L. J. Martinez-Miranda, H. Hsiung et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 1860.

SURFACE PHASE TRANSITION OF NEMATICS INDUCED BY SURFACE INTERACTION

LIU HONG

(*Department of Physics, Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China*)

(Received 30 November 1999; revised manuscript received 3 January 2000)

ABSTRACT

Using Ritz method in obtaining the surface order parameters, we obtained a phase transition from B_c , a biaxial nematic along the film normal, to phase B_a , a biaxial phase along the axis in the film plane. The result shows that as the biaxial part of the anchoring strength increases, the mechanism of the occurrence of B_a changes from temperature decreasing to surface anchoring. Within a certain range of uniaxial anchoring strength α , increasing α will make B_a occur at a higher temperature while further increasing of α will make the liquid crystal reenter B_c from B_a .

Keywords : liquid crystal, phase transition, surface energy

PACC : 6130, 6842, 6470M