

# 向列相液晶中弱光引致各向异性衍射图样的研究<sup>\*</sup>

任常愚<sup>1)†</sup> 孙秀冬<sup>1)†</sup> 裴延波<sup>1)</sup>

1) 哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

2) 黑龙江科技学院数力系, 哈尔滨 150027)

(2008 年 4 月 3 日收到, 2008 年 6 月 4 日收到修改稿)

研究了弱线偏振光( $\approx 0.16 \text{ W/cm}^2$ )通过垂直排列  $C_{60}$  掺杂的向列相液晶(5CB)薄膜的远场衍射图样. 基于取向光折变机理, 二波耦合使液晶分子进行二次取向之后, 强度为高斯分布的光束通过样品时将形成高斯分布的空间电荷场, 偏振光束通过样品时将产生偏振衍射图样. 衍射图样的轮廓是同心圆环, 在垂直于光的偏振方向有对称缺口. 改变入射光的偏振方向可以看到衍射图样也随之改变, 有效非线性折射率系数  $n_2 \approx 0.3 \text{ cm}^2/\text{W}$ . 从理论上对实验现象进行了解释.

关键词: 向列相液晶, 取向光折变效应, 自相位调制, 衍射图样

PACC: 4265, 6130, 4225F

## 1. 引 言

向列相液晶具有很强的光、电各向异性, 因此在光电场作用下液晶分子能够重新取向而产生折射率的变化, 影响光束本身在液晶介质中的传播, 从而产生各种光学非线性现象. 从光子学的角度来说光学非线性现象在实际应用中有非常重要的作用, 在过去的十几年人们对向列相液晶的光学非线性现象进行了广泛的研究, 并解释了许多非线性光学现象<sup>[1-4]</sup>. Zolot'ko 等<sup>[5]</sup>报道了汇聚光束通过向列相液晶膜时在观察屏上看到衍射圆环, 圆环数量达 50—100 个. Durbin 等<sup>[6]</sup>发现对于垂直排列的向列相液晶(5CB)膜, 当垂直入射光束的光强超过某一特定值时, 在远场观察屏上可看到同心的光强衍射圆环, 并对衍射圆环的形成、数量及最大衍射角等给出了定性的解释, 认为这是一种空间自相位调制现象(spatial self-phase modulation, SPM). 之后, Santamato 和 Bloisi 等人<sup>[7,8]</sup>用 Kirchhoff-Fraunhofer 衍射积分方法详细解释了这种现象, 并讨论了场曲效应以及非线性相移对环结构的影响. 在这之后不断有人从不同的实验条件, 提出不同的物理机理对这种现象从实验和理论上进行研究<sup>[9-15]</sup>. 对于垂直排列的液晶

样品当光束垂直入射时(波矢  $k$  方向平行于液晶指向矢  $n$  方向), 由于光学 Freedericksz 转变阈值光强( $I_{th}$ )的存在, 入射光的强度必须大于这个值( $I_{th} \sim 10^2 \text{ W/cm}^2$ , 5CB)<sup>[6]</sup>才能使液晶分子产生取向变化, 但高光强会产生我们不想看到的热效应. 为了能在弱光强时观察到空间自相位调制现象, 实验上有时采取光束斜入射的方式, 其目的就是使光电场方向和指向矢之间有一个小的角度, 以利于指向矢转动(因为电场作用在指向矢上的力矩是二者点乘, 二者夹角越小, 指向矢越易变化). 但这时的最小光强也会在  $I_{th} \sim 10^1 \text{ W/cm}^2$  的数量级<sup>[13]</sup>. 在向列相液晶的空间自相位调制现象中, 光强较大时一般认为是光电场驱使液晶分子的取向. 近几年, 向列相液晶的取向光折变效应(orientational photorefractive (OPR) effect)受到了广泛关注, 但与 OPR 有关的空间自相位调制现象尚未见报道.

本文主要研究了引入取向光折变效应机理的空间自相位调制现象以及衍射光强的空间分布. 首先利用二波耦合方法使垂直排列的向列相液晶指向矢产生偏离液晶盒表面法线方向的二次取向, 在实验上观察了弱光束垂直照射到样品时在远场衍射强度的分布图样. 所需光强( $\approx 0.16 \text{ W/cm}^2$ )远小于垂直排列液晶样品在光束垂直入射时产生空间自相位调

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 90201003)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: oip@hit.edu.cn

制现象所需的光强(  $\sim 10^2 \text{ W/cm}^2$  ). 实验发现, 在观察空间自相位调制现象时, 当入射光的偏振方向改变, 衍射图样形状随着光的偏振方向发生变化, 衍射图样是有对称缺口的同心圆环. 基于取向光折变效应, 我们认为强度呈高斯分布的光束通过样品时将形成高斯分布的空间电荷场, 驱使光照区的液晶分子向电场方向的倾斜, 倾斜角在光照区呈高斯分布; 另外二波耦合在液晶被照区产生光强的直条纹分布, 叠加在高斯分布上就会使液晶分子倾斜角的高斯分布对称性破坏, 使衍射图样为对称缺口的同心圆环. 利用折射率椭球得到了光束通过样品时折射率改变与偏振方向的关系, 很好地解释了实验中的现象. 理论分析与实验结果正好符合. 对空间自相位调制现象的研究不仅可以从理论上对材料的非线性(如  $n_2$  等) 进行表征, 还可应用于光开关, 光限幅等光子学领域. 而偏振光控制的空间自相位调制现象可对光束产生选择性的限制(已不仅是对光的吸收), 对此现象的研究将进一步拓宽空间自相位调制的应用领域, 这对于保护眼睛或光学传感器具有很

重要的实际意义.

## 2. 实 验

实验所用材料为掺杂少量 fullerene ( $C_{60} \sim 0.05 \text{ wt. \%}$ ) 的向列相液晶 4-cyano-4'-n-pentylbiphenyl (5CB), 二者均为美国 Sigma-Aldrich 公司的产品, 样品薄膜是厚度为  $20 \mu\text{m}$  的液晶盒.  $C_{60}$  作为光敏剂能够有效地产生光电荷增强光电导性. 实验时所用液晶盒的玻璃窗涂有透明电极 ITO(indium tin oxide), 经过表面取向剂 HTAB(hexadecyl trimethyl ammonium bromide) 处理之后使液晶分子垂面排列.

实验装置如图 1 所示. 所用的光源为波长  $632.8 \text{ nm}$  线偏振的 He-Ne 激光, 通过半波片(HWP)可以改变光束的偏振方向, 光束截面直径为  $2.0 \text{ mm}$ . 样品垂直放置在旋转平台上保证样品旋转时光束照射在同一区域. 观察屏放置在距离样品大约  $2 \text{ m}$  远的地方用于观察衍射图样.

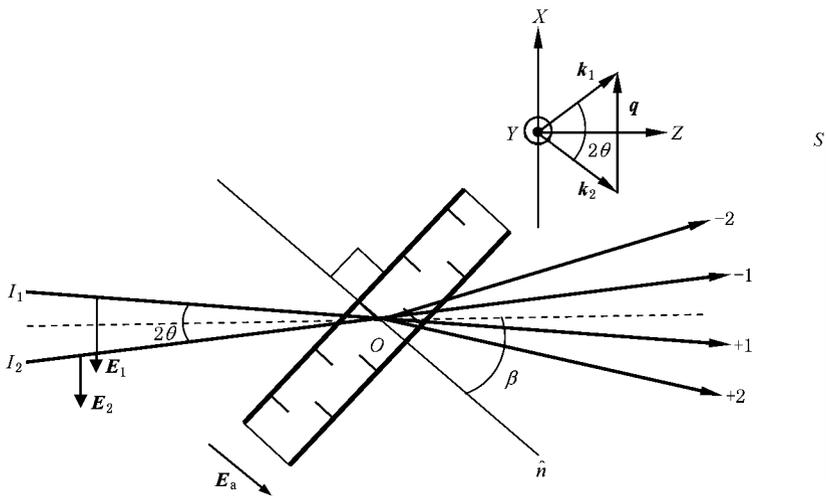


图 1 实验装置图(俯视)  $E_a$  为直流电场;  $S$  为观察屏

为了观察弱光束垂直通过液晶膜时远场形成的衍射图样, 首先, 我们利用二波耦合的方法使液晶膜中的分子进行二次取向, 然后挡住其中一束光(如  $I_2$ ) 绕着通过  $O$  点且与光束入射面( $I_1, I_2$  确定的平面)垂直的轴缓慢转动液晶盒使另一光束(如  $I_1$ ) 垂直通过液晶膜.

实验时, 两光束都为水平方向偏振光( $e$  光), 功率  $I_1 \approx I_2 = 5 \text{ mW}$ , 光束之间的夹角  $2\theta = 1.5^\circ$ , 照射到样品上同一区域进行二波耦合实验使液晶分子进

行二次取向, 直流电场为  $2.5 \text{ V}/20 \mu\text{m}$ . 直流电场与光激发载流子形成扩散电荷场的共同作用在液晶中能够更容易形成空间电荷场, 利于液晶分子进行二次取向. 照射大约  $30 \text{ min}$  之后在远场观察屏上观察衍射图样, 并用 CCD 照相机记录图样. 实验时还可通过半波片改变入射光偏振方向来观察远场衍射图样与光的偏振态之间的关系. 这时的平均光强只有  $0.16 \text{ W/cm}^2$ , 峰值光强也只有  $0.32 \text{ W/cm}^2$  的数量级, 远小于文献 [6, 11, 13] 中所需要的光强.

### 3. 结果与讨论

由文献 [16] 高斯光束通过分子垂面排列的液晶薄膜产生空间自相位调制现象时的衍射光强分布为

$$I(r_1, Z) = \left( \frac{2\pi}{\lambda Z} \right)^2 I_0 \left| \int_0^\infty \rho d\rho J_0(2\pi\rho r_1/\lambda Z) \times \exp\left( -\frac{\rho^2}{\omega_0^2} \right) \exp[-i(\phi_D + \phi_{NL})] \right|^2, \quad (1)$$

衍射相位  $\phi_D(r)$  和非线性相位  $\phi_{NL}(r)$  分别表示为

$$\phi_D(r) = k_0 \left( \frac{\rho^2}{2z} + \frac{\rho^2}{2R} \right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \phi_{NL}(r) &= \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_2 d I(r) \\ &= k \bar{n}_2 d I_0 \exp\left( -\frac{2\rho^2}{\omega_0^2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

这里  $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ,  $r_1 = (x_1^2 + y_1^2)^{1/2}$ , 分别是光束衍射面和图样观察面中极坐标的极径( $\rho$  是衍射面

上某一点到光束中心的距离;  $r_1$  是图样观察屏上任一观察点到图样中心的距离),  $J_0$  是第一类零阶 Bessel 函数.  $\bar{n}_2$  是三阶非线性折射率系数,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为波长,  $d$  是液晶膜的厚度. 非线性相位因子  $\exp(-i\phi_{NL})$  产生衍射图样的主要轮廓, 场曲效应因子  $\exp(-ik\rho^2/2R)$  将使衍射图样产生细节上的差别. 由 (1) 式得出的衍射图样应为一组同心圆环.

图 2 为实验中观察到的衍射图样, 总体轮廓为同心圆环, 但存在对称缺口. 图 2(a) 为水平偏振光束通过样品的衍射图样, 图 2(b) 为入射到样品中光的偏振态转动  $90^\circ$  (竖直偏振光,  $s$  光) 时的衍射图样. 在光的偏方向由水平转到竖直方向的过程中衍射图样的形状也随着一起转动. 实验中注意到随着入射光强的增大, 衍射“圆环”的数量也在逐渐增多, 在实验条件允许的条件下 ( $\sim 16 \text{ mW}$ ), 观察到 4—5 个圆环, 由此估算出相应的非线性折射率系数

$$n_2 = \frac{N\lambda}{I_1 d} \approx 0.3 \text{ cm}^2/\text{W}.$$

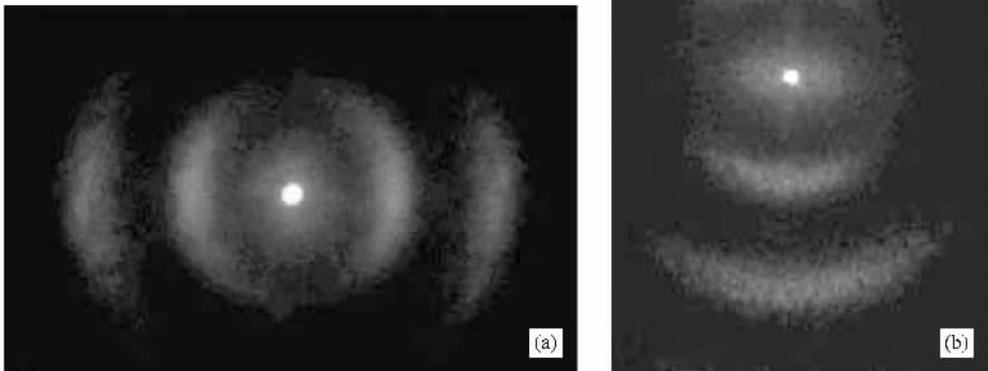


图 2 水平偏振光束二波耦合后的单光束衍射照片 (a) 水平偏振光 (b) 垂直偏振光

从图 2 中可以看到远场衍射图样与典型的空自相位调制衍射圆环图样并不相同. 如衍射图样中亮纹基本是等间距的, 在中心区域并没有出现细纹的现象, 这是由于我们利用平行准直光束 ( $R \approx \infty$ ) 忽略场曲效应影响的结果, 衍射图样是有对称缺口的同心圆环. 自相位调制的基本机理是光束通过样品时产生折射率改变, 使得光束横向相位发生变化, 当最大相位变化远大于  $2\pi$  时就会产生明暗相间的

衍射图样. 由于光束垂直入射时向列相液晶 5CB 阈值光强的典型值为  $I_{th} \approx 130 \text{ W}/\text{cm}^2$ , 对于光斑直径为  $2 \text{ mm}$  的入射光来说, 相应光功率约为  $10^3 \text{ mW}$  的数量级, 这在一般实验条件下并不能容易做到, 更不用说要产生大于  $2\pi$  的相位变化. 为了减小  $I_{th}$ , 我们采取两束水平偏振光进行二波耦合实验的方式使样品中液晶分子进行二次取向, 理论分析如下.

设图 1 中两束水平偏振入射光在入射面处强度

相同且沿径向为高斯分布的准直平面波形式,电场复振幅可表示为

$$E_{(k\rho)} = \sqrt{I_{(0)}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_0^2}\right) \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (4)$$

$$E_{(x\rho)} = \sqrt{I_{(0)}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_0^2}\right) \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (5)$$

式中  $I_{(0)}$  是入射面处光斑中心的强度;  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  是径向坐标;  $\omega_0$  是截面半径;  $k_{1,2}$  是真空中波数. 为了使分析简化一些,只考虑光束截面的强度分布具有高斯形式,在准直平面光束的情况下可认为光束波前曲率半径可认为  $R \approx \infty$ , 也就是忽略场曲效应的影响. 光电场与光强的关系  $I = E^2$ . 设两束入射光沿着  $x-z$  平面与  $z$  轴的夹角分别为  $\theta$  和  $-\theta$  入射到样品上,设光在样品入射面处  $z = 0$ , 则在干涉区域内的总电场可表示为

$$\begin{aligned} E_{(\rho)} &= E_{(k\rho)} + E_{(x\rho)} \\ &= \sqrt{I_{(0)}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_0^2}\right) [\exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t) \\ &\quad + \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \end{aligned} \quad (6)$$

则在液晶层内形成周期性的干涉光强分布为

$$\begin{aligned} I_{(\rho)} &= E_{(\rho)} \cdot E_{(\rho)}^* \\ &= 2I_{(0)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{\omega_0^2}\right) \\ &\quad \times [\cos(2kx \sin\theta) + 1], \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $|\mathbf{q}| = 2\pi/\Lambda$  为光栅波矢 (grating wave-vector),  $\Lambda = \lambda(2\sin\theta)$  是光栅常量. 从干涉区域的光强表达式 (7) 可以看出光强分布是由两部分组成: 一是被高斯分布调制的沿  $x$  轴周期分布的光强; 二是径向高斯形式分布的光强, 图 3 为干涉区域光强分布图.

表达式 (7) 中第一项是两光束叠加时的干涉项, 此干涉项将产生沿  $x$  轴周期分布的空间电荷场 ( $E_{sc}$ )<sup>[17]</sup>. 此电荷场与外加直流电场 ( $E_a$ ) 共同作用的结果使液晶指向矢在  $x-z$  平面内沿  $x$  轴方向重新取向, 从而形成取向折射率光栅. 表达式 (7) 中第二项是光强线性叠加项, 我们认为此高斯形式分布的光强可激发载流子 (主要由  $C_{60}$  产生) 呈现高斯形式分布, 具有梯度分布的激发载流子在光照区域的迁移产生空间电荷的径向分布, 此空间电荷的径向分布应产生空间电荷场的径向分布, 电场大小主要与光强变化梯度有关. 此空间电荷场驱动液晶指向矢在径向取向, 形变大小与高斯光强分布相对应. 由于表面锚定效应<sup>[18]</sup> 液晶指向矢的取向并不会因为一束光的关闭而抹平, 使样品已不是严格的垂面排列.

光束通过样品时液晶分子在光电场力矩的作用下进一步取向引起附加相移, 产生衍射图样. 圆环的产生源自于指向矢向电场方向的倾斜, 且倾斜角呈高斯分布. 由于光束通过液晶时感受到的折射率与光的偏振方向及液晶分子的取向有关. 当水平偏振的光束通过液晶膜时, 在水平方向液晶分子受到电场力矩最大, 液晶分子转向大, 光束感受到的折射率变化最大, 光束通过样品时沿此方向产生的附加相移最大, 而对竖直方向来说光束所感受到的折射率变化最小, 沿此方向产生的附加相移也最小, 即水平方向出现较强的衍射而竖直方向几乎没有衍射, 因此就会产生图 2(a) 所示的衍射图样. 对于竖直偏振光束来说, 沿竖直方向液晶分子受到电场力矩最大, 液晶分子转向大, 感受到的折射率变化则最大, 光束通过样品时沿此方向产生的附加相移最大, 而对水平方向来说其感受到的折射率变化最小, 沿此方向产生的附加相移同样也最小, 即竖直方向出现较强的衍射而水平方向几乎没有衍射, 因此就会产生图 2(b) 所示的衍射图样. 当光束的偏振方向由水平偏振转到竖直偏振的过程中, 在光的偏振方向 (即光电场方向) 总能感受到与之对应的最大折射率改变, 因此可以看到衍射图样随着光的偏振方向而变化的有缺口的衍射圆环.

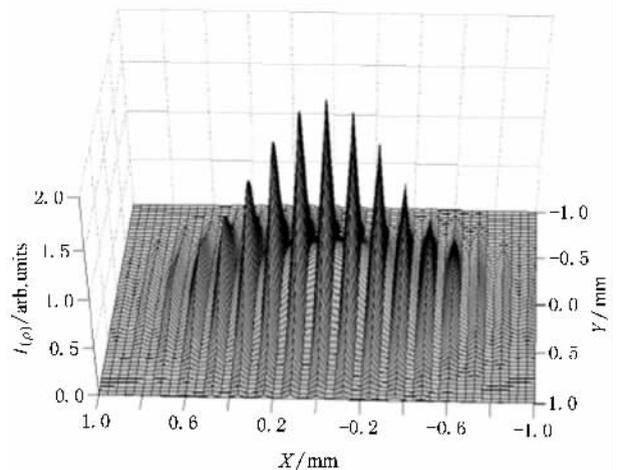


图 3 干涉区域光强分布图

从理论上也可以对实验现象进行分析, 假设液晶分子取向平面为  $\Xi$ , 光照区域内分子在某一点的取向角为  $\alpha$ , 光束垂直入射时此角度相当于入射光的波矢 ( $\mathbf{k}$ ) 与液晶指向矢 ( $\mathbf{n}$ ) 之间的夹角, 光的偏振方向与平面  $\Xi$  的夹角为  $\varphi$ . 利用折射率椭球方程通过计算可得到对于不同偏振方向的光束在液晶中所

感受到的折射率为

$$n_{(\alpha, \varphi)} = \left( \frac{n_o^2 n_e^2}{\cos^2 \varphi (n_o^2 \sin^2 \alpha + n_e^2 \cos^2 \alpha) + n_e^2 \sin^2 \varphi} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

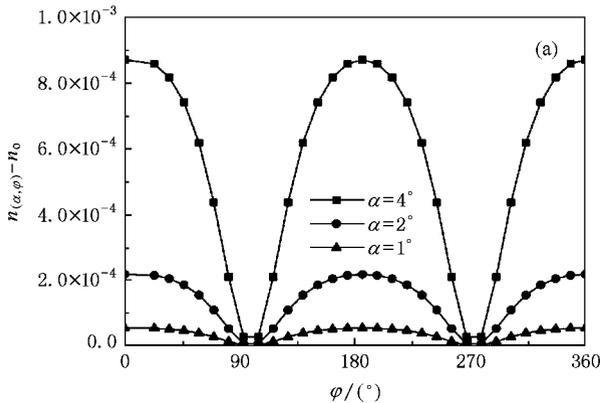
从上式得出, 当  $\varphi = 0$  时,  $n_{(\alpha, \varphi)} = n_{\text{eff}} =$

$$\frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \alpha + n_e^2 \cos^2 \alpha}},$$

即光的偏振方向与指向矢取向

在同一平面内, 相当于有效折射率; 当  $\varphi = \pi/2$  时,

$n_{(\alpha, \varphi)} = n_o$ , 即光的偏振方向与指向矢取向面垂直, 相当于寻常光的折射率. 光束通过样品时折射率的



改变为  $\Delta n = n_{(\alpha, \varphi)} - n_o$ , 在与偏振方向平行的方向上 ( $\varphi = 0$ ) 感受到的折射率改变最大  $\Delta n_{\text{max}} = n_{\text{eff}} - n_o$ . 随着  $\varphi$  的增大  $\Delta n$  以较复杂的形式趋于 0. 图 4 给出了假设不同取向角 ( $\alpha = 1^\circ, 2^\circ, 4^\circ$ ) 时折射率变化的模拟曲线图. 可以看出当光的偏振方向旋转一周 ( $\varphi = 2\pi \approx 6.28$ ) 时, 折射率改变经历了两次最大 ( $\varphi = 0^\circ, 180^\circ$ ) 和两次最小 ( $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ ), 取向角越大, 折射率改变也越大. 与实验中观察到的现象正好符合.

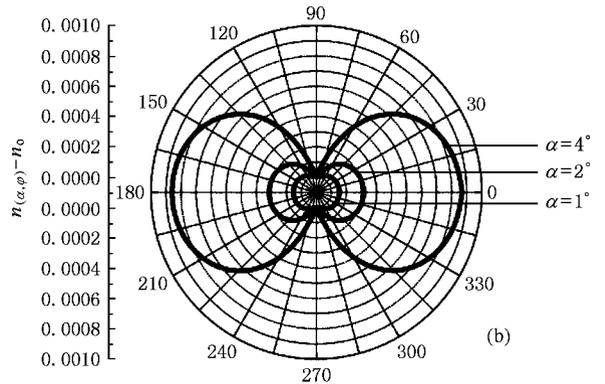


图 4 折射率变化曲线 (a) 直角坐标系中 (b) 极坐标系中

实验时所用液晶盒为垂直排列, 所用光强远远小于光学 Freedericksz 转变的阈值光强, 但我们却在远场观察到样品的衍射光强分布图样, 主要原因在于对样品中的液晶分子在  $x-y$  平面内进行了二次取向, 大约 30 min 这种取向被表面锚定, 因此这种取向并不会因为两束光关闭而消失. 由于二波耦合产生了分子取向的重新分布, 即使较低的光功率也会产生一个使分子转动的力矩, 使分子在取向面内转动, 这就是实验中看到“弱光强”时也能产生衍射的原因.

## 4. 结 论

通过实验研究了引入取向光折变机理的  $C_{60}$  掺杂垂直排列向列相液晶(5CB)薄膜的空间自相位调制现象以及衍射图样与光的偏振方向之间的关系.

基于液晶的取向光折变机理, 样品经过二波耦合实验之后使液晶分子进行二次取向, 强度为高斯分布的光束通过样品时将形成高斯分布的空间电荷场, 驱使光照区的液晶分子向电场方向的倾斜, 引起折射率的改变. 偏振光束通过样品时将产生与偏振方向有关的空间相位分布, 这时在远场会产生偏振衍射图样. 而且衍射图样的形状随着光的偏振方向而改变, 这也说明向列相液晶具有很强的光学各向异性. 实验得到非线性折射率系数达  $n_2 \approx 0.3 \text{ cm}^2/\text{W}$ . 基于实验我们提出了理论模型, 很好地解释了实验中观察到的现象. 引入取向光折变机理的空间自相位调制现象将有助于对液晶非线性及液晶中形成空间孤子现象的进一步研究<sup>[19, 20]</sup>, 也为液晶材料在光开关, 光限幅等光子学领域的应用提供了有益的研究思路.

- optical phenomena* ( N. Y. : Wiley interscience )
- [ 3 ] Marrucci L 2002 *Liquid Crystals Today* **11** 1
- [ 4 ] Simoni F 1997 *Nonlinear optical properties of liquid crystals and polymer dispersed liquid crystals* ( Singapore : World Scientific )
- [ 5 ] Zolotarev A S , Kitaeva V F , Kroo N , Sobolev N N , Chillag L 1980 *JETP Lett.* **32** 158
- [ 6 ] Durbin S D , Arakelian S M , Shen Y R 1981 *Opt. Lett.* **6** 411
- [ 7 ] Santamato E , Shen Y R 1984 *Opt. Lett.* **9** 564
- [ 8 ] Bloisi F , Vicari L , Simoni F , Cipparrone G , Umerton C 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 2462
- [ 9 ] Khoo I C , Michael R R , Finn G M 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 2108
- [ 10 ] Ono H , Kawatsuki N 1997 *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 353
- [ 11 ] Miao M C , Xu Z D , Hou G , Fan S C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4776 ( in Chinese ) [ 苗明川、徐则达、侯 钢、樊尚春 2005 物理学报 **54** 4776 ]
- [ 12 ] Ono H , Kikuhara J 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 3391
- [ 13 ] Brugioni S , Meucci R 2002 *Opt. Commu.* **206** 445
- [ 14 ] Song L , Lee W K 2006 *Opt. Commu.* **259** 293
- [ 15 ] Deng L , He K , Zhou T , Li C 2005 *J. Opt. A : Pure and Appl. Opt.* **7** 409
- [ 16 ] Khoo I C , Finn G M , Michael R R , Liu T H 1986 *Opt. Lett.* **11** 227
- [ 17 ] Khoo I C 1996 *IEEE J of Quantum Electronics ( USA )* **32** 525
- [ 18 ] Zhang J , Ostroverkhov V , Singer K D 2000 *Opt. Lett.* **25** 414
- [ 19 ] Ostroverkhova O , Moerner W E 2004 *Chem. Rev.* **104** 3267
- [ 20 ] Zhan K Y , Pei Y B , Hou C F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4686 ( in Chinese ) [ 展凯云、裴延波、侯春风 2006 物理学报 **55** 4686 ]

## Anisotropic diffraction pattern formation from a nematic liquid crystals film induced by low-power linearly polarized beam \*

Ren Chang-Yu<sup>1,2)</sup> Sun Xiu-Dong<sup>1)</sup> Pei Yan-Bo<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China* )

<sup>2</sup> *Department of Mathematics and Mechanics , Heilongjiang Institute of Science and Technology , Harbin 150027 , China* )

( Received 3 April 2008 ; revised manuscript received 4 June 2008 )

### Abstract

Anisotropic diffraction patterns were observed on far-field screen induced by a weak ( $\approx 0.16 \text{ W/cm}^2$ ) linearly polarized collimated beam passing through a homeotropic  $\text{C}_{60}$ -doped nematic liquid crystal (5CB) cell. Based on orientational photorefractive effect, two-wave coupling experiment was carried out to induce liquid crystal molecule re-orientation. The form of space-charge field with the Gaussian distribution induced by the Gaussian beam incident on the sample is investigated. The outline of far-field diffraction pattern is concentric ring, and shows symmetrical gaps in the direction perpendicular to the direction of polarization of light. In addition, diffraction pattern changes when the polarization of the incident light is changed, effective nonlinear index coefficient is  $n_2 \approx 0.3 \text{ cm}^2/\text{W}$ . The results showed that our theoretical analysis was consistent with the observed experimental phenomena.

**Keywords** : nematic liquid crystals , orientational photorefractive effect , self-phase modulation , diffraction pattern

**PACC** : 4265 , 6130 , 4225F

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 90201003 ).

† Corresponding author. E-mail : oip@hit.edu.cn