

文章编号: 1007-2780(2013)06-0833-04

向列相液晶中光诱导分子重取向过程的弛豫时间

刘金龙^{1,2}, 郭 旗^{1*}, 任占梅¹

(1. 华南师范大学 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广东 广州 510631, E-mail: liujldragon@163.com;

2. 华南农业大学 理学院, 广东 广州 510642)

摘 要: 研究了带偏置电压的向列相液晶盒结构中在激光脉冲作用下的分子转动动力学模型。结果表明, 入射光脉冲的宽度远大于 1 ps 时, 光脉冲诱导液晶分子重取向过程可用德拜弛豫过程描述。弛豫时间常数与液晶盒厚度的平方成正比, 和液晶的弹性常数成反比。弛豫时间常数依赖于液晶横向位置, 预偏角的范围在 $0 \sim 0.4$ rad 之间变化时, 不同位置的时间常数相差较大, 可在一个量级之间变化; 预偏角在 $0.4 \sim \pi/2$ rad 时, 时间常数基本不变。弛豫时间常数还受偏置电压控制, 1.2~10 V 偏置电压时液晶盒中心处的弛豫时间常数在 10 ms~10 s 变化, 变化范围可达 3 个数量级。

关 键 词: 平行排列; 重取向弛豫时间; 偏置电压

中图分类号: O753 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3788/YJYXS20132806.0833

Relaxation of Optical Induced Molecular Reorientation in Nematic Liquid Crystals

LIU Jin-long^{1,2}, GUO Qi^{1*}, REN Zhan-mei¹

(1. Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510631, China, E-mail: liujldragon@163.com;

2. College of Science, South China Agricultural University, Guangzhou 510642, China)

Abstract: The molecular reorientation transient process induced by laser pulse in nematic liquid crystals (NLC) with bias voltage is explored. The results show that if the width of pulse is large more than 1 ps, the molecular reorientation transient process induced by the pulse can be modeled as Debye relaxation process, the relaxation time constant is inversely proportional to the elasticity constant of NLC, and is proportional to the square of thick of the cell. On one hand, the relaxation time constant is transversely dependent, for the pretilted angle varied in $0 \sim 0.4$ rad, the relaxation time constant can be varied in one order of magnitude, for the case of pretilted angle is more than 0.4 rad, the time constant remains the same. On the other hand, the relaxation time constant can be steered by bias voltage, reorientation relaxation time ranges from 10 ms~10 s can be obtained if the 1.2~10 V bias voltage is applied to the cell.

Key words: homogeneous alignment; reorientation relaxation time; bias voltage

收稿日期: 2013-08-29; 修订日期: 2013-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(No. 11274125, No. 11074080); 广东省自然科学基金(No. S2012010009178)

作者简介: 刘金龙(1972—), 男, 江西于都人, 副教授, 从事的主要工作是液晶非线性光学。

* 通信联系人, E-mail: guoqi@scnu.edu.cn

1 引 言

向列相液晶分子排列在外场的作用下容易发生形变,形变后的液晶具有强的介电各向异性和大的非线性折射率系数。近年来国内外研究小组探讨了激光光束与液晶相互作用的稳态过程,报道了外加低频电场产生电各向异性初始排列,激光诱导分子重取向微扰的空间相关机制。向列相液晶具有非局域非线性特性,可支持空间光孤子^[1-2],发现向列相液晶可支持空间非局域程度电压可控的 1+2 维光孤子相互作用^[2]。20 世纪 90 年代以来,激光与液晶的瞬态相互作用的研究得到了广泛的研究。Iam-Choon Khoo 等研究了未加外场向列相液晶盒结构中激光诱导分子转动的动力学过程^[3],理论导出分子重取向的弛豫时间常数为 $d^2\gamma/(K\pi^2)$,实验得出分子重取向的弛豫时间在秒的范围。H. Hsiung 等理论和实验研究了外加磁场的向列相液晶(5CB)盒结构中光诱导分子重取向的瞬态动力学过程^[4],得到光诱导分子重取向弛豫时间为 10~100 μs 。激光诱导液晶非线性的瞬态过程包含多种机制,如分子重取向,光热效应,密度效应,流动性及彼此之间的耦合^[5]。各种机制具有不同时间尺度的弛豫过程,其中旋转黏滞有关的分子重取向的弛豫时间最长,为毫秒数量级。这种慢的弛豫过程是产生快慢群速度光脉冲的必要机制,在可控的群速度,光子存储,全光开关及时延器等方面具有广阔的应用前景^[6-7]。本文提出了一种脉冲激光诱导液晶分子重取向微扰模型,探讨了偏置电压对重取向弛豫时间的依赖关系,为得到可控群速度提供一个重要参考。

2 外加偏置电压液晶盒结构中光诱导向列相液晶分子重取向动力学模型

如图 1 所示,原点位于液晶盒中心,液晶分子初始沿面平行排列的液晶盒在 x 方向施加偏置电压后,分子排列因受到一个低频电场矩的作用而出现形变,这种形变同时产生一个反向的弹性转矩。最终两者达到稳态平衡,对应指向矢 $\mathbf{n} = (\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0)$ 。 x 方向极化的激光脉冲由盒的左端入射,指向矢在光电场矩的作用下,再次发生

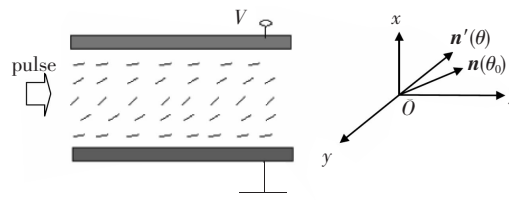


图 1 施加偏置电压的向列相液晶盒结构,指向矢及坐标系示意图。

Fig. 1 Geometry of nematic liquid crystal with bias voltage, the director and coordinate system.

重取向微扰旋转 φ 。在此瞬态过程中,近似地考虑指向矢的纯旋转运动,角度分布为 θ ,对脉冲进行平面波近似,此时的指向矢分布为 $\mathbf{n} = (\sin\theta, 0, \cos\theta)$ 。角度和微扰满足^[8]:

$$\theta(x, t) = \theta_0(x) + \frac{\theta_0(x)}{\theta_m} \varphi(t) \quad (1)$$

其中 θ_m 为中心位置处的最大预偏角。光诱导微扰 $\varphi \ll 1$,且具有脉冲的边界条件。文献[9]给出了液晶盒中心位置处的最大预偏角 θ_m 与偏置电压 U 的隐式关系:

$$U = C \int_0^{\theta_m} \frac{d\theta_0}{\sqrt{(\sin^2\theta_m - \sin^2\theta_0)(1 + \vartheta \sin^2\theta_0)}} \quad (2)$$

其中 $C = 2\sqrt{\frac{K(1 + \vartheta \sin^2\theta_m)}{\epsilon_0 \epsilon_a^{rf}}}$ 。 $\vartheta = \epsilon_a^{rf}/\epsilon_{\perp}^{rf}$, ϵ_a^{rf} , $\epsilon_{\perp}^{rf}$ 分别为低频电场的介电常数各向异性及垂直指向矢方向的相对介电常数。3 个弹性系数近似地 $K_1 = K_2 = K_3 = K$ 。式(2)中,令 $\sin\theta_m = \sin\lambda \sin\theta_0$,容易得到阈值电压为 $U_{th} = \pi\sqrt{K/(\epsilon_0 \epsilon_a^{rf})}$ 。只存在低频电场的作用时,液晶分子受到因形变而产生的弹性矩和低频电场矩的作用,两者达到平衡时,指向矢满足:

$$K \frac{d^2\theta_0}{dx^2} + \epsilon_0 \epsilon_a^{rf} \sin\theta_0 \cos\theta_0 E_{rf}^2 = 0 \quad (3)$$

E_{rf} 是盒内低频电场强度。

激光脉冲入射到液晶后,指向矢受到光脉冲场矩的作用,平衡被打破,液晶分子进入瞬态转动。对宽度超过皮秒的脉冲,分子的转动惯性作用不明显,可忽略。在微扰转动的情况下,分子的流动也可以忽略。此过程中可简化成单位体积内的分子转动受到 4 个力矩作用:低频电场矩,弹性矩,黏滞矩和光电场矩。分子转动的动力学方程近似满足:

$$\gamma \frac{d\theta}{dt} = K \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{\epsilon_0 \sin 2\theta}{4} (\epsilon_a^{\text{op}} E_{\text{op}}^2 + 2\epsilon_a^{\text{rf}} E_{\text{rf}}^2) \quad (4)$$

其中 γ 为旋转黏滞系数, E_{op} , ϵ_a^{op} 是光电场强度及其各向异性。在计算中,已对光电场矩做了时间平均。因光诱导重取向微扰,可对低频电场矩和光电场矩做了一级近似,即:

$$\sin 2\theta \approx \sin 2\theta_0 + 2\theta_0 \varphi(t) \cos 2\theta_0 / \theta_m$$

联立上述4个方程加上矩近似考虑到光电场诱导的重取向的微扰特性,就可得到光诱导重取向微扰满足动力学方程:

$$\gamma \frac{d\varphi}{dt} + N\varphi = ME_{\text{op}}^2 \quad (5)$$

其中 $N = \epsilon_0 \epsilon_a^{\text{rf}} (\sin 2\theta_0 - 2\theta_0 \cos 2\theta_0) E_{\text{rf}}^2 / (2\theta_0)$, 是由系统决定。 $M = \epsilon_0 \epsilon_a^{\text{rf}} \theta_m \sin 2\theta_m / (4\theta_0)$, 是一个与非线折射率系数有关的因子。因液晶的各向异性的物理特性, E_{rf} 并非是一个常量,其大小受偏置电压调控,在 x 方向具有不均匀性。根据静电场的理论及场的对称性边界条件,文献[9]给出电位移场的 x 分量, $D_x = 2 \sqrt{K\epsilon_0 (\epsilon_{\perp}^{\text{rf}} + \epsilon_a^{\text{rf}} \sin^2 \theta_m)} v^{-1} / L \int_0^{\theta_m} \sqrt{\frac{1+v \sin^2 \theta_0}{\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta_0}} d\theta_0$, 它是一个受电压调控但与横向位置无关的量。 L 为向列相液晶盒的厚度。不同位置处低频电场满足 $E_{\text{rf}} = D_x / (\epsilon_0 \epsilon_{\perp}^{\text{rf}} + \epsilon_0 \epsilon_a^{\text{rf}} \sin^2 \theta_0)$ 。因此对正性液晶, $\epsilon_a^{\text{rf}} > 0$, 低频电场在盒中心处有最小值,越靠近边界,场越大。而 N 因子不仅受电压调控,而且是横向(x 方向)分布不均匀。

3 结果与讨论

当脉冲光通过液晶以后,分子转动失去光电场驱动源,系统进入弛豫过程,此瞬态的本征行为由系统 $\gamma \frac{d\varphi}{dt} + N\varphi = \delta(t)$ 决定,容易求得冲击响应函数为 $h(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$, 其重取向弛豫时间为 $\tau = \gamma N^{-1} = f(\theta_m) g(\theta_0) \gamma L^2 K^{-1} / 2$, 和 Iam-Choon Khoo^[3] 结果相比,弛豫时间电压可控,且横向分布不均匀。电压调控因子: $f(\theta_m) = (1 + v \sin^2 \theta_m)^{-1} \left(\int_0^{\theta_m} \sqrt{\frac{1+v \sin^2 \theta_0}{\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta_0}} d\theta_0 \right)^{-2}$, 而 $g(\theta_0) = \theta_0 (1 + v \sin^2 \theta_0)^2 \times (\sin 2\theta_0 - 2\theta_0 \cos 2\theta_0)^{-1}$ 是弛豫时间的横向不均匀因子,它决定于低频电场横向分布不均匀性。液晶分子的弛豫过程存在转动速度梯度,中心处的

分子转得快,靠近边界的分子转动得慢,迫使分子的转动由中心向两边扩散,分子转动时存在黏滞力。

如图2,数值计算可知,TEB30A 向列相液晶中,1.2~10 V 的偏置电压,可使中心处的最大预倾角在 $0 \sim \pi/2$ 变化。阈值电压为 1.2 V,与理论计算的结果 U_{th} 及实验的结果^[2] 是一致的。

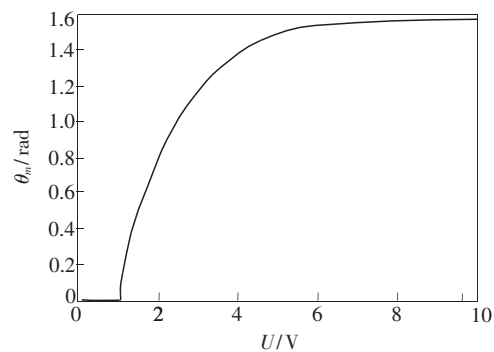


图2 TEB30A 向列相液晶偏置电压 U 和液晶盒中心处的预倾角 θ_m 的关系,其中 $K = 1.0 \times 10^{-11} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\epsilon_a^{\text{rf}} = 9.5$, $v = 1.727$.

Fig. 2 Relationship between bias voltage and maximum pretilt angle in the center of TEB30A. Where $K = 1.0 \times 10^{-11} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\epsilon_a^{\text{rf}} = 9.5$, $v = 1.727$.

如图3为分子重取向弛豫时间与偏置电压的关系。

数值计算结果表明,当液晶施加 1.2~10 V 的电压时,在中心处的分子重取向时间为 10 ms~10 s,可在3个数量级之间变化,当预倾角变小时,

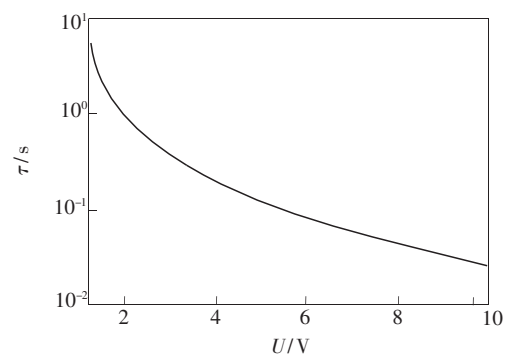


图3 TEB30A 向列相液晶中偏置电压和液晶中心处的重取向弛豫时间的关系。其中 $L = 80 \text{ } \mu\text{m}$, $\gamma = 0.01 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 其他参数同图2。

Fig. 3 Relationship between bias voltage and relaxation time in the center of TEB30A NLC. Where the thick of the cell is $L = 80 \text{ } \mu\text{m}$, $\gamma = 0.01 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, the other parameters are the same as those of in Fig. 2.

因光诱导角度改变不再是微扰,驰豫时间计算结果的误差将变大。预倾角为 $\pi/2$ 时,驰豫时间趋向零,原因是光场矩已不能在使分子重取向。当驰豫时间较小时,如在微秒以内,其他的驰豫过程如光热扩散,密度变化等过程将变得重要。

驰豫时间的横向分布由 $g(\theta_0)$ 描述,如图 4 所示,在角度较大的位置时,如 $0.4 < \theta_0 < \pi/2$ rad,

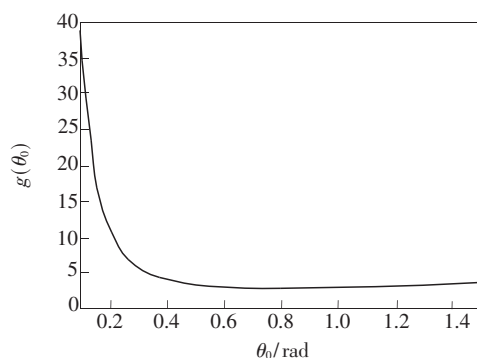


图 4 重取向驰豫时间的横向分布

Fig. 4 Transverse distribution of reorientation relaxation time

横向不均匀因子相差不大,但靠近边界,差异较大。以往的文献之所以不出时间常数空间分布不均匀性,主要原因是把场看作常量,把预倾角 θ_0 分布近似成 $\sin\left[\frac{\pi x}{2L}\right]$ 。

4 结论和展望

从液晶分子转动动力学出发,得到了带偏置电压向列相液晶分子转动瞬态过程动力学方程。偏置电压使液晶分子预先有一个横向分布,使液晶的等效弹性常数发生改变。光电场力矩的作用将使分子产生转动微扰。当脉冲过后,系统将恢复原态,此驰豫恢复时间的快慢和偏置电压有关,10 V 以内的电压,可使驰豫时间在 3 个数量级变化。当前,很多研究工作者致力于寻找快速响应时间的液晶,并取得可喜的成果。而带偏置电压的向列相液晶的响应时间也可达微秒数量级内;电压可控的慢驰豫时间在全光信息处理、可调折射率光栅方面将有很好的应用前景。

参 考 文 献:

- [1] Assanto Gaetano, Pecciant Marco. Spatial solitons in nematic liquid crystals [J]. *IEEE J. Quantum Electron*, 2003, 39(1):13-21.
- [2] Hu W, Zhang T, Guo Q. Nonlocality-controlled interaction of spatial solitons in nematic liquid crystals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89(7):071111(1-3).
- [3] Khoo Iam-Choon. Optically-Induced molecular reorientation in nematic Liquid crystals and nonlinear optical processes in the nanosecond regime [J]. *IEEE J. Quantum Electron*, 1987, QE-23(2):267-272.
- [4] Hsiung H, Shi L P, Shen Y R. Transient laser-induced molecular reorientation and laser heating in a nematic liquid crystal [J]. *Phys. Rev. A*, 1984, 30(3):1453-1460.
- [5] Khoo Iam-Choon. *Liquid Crystal: Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena* [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1995:61-65.
- [6] Residori S, Bortolozzo U, Huignard J P. Slow and fast light in liquid crystal light valves [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100(20)(203603):1-4.
- [7] Yang Qiguang, Seo Jae Tae, Tabibi Bagher. Slow light and superluminality in kerr media without a pump [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(6):063902(1-4).
- [8] Conti Claudio, Peccianti Marco, Assanto Gaetano. Route to nonlocality and observation of accessible solitons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91(7):07390(1-4).
- [9] Deuling H J. Deformation of nematic liquid crystals in an electric field [J]. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1972, 19(2):123-131.