

文章编号:1007-2780(2016)09-0853-09

电场诱导纳米结构 HAN 液晶盒中 新型有序重构过程的描述

陈思博,王永超,周 璇,张志东*

(河北工业大学 理学院,天津 300401)

摘要:基于 Landau-de Gennes 理论,利用松弛迭代的方法,研究了包含 $-1/2$ 向错线的混合排列(HAN)液晶盒中,平行于向错线的电场所诱导的结构转变。结果表明,盒厚固定时,电场诱导五种结构转变过程;电场固定时,盒厚变化产生三类结构转变方式。力曲线上的极小值确定了液晶系统发生结构转变的临界盒厚。

关键词:有序重构;Landau-de Gennes 理论; $-1/2$ 向错;力曲线

中图分类号:O753⁺.2 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/YJYXS20163109.0853

Description about electric field-induced new order reconstruction in a nanoconfined HAN cell

CHEN Si-bo, WANG Yong-chao, ZHOU Xuan, ZHANG Zhi-dong*

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

Abstract: Based on the Landau-de Gennes theory, with the relaxation iterative method, we investigated the electric field-induced structure transition in a nanoconfined HAN cell with $-1/2$ topological defect, where the electric field is parallel to the disclination line. Our results show that with fixed cell gaps, five new structure transition processes are induced by electric field; while cell gap variation leads to three transition modes for an applied electric field. The critical value of cell gap corresponding to the structure transition is characterized by the local minimum in the force curve.

Key words: order reconstruction; Landau-de Gennes theory; $-1/2$ defect; force curve

1 引言

近期,纳米结构液晶盒的研究在学术界引起了足够的重视^[1]。在纳米结构液晶系统中,电场作用、盒厚改变等微小的扰动会产生明显的响应,并

伴随液晶系统的结构转变。有序重构(order reconstruction)描述液晶系统在外力作用下出现的特殊转变方式^[2],这种转变方式在上述微扰所产生的结构转变中极为常见^[3-4]。原子力显微镜(AFM)实验表明有序重构可以在液晶薄盒(盒厚约为 10 nm)中出现,且往往伴随着缺陷的产生,其中

收稿日期:2016-04-06;修订日期:2016-05-23.

基金项目:国家自然科学基金(No.11374087)

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

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

Carbone 等人已经测出力与盒厚之间的关系^[5]。

液晶缺陷从广义上讲就是液晶分子排列的不连续性。外力作用使得某个位置液晶分子指向矢偏离正常方向,从而导致该处附近一定范围内的指向矢进行自我排序调整,这种调整就会产生缺陷^[6-7]。缺陷会影响液晶系统的光电特性,因此研究缺陷产生的原因、有序重构发生的方式等具有重要意义。

本文通过建立包含 $-1/2$ 线缺陷的 HAN 液晶盒模型,运用 Landau-de Gennes 理论^[8]对系统进行理论描述。计算出平衡态方程与动力学方程,利用松弛方法研究电场强度以及盒厚变化对系统结构转变的影响,并得到力曲线。这些结果对本课题组^[9]提出的新型有序重构有了进一步的丰富和发展。

2 几何模型

考虑上下基板均为强锚定的 HAN 液晶盒模型,建立笛卡尔坐标系 (x, y, z) ,上下基板分别处于 $z = \pm d/2$, x 轴方向和 y 轴方向的长度 d_y 和 d_x 远大于盒厚 d ($d_y \sim d_x \gg d$)。令下基板处液晶分子平行于基板锚定,即 $\mathbf{n} = \mathbf{e}_y$,上基板处垂直于基板锚定,即 $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$ (如图 1)。该模型中存在两个稳定的简并构型,旋转角度分别为 $\pm\pi/2$ 。

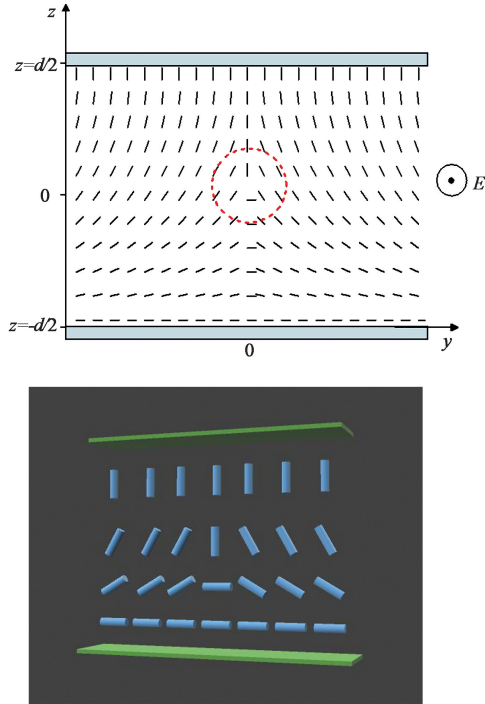


图 1 纳米限定 HAN 液晶盒模型

Fig.1 Structure of the nanoconfined HAN cell

规定上下基板 $z = \pm d/2$ 处液晶分子为强锚定单轴序;侧边界 $y = \pm d_y/2$ 规定为单轴有序的自由边界条件。令 $y = d_y/2$ 处指向矢的总旋转角度为 $-\pi/2$, $y = -d_y/2$ 处指向矢的总旋转角度为 $\pi/2$ 。这种边界条件可以产生 $M = -1/2$ 的线缺陷,向错线平行于 x 轴,缺陷的中心位于 y - z 平面的坐标原点 $(0, 0)$ 。我们研究平行于向错线方向即 x 轴方向电场 E 作用下的结构转变。

3 理论方法

基于 Landau-de Gennes 理论^[8],采取与周璇等^[9]相同的理论计算方法,即通过二阶对称无迹的序参数张量 $\mathbf{Q} = \sum_{i=1}^3 \lambda_i \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i$ 来描述液晶系统中指向矢的取向有序性,其中, $\mathbf{e}_i$ 为正交单位基矢量,它代表着序参数张量 $\mathbf{Q}$ 的特征矢量, λ_i 为其本征值。序参数张量 $\mathbf{Q}$ 同时描述单轴态与双轴态,系统的双轴性大小由双轴性参数 β^2 确定^[10],

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

其值在 $[0, 1]$ 之间变化。

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

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

为本体自由能密度,

$$f_{\text{elastic}} = L_1 \mathbf{Q}_{ij,k} \mathbf{Q}_{ij,k}, \quad (3)$$

为单一常数近似下系统的弹性自由能密度,

$$f_{\text{dielectric}} = -\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E} \cdot \epsilon \mathbf{E}, \quad (4)$$

为介电能对自由能的贡献。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_1 由弹性常数 $K = 2S^2 L_1$ 决定。 $f_{\text{dielectric}}$ 中, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ 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 x 轴方向电场 E 作用下, 介电能引起的自由能密度为:

$$f_{\text{dielectric}} = -\frac{\epsilon_0}{2} [\epsilon_i E_x^2 + \epsilon_a \mathbf{Q}_{11} E_x^2], \quad (5)$$

其中: $\epsilon_i = (\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{\perp})/3$ 与 $\epsilon_a = (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})/(3S_{eq})$ 分别为各向同性与各向异性介质的极化率。本文选用正性液晶材料进行模拟计算,即 $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$,在这种情况下,液晶分子趋向于沿着电场 E 的方向有序排列。

根据 Samo Kralj 等^[11]的工作,引入下列无量纲化参数:

$$\tilde{F} \equiv f/[B^4/(12C)^3], \tilde{Q}_{ij} \equiv Q_{ij}/q_0, \tilde{y} \equiv y/\xi_0, \tilde{z} \equiv z/\xi_0, \tilde{d} \equiv d/\xi_0,$$

$$E_0 = (q_0/\xi_0) \sqrt{2L_1/3t\epsilon_i\epsilon_0}, \tilde{\epsilon}_a = \epsilon_a q_0/\xi_i, \tilde{E}_x = E_x/E_0,$$

其中: $q_0 = -B/12C$ 是向列相液晶在过热温度下的序参数, $\xi_0 = \sqrt{L_1/(-Bq_0)}$ 是向列相相干长度,用来约化长度变量。约化之后的自由能,

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

具体表达式为:

$$\tilde{f}_{bulk} = \tilde{A} \text{tr} \tilde{Q}^2 + \frac{2}{3} \text{tr} \tilde{Q}^3 + \frac{1}{24} (\text{tr} \tilde{Q}^2)^2, \quad (6)$$

$$\tilde{f}_{elastic} = \frac{\partial \tilde{Q}_{ij}}{\partial \tilde{x}_k} \frac{\partial \tilde{Q}_{ij}}{\partial \tilde{x}_k}, \quad (7)$$

$$\tilde{f}_{dielectric} = -\frac{1}{S_{eq}} [\tilde{E}_x^2 + \tilde{\epsilon}_a \tilde{Q}_{11} \tilde{E}_x^2], \quad (8)$$

其中: $\tilde{A} = 12AC/B^2$ 代表约化温度,

$$\tilde{S}_{eq} = \frac{S_{eq}}{q_0} = 1 + \sqrt{1 - 2\tilde{A}}$$

为平衡态下的单轴标量序参数。

对系统的序参数张量 $\tilde{Q}(r, t)$ 进行动力学计算。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^[12-13], 序参数张量 $\mathbf{Q}$ 的动力学方程为:

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial t} = \tilde{\Gamma} \left[-\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} + \frac{1}{3} \text{tr} \left(\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} \right) I \right], \quad (9)$$

其中: $\tilde{\Gamma} = \Gamma \times (Bq_0)$, 其系数 Γ 由 $\Gamma = 6D^*/[1 - 3\text{tr}(\mathbf{Q}^2)]^2$ 给出。 D^* 是向列相液晶的转动扩散系数^[13]。利用二维有限元差分迭代法^[14]对方程(9)进行进一步处理,

$$\frac{[\tilde{Q}(t + \Delta t) - \tilde{Q}(t)]}{\Delta t} =$$

$$-\tilde{\Gamma} \left[-\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} + \frac{1}{3} \text{tr} \left(\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}} \right) I \right], \quad (10)$$

其中:

$$\frac{\delta \tilde{f}}{\delta \tilde{Q}_{ij}} = \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \tilde{Q}_{ij}} - \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_i} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial (\frac{\partial \tilde{Q}_{ij}}{\partial \tilde{x}_i})}. \quad (11)$$

在数值计算中,时间步长为 4×10^{-10} s,这个步长可以确保计算结果的稳定性。同时,程序的循环次数为 1×10^6 次,这样的循环次数能够保证系统到达平衡态。

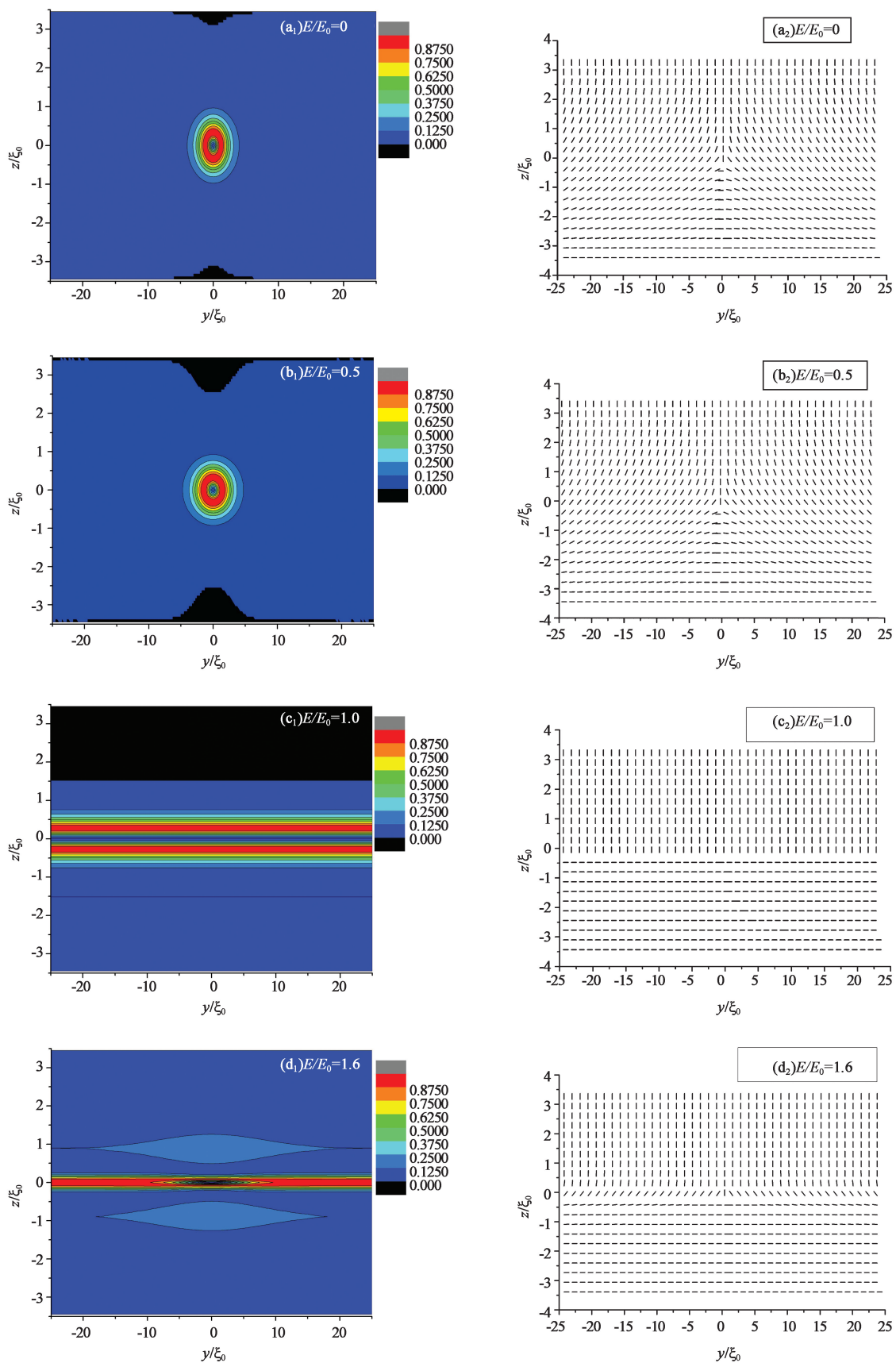
4 数值结果

本文中,设定液晶材料各项系数为: $A_0 = 0.043 \times 10^6$ J/m³K, $B = -1.06 \times 10^6$ J/m³, $C = 0.87 \times 10^6$ J/m³, $L_1 = 2.25 \times 10^{-12}$ J/m, $D^* = 0.35$ m²/N · s¹³, 约化温度设定为 $\tilde{A} = 1/3$ 。同时,介电各向异性为 $\Delta\epsilon = 13.2$ ($\epsilon_{\perp} = 6.5$)。计算可得约化参量: $\xi_0 = 4.562 \times 10^{-9}$ m 以及 $E_0 = 1.29$ V/ μm 。

取特征盒厚为 $d = 6\xi_0, 6.2\xi_0, 6.9\xi_0, 10\xi_0, 12\xi_0$, 每一盒厚对应一种电场作用下的结构转变。对于 $d = 6\xi_0, E/E_0 = 0$ (文中电场均用 E/E_0 约化)时系统处于体有序重构态, $E/E_0 = 2.5$ 时,系统转变为表面有序重构态。对于 $d = 6.2\xi_0, E/E_0 = 0$ 时系统处于缺陷态,随着电场强度的增加,系统从缺陷态转变为体有序重构态并最终达到表面有序重构态。当 $d = 6.9\xi_0$ 时又出现了新的转变过程,下面我们以 $d = 6.9\xi_0$ 为例进行详细描述。

4.1 盒厚 $d = 6.9\xi_0$ 时电场诱导的结构转变

图2给出 $d = 6.9\xi_0$ 对应的结构转变过程。当 $0 \leq E/E_0 \leq 0.5$ 时,系统处于缺陷态,缺陷中心位于坐标系原点,如图2(a₁)(a₂)(b₁)(b₂)所示。当 $1.0 \leq E/E_0 \leq 1.6$ 时,系统发生第一次结构转变。缺陷位置出现双轴层,将液晶系统分为 $(0, 0, 1)$, $(0, 1, 0)$ 两个相互正交的单轴态,此时系统处于体有序重构态。 $E/E_0 = 1.6$ 时指向矢分布图表明,双轴层交界处出现了指向矢微小偏离的过渡态[图2.(d₂)]。 E/E_0 继续增加到 2.0 时,系统发生第二次结构转变,出现了表面有序重构态。系统



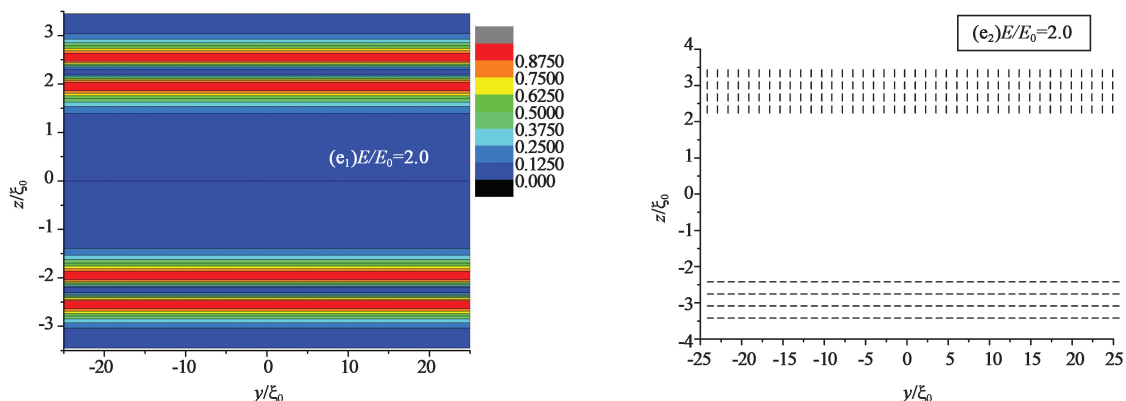
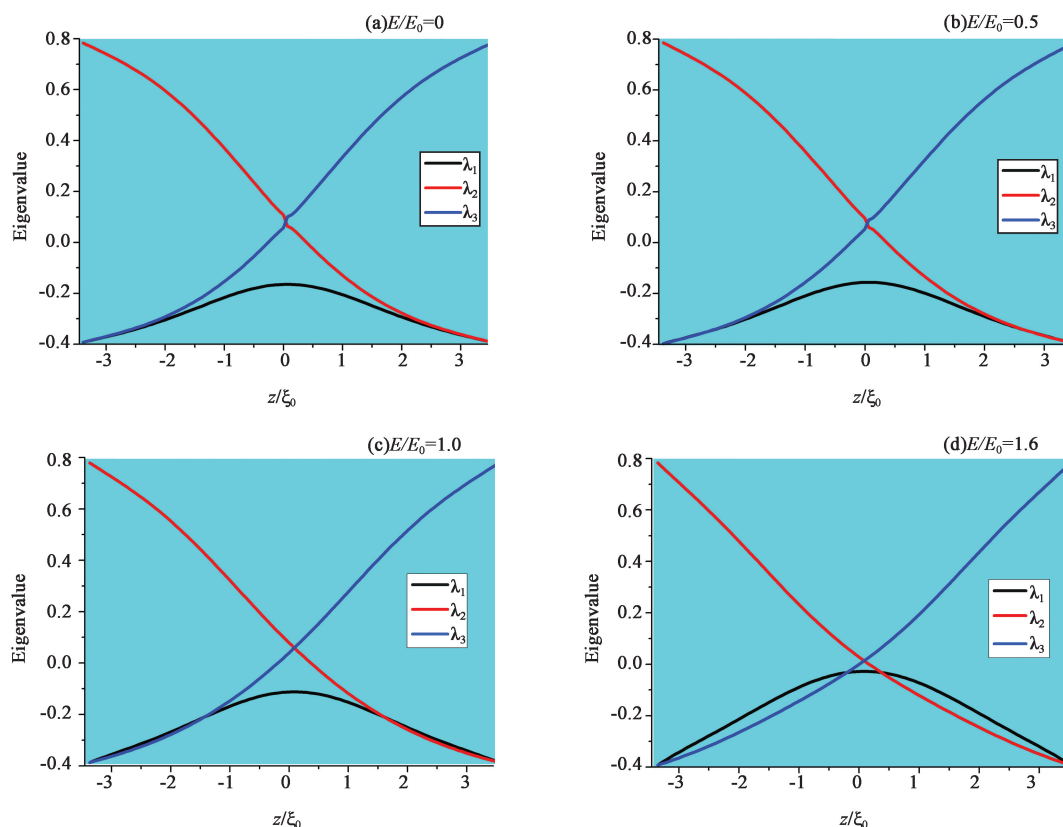


图2 在 $d = 6.9\xi_0$ 的初始条件下, HAN 液晶盒在不同电场 E/E_0 值情况下的双轴性与指向矢示意图, 其中 $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 0.5, (c_1, c_2) 1.0, (d_1, d_2) 1.6, (e_1, e_2) 2.0$

Fig.2 Biaxiality (β^2) and director profiles on the y - z plane for different E/E_0 values in a HAN cell with an initial line defect for $d = 6.9\xi_0$: $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 0.5, (c_1, c_2) 1.0, (d_1, d_2) 1.6$ and $(e_1, e_2) 2.0$

中央的双轴层消失, 在液晶盒上下基板附近出现两个相互对称的双轴层。两个双轴层中间的液晶分子均沿着 x 轴方向排列, 且在上下两个双轴层的中心位置, 序参数为负。从体有序重构态到表面有序重构态的转变过程为新型向序列重构过程。液晶系统的转变过程可以总结为: 缺陷态-体有序重构态-表面有序重构态。

图3的本征值交换示意图也可以阐述上述转变过程。图3(a)(b)两图中, $z=0$ 处, $z=\pm 3.45$ 处为单轴态, 其余部分为双轴态。且本征值 $\lambda_2 = \lambda_3$ 出现在坐标系原点。此时 $\lambda_1 < 0$, 说明缺陷核中心序参数为负。当 E/E_0 分别等于 1.0, 1.6 时, 发生了本征值交换, 此时坐标系原点位置附近的状态为单轴态—双轴态的交替, 对应图2的体有



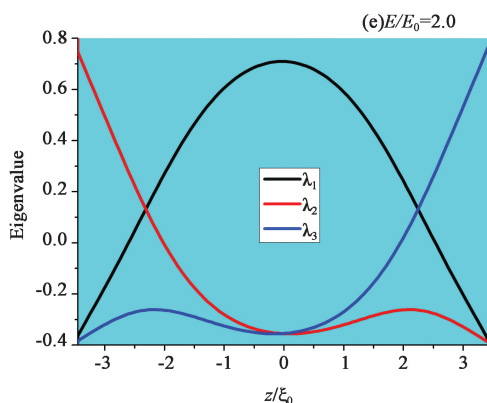


图 3 在 $d=6.9\xi_0$ 的初始条件下, HAN 液晶盒在不同电场 E/E_0 值情况下 y - z 平面内 $y=0$ 时, 序参数张量 Q 的示意图, 其中 $E/E_0=(a) 0, (b) 0.5, (c) 1.0, (d) 1.6, (e) 2.0$

Fig.3 Eigen values of the tensor Q as a function of the coordinate z for $y = 0$ in the y - z plane with different electric fields for $d=6.9\xi_0$ (E/E_0), of (a) 0, (b) 0.5, (c) 1.0, (d) 1.6 and (e) 2.0.

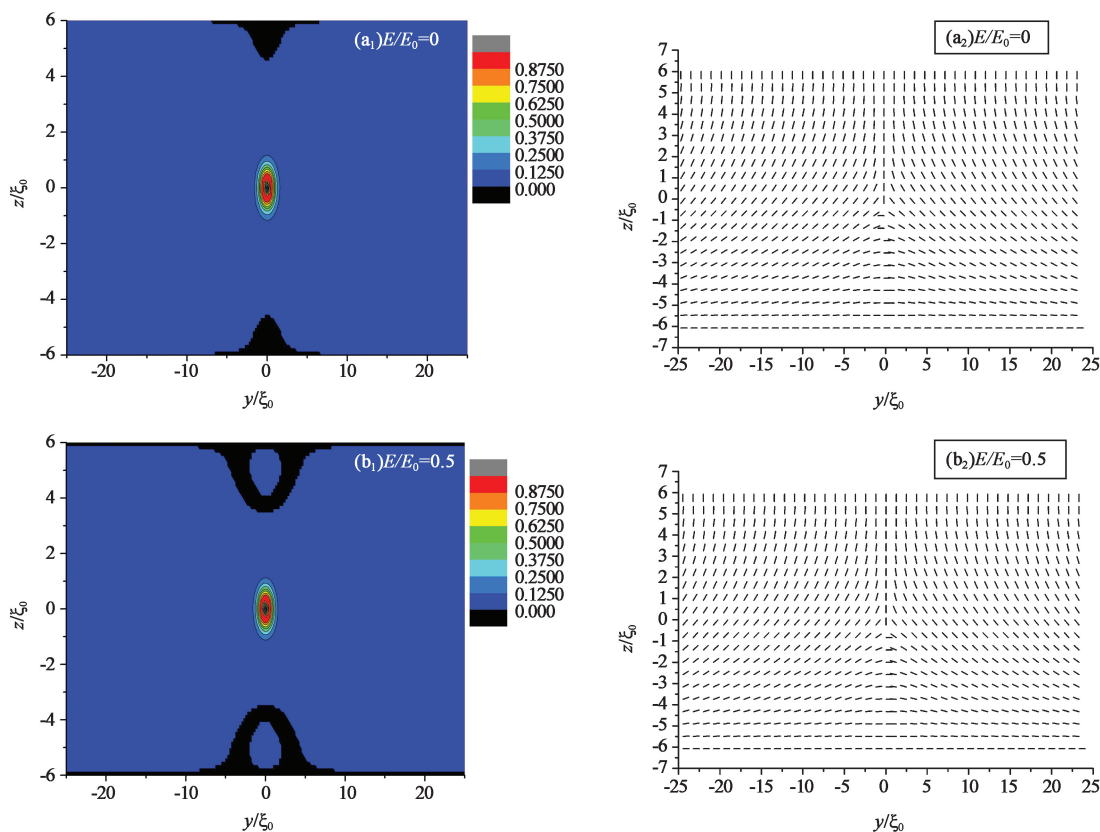
序重构。当 $E/E_0=2.0$ 时, 序参数张量 Q 的最大本征值 λ_1 增大, 几乎占据了整个液晶盒范围, 表明液晶系统中绝大多数液晶分子均沿着 x 轴方向排列。此时只在 $z = \pm 3.45$ 处存在两个双轴态, 对应着表面有序重构态。

当 $d=10\xi_0$ 时系统的结构转变不再通过体有序重构态到表面有序重构态。此时在电场 $E/E_0=1.6$ 时, 系统没有出现体有序重构态, 取而代之的

是双稳态。缺陷一分为二, 且不对称。随着盒厚的继续增加, 双稳态缺陷分别向上下基板移动。当 $d=12\xi_0$ 时, 向下基板移动的缺陷消失, 另一部分缺陷继续上移。下面对 $d=12\xi_0$ 的情况进行详细描述。

4.2 盒厚 $d=12\xi_0$ 时电场诱导的结构转变

图 4 描述了盒厚 $d=12\xi_0$ 时, 随着电场强度改变而出现的结构转变过程。当 $0 \leq E/E_0 \leq 1.6$



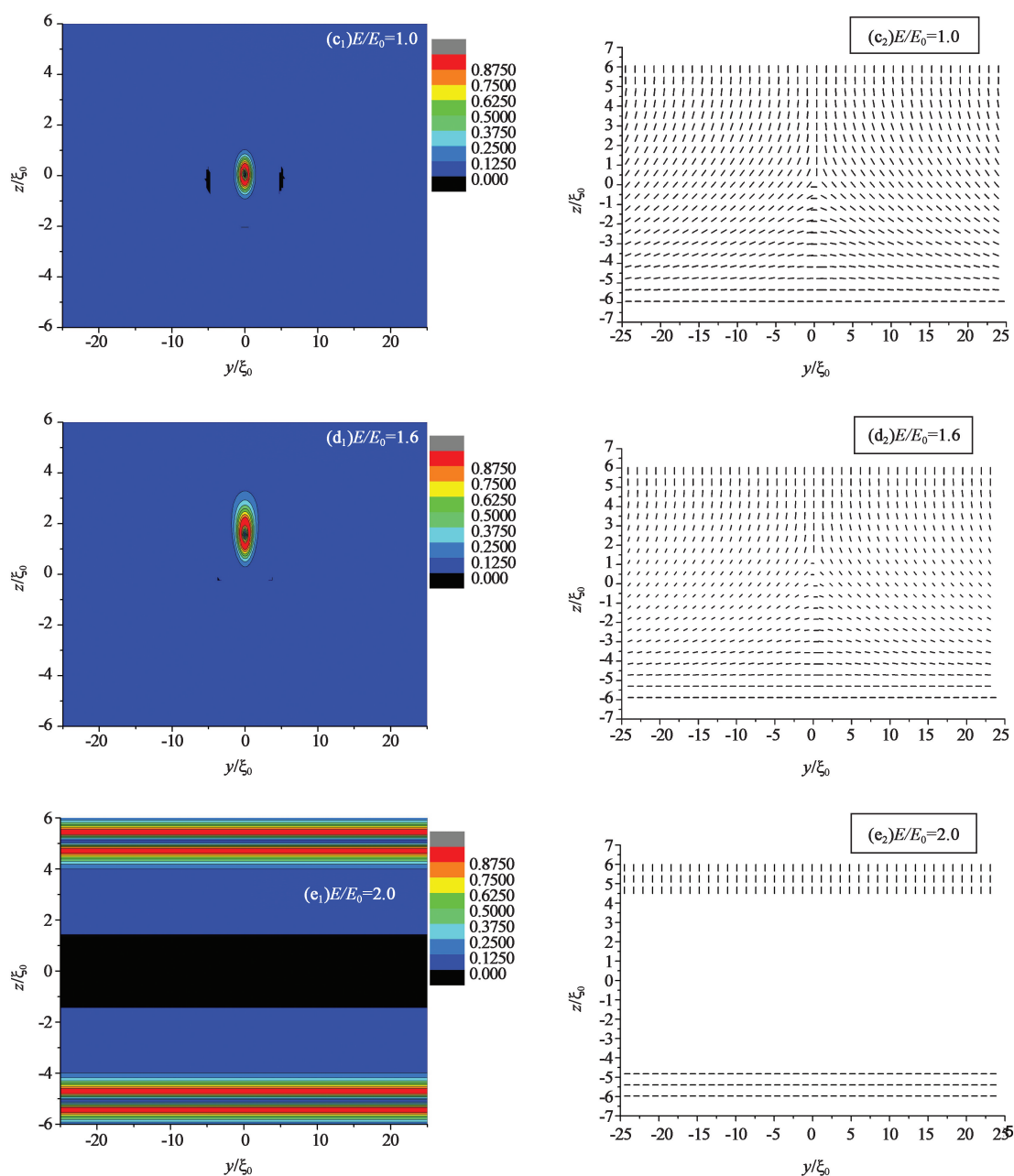


图4 在 $d = 12\xi_0$ 的初始条件下, HAN 液晶盒在不同电场 E/E_0 值情况下的双轴性与指向矢示意图, 其中 $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 0.5, (c_1, c_2) 1.0, (d_1, d_2) 1.6, (e_1, e_2) 2.0$ 。

Fig.4 Biaxiality (β^2) and director profiles on the y-z plane for different E/E_0 values in a HAN cell with an initial line defect for $d = 12\xi_0$: $E/E_0 = (a_1, a_2) 0, (b_1, b_2) 0.5, (c_1, c_2) 1.0, (d_1, d_2) 1.6$ and $(e_1, e_2) 2.0$.

时,液晶盒的状态均为缺陷态,如图4(a₁, a₂)(b₁, b₂)(c₁, c₂)所示。当 $E/E_0 = 1.6$ 时,在 $d = 10\xi_0$ 的情况下出现了双稳态,当 $d = 12\xi_0$ 时,双稳态所形成的两个缺陷分别向上下基板移动,且其中一个逐渐消失,如图4(d₁)所示。此时缺陷中心位

于(0, 1.5),相比于坐标系原点(0, 0),缺陷中心出现上移现象。当 $E/E_0 = 2.0$ 时,双稳态消失,被表面有序重构态取代。 $d = 12\xi_0$ 时的系统转变过程可以总结为:缺陷态-双稳态-表面有序重构态。

上述结构转变过程可以归纳汇总于表1。

表 1 结构状态与盒厚、电场的关系

Tab.1 Process of structural transition for different d and E/E_0 values

	$E/E_0=0$	$E/E_0=0.5$	$E/E_0=1.0$	$E/E_0=1.6$	$E/E_0=2.0$
$d=6\xi_0$	体有序重构态	体有序重构态	体有序重构态	体有序重构态	体有序重构态
$d=6.2\xi_0$	缺陷态	体有序重构态	体有序重构态	体有序重构态	体有序重构态
$d=6.9\xi_0$	缺陷态	缺陷态	体有序重构态	体有序重构态	表面有序重构态
$d=10\xi_0$	缺陷态	缺陷态	缺陷态	双稳态(分裂)	表面有序重构态
$d=12\xi_0$	缺陷态	缺陷态	缺陷态	双稳态(位移)	表面有序重构态

$d=6\xi_0$ 与 $d=6.2\xi_0$ 时,当电场强度足够大时,系统最终也会转变为表面有序重构态。上述情况本课题组已经得到数值模拟数据,该过程在表 1 中并未呈现。

4.3 力曲线与三类结构转变方式

力曲线是描述液晶系统有序重构发生的重要工具^[5]。给出力 f 的公式: $f=-\frac{\partial F}{\partial d}$ 。力 f 的变化可以反映出系统总能量随盒厚的改变。如果不存在任何结构转变,随液晶盒厚度增加排斥力单调减小。但是发生结构转变时,系统内部能量发生改变,导致力曲线偏离原递减趋势而出现极小值。

导致液晶系统发生结构转变的因素有很多,图 5 为包含 $-1/2$ 拓扑缺陷 HAN 液晶盒在相同电场值 E/E_0 下的力曲线。当 $E/E_0=0$ 时,由表 1 的第二列可以看出,系统所发生的结构转变为缺陷态的扩散,力曲线在 $d=6.2\xi_0$ 处出现极小。我们将外电场为零的情况称为第一类结构转变。

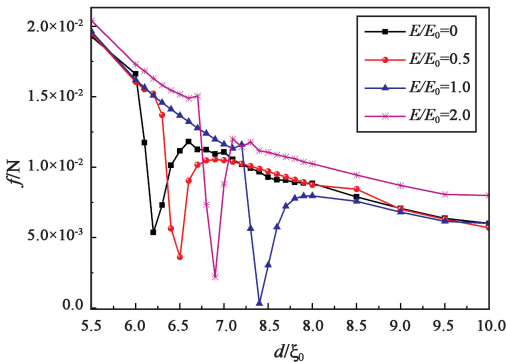


图 5 在相同电场值 E/E_0 下通过改变盒厚所得到的力曲线

Fig.5 Force curves under the same E/E_0 with different cell gap

当 $E/E_0=0.5$ 时,系统的结构转变状态仍为第一类结构转变。随着盒厚 d 的继续增大,缺陷态成为系统的唯一状态。此时,力曲线在 $d=6.5\xi_0$ 处出现极小。

当 $E/E_0=1.0$ 时,力曲线在 $d=7.4\xi_0$ 处出现极小。当盒厚继续增大时,液晶分子之间的相互作用力不足以抵抗电场力,将出现指向矢扭曲现象,液晶分子沿着电场方向排列。我们将上述结构转变方式统称为第二类结构转变。

表 1 给出, $E/E_0=2.0$ 时系统的转变方式发生改变,由体有序重构态直接转变到表面有序重构态,中间不经过缺陷态或双稳态。此时,力曲线在 $d=6.9\xi_0$ 处出现极小。我们将这种结构转变方式称为第三类结构转变。

三类结构转变过程与电场的关系总结于表 2。

表 2 三类结构转变过程与电场的关系

Tab.2 Three process of structural transition for different E/E_0 values

电场范围	形变方式
$E/E_0=0$	体有序重构态- 缺陷态
$0<E/E_0<2.0$ ($E/E_0=0.5$ 、 $E/E_0=1.0$)	体有序重构态- 缺陷态—扭曲态
$E/E\geq 2.0$ ($E/E=2.0$)	体有序重构态- 表面有序重构态

5 结 论

基于 Landau-de Gennes 理论^[8],研究了包含-

1/2 缺陷的 HAN 液晶盒的结构转变过程与电场、盒厚的关系。通过松弛迭代的方法,解出平衡态时的序参数张量,进而得出系统双轴性、本征值及指向矢的分布特征。基于先前得出的在外电场 E 平行施加于线缺陷方向时,液晶系统出现新型的有序重构现象的结论基础上,本文从两个不同的角度研究结构转变,得出五种不同的新型结构转变以及三

类变化方式:固定盒厚,改变电场强度,研究表明在不同的盒厚下出现五种结构转变方式,缺陷的扩散以及有序重构是这五种现象出现的直接原因。由于缺陷的扩散以及有序重构的发生,液晶系统的能量也发生改变。固定电场,逐渐增加盒厚,表现出三类结构转变方式。力曲线中的极小值正好对应液晶系统发生结构转变的临界盒厚。

参 考 文 献:

- [1] JEONG J, DAVIDSON Z S, COLLINGS P J, et al. Chiral symmetry breaking and surface faceting in chromonic liquid crystal droplets with giant elastic anisotropy [J]. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 2014, 111(5): 1742-1747.
- [2] SCHOPPH N, SLUCKIN T J. Defect core structure in nematic liquid crystals [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59(22): 2582-2584.
- [3] HUNG F R, GUZMÁN O, GETTELFINGER B T, et al. Anisotropic nanoparticles immersed in a nematic liquid crystal: Defect structures and potentials of mean force [J]. *Phys. Rev. E*, 2006, 74(1): 011711.
- [4] KLÉMAN M. *Points, Lines and Walls in Liquid Crystals, Magnetic Systems and Various Disordered Media* [M]. New York: Wiley Press, 1983.
- [5] 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.
- [6] KRALJ S, VIRGA E G. Universal fine structure of nematic hedgehogs [J]. *J. Phys. A*, 2001, 34(4): 829-838.
- [7] 谢毓章.液晶物理学[M].北京:科学出版社,1998.
XIE Y Z. *The Physics of Liquid Crystals* [M]. Beijing: Beijing Science Press, 1998. (in Chinese)
- [8] DE GENNES P G, PROST J. *The Physics of Liquid Crystals* [M]. Oxford: Oxford University Press, 1993.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] KRALJ S, VIRGA E G, ROSSO R. Finite-size effects on order reconstruction around nematic defects [J]. *Phys. Rev. E*, 2010, 81(2): 021703.
- [12] 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)
- [13] 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.
- [14] ZHOU X, ZHANG Z D. Dynamics of order reconstruction in a nanoconfined twisted nematic cells with a topological defect [J]. *Liq. Cryst.*, 2014, 41(9): 1219-1228.

作者简介:陈思博(1992—),男,河北廊坊人,硕士研究生,从事液晶物理方面的学习和研究。E-mail: chensibo1992@163.com