

向列相液晶中强非局域空间光孤子的相互作用^{*}

杨平保¹⁾ 曹龙贵¹⁾ 胡 巍^{1)†} 朱叶青¹⁾ 郭 旗¹⁾ 杨湘波²⁾

1) 华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510006)

2) 华南师范大学激光生命科学研究所, 广州 510631)

(2007 年 4 月 23 日收到, 2007 年 5 月 24 日收到修改稿)

在数值和实验上研究了向列相液晶中空间光孤子的相互作用. 向列相液晶中的响应函数为指数衰减函数, 这不同于 Snyder-Mitchell 模型. 数值模拟发现向列相液晶中的孤子相互作用仍然满足交叉点位置与输入功率的平方根成反比, 强非局域下的 Snyder-Mitchell 模型交叉点位置与两束光的间距无关, 而在向列相液晶中交叉点位置与两束光的间距有关. 在实验上发现, 向列相液晶中两束光交叉点的位置与输入功率平方根成反比, 还和形成孤子的临界功率以及两束光之间的间距有关.

关键词: 强非局域非线性, 向列相液晶, 孤子相互作用, 交叉点

PACC: 4265S, 4270D

1. 引 言

空间光孤子由于在全光开关、光路由、光互联及光逻辑门等方面具有潜在的应用, 一直受到大家的关注^[1-3]; 1997 年 Snyder 及其同事提出的强非局域非线性介质中空间光孤子的线性模型^[4], 将空间光孤子推入一个新的研究热潮. 此后有关空间光孤子问题的理论以及实验研究都得到了广泛的开展, Assanto 小组研究了向列相液晶中的空间光孤子^[1, 5-7]. 在理论上指出相列子(nematicon), 即向列相液晶中的空间光孤子, 属于强非局域空间光孤子; 在实验上, 他们通过给向列相液晶盒外加电压来克服液晶本身固有的 Freèdericks 阈值的方法, 在很小的功率(mW 量级)下观察到了空间光孤子^[1, 7], 避免了在高功率情况下由于液晶对光的吸收而导致的热效应. 在孤子相互作用方面, Snyder 给出标准强非局域条件下的孤子作用规律: 两束光总是相互吸引的, 且这种吸引作用与相位无关. 向列相液晶中光孤子的相互作用与 Snyder-Mitchell 模型是有区别的, Rasmussen, Hu 等分别在文献[8, 9]中给出了向列相液晶中非局域非线性的响应函数, 在 1+1 维情况下是指数函数, 在 1+2 维时是零阶修正的贝塞尔函数.

本文研究了向列相液晶中光孤子的相互作用, 通过数值模拟比较了指数衰减响应和高斯函数响应下强非局域孤子相互作用的相同点和不同点; 在实验上通过测量不同条件下交叉点的位置, 找出了交叉点位置与输入功率、形成孤子的临界功率以及两束光间距的关系, 与理论及数值模拟做了比较, 得出了一致的结论.

2. 向列相液晶理论

向列相液晶是一种强非局域介质, 液晶盒如图 1 所示, 其结构与以前的文献中液晶盒一样^[9-11], 给液晶盒加一个低频交流电压, 当所加电压超过 Freèdericks 阈值电压时, 液晶分子在电场的作用下在 $x-z$ 平面内发生偏转, 最终其平均指向矢与传输方向(z 方向)有一夹角 θ , 且 e 光的折射率 $n = n_{\parallel} n_{\perp} / \sqrt{n_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta}$, 其中 n_{\parallel} , n_{\perp} 分别表示 e 光和 o 光的主折射率.

一近轴高斯光束 A 沿 z 轴传输且在 x 方向偏振, 指向矢与传输轴的夹角为 θ , 光束的传输满足非局域非线性薛定谔方程^[5, 9, 12],

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \epsilon_0^{\text{eff}} \sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) A = 0, \quad (1)$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10674050, 10474023) 广东省高等学校科技创新团队项目(批准号: 06CXTD005)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: huwei2000@vip. 163. com

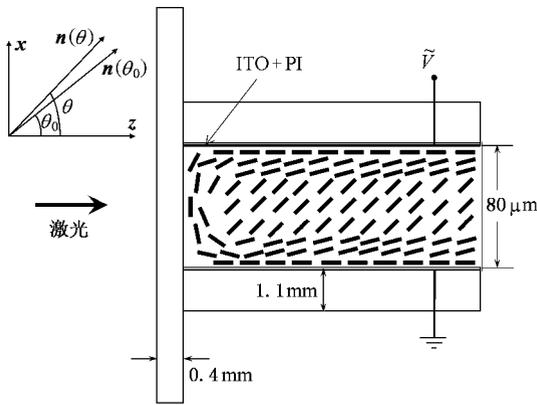


图1 液晶样品盒及液晶分子取向的示意图

$$2K\nabla_{\perp}^2\theta + \epsilon_0\left(\epsilon_a^{\text{RF}}|E_{\text{st}}|^2 + \epsilon_a^{\text{op}}\frac{1}{2}\frac{A}{2}\right)\sin(2\theta) = 0. \tag{2}$$

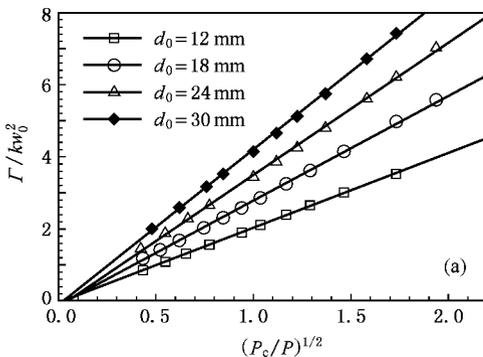
其中 θ_0 是只有电场 E_{st} 时液晶分子指向矢的最大预偏角, K 是向列相液晶的平均弹性常数, $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$, $k^2 = k_0^2(n_{\perp}^2 + \epsilon_a^{\text{op}}\sin^2\theta_0)$, $\epsilon_a^{\text{op}} = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$ 和 $\epsilon_a^{\text{RF}} = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ 分别表示光场和电场对液晶分子主轴的介电各向异性, 方程(2)中忽略了 $\partial_z^2\theta$, 因为在近轴条件下 $\partial_z^2\theta$ 被证明是可以忽略的^[8,12].

对于近轴高斯光束 A , 激光场引起的重取向角变化小, 用微扰法展开 $\theta = \hat{\theta} + (\hat{\theta}/\theta_0)\psi$, $\hat{\theta}$ 是只有电场而没有激光场时的预偏角, 它仅依赖于 x ^[12], 将 ψ 看作一个微扰, 从方程(1)和(2)可以得到^[8,9]

$$i\partial_z a + \nabla_{\text{st}}^2 a + \gamma\psi a = 0, \tag{3}$$

$$\nabla_{\text{st}}^2\psi - \alpha^2\psi + 4\pi|a|^2 = 0. \tag{4}$$

其中 $\gamma = \sin^2(2\theta_0)$, $\alpha = w_0/w_m$, w_0 为在焦点处的光束束宽(初始束宽), w_m 为响应函数的特征长度, 当 $|\theta_0| \leq \pi/2$ 时, $w_m > 0$ 且



$$w_m(\theta_0) = \frac{1}{E_{\text{RF}}} \left\{ \frac{2\theta_0 K}{\epsilon_0 \epsilon_a^{\text{RF}} \sin(2\theta_0) [1 - 2\theta_0 \cos(2\theta_0)]} \right\}^{1/2}. \tag{5}$$

当 E_{RF} 大于 Freèdericks 阈值 E_{FR} 时, $\theta_0 \approx (\pi/2) [1 - (E_{\text{FR}}/E_{\text{RF}})^2]$, 从方程(5)可以看出, w_m 只与 E_{RF} (即偏置电压 V_{RF}) 有关; 对于一个对称的系统, 方程(4)有特解 $\psi(x, y) = (4\pi/\alpha^2) \int R(x-x', y-y') |\alpha(x', y')|^2 dx' dy'$, 其中响应函数 $R(x, y) = (\alpha/2\pi) K_0(\alpha \sqrt{x^2 + y^2})$; 一维情况时, $\psi(x) = (4\pi/\alpha^2) \int R(x-x') |\alpha(x')|^2 dx'$, 其响应函数 $R(x) = (\alpha/2) \exp(-\alpha|x|)$. 我们在数值模拟时用的是 1+1 维的响应函数, 实验是 1+2 维的.

3. 向列相液晶中的相互作用

Rasmussen 在文献[8]中提到 1+1 维情况下液晶中孤子相互作用规律, 但无解析解, 在强非局域条件下, 如果响应函数是连续可导的, 则可以对介质中的折射率变化进行泰勒展开并忽略 r^2 的高阶项, 可直接引用 Snyder-Mitchell 模型中关于两束对称入射高斯光束间距的关系^[4,13,14]

$$d(z) = d_0 \cos(\beta z), \tag{6}$$

其中 d_0 为两束光在入射点处的距离, $d(z)$ 为两束光之间的距离, 其半周期为

$$\Gamma = \frac{\pi}{2\beta} = \frac{\pi k w_0^2}{2} \sqrt{\frac{P_c}{P}}. \tag{7}$$

其中 P 为输入功率, P_c 为形成孤子的临界功率, 从方程(7)中可以看出, 两束光交叉的周期与输入功率的平方根成反比, 与形成孤子临界功率的平方根成正比, 和两束光之间的距离无关.

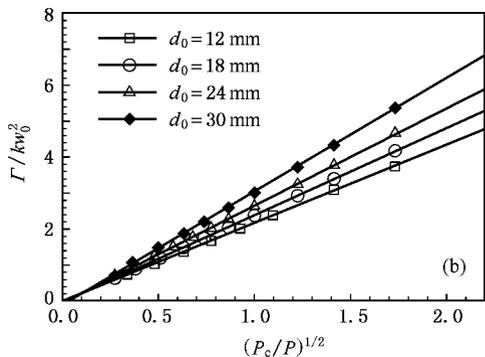


图2 (a)指数衰减响应下交叉点位置与输入功率平方根倒数的关系;(b)高斯函数响应下交叉点位置与输入功率平方根倒数的关系(初始束宽 $w_0 = 3 \mu\text{m}$, 响应函数的特征长度 $w_m = 30 \mu\text{m}$)

在向列相液晶中响应函数是指数衰减的,是一个连续但在零点不可导的函数.在强非局域($w_m \gg w_0$)条件下,折射率变化的泰勒展开式中 r^2 的高阶项不能忽略,且 r^2 的系数与轴上光强有关^[11].因此不能完全应用方程(7)的结论.为了验证由 Snyder-Mitchell 模型得出的结论对向列相液晶是否有效,我们分别模拟了指数衰减响应和高斯函数响应(在强

非局域情况下,可以化为 Snyder-Mitchell 模型)在不同间距情况下两束光交叉点位置与输入功率的关系如图2所示.我们发现,不管是指数衰减响应,还是高斯函数响应,交叉点位置与输入功率和临界功率比值的平方根倒数 $\sqrt{P_c/P}$ 都是成正比的.这一点与方程(7)所给理论相符合.不同的是指数衰减情况下,交叉点的位置比相同条件下高斯函数响应要远.

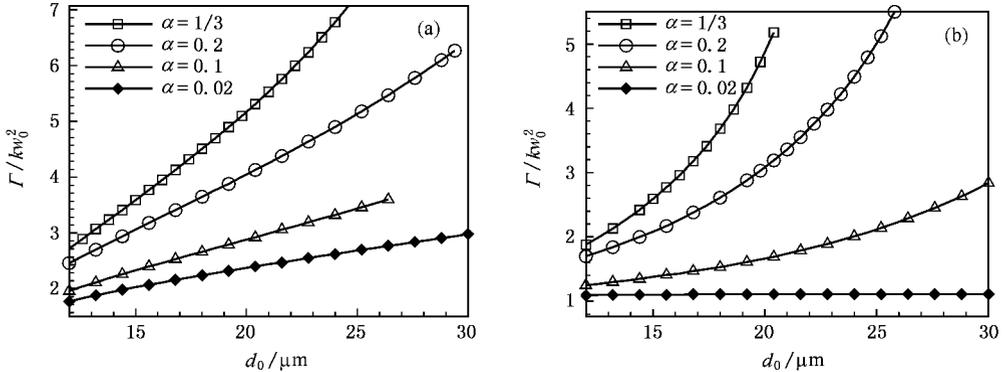


图3 (a)指数衰减响应情况下交叉点位置与两束光间距的关系;(b)高斯响应情况下交叉点位置与两束光间距的关系(初始束宽 $w_0 = 3 \mu\text{m}$,非局域程度 $\alpha = w_0/w_m$)

图3给出了指数衰减和高斯型响应情况下,在非局域程度变化时,两束光交叉点位置与两束光间距的关系,如图3.从图中可看出,对于指数衰减响应的向列相液晶介质,不管非局域程度的强弱,交叉点的位置总是与间距有关,且间距越大,交叉点越远.对于高斯响应的介质,当非局域程度足够强时(如图中 $\alpha = 0.02$),交叉点位置与两束光间距无关,即符合方程(7)的结果.而当非局域程度不是足够强时,交叉点位置仍然与两束光的间距有关,同样是间距越大,交叉点越远.以上也说明了 Snyder-Mitchell 模型只是在强非局域条件下的线性近似结果.

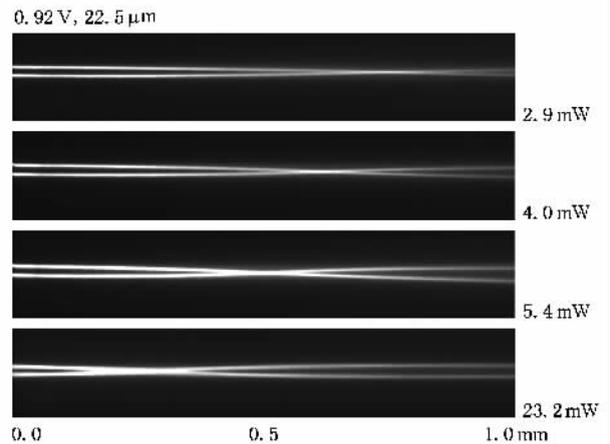


图5 垂直液晶盒端面入射的两平行光在液晶盒中的演化实验图

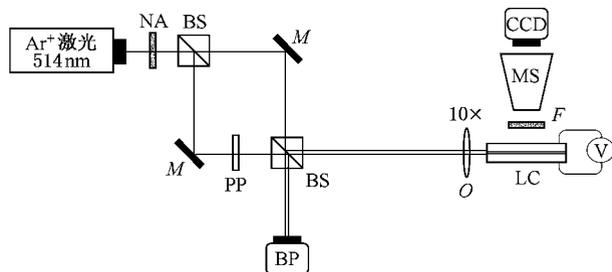


图4 实验装置图(NA为中性衰减片,BS为光束分束镜,M为平面反射镜,PP为平板玻璃,O为10倍物镜,LC为液晶盒,MS为显微镜,CCD为照相机,BP为光束分析仪)

4. 实 验

4.1. 交叉点位置与输入功率的关系

我们所用实验装置和以前的文献一样^[9],如图4所示,入射光为波长514 nm的基模氩离子激光.在焦点处,两束光的初始束宽均为 $w_0 = 3.0 \mu\text{m}$,平行

入射间距 $d_0 = 22.5 \mu\text{m}$ 电压固定在 0.92 V (略低于 Freèdericks 阈值电压 $V_t = 1.14 \text{ V}$,这一电压会引起

液晶分子很小的预偏角^[15]),用 CCD 拍摄光束在液晶盒中的演化情况.

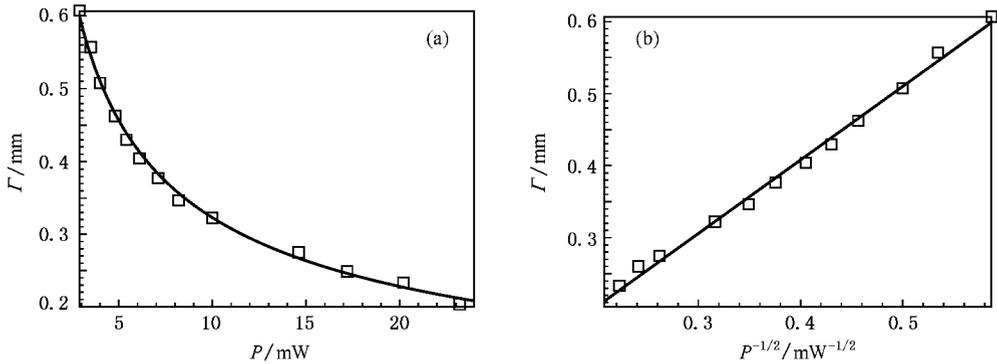


图 6 (a)交叉点位置与输入功率 P 的关系 (b)交叉点位置与输入功率平方根倒数 $1/\sqrt{P}$ 的关系

保持间距 d_0 、焦点处光束束宽 w_0 和偏置电压不变(形成孤子的临界功率不变)改变输入功率,功率从 2.9 mW 变到 23.2 mW ,图 5 列出几个输入功率的入射光在液晶盒中的演化图,从图中可以发现:输入的功率越大,交叉点越近,通过读取每个功率的照片取平均值,将交叉点位置与对应的输入功率的关系用图 6(a)来表示,点为实验值,实线为拟合曲线;用图 6(b)表示交叉点与输入功率平方根的倒数的关系,从图中可以看出:交叉点位置与输入功率平方根的倒数 $1/\sqrt{P}$ 成直线关系,符合方程(7)的理论和数值模拟的结论.

界功率不同^[9,15])改变输入功率拍摄了光束在液晶盒中的演化情况,读出每个电压下两束光交叉点位置与输入功率的关系,如图 7 所示,发现电压 1.2 V 时交叉点位置比相同条件下电压为 0.92 V 时要近,拟合以后的直线的斜率也比 0.92 V 时的小.而 1.2 V 时形成孤子所需的临界功率比 0.92 V 时要小^[9,15].即形成孤子的临界功率越小,交叉点越短,从实验上得出了的结论和由理论方程(7)得出的结论一致.我们发现拟合以后的直线不过原点,经过分析并查看拍摄的照片发现其原因是入射点没有完全调节在焦点处.

4.2. 交叉点位置与形成孤子临界功率的关系

4.3. 交叉点位置与两束光间距的关系

当两束光的间距 $d_0 = 15.5 \mu\text{m}$ 和初始束宽 $w_0 = 3.0 \mu\text{m}$ 时,在不同的偏置电压下(形成孤子的临

我们在不同间距情况下(间距分别为 $15.5 \mu\text{m}$, $18.6 \mu\text{m}$ 和 $22.5 \mu\text{m}$)做了交叉点位置与输入功率的关系的实验(初始束宽 $w_0 = 3 \mu\text{m}$,偏置电压为 0.92

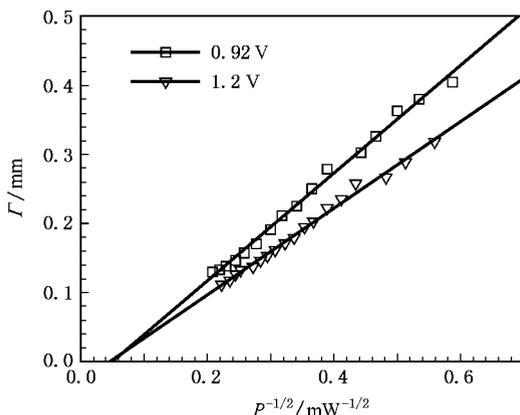


图 7 不同电压(临界功率不同)下交叉点位置与输入功率平方根倒数 $1/\sqrt{P}$ 的关系

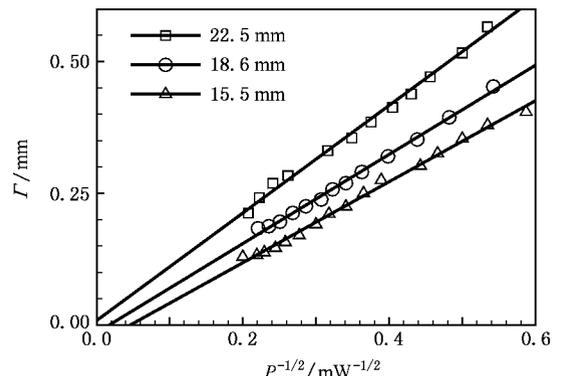


图 8 不同间距下交叉点位置与输入功率平方根倒数 $1/\sqrt{P}$ 的关系

V). 图 8 为不同间距下交叉点位置与两束光输入功率平方根倒数 $1/\sqrt{P}$ 的关系的实验图. 发现交叉点位置与两束光间距有关, 间距越大, 相应的交叉点的位置越远, 这是因为在我们的实验中, 向列相液晶的响应函数为指数衰减而不是高斯函数, 且实验中的非局域程度没有达到 Snyder-Mitchell 模型要求的那么强. 因而交叉点的位置与两束光的间距有关, 间距越大, 交叉点越远, 与前面的数值模拟相符合.

5. 结 论

本文通过实验和数值模拟验证了向列相液晶中光孤子的相互作用满足交叉周期与输入功率的平方根 \sqrt{P} 成反比的关系, 与在强非局域条件下得出的

两相干高斯光束在高斯响应函数近似时的相互作用规律一致. 在向列相液晶中, 光孤子相互作用的周期还和两束光的间距有关, 与在强非局域下高斯响应函数近似时光孤子的相互作用周期与间距无关的结论不一致. 在实验上测出了向列相液晶中光束的演化情况, 发现交叉周期还与形成孤子的临界功率有关. 我们在实验上给出不同情况下两束光在液晶盒中交叉点位置与输入功率的对应关系. 对于液晶中各种全光器件(如全光开关、光路由等)的制作具有重要参考作用.

感谢中国科学院长春光学精密机械和物理研究所的宣丽教授制作的液晶盒样品和石家庄实力克液晶材料有限公司提供的液晶样品.

-
- [1] Peccianti M, Conti C, Assanto G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [2] Wen S C, Qian L J, Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese) [文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]
- [3] Liu J S, Zhang D Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 (in Chinese) [刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880]
- [4] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [5] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [6] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [7] Peccianti M, Brzdaliewicz, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [8] Rasmussen P D, Bang O, Królikowski W 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066611
- [9] Hu W, Zhang T, Guo Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [10] Zhang T, Hu W, Long X W, Guo Q, Liu H Y, Wang X A 2007 *Acta. Opts. Sin.* **27** 143 (in Chinese) [张 涛、胡 巍、龙学文、郭旗、刘海英、王新爱 2007 光学学报 **27** 143]
- [11] Long X W, Hu W, Zhang T, Guo Q, Lan S, Gao X C 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 1397 (in Chinese) [龙学文、胡 巍、张 涛、郭旗、兰 胜、高喜存 2007 物理学报 **56** 1397]
- [12] Peccianti M, Conti C, Assanto G, De Luca A, Umeton C 2003 *J. Nonl. Opt. Phys. Mat.* **12** 525
- [13] Xie Y Q, Guo Q 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 3020 (in Chinese) [谢逸群、郭 旗 2004 物理学报 **53** 3020]
- [14] Xu C B, Guo Q 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5194 (in Chinese) [许超彬、郭 旗 2005 物理学报 **54** 5194]
- [15] Peccianti M, Conti C, Assanto G 2005 *Opt. Lett.* **30** 415

Interactions between strong nonlocal optical spatial solitons in nematic liquid crystals^{*}

Yang Ping-Bao¹⁾ Cao Long-Gui¹⁾ Hu Wei^{1)†} Zhu Ye-Qing¹⁾ Guo Qi¹⁾ Yang Xiang-Bo²⁾

¹⁾ *Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*

²⁾ *Institute of Laser Life Science, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

(Received 23 April 2007; revised manuscript received 24 May 2007)

Abstract

In this paper, we investigate the interactions between optical spatial solitons in nematic liquid crystals (NLC) with numerical simulations and experiments. The response function is exponential-decay function in NLC, which is different from the Snyder-Mitchell model. Through numerical simulations, we discovered that the crosspoint of soliton interaction is in inverse proportion to the square root of injection power in NLC. We also found that the position of crosspoint is independent of the distance between solitons in strong nonlocal Gauss function response, but it is not the same with exponential-decay function in NLC. Through experiments, we found the positions of crosspoint is in inverse proportion to the square root of inject power, it is also related to the critical power of soliton formation and the distance between solitons.

Keywords: strong nonlocal nonlinear nematic liquid crystals, interactions between solitons, crosspoint

PACC: 4265S, 4270D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674050, 10474023), the Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 06CXTD00S).

[†] Corresponding autho. E-mail: huwei2000@vip.163.com