

横向电场对平面织构胆甾相液晶螺距及 反射特性的影响^{*}

邓罗根[†] 赵找栗

(北京理工大学理学院物理系, 北京 100081)

(2008 年 1 月 25 日收到, 2009 年 2 月 23 日收到修改稿)

阐述一种理论模型, 讨论共面转换 (IPS) 模式下横向电场对平面织构胆甾相液晶螺距及扭曲角的影响. 利用琼斯矩阵法计算了光正入射情况下未加电场时胆甾相液晶的反射谱. 在上述模型基础上, 计算了施加电场后胆甾相液晶的反射峰值波长以及反射带宽随场强的变化关系. 探讨了忽略锚定与强锚定两种边界条件下横向电场对平面织构胆甾相液晶螺距及反射特性的影响. 所得结论在理论上证实: 共面转换模式下电场可以调谐胆甾相液晶的反射光颜色, 从而为基于电控螺距原理的胆甾相液晶反射式彩色显示方案提供了理论上的依据.

关键词: 胆甾相液晶, 电控螺距, 共面转换, 琼斯矩阵法

PACC: 6130, 4270D, 7820W, 4270Q

1. 引言

胆甾相液晶的光反射是过去十几年来人们广泛研究的课题之一^[1-3]. 由于胆甾相液晶具有独特的光学性质而被广泛应用于显示领域^[4,5]. 胆甾相液晶具有螺旋结构, 指向矢沿垂直于它的螺旋轴扭转排列. 指向矢扭转 2π 时螺旋轴上通过的距离称为一个螺距, 记作 P_0 . 与胆甾相液晶具有相同旋向的一定带宽内的圆偏振光能被完全反射. 布拉格反射带宽为 $\Delta\lambda = \Delta n \cdot P_0$, Δn 为胆甾相液晶的介电双折射. 反射的中心波长为 $\lambda = \bar{n} P_0$, 平均折射率 $\bar{n} = (n_o + n_e)/2$, n_o, n_e 分别为液晶中寻常光和非寻常光的折射率.

1968 年 Meyer 证实^[6], 施加垂直于螺旋轴方向的电场会使胆甾相液晶的螺距增加, 由布拉格定律可知反射光颜色可以改变. 1970 年 Kahn 在实验中观察到横向电场作用下胆甾相液晶螺距改变的现象^[7]. 2004 年 Li 小组在实验中观察到横向电场作用下胆甾相液晶反射光颜色改变的现象^[8]. 基于上述现象, 本文详细阐述一种理论模型, 讨论共面转换模式^[9-11]下横向电场对平面织构胆甾相液晶螺距以及

扭曲角的影响. 利用上述模型, 用琼斯矩阵法计算了光正入射情况下胆甾相液晶的反射峰值波长(或是反射光颜色)以及反射带宽随场强的变化关系. 处理过程中借助了变分法与椭圆积分数学工具.

2. 理论模型

2.1. 施加电场后胆甾相液晶的自由能表达式

胆甾相液晶弹性自由能密度表达式为^[12]

$$U_{EL} = \frac{1}{2} k_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} k_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + \frac{1}{2} k_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2, \quad (1)$$

其中 \mathbf{n} 代表指向矢, k_1, k_2, k_3 分别代表展曲、扭曲、弯曲弹性常数. 螺旋扭曲度 $q_0 = 2\pi/P_0$, P_0 是未加电场时胆甾相液晶的螺距. 考虑一厚为 d 的胆甾相液晶样品盒, 指向矢平行于 xoy 平面, 直流电场沿 x 轴方向, 螺旋轴沿 z 轴方向. 本文中, 将胆甾相液晶分为很多层, 每层近似认为是取向相同的向列液晶层. 未施加电场时, 胆甾相液晶相邻层之间的夹角是相同的. 施加横向电场后, 胆甾相液晶两相邻层间的夹角不再是相同的固定值, 有的夹角变大, 有的夹

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 30874016)资助的课题.

[†] E-mail: luogen@bit.edu.cn

角变小. 但平均而言, 两相邻层间的夹角变小, 因此, 在一个 2π 周期内包含的液晶层数增加, 致使螺距增加. 当场强进一步增大到某一临界值 E_s 时, 胆甾相液晶就完全解旋为向列相液晶, 如图 1 所示. 由于指向矢是位置 z 的函数, 因此在假设 z 处扭曲角为 $\varphi(z)$ 的前提下, 指向矢可以表示为

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad (2)$$

指向矢 \mathbf{n} 的散度和旋度分别是

$$\nabla \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{n} = \left(-\cos \varphi \frac{d\varphi}{dz}, -\sin \varphi \frac{d\varphi}{dz}, 0 \right), \quad (4)$$

由(1)(3)和(4)式得到

$$U_{\text{EL}} = \frac{1}{2} k_2 \left(\frac{d\varphi}{dz} - q_0 \right)^2. \quad (5)$$

根据电磁理论, 静电场能量密度表达式为

$$U_{\text{ES}} = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}, \quad (6)$$

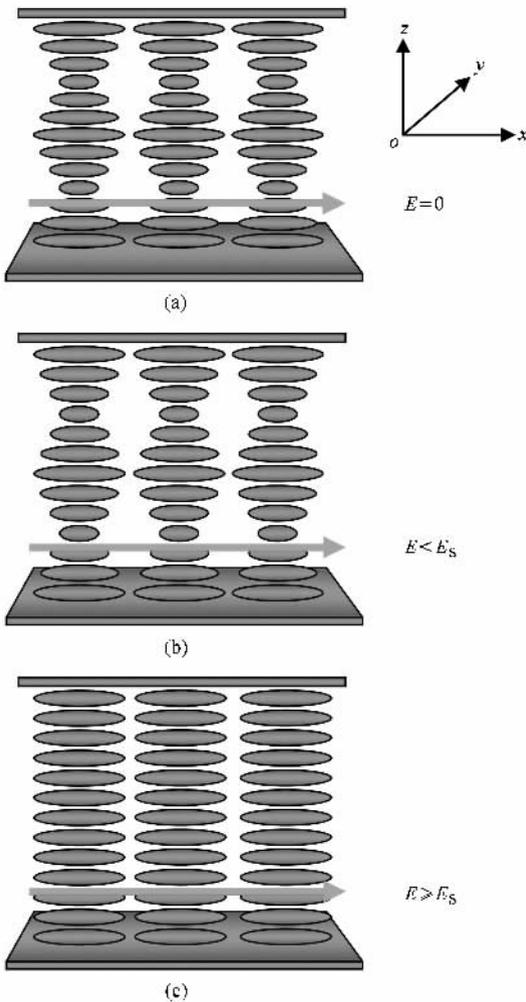


图 1 外加直流电场时胆甾相液晶样品发生的变化 (a) 场强 $E=0$ (b) 场强 $E < E_s$ (c) 场强 $E \geq E_s$ (E_s 为胆甾相液晶解旋为向列相液晶的临界场强)

当电极平行于 x 轴放置时, 场强 E 与 x 轴平行,

$$\mathbf{E} = (E, 0, 0), \quad (7)$$

由于胆甾相液晶的各向异性, 电位移矢量 \mathbf{D} 与场强 \mathbf{E} 是不平行的. 实验室坐标系中, 液晶分子的电位移矢量 $\mathbf{D} = \epsilon_{\perp} \mathbf{E} + \Delta \epsilon \mathbf{n} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})$. $\Delta \epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ 是绝对介电常数各向异性, $\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}$ 分别是平行与垂直于分子轴方向的绝对介电常数. 由上面的公式计算可得 $D_x = (\epsilon_{\parallel} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\perp} \sin^2 \varphi) E$, 其中 φ 为液晶分子长轴与实验室坐标系 x 轴之间的夹角. 由(6)式, 静电场能量密度可进一步简化为

$$U_{\text{ES}}(\varphi) = \frac{1}{2} D_x E, \\ = \frac{1}{2} (\epsilon_{\parallel} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\perp} \sin^2 \varphi) E^2, \quad (8)$$

因此, 电场作用下胆甾相液晶静电场能量密度改变为

$$\Delta U_{\text{ES}}(\varphi) = \frac{1}{2} (\epsilon_{\parallel} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\perp} \sin^2 \varphi) E^2 - \frac{1}{2} \epsilon_{\parallel} E^2 \\ = -\frac{1}{2} \Delta \epsilon \sin^2 \varphi E^2, \quad (9)$$

式中第一个等号右侧第一项为电场作用下液晶分子重新取向后的静电场能量密度, 第二项为施加电场后液晶分子未曾发生扭转时的静电场能量密度.

由(5)(9)两式可以得到胆甾相液晶样品总自由能表达式为

$$U = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left[k_2 \left(\frac{d\varphi}{dz} - q_0 \right)^2 - \Delta \epsilon \sin^2 \varphi E^2 \right] dx dy dz \\ = \frac{1}{2} A_{xy} \int_0^d \left[k_2 \left(\frac{d\varphi}{dz} - q_0 \right)^2 - \Delta \epsilon \sin^2 \varphi E^2 \right] dz \quad (10)$$

式中 Ω 为液晶盒体积, A_{xy} 为液晶盒 xoy 平面上的面积, d 为液晶盒厚度.

2.2. 横向电场对胆甾相液晶扭曲角及螺距的影响

施加电场后取向分布函数 $\varphi(z)$ 可以通过对自由能 U 变分得到^[13]. 为数学上的方便, 此处认为 φ 是变量, 并且有 $z = z(\varphi)$. 对(10)式 z 变分可以推出

$$\delta U = \frac{1}{2} A_{xy} \int_{\varphi(0)}^{\varphi(d)} \left[-k_2 \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + k_2 q_0^2 - \Delta \epsilon \sin^2 \varphi E^2 \right] \frac{d\delta z}{d\varphi} d\varphi, \quad (11)$$

其中 $\varphi(0)$ 是 $z=0$ 处的扭曲角, $\varphi(d)$ 是 $z=d$ 处的扭曲角. 最小自由能条件 $\delta U = 0$ 要求

$$\left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = \frac{1}{\gamma^2 k^2} (1 - k^2 \sin^2 \varphi), \quad (12)$$

其中 $\gamma^2 = k_2/\Delta\epsilon E^2$, k^2 是常数项。

以下讨论中考虑多个螺距的情况并且忽略表面锚定, 此时螺距连续变化^[14]. 因此, 施加电场后胆甾相液晶的螺距变为

$$P = \int_0^{2\pi} \left(\frac{dz}{d\varphi} \right) d\varphi, \quad (13)$$

$$= 4\gamma k \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{(1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{3/2}},$$

式中 $F_1(k, \pi/2) = \int_0^{\pi/2} [1/(1 - k^2 \sin^2 \varphi)] d\varphi$ 是第一类完全椭圆积分^[15].

积分(10)式可得

$$U = A_{xy} \left[\frac{1}{2} q_0^2 k_2 d - \frac{2q_0 \pi k_2 d}{P} - \frac{2k_2 d}{P\gamma k} F_1(k, \pi/2) + \frac{4k_2 d}{P\gamma k} F_2(k, \pi/2) \right] \quad (14)$$

式中 d 是胆甾相样品盒厚度. 利用自由能最小化条件 $\partial U/\partial k = 0$ 得出

$$\frac{2}{q_0 \gamma \pi} = \frac{k}{F_2(k, \pi/2)}, \quad (15)$$

(15)式可进一步简化为

$$\frac{P_0 E}{\pi^2} \sqrt{\frac{\Delta\epsilon}{k_2}} = \frac{k}{F_2(k, \pi/2)}, \quad (16)$$

其中 $F_2(k, \pi/2) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} d\varphi$ 是第二类完全椭圆积分^[15]. 第一类与第二类完全椭圆积分均可调用 Matlab 计算软件中的 `ellipticE` 函数求得. 推导出的(16)式即为场强 E 与常数 k 之间的关系.

(10)式积分与(14)式求偏导过程中用到下面三个公式:

$$\int_0^{\pi/2} \frac{-k \sin^2 \varphi d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = \frac{1}{k} [F_2(k, \pi/2) - F_1(k, \pi/2)], \quad (17)$$

$$\frac{dP}{dk} = \frac{4\gamma}{1 - k^2} \cdot F_2(k, \pi/2), \quad (18)$$

$$\frac{dF_2(k, \pi/2)}{dk} = \frac{F_2(k, \pi/2)}{k} - \frac{P}{4\gamma k^2}. \quad (19)$$

由(13)和(16)两式可以得到

$$\frac{P}{P_0} = \frac{4}{\pi^2} F_1(k, \pi/2) F_2(k, \pi/2), \quad (20)$$

(20)式即为施加电场前后胆甾相液晶螺距之间的关系. 在给定场强 E 的情况下, 只要通过(16)式得到常数 k 的值, 就可以通过(20)式得到施加电场后胆甾相液晶的螺距值.

3. 计算结果与讨论

3.1. 未加电场情况下胆甾相液晶的反射特性

利用琼斯矩阵法^[16]计算未加电场情况下不同胆甾相样品厚度的反射谱, 如图2所示. 胆甾相液晶为右旋结构, 螺距 $P_0 = 300$ nm, $n_o = 1.5$, $n_e = 1.8$. 胆甾相液晶的上下两端为各向同性的玻璃基板, 折射率 $n_g = 1.5$. 入射光为平行于螺旋轴方向的右旋圆偏振光. 计算过程中将一个螺距分为200层, 因未加电场情况下液晶分子均匀扭曲, 所以两相邻液晶层之间的夹角为相同的固定值.

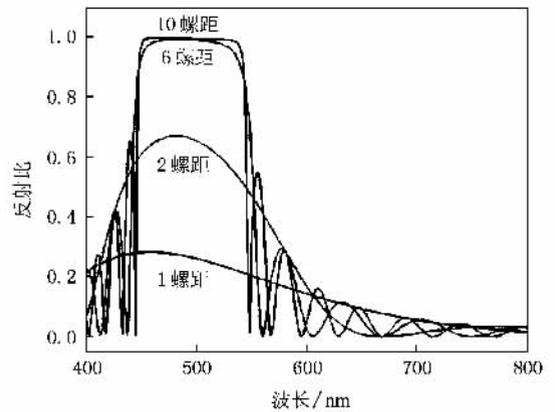


图2 不同样品厚度胆甾相液晶的反射谱(入射光为右旋圆偏振光)

当样品厚度为6个螺距时, 布拉格反射中心波长为495.2 nm, 布拉格反射带宽为91.2 nm. 所得结果与理论公式 ($\Delta\lambda = \Delta n \cdot P_0$, $\lambda = \bar{n} P_0$) 完全符合(见引言第一小节). 从图2中可以看出, 胆甾相样品螺距数超过6时, 计算结果是准确的.

3.2. 施加电场后胆甾相液晶的反射特性

接下来的内容分三部分加以论述: 第一部分讨论施加电场后胆甾相液晶螺距的改变; 第二部分探讨胆甾相液晶扭曲角随外加直流电场的变化关系; 最后一部分计算电场作用下胆甾相液晶反射特性.

施加横向电场后, 通过(13)和(16)两式可以得到场强 E 与胆甾相液晶螺距 P 之间的关系, 如图3所示. 表1给出了相应的计算数据, 表中 E 代表场强, F_1, F_2 代表第一类、第二类完全椭圆积分, P 代表施加电场后的螺距.

计算过程所采用的胆甾相液晶参数如下: 螺距

$P_0 = 300 \text{ nm}$, $k_2 = 4 \times 10^{-12} \text{ N}$, $\epsilon_{//} = 15.7\epsilon_0$, $\epsilon_{\perp} = 6\epsilon_0$. ϵ_0 为真空中的介电常数. 当 $k = 1$ 时, 由(13)式积分得到螺距 P 为无穷大, 胆甾相液晶完全解旋为向列相液晶. 由(16)式, 当 $k = 1$ 时, $E = E_s = (k_2\pi^4/\Delta\epsilon P_0^2)^{1/2}$. E_s 即为胆甾相液晶一向列相液晶转变的临界场强值. 场强 $E \geq E_s$ 时, 胆甾相液晶在电场作用下完全解旋为向列相液晶, 如图 1(c)所示. 在上述参数情况下, 计算得到的 $E_s = 7.0998 \text{ V}/\mu\text{m}$.

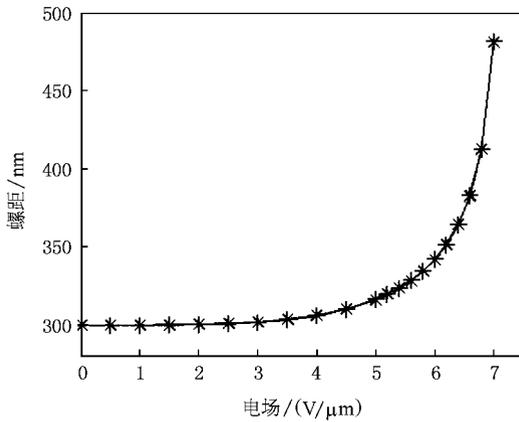


图 3 忽略表面锚定情况下胆甾相液晶螺距随场强的变化关系

上面部分的计算是忽略表面锚定的情况下胆甾相液晶螺距随场强的变化关系, 下面将讨论强锚定的情况. 在强锚定情况下, 螺距值不再是连续的, 而是离散化的. 螺距由下式决定:

$$\frac{2\pi}{P}d = m\pi \quad (m \text{ 为整数}), \quad (21)$$

这里假定胆甾相液晶样品上下两层的扭曲角均为 0. (21) 式的物理意义是: 液晶层的厚度 d 应该等于半螺距 $P/2$ 的整数倍, m 代表半螺距的数目. 由(21)式得到

$$P = \frac{2d}{m} \quad (m \text{ 为整数}), \quad (22)$$

假定胆甾相液晶样品初始厚度为 10 个螺距, 则样品总厚度为 3000 nm . 未加电场时 $P = P_0 = 300 \text{ nm}$, 由(22)式 $m = 20$. 让 m 取一系列的值, 就可以得到离散化的螺距值 P . 根据(20)式就可得到不同的 k 值, 进而得到相应的 γ 值与场强值. 图 4 是强锚定条件下的螺距值, 表 2 给出了相应的计算数据. 其中各个物理量的意义与表 1 相同.

注意到, 强锚定情况下, 螺距只能取上述图形中标注的离散值. 图 4 中 m 的取值范围为 11—20.

施加电场后, 胆甾相液晶两相邻层的夹角不再

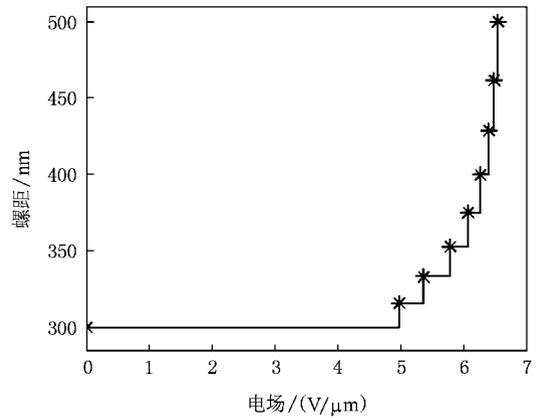


图 4 强锚定情况下胆甾相液晶螺距随场强的变化关系(m 取值范围为 11—20)

是固定值, 而是有所差别. 任意位置 z 处的扭曲角可通过对(12)式积分得到

$$z = \gamma k \int_0^{\varphi(z)} \frac{1}{(1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}} d\varphi, \quad (23)$$

其中 0 为 $z = 0$ 处的扭曲角, $\varphi(z)$ 代表任意位置 z 处的扭曲角.

$$F_3(k, \varphi) = \int_0^{\varphi(z)} [1(1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}] d\varphi$$

是第一类椭圆积分^[15](当 $\varphi = \pi/2$ 时, $F_3(k, \varphi)$ 即为第一类完全椭圆积分), 其值可调用 Matlab 计算软件中的 `ellipj` 函数求得. 将表 1 和表 2 中计算得到的 γ, k 值代入(23)式中, 就可以得到不同场强时任意位置 z 处的扭曲角 $\varphi(z)$, 进而可以得到两相邻液晶层之间的夹角. 通过计算得出的结论是: 场强值越大时两相邻液晶层间夹角的差值越大. 同样, 施加电场后胆甾相液晶的螺距变大, 相应样品的总螺距数减少, 上述问题在前面已经有详细的论述.

根据上面的讨论, 下面计算了不同场强时胆甾相液晶的布拉格反射谱, 如图 5 所示. 计算中用到的胆甾相液晶参数与前面部分相同, 每个螺距分为 200 层. 图 5(a) 是忽略表面锚定的情况, 施加的场强依次为 $5 \text{ V}/\mu\text{m}$, $6 \text{ V}/\mu\text{m}$, $6.8 \text{ V}/\mu\text{m}$. 布拉格反射的峰值波长分别为 488 nm , 528.8 nm , 668 nm . 这里计算的是峰值波长, 而非中心波长. 上面三种波长的光对应于蓝光、绿光、红光. 由于螺距是可以连续变化的, 理论上可以通过改变场强的大小得到所有颜色的反射光, 实现全色显示. 图 5(b) 是强锚定情况, 施加的场强分别为 $4.97 \text{ V}/\mu\text{m}$, $6.07 \text{ V}/\mu\text{m}$, $6.54 \text{ V}/\mu\text{m}$. 布拉格反射的峰值波长依次为 492 nm , 535.2 nm , 664.8 nm . 上面三种波长的光分别对应于蓝光、绿光和红

光. 强锚定情况下, 螺距是离散化的, 因此只能得到某些特定波长的反射光. 真实的胆甾相样品是介于无锚定和强锚定作用之间的, 因而应用中需要合适的锚定来满足人们的需要^[17, 18].

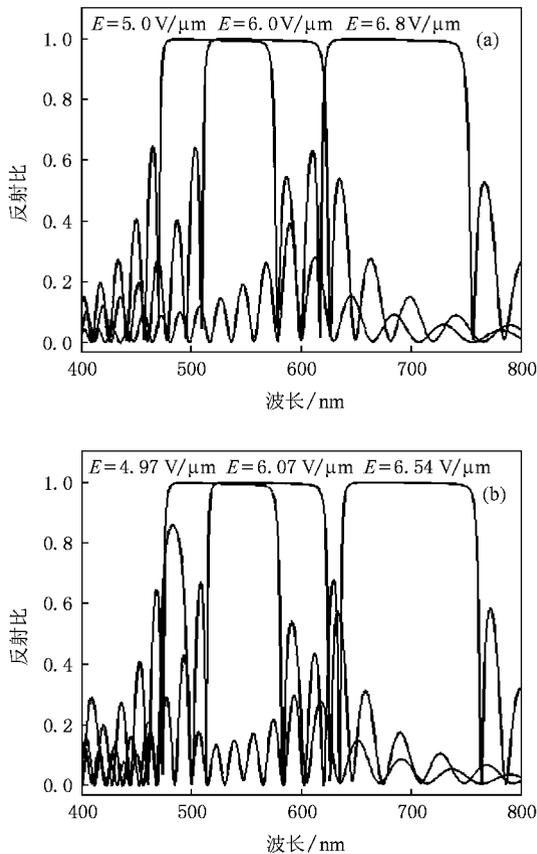


图5 不同场强值时的布拉格反射谱 (a) 忽略锚定的情况; (b) 强锚定情况

从图5中可清晰地看到, 随着场强的增加, 胆甾相液晶布拉格反射峰值波长向长波方向移动, 同时布拉格反射带宽明显变宽. 下面用琼斯矩阵法详细计算了忽略锚定和强锚定情况下的反射峰值波长以及反射带宽. 图5(a)是忽略锚定情况下场强与布拉格反射峰值波长之间的关系. 反射峰值波长的变化范围为461.6—780 nm, 包含了几乎所有的可见光波长. 这样就可以解决不需要滤光膜或是背光源, 通过调节液晶盒中的场强实现胆甾相液晶全色显示. 本文到此为止已经在理论上证实: 共面转换模式下电场可以改变胆甾相液晶的反射光颜色, 不同于以往只是从实验中观察上述现象. 从而为IPS显示提供了理论上的依据. 图5(b)是忽略锚定情况下场强与反射带宽之间的关系. 在上述计算参数下, 带宽的变

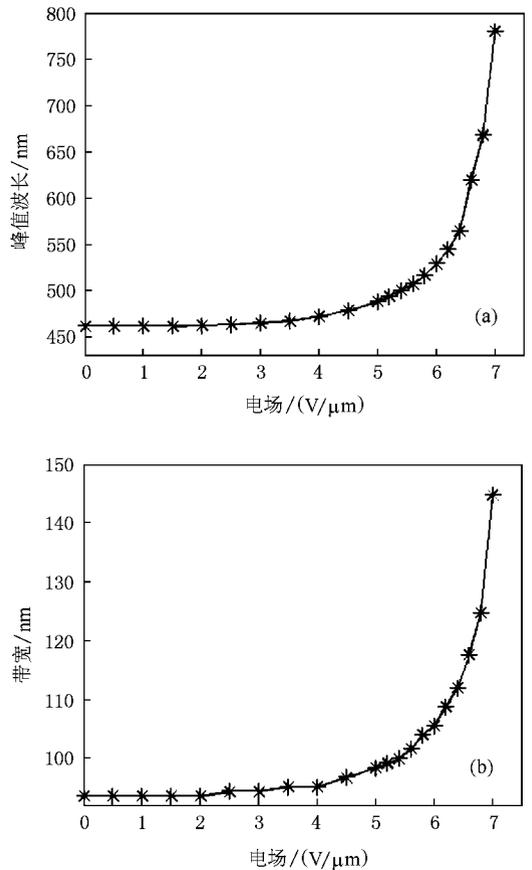


图6 (a) 忽略锚定情况下峰值波长与场强的关系 (b) 忽略锚定情况下带宽与场强的关系

化范围为93.6—144.8 nm, 变化的幅度为51.2 nm.

图7(a)是强锚定情况下布拉格反射的峰值波长与场强之间的关系. 反射峰值波长的变化范围为477.6—756.8 nm. 图7(b)是强锚定情况下反射带宽与场强之间的关系. 在上述计算参数下, 带宽的范围为97.6—118.4 nm.

值得注意的是: 在强锚定情况下, 螺距值只能取图4中标注的离散值, 这是由强锚定条件下螺距的离散化条件所决定的(见(21)式). 另一方面, 强锚定情况下, 未加电场时的初始螺距值还与胆甾相液晶的组分有关. 我们认为, 在施加电场后, 在场强值连续变化(增加)的情况下, 由于受表面强锚定的约束, 液晶内部会发生电致螺旋畸变现象, 即每层的液晶指向矢不再是沿螺旋轴方向均匀扭曲, 而是发生部分液晶层指向矢沿电场方向排列, 形成部分场致向列相, 但此时螺距并没有改变. 当电压继续增大时, 这种场致向列相的范围会扩大, 最后导致螺距从一个离散值突变为另一个离散值. 每个离散螺距对应

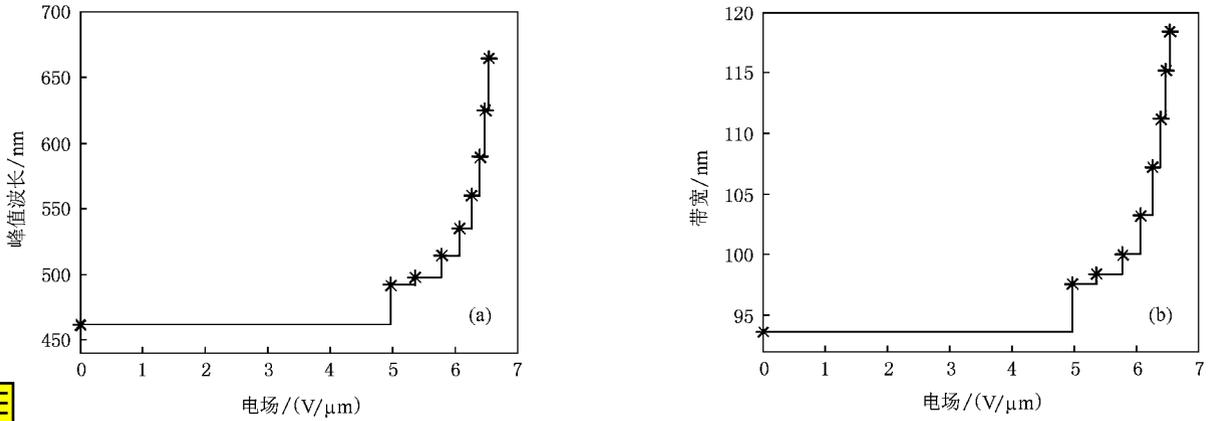


图 7 (a)强锚定情况下布拉格反射峰值波长与场强之间的关系;(b)强锚定情况下布拉格反射带宽与场强之间的关系

表 1 忽略锚定情况下的计算数据

$E/(V/\mu\text{m})$	γ/nm	k	F_1	F_2	P/nm
0.5	431.620	0.1103	1.5756	1.5660	300.0
1.0	215.809	0.2185	1.5900	1.5519	300.0
1.5	143.873	0.3231	1.6144	1.5290	300.1
2.0	107.905	0.4221	1.6488	1.4983	300.4
2.5	86.324	0.5145	1.6938	1.4610	300.9
3.0	71.936	0.5993	1.7502	1.4185	301.9
3.5	61.660	0.6763	1.8196	1.3718	303.5
4.0	53.952	0.7450	1.9037	1.3224	306.1
4.5	47.958	0.8057	2.0066	1.2712	310.1
5.0	43.162	0.8585	2.1338	1.2192	316.3
5.2	41.502	0.8776	2.1944	1.1982	319.7
5.4	39.965	0.8954	2.2611	1.1773	323.7
5.6	38.537	0.9121	2.3366	1.1564	328.5
5.8	37.208	0.9277	2.4229	1.1355	334.5
6.0	35.968	0.9421	2.5232	1.1148	342.0
6.2	34.808	0.9554	2.6427	1.0941	351.5
6.4	33.720	0.9676	2.7914	1.0735	364.3
6.6	32.698	0.9787	2.9913	1.0528	382.8
6.8	31.737	0.9885	3.2878	1.0321	412.5
7.0	30.830	0.9968	3.9167	1.0109	481.4

特定的场强范围.图 7 中的离散的场强值可以看作是这些特定场强范围的“中心”.这些特定的场强值对应的态可以看作作为热力学系统中的平衡态,即自由能最小态.对应的螺距可以作为表征这一平衡态的物理参数.在平衡态时,系统的宏观性质不随时间发生改变,因此可以用本文阐述的理论模型计算它的反射峰值波长及反射带宽.当场强取其他值时,胆

甯相液晶系统处于非平衡状态,自由能也不一定最小.此时描述系统内部的变化变得非常复杂,详细讨论已超出本文范围.

表 2 强锚定情况下的计算数据

m	P/nm	k	F_1	F_2	γ/nm	$E/(V/\mu\text{m})$
19	315.8	0.8552	2.1244	1.2227	4.3422	4.97
18	333.3	0.9249	2.4061	1.1394	4.0263	5.36
17	352.9	0.9568	2.6574	1.0918	3.7273	5.79
16	375.0	0.9747	2.9087	1.0604	3.5553	6.07
15	400.0	0.9852	3.1660	1.0393	3.4474	6.26
14	428.5	0.9916	3.4418	1.0246	3.3720	6.40
13	461.5	0.9954	3.7380	1.0149	3.3304	6.48
12	500.0	0.9977	4.0813	1.0082	3.2998	6.54

4. 结 论

本文已经详细阐述一种理论模型,得到了施加电场前后胆甯相液晶螺距与电场强度之间的解析关系.利用琼斯矩阵法结合 Matlab 软件计算了光正入射情况下未加电场时胆甯相液晶的反射特性.结果表明,理论计算结果与相关文献中的结论非常符合^[16].同时计算了施加电场情况下胆甯相液晶的反射特性.计算过程中分忽略锚定和强锚定两种情况进行探讨.基于上述的理论模型,研究了 IPS 模式下反射峰与外加电场的关系,推导了反射谱宽度随外加电场的变化特性.

在忽略锚定和强锚定两种情况下,利用热力学上的自由能最小条件证实了电场调谐胆甯相液晶的螺距 P 的可能性.我们得出的结论是:当忽略锚定时螺距是可以连续变化的,利用电场调谐胆甯相液

晶的反射光颜色是完全可能的. 在强锚定情况下, 基板处指向矢不随电场变化, 胆甾相液晶的螺距只能取一系列的离散值. 当施加横向电场, 并且场强连续变化时, 由于电致螺旋畸变效应, 螺距有可能从一个离散值转变为另一个离散值. 详细的转变过程还需要理论与实验上的进一步研究. 对于实际的锚定强

度为有限值的弱锚定情况, 我们初步考察发现, 利用 Rapini-Papoular 公式^[19-21], 在系统自由能中引进表面锚定能密度项, 可以讨论表面锚定强度对胆甾相液晶电控螺距及反射光颜色的影响. 这一工作目前尚在进行中. 本文得出的结论对研究新型的胆甾相液晶反射式彩色显示^[9-11]具有理论指导意义.

- [1] Chandrasekhar S 1992 *Liquid crystals* (New York : Cambridge University Press)
- [2] Xu M , Xu F , Yang D K 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 1938
- [3] St. John W D , Fritz W J , Lu Z J , Yang D K 1995 *Phys. Rev. E* **51** 1191
- [4] Sha Y A , Fuh A Y G , Huang Y L , Liao C C 2005 *Proc. of SPIE* **5741** 39
- [5] Chari K , Rankin C M , Johnson D M , Blanton T N , Capurso R G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 043502
- [6] Meyer R B 1968 *Appl. Phys. Lett.* **12** 281
- [7] Kahn F J 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 209
- [8] Li Z , Desai P , Akins R , Ventouris G , Voloschenko D 2002 *Proc. of SPIE* **4658** 7
- [9] Sun Y B , Zhang Z D , Ma H M , Zhu X Y , Wu S T 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 3920
- [10] Lu R B , Ge Z B , Hong Q , Wu S T 2007 *J. Display Technol* **3** 15
- [11] Ge Z B , Zhu X Y , Wu T X , Wu S T 2006 *J. Display Technol* **2** 114
- [12] De Gennes P G , Prost J 1993 *The physics of liquid crystals* (New York : Oxford University Press)
- [13] Yeh P , Gu C 1999 *Optics of liquid crystal displays* (New York : A Willy Interscience publication)
- [14] Xianyu H , Faris S , Crawford G P 2004 *Appl. Opt.* **43** 5006
- [15] Compiler group of the ellipse integral table 1979 *Ellipse integral table* (Beijing : China machine press)(in Chinese)[椭圆积分表编写小组 1979 椭圆积分表 (北京 : 机械工业出版社)]
- [16] Yang D K , Mi X D 2000 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** 672
- [17] Sugimura A , Ouyang Z C 1995 *Phys. Rev. E* **51** 784
- [18] Sugimura A , Luckhurst G R , Ouyang Z C 1995 *Phys. Rev. E* **52** 681
- [19] Rapini A , Papoular M 1969 *J. Phys. Colloq. (Paris)* , **30** C4-54
- [20] Jerome B 1991 *Rep. Prog. Phys.* **54** 391
- [21] Yang G , Shi J , Liang Y 2000 *Liq. Cryst.* **27** 875

Effect of the transverse electric field on the pitch and reflective characteristics of the planar texture cholesteric liquid crystals *

Deng Luo-Gen[†] Zhao Zhao-Li

(*Department of Physics , School of Science , Beijing Institute of Technology , Beijing 100081 , China*)

(Received 25 January 2008 ; revised manuscript received 23 February 2009)

Abstract

The reflective spectrums of the cholesteric liquid crystals under the condition of normal incident light are computed by using Jones matrix method. A theoretical model for discussing the influence of the transverse electric field on the twist angle and the pitch of the planar texture cholesteric liquid crystals under the in-plane switching mode is established. Based on the model , the relation between the electric field and the reflective peak for the cholesteric liquid crystals , and the relation between the electric field and the reflective spectral width for the cholesteric liquid crystals are calculated. The effects of the transverse electric field on the pitch and the reflective characteristics of the planar texture cholesteric liquid crystals are studied under different anchoring conditions. The results show that , under the in-plane switching mode , the color of the light reflected from the cholesteric liquid crystals can be changed by the applied transverse electric field , which supplies a theoretical support for the planar texture cholesteric LC color display based on the electrically-controlled pitch.

Keywords : cholesteric liquid crystals , electrically-controlled pitch , in-plane switching , Jones matrix method

PACC : 6130 , 4270D , 7820W , 4270Q

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874016).

[†] E-mail : luogen@bit.edu.cn