

非局域非线性介质中空间暗孤子的理论和实验研究*

周罗红¹⁾ 高星辉¹⁾²⁾ 杨振军¹⁾ 陆大全¹⁾ 郭旗¹⁾ 曹伟文¹⁾ 胡巍^{1)†}

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 510631)

2) (广州大学机械与电气工程学院, 广州 510006)

(2010年4月30日收到; 2010年5月31日收到修改稿)

对非局域非线性介质中的空间暗孤子进行了研究. 理论上运用牛顿迭代法求解非局域非线性薛定谔方程, 得到了不同传播常数下的非局域空间暗孤子的数值解, 发现在任何非局域程度以及任何传播常数条件下, 都存在暗孤子的解, 而且孤子的束宽与非局域程度存在一定的关系. 实验上, 在染料溶液中观测到了空间暗孤子在非局域非线性介质中的形成. 利用输入功率所引起的非线性效应强度的变化, 分析了背景光波形对暗孤子的影响, 数值模拟结果与实验结果相符合.

关键词: 非局域非线性, 空间暗孤子

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

1. 引言

近年来, 空间光孤子一直是人们进行科学研究的一个热门课题, 不仅因为其物理本质性, 而且也因为空间光孤子在光子信息处理方面有很广泛的应用. 1997年 Snyder 和 Mitchell 提出强非局域非线性介质中光孤子的线性模型^[1]以后, 引起了新一轮的光孤子研究热潮, 人们对克尔(Kerr)型非局域非线性介质中光孤子的传输进行了大量的研究, 并取得了卓越的成果. Peccianti 和 Assanto 等^[2-6]不但证明了向列相液晶是强非局域介质, 而且求出了向列相液晶中的孤子解, 并通过实验证实了液晶中的空间孤子可以实现全光开关和逻辑门. 而在最近几年, Segev 等^[7-10]发现铅玻璃也是一种强非局域介质, 不仅从中观察到了椭圆孤子的形成以及实现双孤子的远程相互作用, 而且在最近的研究中观察到了非局域表面孤子. 郭旗小组对非局域非线性中的孤子做了一系列研究^[11-20], 提出了强非局域模型, 研究了傍轴高斯光束的传输特性, 得到了严格的高斯孤子和呼吸子解. 在有界强非局域介质中, 光束在非中心入射是光束中心会产生振荡, 振荡周期与

入射位置、入射功率、样品形状有关, 特定情况下还可以产生有趣的螺旋孤子. 而在孤子相互作用的研究中发现, 非局域程度、相位、孤子间距和功率对其都有很大影响.

空间暗孤子是均匀背景下光束中心的一个凹陷(dip), 有反对称的相位分布, 在光束中心有 π 的相位跃变^[21]. 局域情况下, 两个暗孤子总是相互排斥的. 而 Bang^[22-24]等给出了非局域非线性介质中暗孤子的精确解, 并且在两个暗孤子相互作用的研究中发现, 非局域条件下的两个同相位暗孤子是可以相互吸引的, 而且能形成稳定的两个孤子相互缠绕传播的边界态. 而在最近, Conti 等^[25]更是从实验上发现了非局域暗孤子的成丝现象.

本文通过牛顿迭代法得出了不同非局域程度下暗孤子在指数衰减响应介质中的数值解, 并利用热致非线性溶液从实验上观察到了自散焦介质中暗孤子的产生.

2. 非线性介质中暗孤子的理论

在无损耗的条件下, $(1+1)$ 维傍轴光束 $\psi = \psi(X, Z)$ 在非局域非线性自散焦介质中的传输满足

* 国家自然科学基金(批准号: 10804033), 高等学校科技创新团队项目(批准号: 06CXTD005), 教育部高等学校博士点专项科研基金(批准号: 200805740002)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: huwei@snu.edu.cn

非局域非线性薛定谔方程

$$2ik \frac{\partial \psi}{\partial Z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + 2k^2 \frac{\Delta \tilde{n}}{n_0} \psi = 0, \quad (1)$$

其中波数 $k = \omega n_0 / c$, n_0 为介质的线性折射率, n_2 为非线性折射率系数, X, Z 分别为横向和纵向空间坐标, 将方程(1)归一化得^[22,23]

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \Delta n \varphi = 0, \quad (2)$$

其中 $\varphi = \psi / \sqrt{I_0}$ ($I_0 = n_0 / n_2 k^2 w^2$), $x = X/w$, $z = Z/kw^2$ (w 为光强为 $\frac{1}{2}I_0$ 处暗孤子宽度), Δn 是由热效应引起的介质折射率改变, 在自散焦介质中满足热扩散方程^[23,26]

$$\Delta n - \sigma^2 \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} = -|\varphi|^2, \quad (3)$$

其中 σ 为热扩散参数, 表征介质的非局域程度,

与介质本身的特性(如热传导系数、吸收系数等)有关. 当 $\sigma \rightarrow 0$ 时, 方程(2)则变成局域条件下的非线性模型. 对方程(3)两边作傅利叶变换, 得到

$$\Delta \hat{n}(k) = -\hat{R}(k) \hat{I}, \quad (4)$$

$$\hat{R}(k) = \frac{1}{1 + k^2 \sigma^2}. \quad (5)$$

由卷积定理对方程(4),(5)作反傅里叶变换, 得

$$\begin{aligned} \Delta n(x) &= -R(x) * I(x) \\ &= -\int R(x - \xi) |\varphi|^2 d\xi, \end{aligned} \quad (6)$$

$$R(x) = \frac{1}{2\sigma} \exp\left(-\frac{|x|}{\sigma}\right), \quad (7)$$

其中 $R(x)$ 用来表征非线性介质的响应, 从上述推导得知, (7)式所表示的指数衰减响应可以准确的描述介质的热扩散模型^[27].

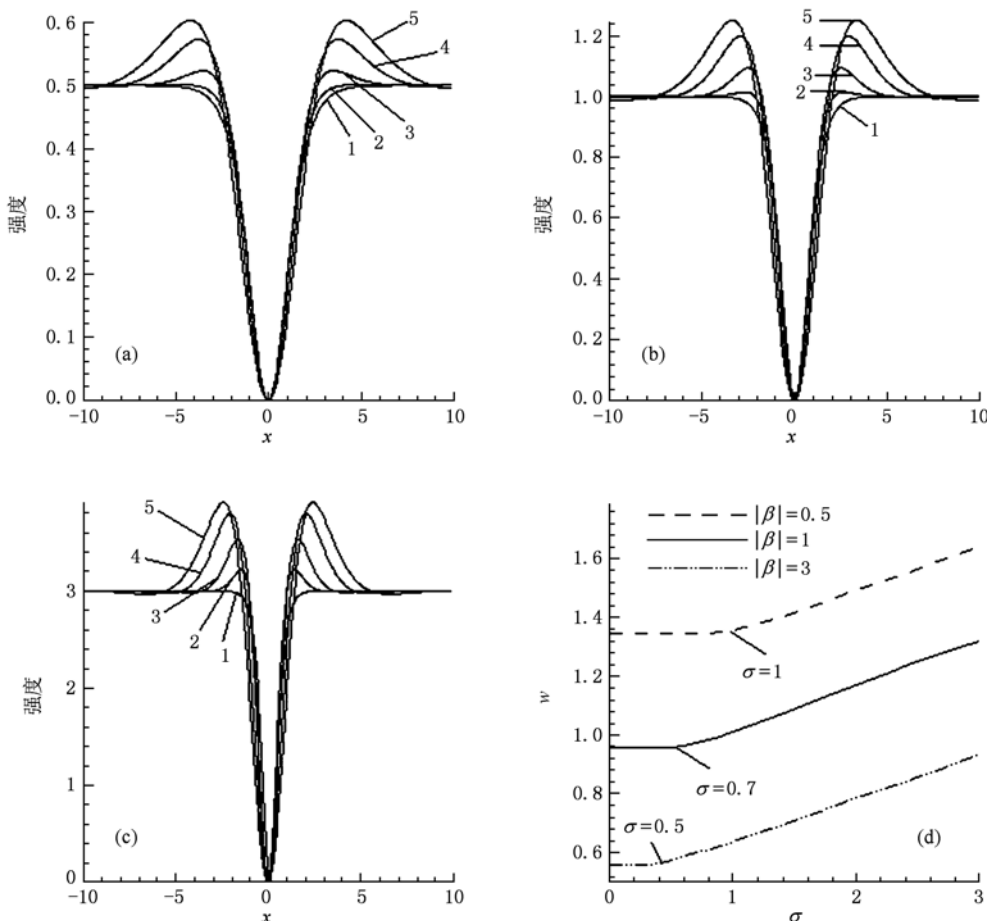


图1 非局域非线性介质中暗孤子的数值解 (a),(b),(c)分别为 $|\beta| = 0.5$, $|\beta| = 1$ 和 $|\beta| = 3$ 时,不同非局域程度下暗孤子的数值解(纵坐标为光强 $|u|^2$),图中1,2,3,4,5 分别代表 σ 为 0,0.5,1,2,3 时的孤子解;(d)为不同传播常数条件下,暗孤子束宽(w)随非局域程度(σ)变化的关系图

假设方程(2)有 $\varphi(x, z) = u(x)e^{i\beta z}$ 形式的暗孤子解, 其中 β 为传播常数, $u(x)$ 为实函数, 且 $u(0) = 0$. 将假设解代入方程(2), 整理可得

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 u}{dx^2} - \beta u + \Delta n u = 0. \quad (8)$$

通过牛顿迭代法数值求解方程(3)和方程(8), 可以得出不同传播常数下不同非局域程度的暗孤子的数值解(如图1所示). 从图1(a)~(c)可以看出, 弱非局域时的暗孤子波形与局域暗孤子的波形非常接近, 但随着非局域程度和传播常数的增大, 非局域情况下暗孤子的波形与局域暗孤子波形的差别也越来越大. 从图1(d)可以看出, 相同传播常数下, 非局域程度比较弱时, 暗孤子束宽基本上保

持不变, 而在非局域程度比较大时, 暗孤子宽度随非局域程度增强而变大, 这是因为当非局域程度增大时, 介质的非线性效应变弱, 光束的衍射效应增强. 在相同非局域程度下, 介质的非线性效应随能量的增大而增强, 所以在传播常数增大的情况下, 孤子的束宽变大. 并且在束宽从局域到强非局域由缓变到线性增大的过程中, 对于不同传播常数, 存在着一个不同的拐点. 图2对通过牛顿迭代法得出的暗孤子解进行数值传输模拟, 可以很好的体现孤子传输. 通过对暗孤子的一系列数值解研究, 我们发现, 在指数衰减非线性响应下, 方程(2)在任意背景光强(孤子背景光强的值为 $|\beta|$)任意 σ 值下都存在暗孤子解.

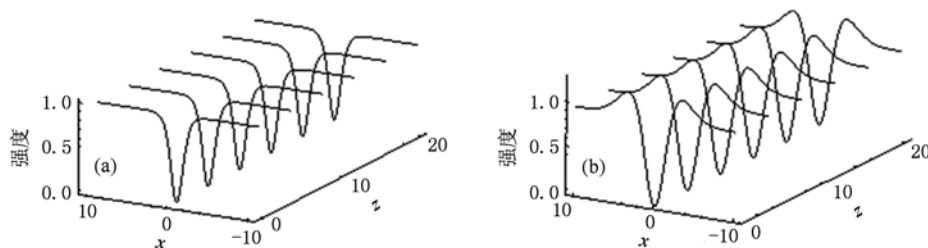


图2 $|\beta| = 1$ 时, 暗孤子的数值模拟传输图 (a) 为 $\sigma = 0$ 时的孤子传输; (b) 为 $\sigma = 3$ 时的孤子传输 (z 为归一化传输距离)

3. 非局域非线性介质中暗孤子的实验观察

我们观察空间暗孤子的实验装置如图3所示. 实验中光源是一台输出连续高斯光束的 Ar^+ 激光器, 输出波长为 514 nm, 样品采用在 X, Y, Z 方向上

的尺寸为 2 cm \times 2 cm \times 2 cm 的盛有若丹明 B 甲醇溶液(浓度为 25 mg/L)的玻璃盒. 通过 Z 扫描实验我们确定若丹明 B 为一种自散焦介质, 测得的非线性吸收系数 α 为 0.987 mm⁻¹.

从激光器出来的高斯光束通过透镜组 LG1 扩束后由光路1(如图3实线所示)通过一薄玻璃片 G. 薄玻璃片的一条边放入光束的中央位置, 并通过

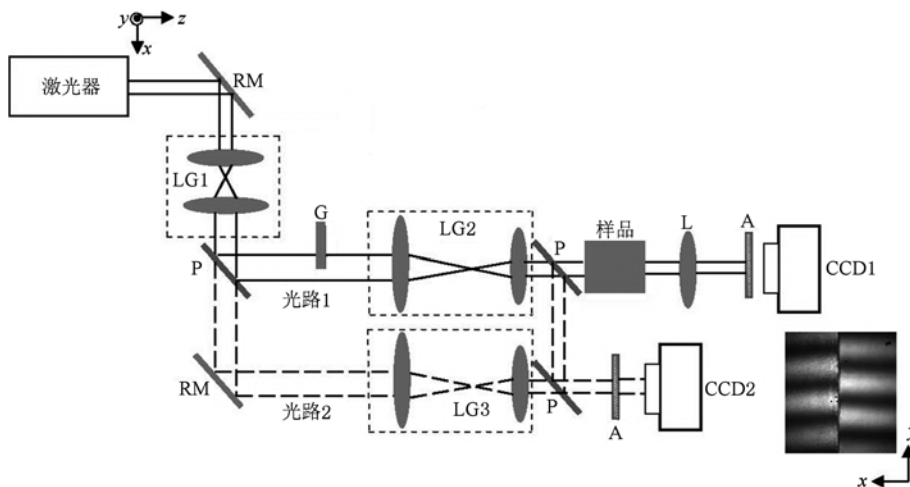


图3 实验装置图 RM 是平面反射镜; P 是 50% 分束镜; G 是薄玻璃片; L 是成像透镜; A 是衰减片

透镜组 LG2 成像于实验样品的入射面. 这样, 在入射面就形成了一条平行于 Y 方向的高斯背景下光束中心的暗条纹. 通过调节 LG1 和 LG2 中透镜组的焦距比, 可以改变暗条纹的宽度以及入射面光斑的大小. 实验中, 输入样品的暗条纹的宽度大约为 $20\ \mu\text{m}$, 而入射到样品的光斑的大小大约为 $700\ \mu\text{m}$, 有效的降低了边界的影响. 光束通过样品盒后由透镜成像于 CCD1. 光路 2 (如图 3 长虚线所示) 为参考光束, 通过其与光路 1 形成的干涉装置来调节和观察光束中心的相位变化, 由 CCD2 拍摄下两束光的干涉条纹 (如图 3 右侧干涉条纹图), 而且保证了 CCD2 的成像位置与样品盒的入射面是等光程的. 实验中相位的调节由薄玻璃片 G 的偏转调节来实现 (误差控制在 5% 左右). 为了更清晰地观察干涉条纹, 我们在光路 2 中放入与光路 1 相同焦距比的透镜组 LG3.

图 4 给出了不同输入功率条件下出射面 (在 $z = 20\ \text{mm}$ 处) 暗条纹的变化图. 在较低功率条件 ($P_0 < 100\ \text{mW}$) 下, 由于光束的衍射作用, 暗条纹在传输过程中明显展宽, 实验测得 $P_0 = 30\ \text{mW}$ 时的暗条纹宽度大约为 $70\ \mu\text{m}$, 并且背景光产生连续的振荡条纹 (如图 4 (a)). 不断增大激光输出功率后, 可以看出, 暗条纹逐渐变窄, 说明介质的非线性效应增强. 实验测得在 $P_0 = 100\ \text{mW}$ 和 $P_0 = 400\ \text{mW}$ 时, 暗条纹宽度大约为 47.2 和 $40\ \mu\text{m}$ (如图 4 (b), (c)). 在较高功率下 ($P_0 = 800\ \text{mW}$), 光束的衍射效应减弱, 暗条纹明显变窄, 测得暗条纹宽度大约为 $30\ \mu\text{m}$, 而背景光的衍射条纹逐渐消失 (如图 4 (d)). 在实验中我们还观察到, 整个背景光随着功率的增加往周围扩散, 即光斑在不断扩大, 这是由于高斯分布的背景光产生自散焦的缘故.

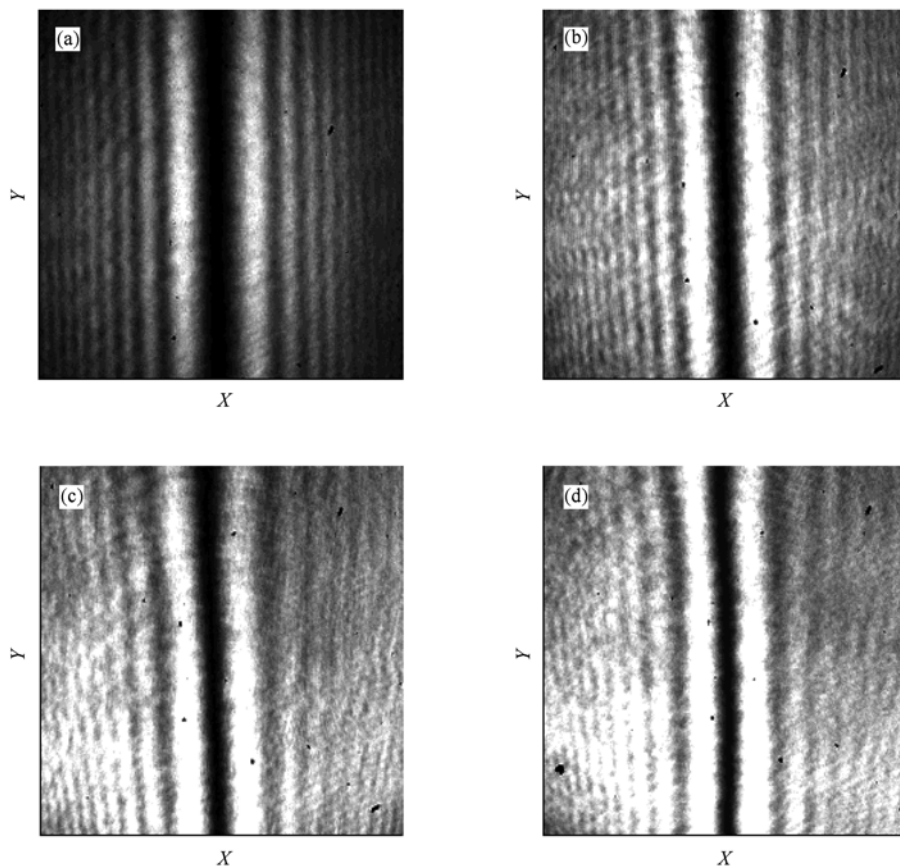


图 4 (实验)样品出射面光束的截面图 (a) $P_0 = 30\ \text{mW}$; (b) $P_0 = 100\ \text{mW}$; (c) $P_0 = 400\ \text{mW}$; (d) $P_0 = 800\ \text{mW}$

同时我们对若丹明 B 水溶液中暗条纹的传输进行了实验观察, 结果发现, 实验效果比若丹明 B 甲醇溶液差很多, 暗条纹在若丹明 B 甲醇溶液中传

输更易形成暗孤子. 根据对水以及甲醇的特性参数进行比较, 发现甲醇的热传导率要远大于水的热传导率, 从而引起暗条纹在若丹明 B 的甲醇溶液中形

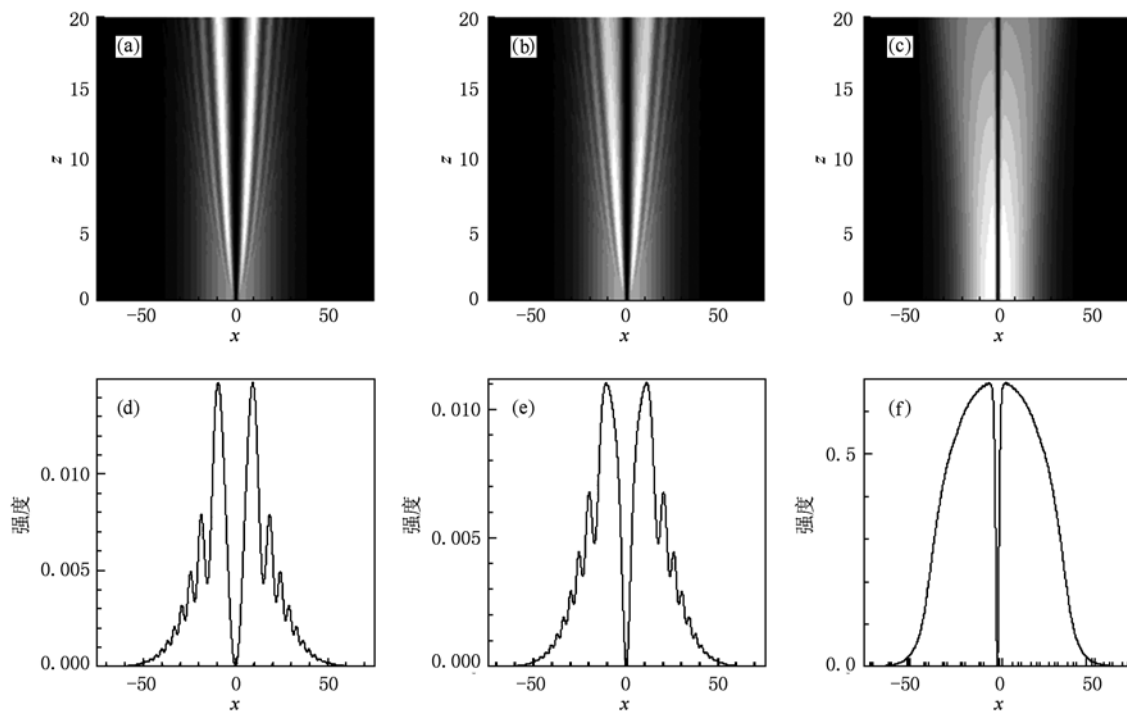


图5 以 $\varphi_0(x) = \sqrt{\varepsilon} \exp(-x^2/2w_1^2) \tanh(x)$ 为初始输入, $w_1 = 25, \sigma = 0.3$ 时方程(2)和方程(7)的数值模拟 (a), (b) 和 (c) 分别为 $\varepsilon = 0.01, \varepsilon = 0.1$ 和 $\varepsilon = 1$ 时的传输图; (d), (e) 和 (f) 分别为 $\varepsilon = 0.01, \varepsilon = 0.1$ 和 $\varepsilon = 1$ 时, 在归一化距离 $z = 20$ mm 处光强的横向分布图

成暗孤子所需的临界功率要小.

考虑背景高斯光束对暗孤子的影响, 我们以 $\varphi_0(x) = \sqrt{\varepsilon} \exp(-x^2/2w_1^2) \tanh(x)$ 作为初始的振幅输入, 用分步傅里叶算法对方程(2)和(7)进行数值模拟, 图5表示在不同 ε 值情况下(不同的 ε 值代表了不同的输入功率) $\sigma = 0.3$ ^[25] 时光束的传输变化情况.

通过图5可以看出, 当输入功率较低时, 由于光束的衍射效应较强, 凹陷在传输20个归一化的距离之后有非常明显的展宽现象, 并且背景光形成了衍射的振荡条纹(如图5(a), (d)所示). 而随着输入功率的增大, 介质的非线性效应明显增强, 振荡条纹幅度减小, 凹陷的衍射宽度也缩小(如图5(b), (e)所示). 当输入功率达到一定的值, 衍射效应与

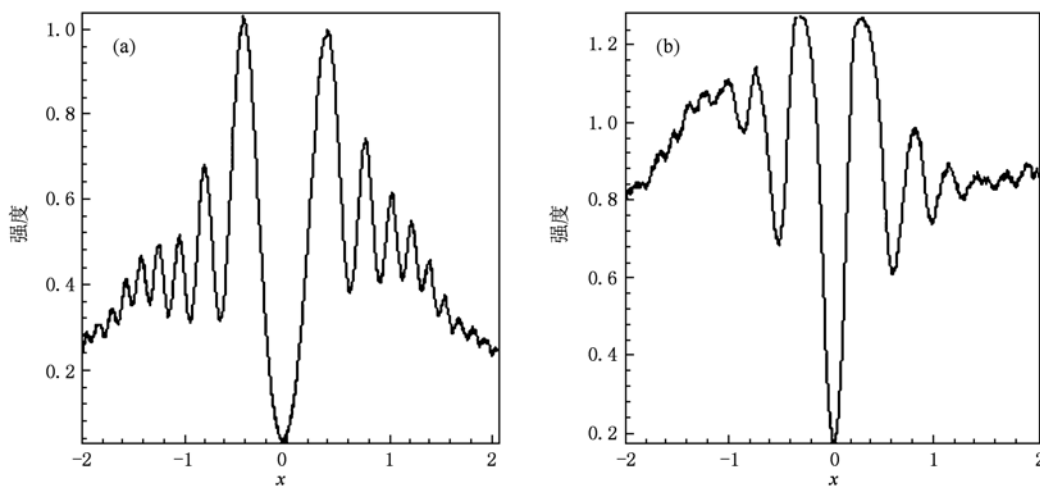


图6 (实验结果) 光束纵向中心的光强横向分布图 (a) $P_0 = 30$ mW; (b) $P_0 = 800$ mW

介质的非线性效应达到平衡,凹陷形成了暗孤子的传输,衍射条纹消失(如图5(c),(f)所示).在我们的暗孤子观察实验中,正是利用调节激光的输入功率引起的实验样品非线性效应的改变来观察暗条纹的变化.

图6是从实验中取的两个功率下光束纵向中心的光强横向分布图,很明显在低功率的高斯背景光情况下,光束凹陷周围形成了衍射的振荡条纹,与图5(d)的分布形态类似.当调大功率后衍射振荡条纹幅度减小,光束凹陷变窄,与图5(e)的结果类似.由于激光器功率的限制,未能观察到与图5(f)类似的结果.另外,背景高斯光有不均匀的散斑,导致了图6(b)中的左右不对称现象.

4. 结 论

本文从理论上通过牛顿迭代法对指数衰减响应介质下的非局域空间暗孤子进行了数值研究,得出在任何传播常数下有任意非局域程度的暗孤子解,并且我们发现,当传播常数一定和非局域程度较大时候,孤子的束宽是随着非局域程度的增强而增大的.实验上,观察到了非线性介质中圆高斯光束背景下空间暗孤子的形成.通过考虑背景光对暗孤子的影响,对不同入射功率情况下的暗孤子传输进行了理论和实验上的对比,实验结果与数值模拟符合较好.

- [1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Peccianti M, Brzdakiewicz K A, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [3] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [4] Fratolocci A, Assanto G 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051109
- [5] Serak S V, Tabiryani N V, Peccianti M, Assanto G 2006 *IEEE Photon. Techn. Lett.* **18** 1094
- [6] Piccardi A, Alberucci A, Bortolozzo U, Residori S, Assanto G 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 071104
- [7] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [8] Rotschild C, Segev M, Xu Z Y, Kartashov Y, Torner L, Cohen O 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312
- [9] Rotschild C, Alfassi B, Cohen O, Segev M 2006 *Nature Physics* **2** 769
- [10] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [11] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y Q 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [12] Ouyang S G, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053833
- [13] Long X W, Hu W, Zhang T, Guo Qi, 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]
- [14] Liang Y B, Zheng Y J, Yang P B, Cao L G, Lu D Q, Hu W, Guo Q 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5690 (in Chinese) [梁炎斌、郑亚建、杨平保、曹龙贵、陆大全、胡巍、郭旗 2008 物理学报 **57** 5690]
- [15] Zheng R, Gao X H, Cao W W, Chen L X, Lu D Q, Guo Q, Wu L J, Hu W 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 1063 (in Chinese) [郑睿、高星辉、曹伟文、陈利霞、陆大全、郭旗、吴立军、胡巍 2010 物理学报 **59** 1063]
- [16] Hu W, Zhang T, Guo Q, Xuan L, Lan S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [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] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832
- [19] Hu W, Ouyang S G, Yang P B, Guo Q, Lan S 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033842
- [20] Zheng Y J, Xuan W T, Lu D Q, Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 1075 (in Chinese) [郑亚建、宣文涛、陆大全、欧阳世根、胡巍、郭旗 2010 物理学报 **59** 1075]
- [21] Burger S, Bongs K, Dettmer S, Ertmer W, Sengstock K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 25
- [22] Krolikowski W, Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
- [23] Nikolov N I, Neshev D, Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Christiansen P L 2004 *Opt. Lett.* **29** 286
- [24] Dreischuh A, Neshev D N, Petersen D E, Bang O, Krolikowski W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043901
- [25] Conti C, Fratolocci A, Peccianti M, Ruocco G, Trillo S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 083902
- [26] Ouyang S G, Guo Q 2009 *Opt. Express* **17** 5170
- [27] Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Wyller J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612

Experimental and theoretical investigations of spatial dark solitons in nonlocal nonlinear medium*

Zhou Luo-Hong¹⁾ Gao Xing-Hui¹⁾²⁾ Yang Zhen-Jun¹⁾ Lu Da-Quan¹⁾ Guo Qi¹⁾ Cao Wei-Wen¹⁾ Hu Wei^{1)†}

1) (*Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*)

2) (*College of Mechanical and Electric Engineering, Guangzhou University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 30 April 2010; revised manuscript received 31 May 2010)

Abstract

In this paper, we investigate spatial dark solitons in nonlocal nonlinear media. Based on the nonlocal nonlinear Schrödinger equation and the diffusion equation, the numerical solutions with different propagation constants are obtained by using the Newton iterative method. And it is found that there exist dark soliton solutions and the relation between the width of dark soliton and the degree of nonlocality for any propagation constant under arbitrary nonlocal degrees different propagation constants. In experiments, we observe the formation of the spatial dark solitons in the solution of dye. The influence of Gaussian background on dark solitons is also discussed, and the numerical results are in agreement with the experimental results.

Keywords: nonlocal nonlinearity, spatial dark solitons

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804033), the Program for Innovative Research Team of Higher Education of 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@scnu.edu.cn