

文章编号:1004-4213(2011)08-1166-6

# 强激光条件下 5CB 液晶中的激光诱导衍射环现象

赵祥杰, 张大勇, 王海峰, 骆永全, 罗飞

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:** 强激光经 5CB 液晶传播时会产生非线性自相位调制现象, 利用 532 nm 和 1 064 nm CW 激光研究了强激光条件下 5CB 液晶中的激光诱导衍射环现象, 并对强激光在 5CB 液晶中产生自相位调制的现象和机理进行了讨论. 当 532 nm 激光和 1 064 nm 激光功率密度分别大于  $10 \text{ kW/cm}^2$  和  $300 \text{ W/cm}^2$  时, 接收白屏上有较明显的衍射环现象; 当激光分别持续作用数十毫秒和数百毫秒量级时间时, 接收屏上的衍射环现象消失. 分别利用基尔霍夫衍射积分公式的菲涅耳近似和夫朗和费近似形式对 5CB 中激光自相位调制和激光诱导衍射环进行了数值模拟, 数值结果与实验结果符合的较好. 基于热传导理论定性分析了 5CB 液晶在不同波长和入射条件下的三阶非线性系数. 结果表明: 在强激光入射条件下, 热效应是自相位调制的主要原因, 这种三阶非线性系数除了与液晶的吸收系数和作用时间相关, 还与激光作用面积甚至激光诱导指向矢转动过程相关.

**关键词:** 强激光; 衍射环; 向列相液晶; 基尔霍夫衍射积分

**中图分类号:** O734<sup>+</sup>.1

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20114008.1166

## 0 引言

液晶光电器件在强激光应用领域获得了越来越广泛的应用, 引起了人们日益浓厚的兴趣<sup>[1-2]</sup>. 在激光通量密度较高的情况下, 由于液晶材料的非线性系数较大, 可以达到  $10^{-14} \text{ esu} \sim 10^{-15} \text{ esu}$ <sup>[3]</sup>, 强激光在液晶材料中传输时可能会诱导各种非线性效应, 如非线性散射与非线性双折射等, 这种非线性效应在一定程度上会影响液晶器件的光学性能. 研究液晶材料在强激光作用下的各种非线性效应是解决液晶光电器件在强激光应用领域的关键技术问题之一.

在宏观层面诱导液晶产生非线性现象的机制主要包含激光诱导指向矢转动、热效应以及由于外场作用产生的热致密度梯度分布、温度梯度分布和液晶材料有序参量的改变等. H. Hsiung 等人利用马赫曾德尔干涉仪方法对脉冲激光诱导的液晶非线性性质进行了较为全面的研究<sup>[4]</sup>, 而对于连续激光诱导液晶材料非线性性质的研究也日渐增多. 自从 Zolot'ko 首次报道了激光在液晶中传输引起衍射环现象后<sup>[5]</sup>, 这种自衍射现象逐渐成为研究液晶材料的非线性性质的一种有效手段<sup>[6-7]</sup>. S. D. Durbin 等

人利用自相位调制理论定性解释了激光经液晶盒后在远场形成衍射环光斑的原因<sup>[8]</sup>. 任常恩等人通过在液晶介质内掺杂 C60 材料, 在较弱光强下就观测到了光折变效应对激光空间相位调制产生的衍射环状光斑图样<sup>[9]</sup>. 目前已有的工作对高功率密度连续激光作用下液晶材料非线性性质的研究相对缺乏. F. Simoni 等人利用欧拉-拉格朗日方程和液晶指向矢指向的涨落原理建立模型, 对激光诱导纯向列相液晶指向矢转动的阈值光强进行了讨论, 当液晶盒厚度小至  $10 \mu\text{m}$  量级时, 激光诱导液晶指向矢转动的阈值光强通常要达到  $10^5 \sim 10^6 \text{ W/cm}^2$  量级<sup>[10]</sup>, 这使得液晶材料对激光的吸收成为液晶材料非线性性质的主要原因. 这里主要利用高功率密度 532 nm 连续激光和 1 064 nm 连续激光研究 5CB 液晶材料中的自衍射现象来研究平行排列 5CB 液晶盒的非线性性质, 并基于基尔霍夫衍射积分公式进行数值模拟研究了远场衍射环的光斑形状随光强的变化, 与实验结果进行了对比.

## 1 实验与数值模拟方法

如图 1, 连续激光经全反镜反射后由焦距为 10 cm 的透镜聚焦在 5CB 液晶材料表面, 液晶盒上

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术发展基金(No. 2010B0401049)资助

第一作者: 赵祥杰(1984-), 男, 助理研究员, 硕士, 主要研究方向为液晶光学与液晶器件. Email: zxjdouble@163.com

收稿日期: 2010-12-20; 修回日期: 2011-04-06

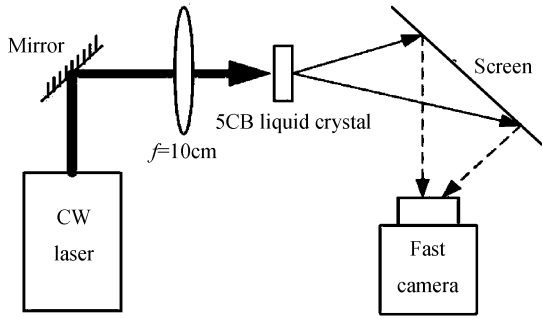


图 1 实验装置

Fig. 1 The schematic of the experimental setup

下基底玻璃板厚度 1 mm, 基底玻璃为 TFT 玻璃, 液晶盒厚 20  $\mu\text{m}$ . 使用的连续激光器分别是由相关公司生产的 532 nm Verdi-6 激光器和福建物质结构研究所生产的 1 064 nm CW 激光器. 激光器出口处使用机械开关, 控制激光的出射, 机械开关的响应时间为 1 ms 量级. 聚焦激光经液晶传输后入射在接收白屏上, 接收白屏到液晶盒的距离为 410 mm, 高速相机对接收白屏上的光斑成像并采集. 高速相机的采集曝光时间为 0.1 ms, 采集速率为 5 000 fps. 参考文献[6-9]中的实验装置一般只关注稳态下的衍射环现象, 使用时间分辨率达亚毫秒量级的高速相机可以关注强激光作用下液晶远场衍射环的瞬态特性. 为了避免激光诱导液晶指向矢转动对于液晶三阶非线性系数的影响, 旋转液晶盒, 使得液晶指向矢排列方向平行于激光偏振方向. 使用刀口法测量了样品处光斑大小, Verdi 激光光斑大小为 100  $\mu\text{m}$ , 1 064 nm CW 激光束的激光光斑大小为 400  $\mu\text{m}$ . 在近场测量了 532 nm Verdi-6 激光和 1 064 nm 激光的光斑模式, 532 nm 激光的光斑模式可以近似由基模高斯光束表征, 在透镜焦点处, 仅考虑与横向坐标有关的项, 光场振幅分布表示为

$$E(r) = E_0 \exp(-r^2/\omega^2) \exp\left(-ik \frac{r^2}{2R}\right) \quad (1)$$

1 064 nm 激光的光斑模式较差, 但整体上遵从一阶拉盖尔-高斯光束的光斑模式分布, 仅考虑与横向坐标有关的项, 光场复振幅分布表示为<sup>[11]</sup>

$$E(r) = E_0 (1 - 2r^2/\omega^2) \exp(-r^2/\omega^2) \cdot \exp\left(-ik \frac{r^2}{2R}\right) \quad (2)$$

式(2)中  $r$  表示激光出射面上光斑的横向坐标,  $R$  为激光的波前场曲, 在透镜焦点处可以取值为无穷大,  $k$  为激光束的波矢量,  $\omega$  为该高斯光束的束腰半径,  $E_0$  为激光出射面中心处光场振幅.

根据 Khoo 以及物理光学理论<sup>[7,12-13]</sup>, 高斯光束经非线性介质后在远场接收屏上的光斑分布可以用基尔霍夫衍射积分公式来表达. 不考虑液晶介质的吸收对激光出射面激光光波振幅的影响, 在柱坐标

系下, 利用第一类零阶贝塞尔函数为偶函数的性质<sup>[14]</sup>

$$J_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(ix \cos \phi) d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-ix \cos \phi) d\phi \quad (3)$$

对于一阶拉盖尔-高斯光束, 在非涅耳近似下, 远场光强分布表示为

$$I(r_1, z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda z}\right)^2 I_0 \left| \int_0^\infty r dr J_0\left(k \frac{rr_1}{z}\right) \left(1 - \frac{r^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2} - i\left(\phi(r) + k \frac{r^2}{2z}\right)\right] \right|^2 \quad (4)$$

对于基模高斯光束, 在夫朗和费近似下, 远场光强分布可以表示为

$$I(r_1, z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda z}\right)^2 I_0 \left| \int_0^\infty r dr J_0\left(k_0 \frac{rr_1}{z}\right) \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2} - i\phi(r)\right] \right|^2 \quad (5)$$

式中  $r_1$  为远场接收面上场点到光轴的距离,  $z$  为激光出射面到远场接收面的距离,  $r$  为激光出射面上场点到光轴的距离,  $\lambda$  为激光波长,  $\omega$  为高斯光束束腰.  $\phi(r)$  代表与高斯光束光强相关的非线性相位因子

$$\phi(r) = kd\Delta n(r) \quad (6)$$

$$\Delta n(r) = n_2 I(r)$$

式中  $d$  为液晶层厚度,  $\Delta n(r)$  为强激光诱导的折射率变化.

## 2 实验结果与讨论

图 2 为不同功率密度下, 1 064 nm 连续激光与 5CB 液晶作用 5 ms 后在远场接收白屏上形成的衍射光斑图样, 激光光斑大小为 400  $\mu\text{m}$ . 设置激光器出光时间为 1 s. 分别利用高速相机拍摄了强激光通过空液晶盒和灌有 5CB 液晶的液晶盒时远场的光斑形状. 实验结果观测到, 只有强激光通过灌有 5CB 液晶材料的液晶盒时, 远场才会出现衍射环现象. 在入射激光功率密度小于 300  $\text{W}/\text{cm}^2$  时, 接收白屏

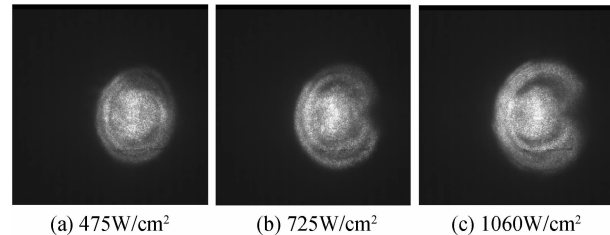


图 2 不同功率密度下, 1 064 nm 激光与 5CB 液晶作用 5 ms 后远场衍射光斑图样

Fig. 2 The far-field diffraction ring after the interaction of 1 064 nm laser and liquid crystal at different incident intensities

Fig. 2 The far-field diffraction ring after the interaction of 1 064 nm laser and liquid crystal at different incident intensities

上的光斑形状较接近激光原始的一阶拉盖尔-高斯光束的分布,即没有观察到自衍射现象的发生.当入射激光功率密度达到  $475 \text{ W/cm}^2$  时,接收白屏上衍射光斑已经因为自相位调制效应产生了变化,光斑中心是一亮斑,外围同时存在两条衍射亮环.随着入射激光功率密度的增加,外侧亮环与内侧亮环的尺寸逐渐增大,中心亮斑尺寸减小,同时中心亮斑与内侧亮环之间的暗环尺寸增加,暗环对比度明显提高.

当入射激光功率密度大于  $300 \text{ W/cm}^2$  后,在远场接收白屏上出现的不同于激光原始光斑形状的衍射环是由于在激光入射下,液晶材料的折射率随入

射光强发生变化,形成了自相位调制.利用基尔霍夫衍射积分公式进行数值模拟可以半定量的获得此时液晶材料的非线性系数.数值模拟计算参量取为:  $n_2 = -64 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $z = 410 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ,高斯光束束腰直径  $0.4 \text{ mm}$ .分别取入射激光平均功率密度为  $475 \text{ W/cm}^2$ 、 $725 \text{ W/cm}^2$ 、 $1060 \text{ W/cm}^2$  时,  $z = 410 \text{ mm}$  处,衍射白屏上衍射光斑的光强分布如图 3.由图 3 可以看到,数值模拟给出的衍射白屏上光斑分布的中心亮斑明显比实验结果要小,但是衍射光斑随光强增加的变化规律基本与实验结果相似.这是由于本文的数值模拟利用

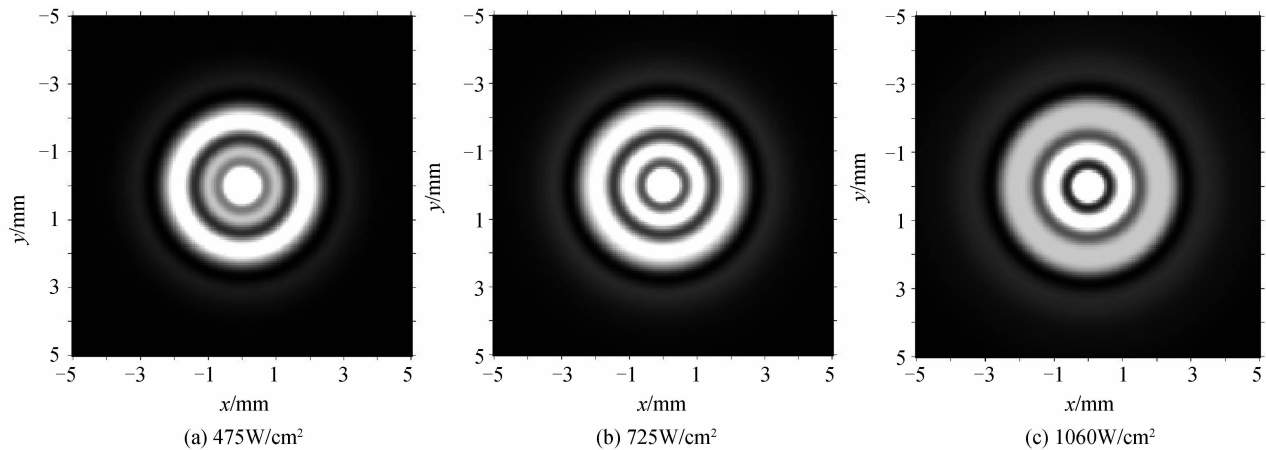


图 3 1064 nm 激光功率密度不同时衍射白屏上衍射光斑的二维分布

Fig. 3 The numerical results of far-field diffraction rings at different incident 1064 nm laser intensities

的激光光斑分布服从一阶拉盖尔-高斯光束分布,但实际的激光光斑质量较差,其实际分布与一阶拉盖尔-高斯光束相比还要偏离一定程度.从图 2 的实验结果与图 3 的数值模拟结果可以看到,入射光强达到  $300 \text{ W/cm}^2$  后,随着入射光强的增加远场白屏上的衍射环数目并没有增加,这主要是由于本文使用的液晶层厚度较低,只有  $20 \text{ }\mu\text{m}$ ,而液晶材料的双折射率小于  $0.15$ ,对  $1064 \text{ nm}$  激光产生的最大相位调制深度仅为  $6\pi$ ,因此即使增加入射光强也很难在远场看到衍射环数目的增加.

图 4 是在入射  $1064 \text{ nm}$  激光功率密度为  $725 \text{ W/cm}^2$  时,不同作用时刻,远场衍射白屏上的光斑形状.从图 4(c) 可以看到,激光与液晶作用  $10 \text{ ms}$  时,衍射环的亮环会向外侧移动,即衍射环数增加;当衍射环共向外移动约一条亮条纹后,衍射环不再向外侧吐出亮条纹,激光与液晶作用  $420 \text{ ms}$  时,可以观测到远场衍射环突然向外扩张,迅速吐出多条较暗的衍射环,直至激光与液晶作用时间达  $440 \text{ ms}$  时,形成如图 4(d) 所示的远场光斑图样,光斑不再变化.可以看出,此时光斑形状与图 4(a) 所示的激光与空盒作用的光斑形状基本相同,这是由于随着激光与液晶材料相互作用时间的增长,液晶材料温

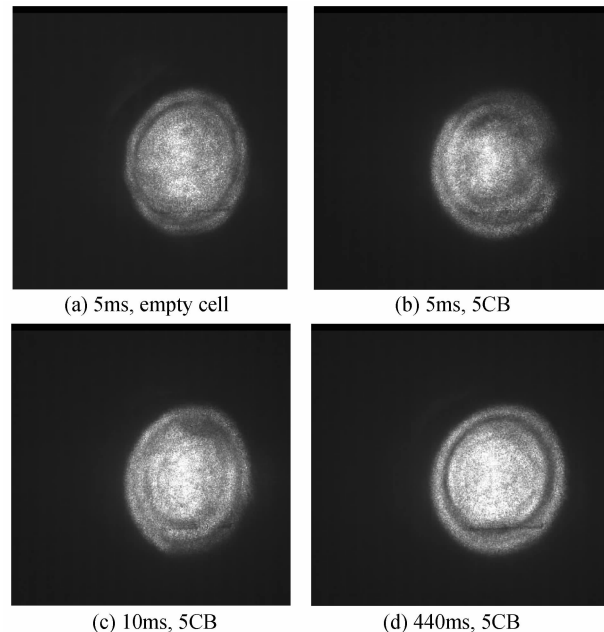


图 4 入射  $1064 \text{ nm}$  激光功率密度为  $725 \text{ W/cm}^2$  的不同作用时刻的远场衍射光斑

Fig. 4 The far-field diffraction rings at different times, under  $725 \text{ W/cm}^2$  incident laser intensity

度不断上升,最后液晶材料达到了清亮点温度,液晶材料成为各向同性介质,远场光斑形状与  $1064 \text{ nm}$  激光光斑模式基本相同.由于在液晶材料达到清亮

点温度后,自相位调制现象消失,可以认为热致密度梯度对液晶材料非线性性质的贡献可以忽略.

为了比较不同入射激光参量对液晶中激光诱导远场衍射环的影响,本文使用 532 nm Verdi 激光进行了相同的实验.此时激光光斑大小为  $100\ \mu\text{m}$ ,测得不同入射功率下,远场的衍射光斑图样分别如图 5.图 5 为不同功率 532 nm 连续激光与 5CB 液晶作用 5 ms 时远场的衍射光斑图样.当入射激光功率密度为  $10\ \text{kW}/\text{cm}^2$  时,没有看到明显的衍射环现象;当激光功率密度增加到  $23\ \text{kW}/\text{cm}^2$  时,保持中心为亮斑的情形下,光斑周围出现一个暗环,即出现一个衍射环,同时发现光斑直径随入射光功率增加而增大;当入射激光功率密度达到  $36\ \text{kW}/\text{cm}^2$  时,可以看到光斑的外围暗环仍然存在,暗环包围的中心亮斑的亮度明显减弱,同时光斑最中心处几乎出现一个暗点,光斑直径达到继续变大.这也是由于激光在

液晶材料中自相位调制现象造成的.同样使用基尔霍夫衍射积分公式进行数值模拟,数值模拟计算参量取为: $n_2 = -0.95 \times 10^{-6}\ \text{cm}^2/\text{W}$ , $d = 20\ \mu\text{m}$ , $z = 410\ \text{mm}$ , $\lambda = 532\ \text{nm}$ ,高斯光束束腰  $\omega = 100\ \mu\text{m}$ .分别取入射激光功率为  $10\ \text{kW}/\text{cm}^2$ 、 $23\ \text{kW}/\text{cm}^2$ 、 $36\ \text{kW}/\text{cm}^2$  时可以得到稳态情形下,远场衍射光斑的光强分布分别如图 6.

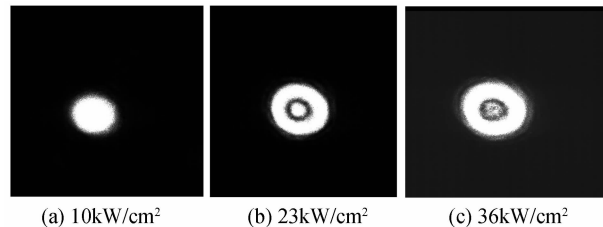


图 5 入射 532 nm 激光功率密度不同时远场衍射光斑图样

Fig. 5 The far-field diffraction rings at different incident 532 nm laser intensities

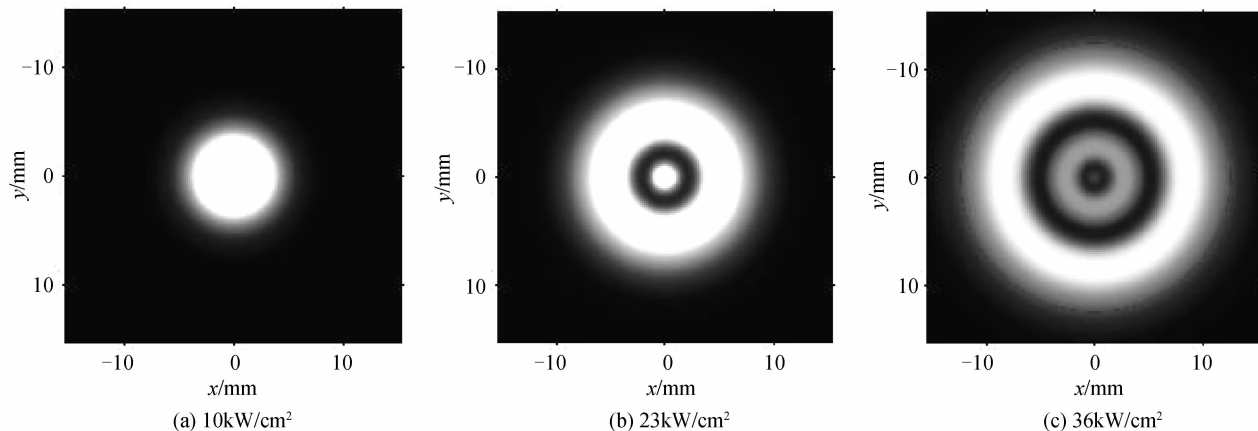


图 6 激光功率密度不同时远场衍射光斑的二维平面分布

Fig. 6 The numerical results of far-field diffraction rings at different incident 532 nm laser intensities

从计算结果可以看到随入射激光功率密度的增加,衍射光斑直径变大,光斑内部出现暗环,与实验结果符合较好.

根据图 3 和图 6 的数值模拟结果也可以看到,在激光与液晶材料作用时间 5 ms 时,1 064 nm 激光诱导衍射环时 5CB 液晶的非线性系数是 532 nm 激光诱导衍射环时 5CB 液晶非线性系数的 60 倍左右.在热效应的作用下,不同波长连续激光与液晶材料瞬时作用下,液晶折射率与液晶材料对不同波长激光的吸收系数相关.5CB 液晶在 1 064 nm 处的吸收系数为  $0.1\ \text{cm}^{-1}$ ,在 532 nm 处的吸收系数为  $0.023\ \text{cm}^{-1}$ ,因此液晶材料的吸收系数并不是这种非线性系数和阈值光强差别的主要原因<sup>[15-16]</sup>.这主要是因为 1 064 nm 激光的光斑尺寸较大,是 532 nm 激光的 4 倍,而非线性系数又与液晶材料的热扩散面积相关.光斑较小时,可以有效的进行热扩散,消除热效应对液晶非线性的影响.另外一方面,入射的

532 nm 线偏振激光与液晶取向方向平行,且 532 nm 激光入射功率密度超过了激光诱导液晶指向矢转动的阈值功率密度,因此在这种高功率密度激光的作用下,由于热效应导致液晶材料无序性的增加过程被抑制,使得 5CB 液晶在这样高功率密度的激光作用下非线性系数对温度的敏感降低,导致 532 nm 激光入射时 5CB 液晶材料的非线性系数远小于 1 064 nm 激光入射时 5CB 液晶的非线性系数<sup>[17]</sup>.

如图 7(a),当入射 532 nm 激光功率密度为  $23\ \text{kW}/\text{cm}^2$ ,且与液晶材料作用 5 ms 时,远场衍射环仅包括一中心亮斑和外围亮环.随着激光与液晶材料相互作用时间的增长,可以看到远场接收屏上衍射环的中心亮斑逐渐分裂为一个亮斑和一个亮环,同时衍射环外侧出现较弱的衍射条纹,如图 7(b).当作用时间超过 75ms 后,远场衍射光斑开始剧烈变化,大量衍射条纹急速向外移动;作用时间达

到 80 ms 后,衍射条纹急剧向内收缩,直至最终远场衍射环消失,远场光斑模式基本与零阶高斯模形状相同.作用时间达 85 ms 后,远场衍射环消失,说明此时由于热效应,液晶材料已经达到清亮点温度,对入射激光不再有相位调制作用.表 1 列出了不同入射激光参量下,热效应抵消有序参量非线性效应的的时间.从上述实验结果也可以看到,在强激光作用一定时间后,接收白屏上的衍射光斑模式会消失,这是由于液晶材料吸收激光能量后温度上升,一定时间后温度达到清亮点温度,此时液晶材料序参量对激光的相位调制基本消失.这说明,在 CW 强激光作用下,温致密度与电致伸缩效应对液晶材料非线性的贡献远小于温致序参量变化对液晶材料非线性的贡献.

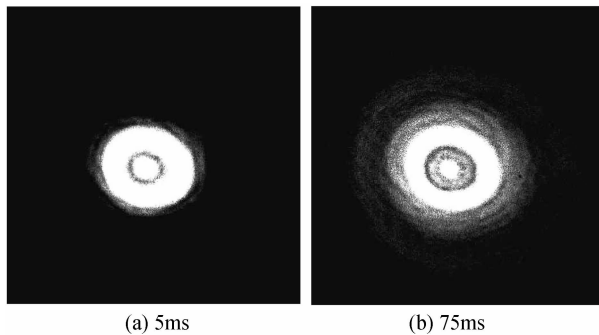


图 7 入射 532 nm 激光功率密度 23 kW/cm<sup>2</sup> 时,不同时刻远场上衍射光斑的分布

Fig. 7 The far-field diffraction rings at different times, under the interaction of 725 W/cm<sup>2</sup> incident laser intensity

表 1 不同入射激光参量下,热效应抵消有序参量非线性效应的的时间

Table 1 The decay process for the thermal effects to overcome the effects of nonlinearities of liquid crystal under different incident laser parameters

Wavelength/ nm	Intensity/ (W · cm <sup>-2</sup> )	Laser spot/ μm	τ/ms
532	23 000	100	85
	36 000	100	40
1 064	475	400	500
	725	400	440
	1 060	400	310

τ is the decay time for the thermal effects to over come the nonlinearities of liquid crystal

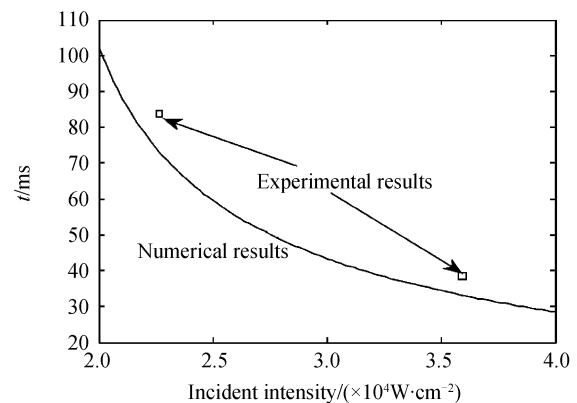
液晶材料光学非线性性质来源于液晶材料的宏观指向矢有序分布,而随着液晶材料温度的升高,液晶材料的有序参量降低,直至达至清亮点温度时,液晶材料彻底成为各向同性介质,在远场的衍射白屏上无法观测到衍射环现象.这里我们关注液晶材料在激光作用下达到完全无序的时间参量,可以用在激光作用下的热传导方程来描述这种液晶材料非线性与液晶材料无序性的竞争

$$\rho C \frac{\partial}{\partial t} (\Delta T) - \lambda_T \nabla^2 (\Delta T) = \alpha I \quad (7)$$

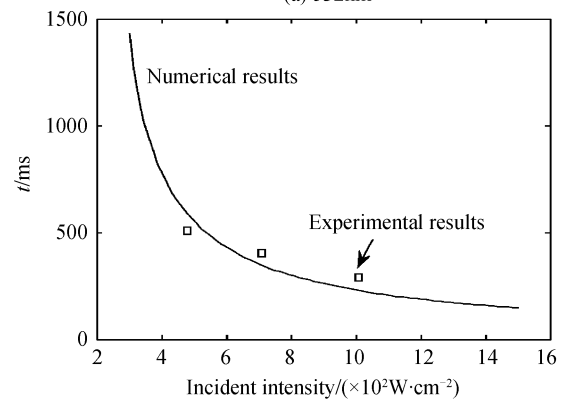
式中 ρ 为液晶材料的密度, C 为液晶材料的热容, λ<sub>T</sub> 为液晶材料的热导率, α 为液晶材料对激光的吸收系数, I 为入射激光功率密度, ΔT 为液晶材料的温升.为了简化问题,将激光光斑内考虑为均匀分布,温升在这个区域内也是均匀的,式(7)可以有如下简化近似解

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha I}{\rho C} \tau_R (1 - \exp(-t/\tau_R)) \quad (8)$$

式中  $\tau_R = \frac{\rho C l^2}{\lambda_T} = \frac{l^2}{D}$ , D 为热扩散常量, l 为激光光斑大小.取典型的液晶材料参量 ρ = 1 g/cm<sup>3</sup>, D = 2 × 10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup>/s, 实验室温度为 25 °C, 5CB 液晶的清亮点温度为 35 °C.根据式(8)可以经过数值计算获得不同波长、不同功率密度激光入射下液晶材料由实验室温度升至清亮点温度的时间,如图 8,可以看到数值结果与实验结果有较好的符合.



(a) 532nm



(b) 1064nm

图 8 不同功率密度激光入射下,液晶材料由室温升至清亮点温度的时间

Fig. 8 The time for 5CB to rise to clear temperature for under different incident laser intensities

### 3 结论

通过激光诱导液晶衍射环现象和基尔霍夫衍射积分公式对不同波长下 5CB 液晶的光致非线性性质进行了研究.实验结果和数值模拟结果表明:在高

功率密度连续激光作用下,液晶材料的非线性性质主要是由液晶材料对激光吸收引起的热效应造成的,热效应可以引起液晶宏观序参量的剧烈变化,液晶材料非线性系数不仅与液晶材料对激光的吸收系数相关,还与入射激光光斑面积密切相关.直径 100  $\mu\text{m}$  的 532 nm 激光诱导的液晶三阶非线性系数比直径 0.4 mm 的 1 064 nm 激光诱导的液晶非线性系数小将近两个量级左右.

#### 参考文献

- [1] EELEEN M K, STEPHEN D J, SCHMID A, *et al.* Nematic polymer liquid crystal wave plate for high-power lasers at 1 054 nm[J]. *Applied Optics*, 1994, **33**(10): 1889-1899.
- [2] HUANG C Y. Bistable transfective cholesteric light shutters [J]. *Optics Express*, 2003, **11**(6): 560-565.
- [3] KHOO I C. Nonlinear optics of liquid crystalline materials[J]. *Physics Report*, 2009, **471**(5-6): 221-267.
- [4] HSIUNG H, SHI L P, SHEN Y R. Transient laser-induced molecular reorientation and laser heating in a nematic liquid crystal[J]. *Physical Review A*, 1984, **30**(3): 1453-1460.
- [5] ZOLOT'KO A S, KITAEVA V F, KROO N, *et al.* Light induced Freedericksz transition in an MBBA crystal[J]. *JETP Letters*, 1981, **34**(5): 250-254.
- [6] WU J J, CHEN S H, FAN J Y, *et al.* Propagation of a Gaussian profile laser beam in nematic liquid crystals and the structure of its nonlinear diffraction rings[J]. *JOSA B*, 1990, **7**(6): 1147-1157.
- [7] KHOO I C, HOU J Y, LIU T H, *et al.* Transverse self phase modulation and bistability in the transmission of a laser beam through a nonlinear thin film[J]. *JOSA B*, 1987, **4**(6): 886-891.
- [8] DURBIN S D, ARAKELIAN S M, SHEN Y R. Laser induced diffraction rings from a nematic liquid crystal film[J]. *Optics Letters*, 1981, **6**(9): 411-413.
- [9] REN Chang-yu, SUN Xiu-dong, PEI Yan-bo. Anisotropic diffraction pattern formation from a nematic liquid crystals film induced by low-power linearly polarized beam [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(1): 298-303.  
任常愚,孙秀冬,裴延波. 向列相液晶中弱光引致各项异性衍射图样的研究[J]. *物理学报*, 2009, **58**(1): 298-303.
- [10] SIMONI F, FRANCESCANGELI O. Effect of light on molecular orientation of liquid crystals [J]. *Journal of Physics: Condensed matter*, 1999, **11**(41): R439-R487.
- [11] 王雨三,张中华,林殿阳. 光电子学原理与应用[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2001:70-79.
- [12] SANTAMATO E, SHEN Y R. Field curvature effect on the diffraction ring pattern of a laser beam dressed by spatial self-phase modulation in a nematic film[J]. *Optics Letters*, 1984, **9**(12): 564-566.
- [13] 石顺祥,张海兴,刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2000:123-130.
- [14] HE Kun-na, DENG Luo-gen. Far field diffraction patterns formation of Gaussian beam transmitted through thin nonlinear medium [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(10): 940-944.  
何坤那,邓罗根. 高斯光束通过非线性介质后的远场衍射图样的研究[J]. *强激光与粒子束*, 2003, **15**(10): 940-944.
- [15] KHOO I C, WU S T. Optics and nonlinear optics of liquid crystals[M]. World Scientific, 1993. 293-309, 56-60.
- [16] WU S T. Absorption measurements of liquid crystals in the ultraviolet, visible, and infrared[J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, **84**(8): 4462-4465.
- [17] ZHANG H C, SHIINO S, KANAZAWA A, *et al.* Photo-induced reorientation and thermal effects in an oligothiophene-doped liquid crystal system[J]. *Journal of Applied Physics*, 2002, **91**(9): 5558-5563.

## Research on High Power Laser Induced Diffraction Ring in 5CB Liquid Crystal

ZHAO Xiang-jie, ZHANG Da-yong, WANG Hai-feng, LUO Yong-quan, LUO Fei

(Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China)

**Abstract:** Self-phase modulation phenomena was found in 5CB liquid crystal, which accounted for the far field diffraction ring phenomena induced by high power laser traversing thin liquid crystal cell. Experimental and numerical methods were employed to study the mechanism of the self-phase modulation in 5CB. Experimental results indicate that diffraction ring phenomena can be found when the incident laser intensity rise to 10  $\text{kW}/\text{cm}^2$  and 60  $\text{W}/\text{cm}^2$  for 532 nm and 1 064 nm laser separately, but will disappear when the effect of laser interaction with liquid crystal sustained hundreds of milli-second. Numerical results applying Kirhoff diffraction integral formula were in good agreement with experimental results. Based on thermal conductivity theory, the relationship of the third order nonlinearity with the incident laser spot and wavelength in 5CB liquid crystal was discussed qualitatively. It was indicated that thermal effects take the main role in the nonlinear self-phase modulation phenomena which is greatly associated with the absorption coefficient and the laser spot diameter.

**Key words:** High power laser; Diffraction ring; Nematic liquid crystal; Thermal effect; Kirhoff diffraction integral