

功率控制的强非局域空间光孤子短程相互作用^{*}

郑亚建 宣文涛 陆大全 欧阳世根 胡 巍[†] 郭 旗

(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)

(2009 年 3 月 30 日收到; 2009 年 5 月 11 日收到修改稿)

研究了功率控制的强非局域空间光孤子短程相互作用. 由动量守恒, 两个孤子短程相互作用时, 孤子的质心轨迹因相位差而发生偏转. 实验上证实了偏转幅度与功率比有关, 当功率相等时, 偏转最大. 利用功率对相互作用的调控的特性, 测量了液晶分子对光场的响应时间, 发现比其对偏置电压的响应时间短很多.

关键词: 空间光孤子, 强非局域, 短程相互作用, 响应时间

PACC: 4265S, 4270D

1. 引 言

孤子是非线性科学的一个重要分支, 在许多物理系统中已经被研究. 非局域非线性空间光孤子是光孤子中的重要一种. Snyder 和 Mitchell^[1] 提出孤子传输的线性模型, 对极强非局域非线性介质中光束的传输进行了研究, 发现了线性孤子的存在. 他们的工作得到 Shen^[2] 的高度评价, 随后, 非局域空间光孤子得到了人们的广泛研究^[3-14]. Assanto 等^[3,4] 从理论和实验上验证了液晶是一种强非局域非线性介质, 实验上观察到液晶中的孤子和呼吸子, 提出了全光开关和逻辑门的一种实现方案. 2004 年, 郭旗等^[5] 提出了强非局域模型, 研究了傍轴高斯光束在强非局域非线性介质中的传输特性, 得到大相移的结果. 随后, 郭旗等^[6-9] 对强非局域非线性介质中的孤子作了一系列的研究. 最近几年, Segev 等^[10-12] 发现铅玻璃也是一种强非局域非线性材料, 并对其进行了一系列的研究. 正是基于这些研究成果, 非局域空间光孤子显示出在实现全光开关和全光信息处理上的巨大潜力.

在非局域光孤子相互作用方面也有了许多的研究^[15-18]. 一方面, 人们致力于研究非局域程度对相互作用的影响, 发现在局域条件下, 同相位情况下孤子相互吸引, 反相位情况下则相互排斥^[15], 而

在强非局域条件下总是相互吸引. 另一方面, 人们致力于研究相位、间距对相互作用的影响. 欧阳世根等^[19,20] 实现了在液晶中的短程相互作用, 发现在一定的相位差条件下, 光束质心会发生偏转, 偏转角的大小和方向均与相位差有关. 据我们所知, 短程相互作用时功率对相互作用的控制尚无文献报道.

本文从强非局域非线性模型出发, 研究了短程相互作用情况下, 光束的振幅比(束宽一定时也就是功率的平方根之比)对双孤子相互作用的调控作用. 发现在一定相位差(不同相也不反相)情况下, 光束质心的偏转角度与振幅比有密切的关系. 实验验证了我们的理论结果. 利用功率对双光束相互作用的调控作用, 成功测量了液晶对光场的响应时间, 发现比其对偏置电压的响应时间快很多.

2. 理论分析

在忽略传输损耗的情况下, $(1+2)$ 维非局域非线性薛定谔方程可以写为^[5,15]

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + 2k^2 \frac{\Delta n}{n_0} = 0, \quad (1)$$

其中, A 为光束的复振幅, n_0 为介质的线性折射率, k 对应于 n_0 的波数, $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$, x, y 为横向坐标, z 为纵向坐标, 即光束传输方向, Δn 为介质的非线性折射率. 利用卷积法则, Δn 可以表述为

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10674050, 10804033)、广东省高等学校科技创新团队计划(批准号: 06CXTD005)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 200805740002)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: huwei@scnu.edu.cn

$$\Delta n = n_2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(x-x', y-y') \times |A(x', y', z)|^2 dx' dy', \quad (2)$$

其中, $R(x-x', y-y')$ 为非局域非线性介质的响应函数, 其为关于源点对称的归一化实函数, 满足

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(x, y) dx dy = 1. \quad (3)$$

当 R 的特征长度远远大于光束的束宽时即为强非局域. 在强非局域条件下, 可以形成稳定的 $(1+2)$ 维空间光孤子, 而孤子的相互作用在强非局域条件下总是相互吸引.

对于非局域非线性薛定谔方程, 有两个重要的守恒量^[21,22], 其一为功率

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y)|^2 dx dy, \quad (4)$$

其次为动量

$$\mathbf{M} = \frac{1}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} A(-i \nabla_{\perp}) A dx dy. \quad (5)$$

定义光束的质心为

$$\mathbf{r}_c(z) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{r} |A(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y)|^2 dx dy}, \quad (6)$$

其中, $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$. 由 Ehrenfest 定理^[23], 我们知道

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{r} |A(x, y)|^2 dx dy = \mathbf{M}. \quad (7)$$

由上面(6), (7)两式, 我们可以得到关于光束中心的运动方程

$$\frac{\partial \mathbf{r}_c(z)}{\partial z} = \frac{\mathbf{M}}{P}. \quad (8)$$

由(8)式可知, 由于 $\mathbf{M}$ 和 P 为守恒量, 它们的比值在传输过程中保持不变, 光束质心的轨迹将是一条直线, 而直线的斜率则由 $\mathbf{M}$ 与 P 的比值决定^[19,20].

当我们具体考虑两个相干高斯光束同时入射到非局域非线性介质中, 其光束的包络可以表述为

$$A(x, y, 0) = A_0 \exp\left[-\frac{(x+h)^2}{2w_0^2} + ik(x+h)\tan\alpha\right] + A_1 \exp(i\theta) \times \exp\left[-\frac{(x-h)^2}{2w_0^2} - ik(x-h)\tan\alpha\right], \quad (9)$$

其中, A_0, A_1 为高斯光束的振幅, w_0 为束腰处的束宽, α 为光束的初始入射角, $2h$ 为光束的初始间距, θ 为两束光的初始相位差. 将(9)式代入(4)式, 得到功率的表达式为

$$P = \pi w_0^2 \left[A_0^2 + A_1^2 + A_0 A_1 \exp\left[-\frac{h^2 + \tan^2 \alpha k^2 w_0^4}{w_0^2}\right] \times (e^{i\theta} + e^{-i\theta}) \right]. \quad (10)$$

同样, 我们将(9)式代入(5)式, 得到动量的表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= M_x \mathbf{e}_x + M_y \mathbf{e}_y \\ &= \left[(A_0^2 - A_1^2) \pi w_0^2 \tan\alpha \right. \\ &\quad \left. + \frac{A_0 A_1}{k} h \pi \exp\left[-\frac{h^2 + \tan^2 \alpha k^2 w_0^4}{w_0^2}\right] \right. \\ &\quad \left. \times (ie^{i\theta} - ie^{-i\theta}) \right] \mathbf{e}_x. \end{aligned}$$

结合(8)–(10)式, 我们可以求得

$$\frac{\mathbf{M}}{P} = \frac{(A_0^2 - A_1^2) \pi w_0^2 \tan\alpha + \frac{A_0 A_1}{k} h \pi \exp\left[-\frac{h^2 + \tan^2 \alpha k^2 w_0^4}{w_0^2}\right] (ie^{i\theta} - ie^{-i\theta})}{\pi w_0^2 [A_0^2 + A_1^2 + A_0 A_1 \exp\left[-\frac{h^2 + \tan^2 \alpha k^2 w_0^4}{w_0^2}\right] (e^{i\theta} + e^{-i\theta})]} \mathbf{e}_x. \quad (11)$$

我们考虑平行入射的情况, 令 $\alpha = 0$, (11)式可以化简为

$$\frac{\tan\beta_x}{\Theta} = \frac{2r(h/w_0) \exp[-(h/w_0)^2] \sin\theta}{1 + r^2 + 2r \exp[-(h/w_0)^2] \cos\theta}, \quad (12)$$

$$\frac{\tan\beta_y}{\Theta} = 0, \quad (13)$$

其中, $\tan\beta_x = \partial \mathbf{r}_{cx}(z)/\partial z$, $\tan\beta_y = \partial \mathbf{r}_{cy}(z)/\partial z$ 分别为光束轨迹在 x - z 平面和 y - z 平面的斜率, $\Theta = 1/kw_0$ 为光束的远场发散角, $r = A_0/A_1$ 为两束光的振幅比.

可见, 随着相位的变化, 光束将在 x - z 平面内发生偏转^[19,20]. 同时, 偏转角度强烈依赖于振幅比 r .

下面我们讨论光束相位差及振幅比对光束质心轨迹斜率的影响. 图1描述了光束质心轨迹的斜率在不同振幅比的情况下和相位的关系. 从图1中我们知道, 当两束光同相或者反相时, 斜率为零, 光束不发生偏转; 当不满足同相或反相时, 斜率不为零, 光束质心发生了偏转. 其次, 振幅比 r 的值对轨迹斜率有强烈影响: $r = 1$ 时, 光束偏转的幅度最大,

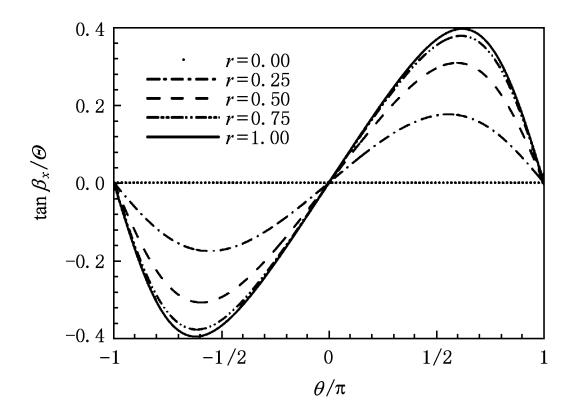


图1 不同振幅比情况下光束质心轨迹的斜率与光束间相位差的关系

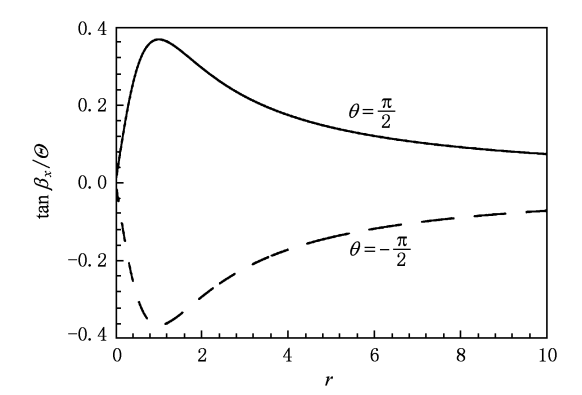


图2 一定相位差情况下光束质心轨迹的斜率与振幅比之间的关系

随着 r 值变小,偏转的幅度也变小,当 $r=0$ 时,即只有一束光入射,此时相位差没有意义,光束不发生偏转,在图中为一条直线.图2描述了一定相位差 $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = -\pi/2$ 情况下,轨迹斜率与振幅比 r 之间的关系.曲线由方程(12)得到,其中归一化间距

$$h/w_0 = 1.$$

3. 实验验证

我们用液晶为材料,通过实验来验证理论预期.所用的实验装置是在文献[15,20]中的装置基础上作了一些变动,如图3所示.氦氖基模激光通过激光分束片后分成功率相等的两束光,其中一束通过一个连续可调衰减器,另一束通过一块平板玻璃,两束光通过另一片激光分束片之后汇合,然后通过一个20倍的物镜聚焦之后变成间距很小的两束平行光进入一个80 μm 厚的液晶盒.液晶盒的结构如文献[4,20]所示.进入液晶盒之前,激光束腰处的束宽为 $w_0(1/e)$ 处,夹角为 2α ,间距 $d=2h$.液晶的参数如下: $n_{\parallel}=1.6924$, $n_{\perp}=1.5221$, $K=10^{-11}\text{N}$, $\varepsilon_a^{\text{op}}=0.5474$, $\varepsilon_a^{\text{RF}}=0.5474$,液晶盒上加的低频电压为1.4 V,此时液晶的预倾角约为 $\pi/4$,临界功率最低而非局域程度很强.在我们的实验中, $w_0=1.29\text{ }\mu\text{m}$, $h/w_0=0.704$, $\tan 2\alpha=0.00056$,发散角 $\Theta=0.0346$.

3.1. 振幅比对光束质心轨迹斜率的影响

由于光束的束宽保持不变,光束的功率与束宽的平方成正比.实验中,我们通过调节连续可变衰减器改变其中一束光的功率的方法获得不同的振幅比.为了验证振幅比对光束质心轨迹斜率的影响,必须保证两束光的相位差恒定.但调节连续可调衰减器改变功率的时候,无法避免会改变其相位差.所以我们采用间接实验的方法,即固定振幅比的条件下,通过调节平板玻璃的角度,改变两束光的相位差,从而得到轨迹斜率与相位差的关系.改

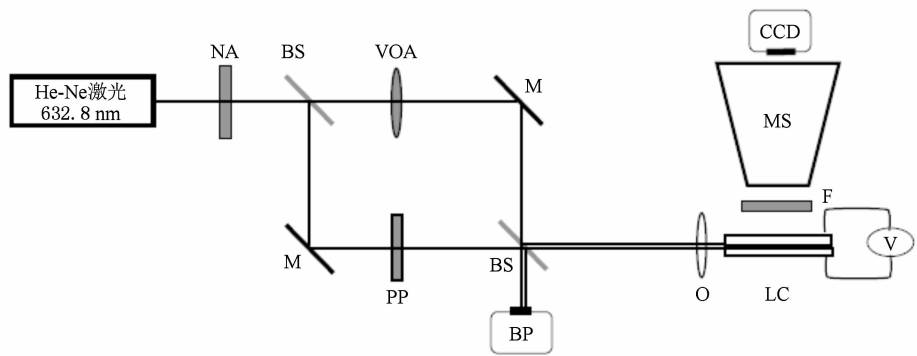


图3 实验装置图 NA为中性可调衰减片,BS为激光分束片,VOA为连续可调衰减器,M为平面反射镜,PP为平板玻璃,BP为光束分析仪,CCD为照相机,MS为显微镜,O为20倍物镜,LC为液晶盒

变振幅比,重复上面的实验,可以获得不同振幅比条件下斜率与相位差的关系. 然后在不同 r 值情况下选择一个相位差,读取相应的斜率值,从而获得质心轨迹斜率与振幅比的关系. 我们选择了 $r=1$ 时的实验照片列在图 4 中. 从图 4 中我们可以看出,当两束光同相(图 4(a))或反相(图 4(b))时,光束不发生偏转,但同相时比反相时光强明显强很多. 当两束光的相位差为大约 $\pi/2$ 或 $-\pi/2$ 时,光束分别向上和向下偏转达到最大. 在我们的实验中选择的功率比为 1, 0.75, 0.5, 0.25, 故振幅比为 $r=1$, 0.86, 0.7, 0.5, 获得了四组数据,如图 5 所示.

图 5 为不同振幅比时轨迹斜率与相位差的关系.

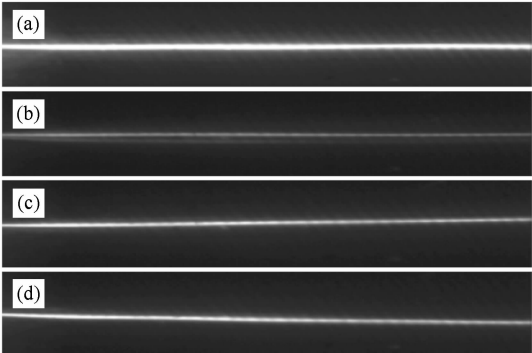


图 4 $r=1$ 时不同相位下的光束在液晶盒中的轨迹演化 (a) 同相, (b) 反相, (c) 和 (d) 分别为向上和向下偏转最大的情况

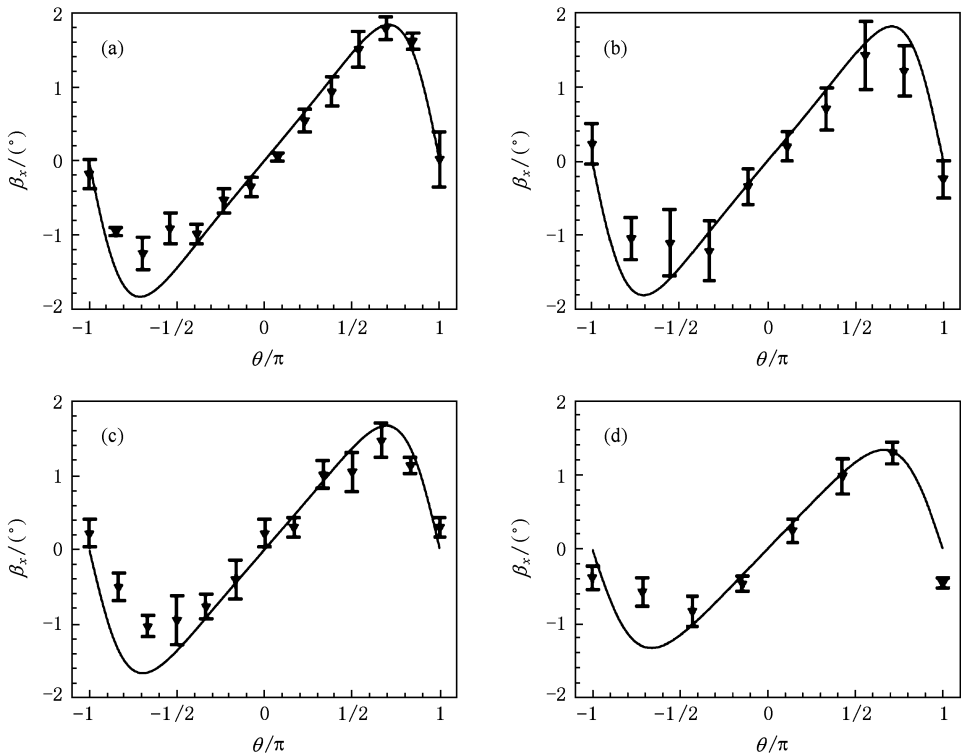


图 5 不同振幅比 r 时光束质心轨迹偏角与相位的关系 实线为理论曲线, 点为实验结果. (a) $r=1$, (b) $r=0.86$, (c) $r=0.7$, (d) $r=0.5$

对每一个相位差,拍了五张照片,然后取平均得到实验数据,从图 5 可以看出,实验数据存在一定的误差,我们分析主要是由实验系统的微小震动引起的相位抖动所导致的. 其次相位差在 $-\pi/2$ 附近时,实验结果与理论曲线符合得不好,我们估计主要是由于此处的液晶分子分布不均匀所导致的. 除了这两个误差,其他实验结果与理论值符合得很好.

图 6 描述了一定相位差条件下,轨迹斜率与振

幅比的关系曲线. 点为图 5 中不同 r 时相位差为 $\pi/2$ 对应的实验数据. 考虑到光束 1 和 2 的地位可以互换,所以图 5 中的四组数据实际对应图 6 中的七组数据,分别为 $r=0.5, 0.7, 0.86, 1, 1.16, 1.43, 2$. 由于实验时不一定能正好拍到相位差为 $\pi/2$ 时的照片,所以在取点时,我们读取 $\pi/2$ 附近两个实验数据拟合直线后在 $\pi/2$ 的值作为实验结果,误差为附近两点误差的平均值. 由图 6 我们可以看出,实

验结果与理论预期相比整体偏小,但都在误差线之内,符合实验误差.

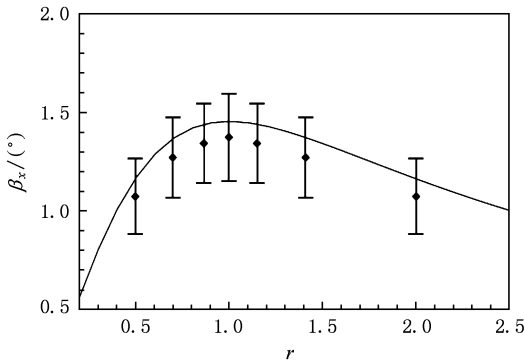


图 6 相位差为 $\pi/2$ 时轨迹偏角与振幅比的关系 实线为理论曲线,点为实验结果

3. 2. 液晶分子转动响应时间的测量

我们利用上面的实验规律来测量液晶分子偏

转对光场的响应时间. 以前的实验结果都是测量液晶分子对加上(或去掉)偏置电压的响应时间. 在加上偏置电压的过程中,液晶分子的响应时间在 10 s 以上^[24,25],由于这个响应时间过长而限制了它的应用. 我们测量液晶分子对加光场的响应时间:在 $r = 1$ 的情况下将光束的相位差调至光束质心轨迹斜率最大,然后关闭其中一束光,让其达到稳定,此时质心轨迹斜率对应不发生偏转. 此时将另外一束光也入射到液晶盒,观察轨迹变化情况. 我们发现经过大约 2 s 时间,轨迹斜率达到最大并稳定下来,从而我们得到液晶对加光场的响应时间为 2 s 左右,如图 7(a)所示. 相反的过程,我们测得液晶对关闭光场的响应时间也为 2 s 左右,如图 7(b)所示. 这个响应速度比文献[24,25]中测到的液晶对偏置电压的响应时间要快很多,后者约为 10 s 左右. 在 0.4 和 0.8 s 时,两种情况都出现了轨迹反偏的情况,我们分析其原因认为是由于液晶分子的流动性造成的.

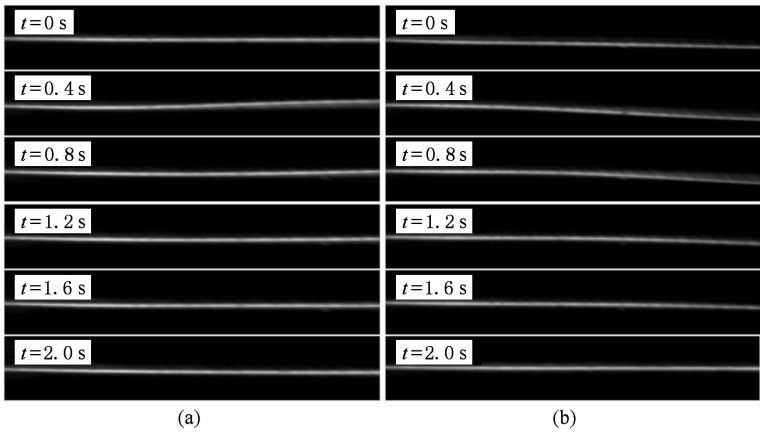


图 7 液晶分子转动响应时间的测量 照片间隔时间为 0.4 s. (a) 液晶分子对加光场的响应时间, (b) 液晶分子对关闭光场的响应时间

4. 结 论

本文通过理论和实验研究了短程条件下功率对双孤子相互作用的影响. 从动量守恒和能量守恒出发,通过 Ehrenfest 定理,我们得到短程条件下双光束的振幅比(束宽一定时,即为功率的平方根比)与光束质心轨迹的偏角的关系. 在一定的相位差条

件下(不同相也不反相),两束光振幅比为 1 时偏角最大,比值越大或越小,偏转角度都越小. 利用液晶材料,从实验上验证了上述结论,实验与理论符合得比较好. 利用功率对双光束相互作用的控制,我们测量了液晶对光场的响应时间为 2 s 左右,比对电场的响应时间快很多. 控制空间光孤子相互作用对于研究新型的全光开关和全光逻辑门具有重要意义.

[1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538

[2] Shen Y R 1997 *Science* **276** 1520

[3] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901

[4] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902

[5] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y Q 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602

[6] 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]

[7] Guo Q, Xu C B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3025 (in Chinese) [郭 旗、许超彬 2004 物理学报 **53** 3025]

[8] Wang X H, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3183 (in Chinese) [王形华、郭 旗 2005 物理学报 **54** 3183]

[9] 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]

[10] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904

[11] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 2

[12] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901

[13] 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]

[14] 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]

[15] Hu W, Zhang T, Guo Q, Xuan L, Lan S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111

[16] Zhu Y Q, Long X W, Hu W, Cao L G, Yang P B, Guo Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2260 (in Chinese) [朱叶青、龙学文、胡巍、曹龙贵、杨平保、郭 旗 2008 物理学报 **57** 2260]

[17] Yang P B, Cao L G, Hu W, Zhu Y Q, Guo Q, Yang X B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 285 (in Chinese) [杨平保、曹龙贵、胡巍、朱叶青、郭 旗、杨湘波 2008 物理学报 **57** 285]

[18] Cao L G, Lu D Q, Hu W, Yang P B, Zhu Y Q, Guo Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6365 (in Chinese) [曹龙贵、陆大全、胡巍、杨平保、朱叶青、郭 旗 2008 物理学报 **57** 6365]

[19] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832

[20] Hu W, Ouyang S G, Yang P B, Guo Q, Lan S 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033842

[21] Rasmussen P D, Bang O, Krokowski W 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066611

[22] Yakimenko A I, Lashkin V M, Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605

[23] Greiner W 1989 *Quantum Mechanics: An Introduction* 1989 (4th Ed.) (Berlin, Heidelberg, New York: Spriner-Verlag)

[24] Assanto G, Peccianti M, Crystals C C 2003 *Optics Photonics News* **45** 49

[25] Zhang T, Hu W, Long X W, Guo Q, Liu H Y, Wang X A 2007 *Acta Opt. 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]

Power controlled short-range interactions between strongly nonlocal spatial soliton^{*}

Zheng Ya-Jian Xuan Wen-Tao Lu Da-Quan Ouyang Shi-Gen Hu Wei[†] Guo Qi

(Key Laboratory of Photonic Information Technology of Guangdong Province, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

(Received 30 March 2009; revised manuscript received 11 May 2009)

Abstract

We investigate the power controlled short-range interactions between spacial optical solitons in the strongly nonlocal nonlinear media. For the short-range interactions, the trajectory of mass center of solitons will deflect because of the phase difference under the condition of momentum conservation. We verify by experiment that the degree of deflection depends on the ratio of the power of two solitons, and the case of equal power corresponds to the maximum deflection. Using the characteristics of power control on the interaction between solitons, we measure the photic-induced response time of nematic liquid crystals, and find that it is much shorter than the bias-voltage-induced response time.

Keywords: spatial soliton, strong nonlocality, short-range interaction, response time

PACC: 4265S, 4270D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674050, 10804033), the Program for Innovative Research Team of Higher Education in Guangdong Province, China (Grant No. 06CXTD005), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200805740002).

[†] Corresponding author. E-mail: huwei@snnu.edu.cn