

文章编号:1007-2780(2017)03-0196-10

电场对负性向列相液晶薄盒影响的研究

张 晶, 陈思博, 孙 洋, 张志东*

(河北工业大学 理学院, 天津 300401)

摘要:基于 Landau-de Gennes 理论, 利用松弛迭代法, 研究了电场对垂直排列(VA)液晶薄盒和反扭曲向列相(ITN)液晶薄盒的影响。两系统在相同条件下的倾角变化相同, 且系统双轴性与本征值的变化只取决于倾角的变化。研究表明, 当盒厚大于一定临界值时, 液晶系统一直处于正序参数态, 此时 ITN 薄盒的扭曲角由线性排列逐渐变化到呈 45° 角排列; 当小于此临界盒厚时, 在一定电压下会出现负序参数单轴态, 此时 ITN 薄盒的扭曲角会偏离线性变化出现回滞。

关 键 词:Landau-Gennes 理论; 负序参数单轴态; 本征值交换; 临界盒厚

中图分类号:O753.2 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/YJYXS20173203.0196

Influence of electric field on the thin negative nematic liquid crystal cell

ZHANG Jing, CHEN Si-bo, SUN Yang, ZHANG Zhi-dong*

(*Department of Applied Physics, School of Science, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China*)

Abstract: Based on the Landau-de Gennes theory, the influence of electric field on the state of liquid crystal (LC) within the thin vertical aligned (VA) cell and the thin inverse twist nematic (ITN) cell has been investigated, using the relaxation iterative method. Two systems have the same tilt angle behavior under the same electric field and same cell gap. Meanwhile, the variation of biaxialities and eigenvalues only depend on the tilt angle. When the cell gap is bigger than a critical gap, the LC system has positive order parameter, and the twist angle of ITN changes from lineation to nearly 45° with the increase of electric field. When the cell gap is under the critical value, a negative order parameter uniaxial state will appear at a certain electric field. The variation of the twist angle in the ITN cell shows a deviation from lineation as the electric field increasing, and this variation will show a hysteresis effect within a certain electric field range.

Key words: Landau-Gennes theory; negative order parameters uniaxial state; eigenvalue exchange; critical cell gap

收稿日期:2016-11-24; 修订日期:2016-12-22.

基金项目:国家自然科学基金(No.11374087)

Supported by Natural Science Foundation of China (No.11374087)

* 通信联系人, E-mail: zhidong_zhang1961@163.com

1 引言

VA(vertical aligned)显示模式是一种高对比度显示模式^[1],通常使用负性液晶材料($\Delta\epsilon = \epsilon_{//} - \epsilon_{\perp} < 0$),围绕VA模式发展了一系列改进模式,例如MVA(multi-domain vertical alignment)^[2]等。ITN(Inverse twist nematic)是VA模式基础上的变形^[3-4]。ITN模式与TN(twist nematic)模式相比具有高对比度的优势,当TN模式的对比度为500:1时,在相同条件下ITN模式的对比度可达到700:1^[5]。它可以使用负性向列相材料或负性胆甾相材料,本课题组曾使用光波导方法研究了VA显示模式^[1],并通过Frank弹性理论研究了此模式的动力学响应。

在大块的均匀单轴向列相液晶中,标量序参数 S 总是大于零,即液晶分子趋向平行于指向矢排列^[6]。我们已经知道,在缺陷中心附近极小的范围内,由于指向矢剧烈变化才会出现负序参数态^[7]。本文对VA模式和ITN模式的研究表明,当液晶层的厚度很薄时,出现电场诱导的负序参数单轴态。当液晶用于显示应用和光的位相调制时,对 $\Delta n \cdot d$ 有基本要求。由于 $\Delta n \approx 0.2$,因此要求液晶层厚 d 达到微米的数量级。我们同时注意到,几十纳米厚的液晶薄层在近代光子学前沿上可以有重要应用^[8]。例如,在金纳米粒子上涂敷厚度约为30 nm的向列相液晶,这些金纳米粒子的表面等离子激元共振频率将依赖于入射光偏振方向与液晶指向矢之间的夹角,而通过电场改变指向矢,可以调控表面等离子激元共振频率^[9-10]。

本文以VA和ITN液晶薄盒为研究对象,利用Landau-de Gennes理论和有限差分方法^[11],对不同盒厚下液晶态对电场的响应进行深入研究。

2 几何模型

2.1 VA盒

选取VA液晶薄盒为研究对象,如图1(a)所示,关态(未施加外电场)时,上下基板处为强锚定边界条件且易取向方向都沿着 x 轴方向并存在 89° 预倾角。由于易取向方向均沿 x 轴正方向,

因此没有扭曲角的变化。如图1(b)所示,开态(垂直于基板表面施加外电场)时,外电场沿 y 轴方向。由于上下基板处是强锚定边界条件,基板处的液晶分子仍然与基板表面成 89° 倾角。当电场足够强时,系统中心层附近的负性液晶分子由于电场的作用平行于基板排列。将倾角标记为 θ ,且 θ 为 y 的函数。

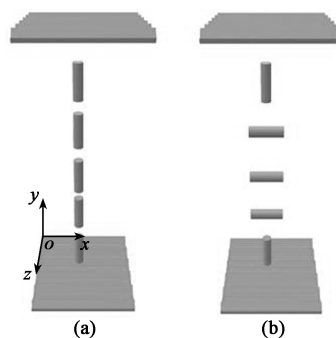


图1 VA结构图。(a)开态;(b)关态

Fig. 1 Structure of VA cell under different states.

(a) off-state and (b) on-state

2.2 ITN盒

对于ITN液晶薄盒,如图2(a)所示。关态时,上下基板均存在 89° 预倾角,下基板处的易取向方向沿 x 轴正方向,上基板的易取向方向沿 z 轴正方向,且上下基板处均为强锚定边界条件。从下基板到上基板,液晶分子平均取向(即指向矢)发生 90° 的扭曲,在单一弹性常数近似下($K_{11} = K_{22} = K_{33} = K$),扭曲角的变化过程是均匀的,即沿 y 轴方向线性变化。如图2(b)所示,开态时,外电场沿 y 轴方向。由于上下基板处是强锚定边界条件,基板处的液晶分子仍然与基板表面成 89°

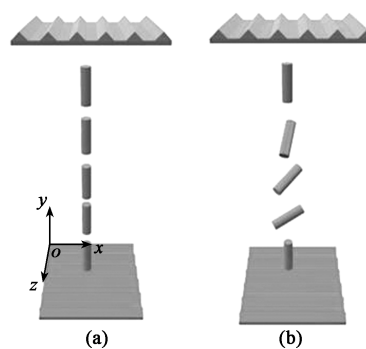


图2 ITN结构图。(a)开态;(b)关态

Fig.2 Structure of ITN cell under different states.

(a) off-state and (b) on-state

倾角排列。系统中心层附近的液晶指向矢,由于电场的作用趋向于平行排列。当外电场较小时,液晶指向矢的扭曲角沿 y 轴方向仍然近似均匀连续变化。当电场达到一定强度时,扭曲角会集中在与 x 轴呈 45° 的夹角上^[5]。倾角标记为 θ ,扭曲角标记为 φ ,均为 y 的函数。

3 理论方法

基于 Landau-de Gennes 理论,采取与周璇^[12-13]等人相同的理论计算方法,通过序参数张量:

$$\mathbf{Q} = S(3\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - \mathbf{I}) + P(\mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2), \quad (1)$$

来描述液晶系统中指向矢的取向有序性,其中 $S = \left[\frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2} \right]$ 为单轴标量序参数; $P = \left[\frac{3}{2} \sin^2 \Theta \cos 2\Phi \right]$ 为双轴标量序参数, Θ , Φ 分别为主轴系中分子的倾角和扭曲角; $\mathbf{n}$ 为指向矢; $\mathbf{e}_i$ 为正交单位基矢量,它代表着序参数张量 $\mathbf{Q}$ 的特征矢量。当指向矢 $\mathbf{n}$ 沿着 y 轴时,可将式(1)写为矩阵形式得到:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} -S+P & 0 & 0 \\ 0 & 2S & 0 \\ 0 & 0 & -S-P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 为序参数 $\mathbf{Q}$ 的 3 个本征值。当 $P \neq 0$ 时, $\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3$, 此时系统具有双轴性。由双轴性 (biaxiality) 参数 β^2 确定系统的双轴性大小^[14],

$$\beta^2 = 1 - \frac{6 [\text{tr}(\mathbf{Q}^3)]^2}{[\text{tr}(\mathbf{Q}^2)]^3}, \quad (3)$$

其值在 $[0, 1]$ 之间变化。式(3)描写的双轴性,是本体(bulk)为单轴性的向列相在边界和外场作用下诱导的双轴特性。当 $\beta^2 \neq 0$ 时,单轴向列相的光学材料参数 n_e 不会发生改变,但 n_o 会发生分裂。

外电场作用下, Landau-de Gennes 理论自由能密度表示为: $f = f_{\text{bulk}} + f_{\text{elastic}} + f_{\text{dielectric}}$, 其中:

$$f_{\text{bulk}} = A \text{tr} \mathbf{Q}^2 + \frac{2}{3} B \text{tr} \mathbf{Q}^3 + \frac{1}{2} C (\text{tr} \mathbf{Q}^2)^2, \quad (4)$$

为本体自由能密度,

$$f_{\text{elastic}} = L \frac{\partial Q_{ij}}{\partial x_k} \frac{\partial Q_{ij}}{\partial x_k}, \quad (5)$$

为单一常数近似下系统的弹性自由能密度

$$f_{\text{dielectric}} = -\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E}, \quad (6)$$

为介电能引起的自由能密度。在本体能中, B 与 C 均为常数, A 随温度变化, 表达式为: $A = A_0 (T - T^*)$, 其中, A_0 是大于零的常数项, T^* 为向列相液晶的最低过冷温度。 f_{elastic} 中 L 由弹性常数 $K = 2S^2 L$ 决定。 $f_{\text{dielectric}}$ 中, ϵ_0 为真空介电常数, $\boldsymbol{\epsilon}$ 是描述向列相液晶由于电场强度 E 而引起的局部各向异性的介电常数张量。在 y 轴方向电场 E 作用下, 介电能引起的自由能密度为:

$$f_{\text{dielectric}} = -\frac{\epsilon_0}{2} [\epsilon_i E_y^2 + \epsilon_a Q_{22} E_y^2], \quad (7)$$

其中: $\epsilon_i = (\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{\perp})/3$ 与 $\epsilon_a = (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})/(3S_{\text{eq}})$ 分别为各向同性与各向异性介质的极化率。我们选用负性液晶材料进行模拟计算, 即 $\epsilon_a < 0$, 在这种情况下, 负性液晶分子趋向于垂直于电场 E 的方向有序排列。

根据 Samo Kralj^[15]等人的工作, 我们引入下列无量纲化参数:

$$\begin{aligned} \tilde{F} &= f / [(B^4 / 9C)^3], \quad \tilde{Q}_{ij} = Q_{ij} / q_0, \\ \tilde{y} &= y / \xi_0, \quad \tilde{d} = d / \xi_0, \\ \tilde{\epsilon}_a &= \frac{\epsilon_a q_0}{\epsilon_i}, \quad E_0 = \frac{q_0}{\xi_0} \sqrt{\frac{2L}{t\epsilon_i \epsilon_0}}, \quad \tilde{E} = \frac{E}{E_0}, \quad t = \frac{S_{\text{eq}}}{q_0} \end{aligned}$$

其中: $q_0 = S_{\text{eq}}(T^*) = -\frac{B}{9C}$ 是向列相液晶在过冷

温度下的序参数, $\xi_0 = \sqrt{L / (-Bq_0)}$ 是向列相相干长度, 用来约化长度变量。约化之后的自由能,

$$\tilde{f} = \tilde{f}_{\text{bulk}} + \tilde{f}_{\text{elastic}} + \tilde{f}_{\text{dielectric}},$$

具体表达式为:

$$\tilde{f}_{\text{bulk}} = \tilde{A} \text{tr} \tilde{\mathbf{Q}}^2 - \frac{2}{3} \text{tr} \tilde{\mathbf{Q}}^3 + \frac{1}{18} (\text{tr} \tilde{\mathbf{Q}}^2)^2, \quad (8)$$

$$\tilde{f}_{\text{elastic}} = \frac{\partial \tilde{Q}_{ij}}{\partial \tilde{x}_k} \frac{\partial \tilde{Q}_{ij}}{\partial \tilde{x}_k}, \quad (9)$$

$$\tilde{f}_{\text{dielectric}} = -\frac{1}{\tilde{S}_{\text{eq}}} [\tilde{E}_y^2 + \tilde{\epsilon}_a \tilde{Q}_{22} \tilde{E}_y^2], \quad (10)$$

其中: $\tilde{A} = \frac{9AC}{B^2}$ 代表约化温度,

$$\tilde{S}_{eq} = \frac{S_{eq}}{q_0} = \frac{3}{4} (1 + \sqrt{1 - (8\tilde{A})/3})$$

为平衡态下的单轴标量序参数。

对系统的序参数张量 $\tilde{Q}(r, t)$ 进行迭代计算。标量序参数 S 以及指向矢 $\mathbf{n}$, 可以分别通过序参数张量 $\mathbf{Q}$ 的最大本征值和最大本征值对应的本征矢得到。基于之前的研究^[13,16], 序参数张量 $\mathbf{Q}$ 的动力学方程为:

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial t} = \tilde{\Gamma} \left[-\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} + \frac{1}{3} \text{tr} \left(\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} \right) I \right], \quad (11)$$

其中: $\tilde{\Gamma} = \Gamma \times (B q_0)$, 其系数 Γ 由 $\Gamma = 6 D^* / [1 - 3 \text{tr}(\mathbf{Q}^2)]^2$ 给出。 D^* 是向列相液晶的转动扩散系数^[13]。我们利用二维有限元差分迭代法对方程(11)进行进一步处理,

$$\frac{[\tilde{Q}(t+\Delta t) - \tilde{Q}(t)]}{\Delta t} = -\tilde{\Gamma} \left[-\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} + \frac{1}{3} \text{tr} \left(\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} \right) I \right]. \quad (12)$$

4 数值结果

本文中, 设定液晶材料各项系数为: $A_0 = 0.108 \times 10^5 \text{ J/m}^3 \text{ K}$, $B = -1.325 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $C = 0.544 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $L_1 = 2.25 \times 10^{-12} \text{ J/m}$, $D^* = 0.35 \text{ m}^2/\text{N} \cdot \text{S}^{13}$, 约化温度设定为 $\tilde{A} = 1/4$ 。同时, 介电各向异性为 $\tilde{\epsilon}_a = -0.3 (\epsilon_{\perp} = 6)$ 。计算可得约化参量: $\xi_0 = 3.98 \times 10^{-9} \text{ m}$ 以及 $E_0 = 7.8 \text{ V}/\mu\text{m}$ 。本文中电场强度均用 E/E_0 进行约化。

4.1 盒厚 $d = 20\xi_0$ 时不同电场对 VA 盒与 ITN 盒的影响

由于液晶分子扭曲角的变化与倾角变化相互独立, VA 液晶薄盒与 ITN 液晶薄盒中倾角随电压变化曲线相同。如图 3(a), 盒厚为 $20\xi_0$ 时, VA 液晶薄盒与 ITN 液晶薄盒中倾角随约化电压 E/E_0 变化的过程, 黑色箭头方向为电场增加方向。横轴为约化盒厚用 y/ξ_0 表示, 纵轴为倾角的大小用 θ 表示, 角度变化为 $0^\circ \sim 90^\circ$, 换算成弧度制为 $0 \sim \pi/2$, 数值上为 $0 \sim 1.57$ 。如图 3(a), $E/E_0 = 0$ 关态(未施加电场)时, 液晶分子垂直于基板表面排列。增大电场, 液晶盒中间的液晶分子由于电场的诱导倾角开始减小, 开始倒向 x - z 平面。随着约化电场的增加液晶盒中间的液晶分

子倾角为 0 的范围越来越大, 在 $E/E_0 = 7$ 左右达到一个极限范围。

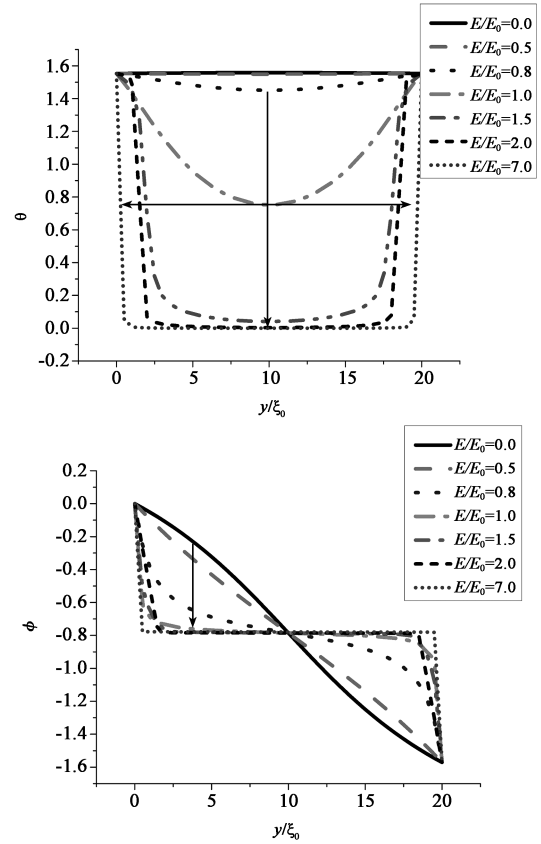


图3 在 $d = 20\xi_0$ 的初始条件下, (a) VA 薄盒与 ITN 薄盒在不同电场 E/E_0 值情况下的倾角变化图; (b) ITN 薄盒在不同电场 E/E_0 值情况下的扭曲角变化图

Fig.3 (a) Tilt angle under different E/E_0 values in VA cell and ITN cell with an initial line defect at $d = 20\xi_0$. (b) Twist angle under different E/E_0 values in VA cell with an initial line defect at $d = 20\xi_0$.

图 3(b) 为盒厚为 $20\xi_0$ 时, ITN 液晶薄盒中扭曲角 φ 随约化电压 E/E_0 变化的过程。当 $E/E_0 = 0$ 时, 关态未施加电场, 液晶分子垂直于基板表面排列, 扭曲角从 0° 到 90° 均匀变化, 近似线性排列。随着约化电压逐渐增大, 液晶分子受到电场作用使得边界处扭曲角变化较快, 中心附近扭曲角变化较慢。当 $E/E_0 > 1.0$ 时, 系统中液晶分子扭曲角的排布都集中在与 x 轴呈 45° 夹角上。

如图 4(a₁), (b₁), (c₁), (d₁), 为盒厚 $d = 20\xi_0$ 时, VA 液晶薄盒与 ITN 液晶薄盒中双轴性 β^2 随约化电压 E/E_0 变化的过程。双轴性图横轴

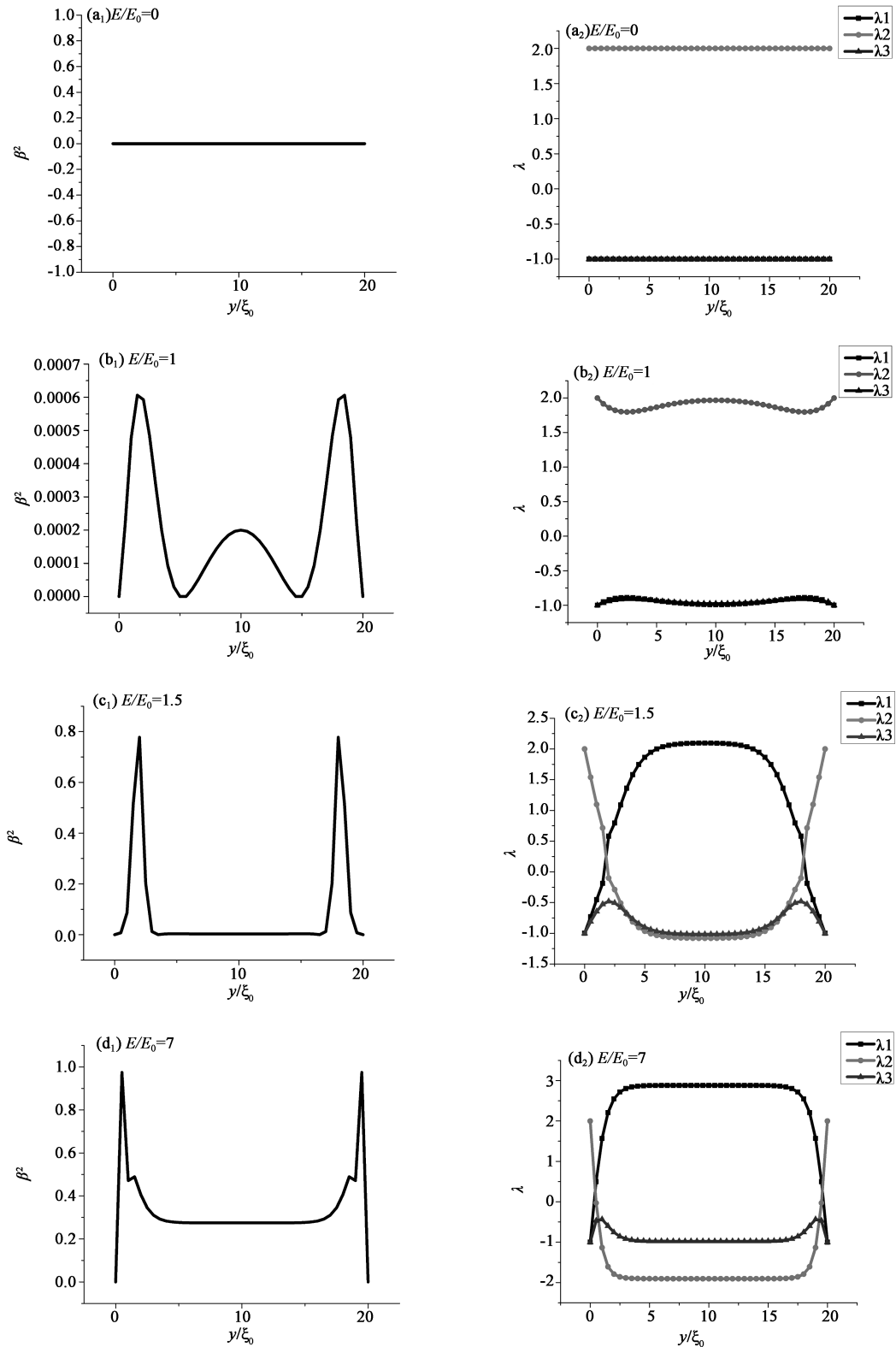


图 4 在 $d=20\xi_0$ 的初始条件下, VA 薄盒与 ITN 薄盒在不同电场 E/E_0 值情况下的双轴性与本征值图. 其中 $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 1.0, (c_1, c_2) 1.5, (d_1, d_2) 7.0$.

Fig.4 Biaxiality (β^2) and eigenvalue within different E/E_0 values in VA cell and ITN cell with an initial line defect at $d=20\xi_0$: $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 1.0, (c_1, c_2) 1.5, (d_1, d_2) 7.0$.

为约化盒厚用 y/ξ_0 表示,纵轴为双轴性大小用 β^2 表示。如图 4(a₂), (b₂), (c₂), (d₂), 为盒厚 $d=20\xi_0$ 时, VA 液晶薄盒和 ITN 液晶薄盒在不同电压下的本征值曲线。分析本征值曲线,并根据公式(2),可以得出液晶系统产生双轴性的原因。同时,本征值大小可以反应出此时系统的有序程度,并有助于判断系统的状态。图中横轴为约化盒厚,用 y/ξ_0 表示,纵轴为本征值 λ , λ_1 代表的黑色方块线与其关联的本征矢沿 x 轴方向。 λ_2 代表的红色圆点线与其关联的本征矢沿 y 轴方向。 λ_3 代表的蓝色三角线与其关联的本征矢沿 z 轴方向。

对于 ITN 薄盒,随着约化电压的增大,液晶分子扭曲角从线性排列变化到集中在 45° 角排列之前,即约化电压从 0 到 1.0 之间,倾角变化较小,双轴性大小约为 0。当 $E/E_0 > 1.0$ 时,液晶分子扭曲角开始集中在 45° 角排列,液晶盒中心附近液晶分子的倾角变为 0 度。即系统中心附近液晶分子与基板平行且与 x 轴呈 45° 角排列。上下基板间液晶分子在强锚定作用下垂直与基板排列,所以由于倾角变化在液晶盒基板附近出现大的双轴性。因此双轴性的大小只与倾角有关,与扭曲角无关。所以 VA 液晶薄盒与 ITN 液晶薄盒中双轴性随电压变化曲线相同。本征值曲线与双轴性图相对应,因此两系统的本征值曲线图也相同。

当盒厚 $d=20\xi_0$ 时 VA 液晶薄盒和 ITN 液晶薄盒的本征值与双轴性的变化可分为 3 个阶段:第一阶段,当约化电压 $E/E_0=0$ 时,关态(结合图 4(a₂)), $\lambda_1=\lambda_3<0$, $\lambda_2>0$, 此时液晶系统处于正序参数单轴态,为垂直排列盒。如图 4(a₁) 此时的双轴性 $\beta^2=0$; 第二阶段,当约化电压 $0.1 \leq E/E_0 \leq 1.4$ 时,如图 4(b₁), 液晶盒上下基板附近双轴性开始随着电压的增大而发生微小的增长(结合图 4(b₂))。本征值开始发生微小变化,但液晶系统仍处于正序参数单轴态; 第三阶段,当约化电压大于 1.5 时,如图 4(c₁), 此时液晶盒上下基板附近双轴性开始增大,近似可等于 1。系统中心附近双轴性很小。结合图 4(c₂), 液晶盒上下基板附近发生本征值交换,系统中心附近序参数 λ_1 为正值, λ_2, λ_3 为负值且不相等,处于正序参数双轴态。随着电压的增大,系统中心附近 λ_2, λ_3 的差值越来越大,双轴性逐渐增大,正序参数双

轴态的范围也逐渐扩大,如图 4(d₁), (d₂)。

4.2 盒厚 $d=10\xi_0$ 时不同电场对 VA 盒与 ITN 盒的影响

扭曲角变化与倾角变化相互独立,所以 VA 液晶薄盒与 ITN 液晶薄盒中倾角 θ 随约化电压 E/E_0 变化的过程相同,如图 5(a) 所示。黑色箭头方向为电场增加方向。横轴为约化盒厚用 y/ξ_0 表示,纵轴为倾角的大小,用 θ 表示,角度为 $0^\circ \sim 90^\circ$, 换算成弧度制为 0 到 $\pi/2$, 数值上为 0 ~ 1.57。对比图 3(a) 可以看出 $d=10\xi_0$ 与 $d=20\xi_0$ 时的倾角变化趋势相同。

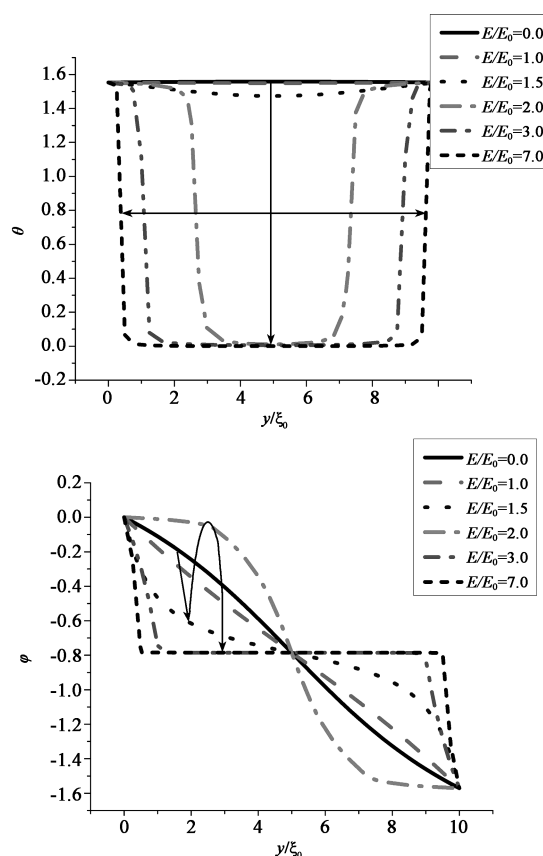


图5 在 $d=10\xi_0$ 的初始条件下, (a) VA 薄盒与 ITN 薄盒在不同电场 E/E_0 值情况下的倾角变化图. (b) ITN 薄盒在不同电场 E/E_0 值情况下的扭曲角变化图。

Fig.5 (a) Tilt angle within different E/E_0 values in VA cell and ITN cell with an initial line defect at $d=10\xi_0$. (b) Twist angle for different E/E_0 values in VA cell with an initial line defect at $d=10\xi_0$.

图 5(b) 是 $d=10\xi_0$ 时, ITN 液晶薄盒中扭曲角 φ 随约化电压 E/E_0 变化的过程。黑色箭头方

向为电场的增加方向。如图所示,当关态未施加电场时,液晶分子垂直于基板表面排列,扭曲角从 0° 到 90° 均匀变化。电压从 0 增大到 1.8 的过程中,液晶盒中液晶分子受到电场作用,边界处扭曲角变化较快,系统中心附近扭曲角变化较慢。电压从 1.9 增大到 2.2 的过程中,扭曲角会偏离线性变化出现回滞,即边界处扭曲角变化较慢,系统中心附近扭曲角变化较快。继续增大电压,扭曲角又回到以前的变化状态,边界处扭曲角变化较快,系统中心附近扭曲角变化较慢。当电压增大到 3 时液晶系统中心液晶分子的扭曲角的排布都集中在 45° 左右。继续增大电压,扭曲角的变化趋势不再变化,都集中在 45° 左右。

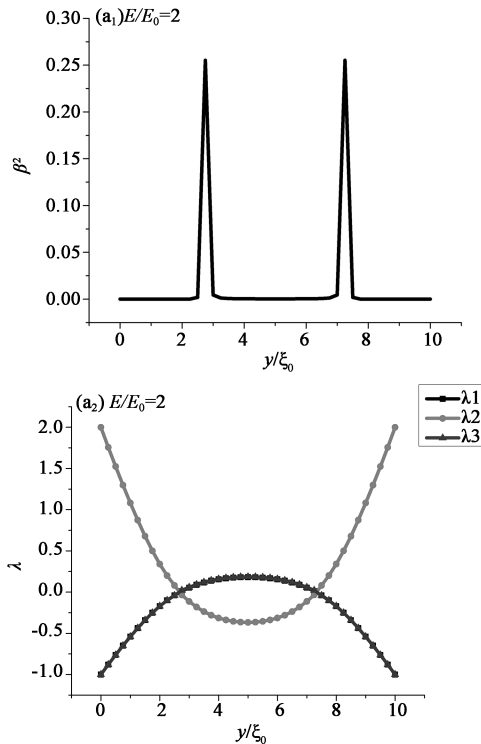


图 6 在 $d=10\xi_0$ 的初始条件下,VA 薄盒与 ITN 薄盒在电场 $E/E_0=2$ 时的双轴性与指向矢图

Fig.6 Biaxiality (β^2) and eigenvalue within $E/E_0=2$ in VA cell and ITN cell with an initial line defect at $d=10\xi_0$.

由前文可知,扭曲角的变化不影响双轴性和本征值的大小,所以当盒厚为 $10\xi_0$ 时,不同电压下 VA 液晶薄盒和 ITN 液晶薄盒的双轴性与本征值图相同。

当盒厚 $d=10\xi_0$ 时 VA 液晶薄盒和 ITN 液晶薄盒的本征值与双轴性的变化可分为四个阶段。

第一阶段,当约化电压 $E/E_0=0$ 时,与 $d=20\xi_0$ 时的第一阶段类似,系统处于正序参数单轴态,可参考图 4(a₁), (a₂); 第二阶段发生在约化电压 $0.1 \leq E/E_0 \leq 1.8$ 时,与 $d=20\xi_0$ 时的第二阶段类似。系统仍处于正序参数单轴态,可参考图 4(b₁), (b₂); 第三阶段发生在 $1.9 \leq E/E_0 \leq 2.2$ 时,如图 6(a₂), 此时液晶盒上下基板附近仍为正序参数单轴态,即 $\lambda_1=\lambda_3 < 0$, $\lambda_2 < 0$, 系统中心附近出现特殊的负序参数单轴态,即 $\lambda_1=\lambda_3 > 0$, $\lambda_2 < 0$, 系统内双轴性大小基本为 0 (如图 6(a₁)), 只有在 $\lambda_1=\lambda_2=\lambda_3$ 的特殊点上存在微小的双轴性; 第四阶段,当约化电压 $E/E_0 > 2.3$ 时,与 $d=20\xi_0$ 时的第三阶段类似,在两盒上下基板附近发生本征值交换,系统中心附近处于正序参数双轴态,且随着约化电压的增强,双轴性逐渐增大 (如图 4(d₁), (d₂))。

4.3 盒厚 $d=5\xi_0$ 时不同电场对 VA 盒与 ITN 盒的影响

当盒厚 $d=5\xi_0$ 时,VA 薄盒与 ITN 薄盒的倾角随电压变化的趋势与 $d=10\xi_0$ 时类似,指向矢

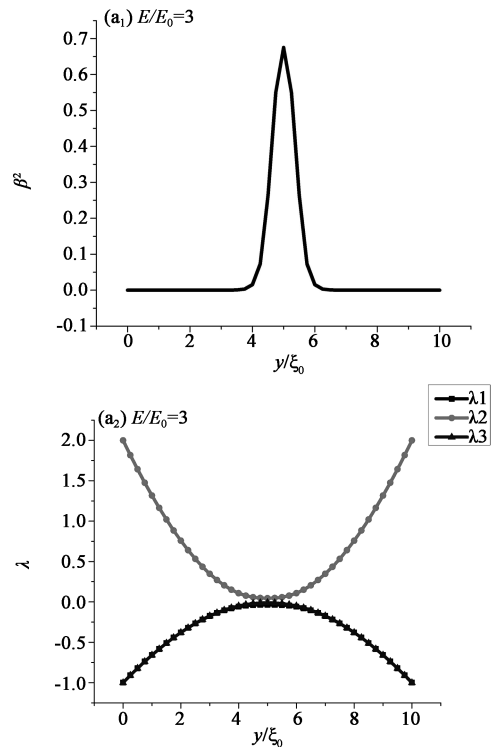


图 7 在 $d=5\xi_0$ 的初始条件下,VA 薄盒与 ITN 薄盒在电场 $E/E_0=3$ 时的双轴性与指向矢图

Fig.7 Biaxiality (β^2) and eigenvalue within $E/E_0=3$ in VA cell and ITN cell with an initial line defect at $d=5\xi_0$.

续 表

E/E_0	d										
	$13\xi_0$	$12\xi_0$	$11\xi_0$	$10\xi_0$	$9\xi_0$	$8\xi_0$	$7\xi_0$	$6\xi_0$	$5\xi_0$	$4\xi_0$	$3\xi_0$
4.0	V	V	V	V	V	V	V	V	IV	III	II
4.1~4.9	V	V	V	V	V	V	V	V	V	IV	II
5.0	V	V	V	V	V	V	V	V	V	IV	III
5.1~6.0	V	V	V	V	V	V	V	V	V	IV	IV
6.1~10	V	V	V	V	V	V	V	V	V	V	IV
>10	V	V	V	V	V	V	V	V	V	V	V

5 结 论

本文研究了 VA 与 ITN 液晶薄盒在不同盒厚下的倾角、扭曲角和本征值随着外加电场的变化。研究表明,两种液晶盒的倾角变化均为由垂直初始态转变为除上下基板外的水平排列,且系统双轴性与本征值的变化只与倾角有关,与扭曲角无关。表征系统结构转变的双轴性、本征值图像变化方式也类似。在对本征值图像进行研究时发现:液晶盒盒厚 $d=20\xi_0$ 时,系统处于正序参数态,当 $d=10\xi_0$ 时,系统中出现了负序参数单轴态,且在二者之间发现了临界盒厚 $d_c^*=12\xi_0$ 。

当 $d \geq d_c^*$ 时,系统处于正序参数态,在 ITN 薄盒中,扭曲角从均匀 90° 扭曲变为在液晶盒中心处均匀且沿与 x 轴呈 45° 方向线性排列,该结果与预期结果一致;当 $d \leq d_c^*$ 时,系统在一定 E/E_0 值下出现了负序参数态,且盒厚越小出现负

序参数态所需的 E/E_0 值越大,同时维持此状态所需的 E/E_0 范围也越广。此时,ITN 薄盒中的扭曲角会出现偏离线性变化的回滞现象。

约化盒厚 $d=20\xi_0$ 时,实际盒厚约为 80 nm,约化盒厚 $d=5\xi_0$ 时,实际盒厚约为 20 nm。几十纳米厚的液晶薄层在近代光子学前沿上可以有重要应用。实验室中制作的液晶盒盒厚一般为微米尺度,要实现文中 20~80 nm 左右的液晶薄盒需要使用原子力显微镜(AFM)^[17]。作为下一步实验工作的设想,可以在原子力的显微镜探针上固定一个表面修饰过的功能化小球,该小球具有对液晶材料的垂直取向。在 AFM 的试验台上固定一具有垂直取向功能的 ITO 玻璃,玻璃上滴有液晶微滴。逐渐降低探针位置,使得探针针头上固定的功能化小球完全浸入液晶微滴中,小球下表面与玻璃基板之间由于距离为纳米尺度,所以此时系统可以近似看成液晶薄盒。通过试验中得出的力曲线,可以反应液晶系统中发生的结构变化。

参 考 文 献:

- [1] LI Z G, WANG X, YE W J, *et al.* Application guided wave method in testing for a vertical aligned liquid crystal cell[J]. *Optik - Int. J. Light Electron Opt.*, 2013, 124(15): 2191-2195.
- [2] MA J, SUN R G, LIU X B, *et al.* Analysis of display defects in the multi-domain vertical alignment mode liquid crystal display[J]. *Displays*, 2012, 33(4/5): 186-190.
- [3] VARGHESE S, CRAWFORD G P, BASTIAANSEN C W M. Four-domain twisted vertically aligned liquid crystal pixels using microrubbing [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, 86(18): 181914.
- [4] ZHANG Z D, JIANG L, WEI H P. Backflow in an Inverse twisted nematic liquid crystal cell [J]. *Chin. J. Comput. Phys.*, 2006, 23(2): 199-203.
- [5] JOS I, CHOI S W, RA YOON A, *et al.* Inverse twist nematic mode on stacked alignment layer method [J]. *KLCC*, 2011, 13: 1-4.
- [6] DE GENNES P G, PROST J. *The Physics of Liquid Crystals* [M]. Oxford: Oxford University Press, 1993: 52.

- [7] 路丽霞,张志东,周璇.混合排列向列相液晶薄盒中 $-1/2$ 向错引起的有序重构的扩散[J].物理学报,2013,62(22): 226101(1-7).
LU L X, ZHANG Z D, ZHOU X. Diffusion of order reconstruction induced by $-1/2$ wedge disclination in a thin hybrid nematic liquid-crystal cell [J]. *Acta Phys. Sin.*, 2013, 62(22): 226101(1-7).
- [8] 杨傅子.从晶体光学到液晶光学—液晶物理的光学研究方法进展[J].液晶与显示,2016,31(1):1-39.
YANG F Z. From crystal optics to liquid crystal optics—the development of optical techniques for studying liquid crystal physics [J]. *Chin. J. Liq. Cryst. Disp.*, 2016, 31(1): 1-39. (in Chinese)
- [9] MÜLLER J, SÖNNICHSEN C, VON POSCHINGER H, *et al.* Electrically controlled light scattering with single metal nanoparticles [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81(1): 171-173.
- [10] PARK S Y, STROUD D. Surface-enhanced plasmon splitting in a liquid-crystal-coated gold nanoparticle [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(21): 217401.
- [11] ZHOU X, ZHANG Z D. Dynamics of order reconstruction in nanoconfined twisted nematic cells with a topological defect [J]. *Liq. Cryst.*, 2014, 41(9): 1219-1228.
- [12] WANG Y C, ZHOU X, YE W J, *et al.* New surface order reconstruction induced by electric field application in a nanoconfined HAN cell with a topological defect [J]. *AIP Adv.*, 2015, 5(10): 107127.
- [13] 余洋,周璇,张志东.扭曲向列相薄盒中线缺陷的研究[J].液晶与显示,2015,30(2):213-223.
YU Y, ZHOU X, ZHANG Z D. Study of line defects in a thin twisted nematic cell [J]. *Chin. J. Liq. Cryst. Disp.*, 2015, 30(2): 213-223. (in Chinese)
- [14] KAISER P, WIESE W, HESS S. Stability and instability of an uniaxial alignment against biaxial distortions in the isotropic and nematic phases of liquid crystals [J]. *J. Non-Equilib. Thermodyn.*, 1992, 17(2): 153-169.
- [15] KRALJ S, ROSSO R, VIRGA E G. Finite-size effects on order reconstruction around nematic defects [J]. *Phys. Rev. E*, 2010, 81(2): 021702.
- [16] GUZMÁN O, ABBOTT N L, DE PABLO J J. Quenched disorder in a liquid-crystal biosensor: adsorbed nanoparticles at confining walls [J]. *J. Chem. Phys.*, 2005, 122(18): 184711.
- [17] CARBONE G, LOMBARDO G, BARBERI R, *et al.* Mechanically induced biaxial transition in a nanoconfined nematic liquid crystal with a topological defect [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103(16): 167801.

作者简介:张晶(1992—),女,河北保定人,硕士研究生,从事液晶物理方面的学习和研究。E-mail: 617758346@qq.com