

空间相位调制对强非局域空间光孤子的影响^{*}

秦晓娟^{1,2)} 邵毅全³⁾ 郭 旗^{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 510006)

2) 广东广播电视大学, 广州 510091)

3) 内江师范学院物理学与电子信息工程系, 内江 641112)

(2007 年 4 月 4 日收到, 2007 年 4 月 22 日收到修改稿)

利用空间相位调制技术和数值分析的方法, 讨论了高斯光束在强非局域非线性平板波导中的传输问题, 发现只要介质的响应具有对称性, 光束就会有相同的演化规律, 可控的空间相位调制参数不仅能让光束自偏转还能实现分束, 其全新特性在全光开关及分光器上有潜在的应用价值.

关键词: 强非局域空间光孤子, 空间相位调制, 光偏转, 光开关

PACC: 4265S

1. 引 言

空间非局域性 (spatial nonlocality) 是等离子体物理中所建立的概念^[1], 描述的是非局域介质中某点对光场的响应不象局域介质那样仅决定于该点的光强, 还与周围的光场有关, 即该点折射率的改变量由该区域内的光强共同决定. 就本质而言非局域性源于传递过程, 如原子的扩散^[2], 热传递^[3], 电荷漂移^[4]和分子间较大范围内的相互作用^[5]. 非局域性是存在于大多数非线性介质中的一种普遍现象. 在非线性光学中, 非局域性是指某点折射率的改变量不仅决定于该点的光强还决定于光束的总功率. 材料的非局域性早已在光折变介质 (photorefractive)^[6], 热致非线性介质、原子蒸气及向列相液晶^[7]中得到了证实. 由于局域克尔类孤子在 (1+2) 维情况下存在着内在的不稳定性, 且需很高的光功率, 从而在非局域介质中寻求新的空间光孤子成为了迫切的需要. 所谓空间光孤子是指激光光束由于衍射所产生的自然展宽可以通过光强与材料的非线性之间的相互作用来平衡, 从而得到无衍射的能量不扩散的稳定自导传输的光束. 光束在非局域非线性介质中传输时满足非局域非线性薛定谔方程 (nonlocal nonlinear Schrödinger equation, NNLSSE)^[7-9].

1997 年 Snyder 和 Mitchell 在理论上证明了强非局域非线性介质中存在线性 (空间光) 孤子 (accessible solitons)^[9], 2003 年 Assanto 小组即在强非局域介质向列相液晶 (nematic liquid crystal, NLC) 实验中成功地找到了线性 (空间光) 孤子^[7], 并称为向列子 (nematocons)^[10]. 2004 年 Guo 等提出了非局域非线性介质中的强非局域模型, 用于研究光束束宽远远小于材料相关长度时光束的演化, 发现了强非局域介质中圆对称空间光孤子可在微米量级的长度上实现 π 相移^[11]. 随后, 该小组对偏离束腰入射的高斯光束在非局域非线性介质中的传输特性^[12], 以及椭圆高斯光束在具有椭圆对称响应的强非局域介质中的传输特性^[13]进行了讨论; 分析了双孤子平行垂直入射^[14,15]以及对称斜入射^[16]时的相互作用和演化规律. 此外, 还通过数值模拟对不同非局域程度下光孤子的传输特性进行了研究^[17], 利用解析法得到了强非局域介质中的非圆对称孤子 (Hermite-Gauss) 解^[18].

实现空间光孤子传输只是实现全光开关的基础, 而实现对光孤子的全光调控才是实现全光开关的关键. 目前, 基于克尔效应的非线性, 人们已经做了多方面研究, 提出了多种控光方法, Li 等用抽运脉冲 (pump pulse) 在非线性介质中产生一时域的透镜, 从而使通过它的光束发生偏斜^[19], 有的通过交

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10474023 和 10674050) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20060574006) 资助课题和四川省教育厅自然科学研究重点项目 (批准号: 2006A143) 部分资助课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: guoq@scnu.edu.cn

叉相位调制使抽运光改变探测光的相位引起偏斜^[20].有的用强度分布不对称的单光束实现自偏移^[21],还有的用暗孤子来控制光束^[22];此外,Ryan和Agrawal提出了一种利用空间相位调制来控制光束的新方法^[23],并在Kerr介质中^[24]和光折变材料中作了较深入的研究.2004年余卫龙小组也用数值分析的方法研究了空间相位调制光束在光伏媒质中的传输特性^[25].最近,邵毅全等用解析法研究了高斯光束的空间相位经对称调制后在强非局域非线性介质中的传输特性^[26].

在非局域空间光孤子调控实验方面,用毫瓦量级的激光不仅能使单孤子发生偏转,而且通过调制不稳定性还可对一系列孤子的方向进行调控^[27].2005年Assanto小组利用电光原理在向列相液晶中构造了电压控制波导阵列,用实验证明了在大范围内对分离的光束进行控制和实现光开关是可行的^[28],实验说明非局域空间光孤子在实现全光开关、全光信息处理上具有极大的潜力.

本文基于NNLSE模型,得到了任意对称响应材料中的光束传输方程,利用空间相位调制技术和数值模拟的方法,着重研究了空间相位非对称调制的高斯型单光束在强非局域介质(响应函数为任意对称形式)中的演化.数值模拟结果表明:只要适当地选择调制深度、调制频率及相移参数,光束就能以类孤子的形式在介质中传播并发生自偏转,其偏转角由调制初相移常数来控制.此外还研究了对称调制问题,得到了与响应函数为高斯型一致的结果,即可以通过选择适当的调制参数,将光束分成三束、五束、六束等.在任意对称响应的强非局域介质中,光束传输所具有的全新特性在光开关和光分束器上有着潜在的应用价值.

2. 理论分析

在忽略传输损耗的情形下(1+1)维的NNLSE可以写为^[9,11]

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \rho \psi \times \int_{-\infty}^{+\infty} R_1(x-x') |\psi(x',z)|^2 dx' = 0, \quad (1)$$

其中, $\psi(x,z)$ 为傍轴光束, $\mu = 1/2k$, $\rho = k\eta$, $k = \omega_0/c$, n_0 是材料的线性折射率, η 是介质常数($\eta > 0$ 表示聚焦介质, $\eta < 0$ 表示散焦介质), $R_1(x)$ 是

介质的响应函数(对称、归一化的实函数).对于强非局域情形,光束的束宽远小于强非局域介质响应函数的特征宽度,为此可以采用与文献[11]类似的方法对方程(1)作简化,

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \rho \psi \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left[R_{10} + \frac{1}{2} R''_{10}(x-x') \right] |\psi(x',z)|^2 dx' = 0, \quad (2)$$

其中, R_{10} 为响应函数 R_1 在零点的值, R''_{10} 为响应函数在零点的二阶导数,因忽略损耗,光束在传输过程中能量守恒,有

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x',z)|^2 dx', \quad (3)$$

由文献[12]可知单孤子的临界功率为

$$P_c = \frac{1}{\gamma w_0^4 k^2 \eta}, \quad (4)$$

其中, $\gamma = -R''_{10} = \beta R_{10}/w_m^2$, w_0 是光束初始束宽, w_m 是材料的响应宽度, β 是与介质响应函数有关的参数.引入初始输入功率 $P_0 = \tau P_c$ (τ 反映入射光束初始功率偏离临界功率的程度),方程(2)化为

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\tau w_m^2 \psi}{k w_0^4 \beta} - \frac{1}{2} \rho \psi \frac{\beta R_{10}}{w_m^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (x-x')^2 |\psi(x',z)|^2 dx' = 0, \quad (5)$$

引入归一化参量

$$Z = \frac{z}{k w_0^2}, X = \frac{x}{w_0}, X' = \frac{x'}{w_0}, \quad (6)$$

$$A = k w_0 \sqrt{\eta} \psi, \alpha = \frac{w_0}{w_m}$$

后,方程(5)简化为

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + A \left[\frac{\tau}{\alpha^2 \beta} - \frac{1}{2} \beta R_0 \alpha^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} (X-X')^2 |A(X',Z)|^2 dX' \right] = 0, \quad (7)$$

其中 R_0 是响应函数 R_1 归一化后的零点值.由方程(2)的严格解析解^[11](孤子形成条件),初始输入光束为

$$\psi(x,0) = \frac{\sqrt{P_0}}{(\sqrt{\pi} w_0)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2w_0^2}\right),$$

引用(6)式的归一化参量,孤子输入条件化为

$$A(X, 0) = N \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right), \quad (8)$$

其中, $N = \sqrt{\tau}(\pi^{1/4} \alpha \sqrt{\beta R_0})$, 在此, 假定输入光束是空间相位调制光束

$$A(X, 0) = N \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right) [\exp(i\phi(X))], \quad (9)$$

其中 $\phi(X)$ 有以下正弦形式^[23, 25, 26]:

$$\phi(X) = \phi_0 \sin(2\pi\nu X + \delta). \quad (10)$$

这里, ϕ_0 是相位调制深度, ν 是空间相位调制频率, δ 是初相移参数. 把(10)式代入(9)式, 并利用标准的贝塞尔函数将其展开, 可以得到

$$A(X, 0) = N \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right) \sum_{-\infty}^{+\infty} J_m(\phi_0) \times \exp[i m(2\pi\nu X + \delta)]. \quad (11)$$

显然, 这一调制技术使得入射光束分解为许多亚光束, 而每一亚光束的初始振幅都由调制深度 ϕ_0 的大小决定, 其初始入射角由贝塞尔函数的阶数决定. 事实上, 对于 $\phi_0 < 1$ 的情况仅有 $m = 0$ 和 ± 1 的亚光束具有显异于零的光功率, 此时, 调制起不到明显的作用, 但如果 ϕ_0 太大的话, 高阶亚光束都具有明显的光功率, 而高阶亚光束的入射角度较大, 此时傍轴近似不再适用, 理想的调制深度应为 2.405, 即零阶贝塞尔函数 $J_0(\phi_0)$ 的第一个零点. 在这种情况下, 可以做到既不会将太多的光功率留在零阶亚光束上, 以至于无明显的调制作用, 也不会引起高阶的亚光束都具有太多的光功率, 以至于(1)式超出其应用范围. 另外, 初相移参数和调制频率对亚光束的演化

也具有明显的作用. 初相移参数可使光束发生整体的偏斜, $0 \leq \delta < \pi/2$ 时, 整体光束向右偏, 当 $\pi/2 \leq \delta < \pi$ 时, 光束左偏. 从(11)式可以看出调制频率 ν 影响每一亚光束的横向波矢量的大小, 对于太低的调制频率, 调制起不到明显的作用, 太大的调制频率会使傍轴条件难以满足. 因此, 通过选取合适的调制参数 ϕ_0 , ν 和 δ , 就能很好地控制入射光束, 使之在某种特定情况下以类孤子形式传播, 使光束发生自偏转和分裂.

3. 数值分析

本文主要运用分步傅里叶算法数值模拟调制光束在强非局域介质中的演化规律. 参数 R_0 , β 是反映强非局域介质对光场相应特性的两个重要参量, 从(4)式可知, 强非局域光孤子形成的临界功率与介质有关, τ 反映入射功率偏离临界功率的程度. 下面通过数值模拟考察在任意的强非局域介质中(即不同的 R_0 , β) 光束是否有相同的演化规律. 数值分析表明: 在相同调制幅度, 调制频率, 调制相移参数下, 调制光束在强非局域介质中的演化规律不受具体介质的影响, 参考图 1(a)(b), 对于其他调制参数下的演化图例在此不在赘述, 其结论一致. 因此, 下面我们通过具体确定的 R_0 , β (即某一类确定介质) 来研究调制参数对光束演化所得的规律是适用于所有强非局域介质的.

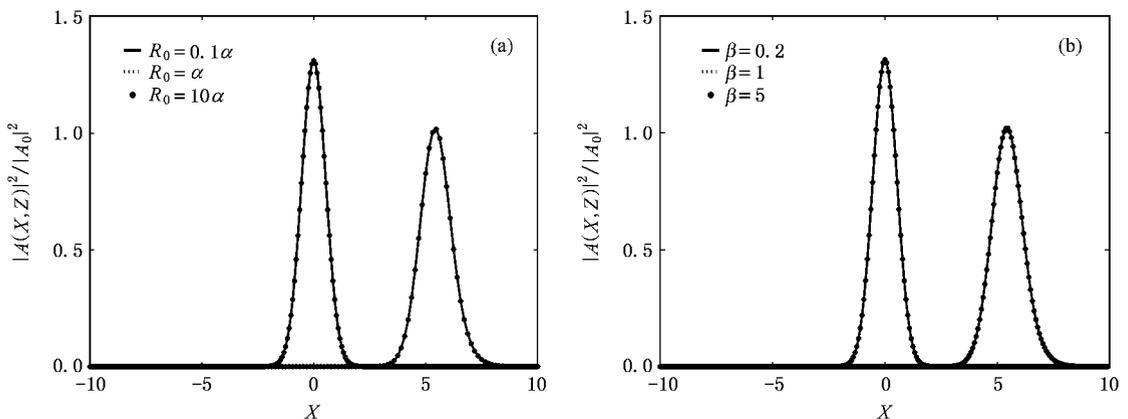


图1 不同介质中的演化波形((a)中 β 相 R_0 不同 (b)中 R_0 相同 β 不同.(a)(b)中 $\delta = \pi/2$ 的光波形位于图的中心位置, $\delta = 0$ 位于图右侧位置. 其他参量取值 $\tau = 1$, $\alpha = 0.1$, $\phi_0 = 2.405$, $\nu = 0.1$, $Z = 4$)

3.1. 基于空间相位调制技术的光偏转

由文献 [29] 可知 : 光束的中心轨迹 $X_c(Z)$ 由下式确定 :

$$\frac{d}{dZ}X_c(Z) = \frac{Q}{M}, \quad (12)$$

其中

$$X_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} X |A|^2 dX}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A|^2 dX},$$

$$Q = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (AA_X^* - A^* A_X) dX,$$

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} |A|^2 dX, \quad (13)$$

Q, M 是对应于 NNLSE 方程的守恒量^[30,31], Q 是反映波动能量, M 反映波动的横向动量守恒, 质心 X_c 反映出光束能量最集中的位置. 很显然, 光束的中心沿直线运动. 在强非局域平面波导中, 亚光束以光孤子传输, 相互碰撞的周期性波动, 这是区别于局域孤子的显著特性. 在频率较小时, 亚光束分开不明显, 我们可以通过调节调制参数使光束发生偏转. 从以上的方程 (8) 和 (12) 可以解析地得到偏斜角

$$\theta = \frac{Q}{M} = 2\pi\nu\phi_0 \cos\delta \exp(-\pi^2\nu^2), \quad (14)$$

从方程 (14) 可知调节偏斜的初始相位最佳值取 $\delta = 0$ (右偏) 或 $\delta = \pi$ (左偏), 最佳调制幅度 $\phi_0 = 2.405$.

另外, 从方程 (14) 可以得到一个重要的结论: 在其他参量确定的情况下, 调制频率对偏斜角度起着至关重要的作用, 存在一个调制频率使得质心的偏斜角度达到一个最大值, 最大偏斜角度是 $\sqrt{2}/2\pi = 0.225$. 此调制频率对于局域孤子的调制来讲, 是最佳调制频率^[23], 但对于非局域孤子传输来讲, 并非最佳值, 这很容易理解, 对于非局域孤子, 自光束会分开 (局域孤子自光束不分开^[23]), 当频率较小时, 亚光束的分开角度较小, 相互周期性的碰撞比较集中, 光束的质心偏离受调制频率影响较大; 当调制频率较大时, 亚光束分开的角度较大, 光束的能量不太集中, 因此, 要实现光束的偏转, 频率应限制在 2.0 以内. 对于更大的调制频率, 亚光束之间周期性地相互碰撞对质心的影响明显增强, 光束质心的偏斜对调制频率不敏感, 可参考图 2 和图 3. 图 2 对比了解析和数值模拟的情况, 结果符合得很好, 这意味着即可在频率确定情况下通过调节 δ 值的大小来控制光束的偏转方向和偏转角度, 也可在初始相位确定

的情况下, 通过调节调制频率来改变偏斜角度, 参考图 3, 从图中可知通过频率调节光束的偏斜, 频率取值不应大于 0.2. 通过调制参数控制光束的偏斜在光偏转器上存在潜在应用价值.

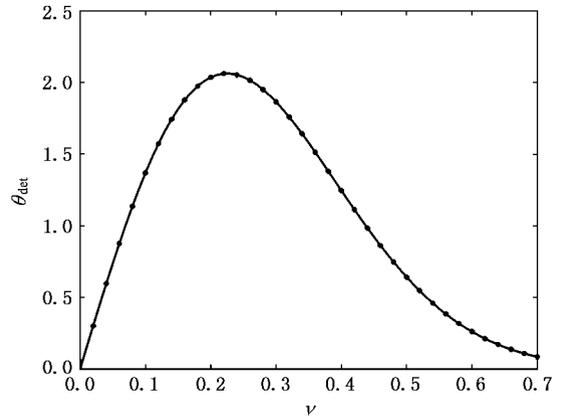


图 2 光束质心轨迹的偏斜与调制频率 ν 的关系 (实线代表理论值, 离散星号为数值模拟值. 其他参量取值 $\phi_0 = 2.405, \delta = 0, \beta = 1, \alpha = 0.05, R_0 = 0.5\alpha$)

3.2. 基于空间相位调制技术的光分束效应

从以上讨论已知: 空间相位调制的本质是把一束光分解为许多亚光束, 在调制频率较小 ($\nu < 0.15$) 的情况下, 亚光束分离的角度很小, 从宏观上几乎无法分辨开, 如图 3(a)–(c); 即使在频率稍大的情况下 ($0.15 < \nu < 0.3$), 光束的能量也比较集中, 分光束的作用也不是很明显, 如图 3(d)–(e). 在调制频率较大 ($\nu > 0.3$) 的情况下, 亚光束可以明显分开, 以类孤子形式传播并发生周期性碰撞, 参考图 3(d).

数值模拟表明: 在可实现明显分束的调制频率确定的情况下, 根据不同的调制深度, 可以实现不同个数的分束, 参考图 4 所示; 另外, 数值模拟进一步表明, 调制初相位对分束没有明显的影响, 如图 4 中初相位 $\delta = 0$ 和 $\delta = \pi/2$ 时分别对应虚线和实线. 可以清楚地看到, 调制光束在强非局域介质中, 在调制频率较大的情况下 (一般取 $\nu > 0.5$), 选取不同的调制深度可将光束分解为两束, 三束, 四束和五束, 甚至六束.

通过模拟不同调制深度下, 光束有效束宽的变化, 不仅更清晰的表明, 光束有效能量的周期性变化, 同时也发现不同的调制深度对亚光束的碰撞周期无明显影响, 如图 5 所示, 这就意味着对一确定长度的非局域介质, 可以通过调节调制深度来达到分光束的目的, 此特性在实现光分束器方面有潜在的应用.

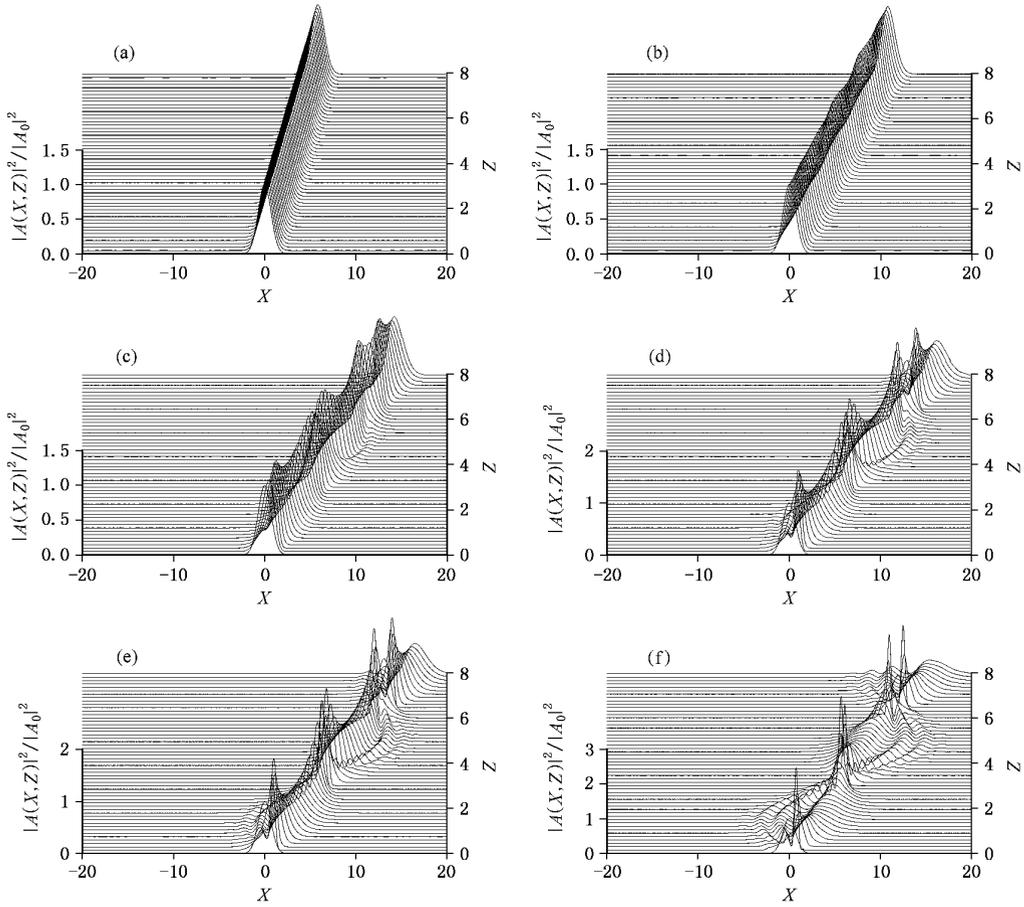


图3 不同调制频率下的光束的演化规律 (a) $\nu = 0.05$ (b) $\nu = 0.1$ (c) $\nu = 0.15$ (d) $\nu = 0.2$ (e) $\nu = 0.225$ (f) $\nu = 0.3$ 其他参量取值 $\phi_0 = 2.405$, $\delta = 0$ 和 $\tau = 1$)

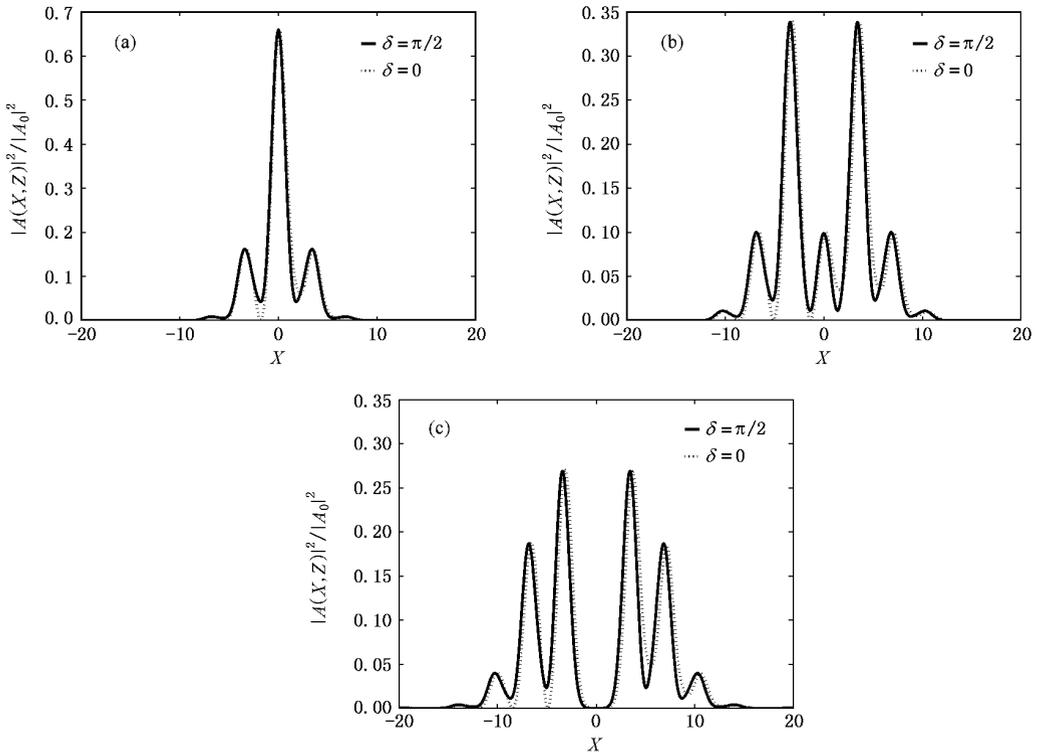


图4 不同调制深度下的分束 (a) $\phi_0 = 0.887$ (b) $\phi_0 = 1.841$ (c) $\phi_0 = 2.405$ (其他参量取值 $\nu = 0.6$, $\alpha = 0.05$, $\beta = 1$, $R_0 = 0.5\alpha$)

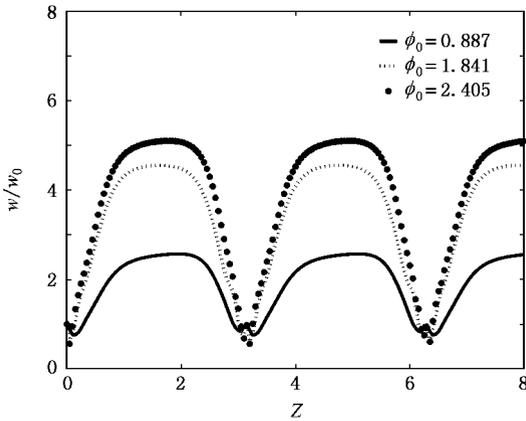


图5 调制深度对波动周期的影响 (a) $\phi_0 = 0.887$ (b) $\phi_0 = 1.841$ (c) $\phi_0 = 2.405$ (其他参量取值 $\nu = 0.6$, $\alpha = 0.05$, $\beta = 1$, $R_0 = 0.5\alpha$)

4. 结 论

用数值方法对高斯光束进行正弦形式的空间相位调制后在强非局域介质中传播特性进行了模拟,结果表明:在具有任意对称响应的强非局域平面波导中,可以通过空间相位调制来控制光束的传播行为.选择适当的调制参数,光束可以类孤子的形式传播且发生自偏转,偏转角度由初相移参数和调制频率决定.另外可通过选择调制深度来实现光分束,分解为两束,三束,四束和五束,甚至六束.

- [1] Pecseli H L , Rasmussen J J 1980 *Plasma Phys.* **22** 421
- [2] Suter D , Blasberg T 1993 *Phys. Rev. A* **48** 4583
- [3] Akhmanov S *et al* 1968 *IEEE J. Quant. Electron* **4** 598
- [4] Gatz S , Herrmann J 1998 *Opt. Lett.* **23** 1176
- [5] Assanto G , Peccianti M 2003 *IEEE J. Quantum Electron* **39** 13
- [6] Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [7] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 73901
- [8] Krolikowski W , Bang O , Rasmussen J J , Wyller J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 16612
- [9] Snyder A W , Mitcher D J 1997 *Science* **276** 1538
- [10] Assanto G , Peccianti M , Conti C 2003 *Optics & Photonics News* **45**
- [11] Guo Q , Luo B , Yi F H *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 16602
- [12] 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]
- [13] Qin X J , Guo Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1237 (in Chinese) [秦晓娟、郭旗 2006 物理学报 **55** 1237]
- [14] 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]
- [15] Xie Y Q , Guo Q 2004 *Opt. Quant. Electron.* **36** 1335
- [16] 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]
- [17] Cao J N , Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3688 (in Chinese) [曹觉能、郭旗 2005 物理学报 **54** 3688]
- [18] Zhang X P , Guo Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **54** 3178 (in Chinese) [张霞萍、郭旗 2005 物理学报 **54** 3178]
- [19] Li Y , Chen D Y , Yang L , Alfano R R 1991 *Opt. Lett.* **16** 438
- [20] Stentz A J , Kauranen M , Maki J J *et al* 1992 *Opt. Lett.* **17** 19
- [21] Ding Y J , Guo C L *et al* 1990 *Opt. Lett.* **15** 1431
- [22] Luther D , Yang X 1992 *Opt. Lett.* **17** 1755
- [23] Ryan A T , Agrawal G P 1993 *Opt. Lett.* **18** 1795
- [24] Cao X D , Meyerhofer D D 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2224
- [25] Wang H C , Wang X S , She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2595 (in Chinese) [王红成、王晓生、余卫龙 2004 物理学报 **53** 2595]
- [26] Shao Y Q , Guo Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2751 (in Chinese) [邵毅全、郭旗 2006 物理学报 **55** 2751]
- [27] Peccianti M , Conti C , Assanto G *et al* 2004 *Nature* **432** 733
- [28] Fratolocchi A , Assanto G *et al* 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051112
- [29] Hu W , Ouyang S , Yang P , Guo Q , e-print physics/0703206 , <http://arxiv.org/abs/physics/0703206>
- [30] Yakimenko A I , Lashkin V M , Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605
- [31] Ouyang S G , Guo Q , Wu L J , Lan S 2007 *Chinese Physics* **16** 2331

Steering of optical beams in strongly nonlocal nonlinear media by spatial phase modulation ^{*}

Qing Xiao-Juan^{1,2)} Shao Yi-Quan³⁾ Guo Qi¹⁾ [†]

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

2 *✉ Guangdong Radio & TV University, Guangzhou 510091, China*

3 *✉ Physics and Electronic Information Engineering Department, Neijiang Teachers College, Neijiang 641112, China*

(Received 4 April 2007 ; revised manuscript received 22 April 2007)

Abstract

The basic idea is to impose sinusoidal phase modulation to an optical beam and then make it propagate in a strongly nonlocal nonlinear medium with normalized symmetrical real spatial response. The spatial phase modulation splits the input beam into multiple sub-beams, while the nonlocal nonlinear medium shapes the sub-beams into spatial solitons, whose directions and power can be controlled by changing the modulation parameters. We present numerical results to show how the deflection and the detachment of beams are achieved.

Keywords : spatial phase modulation, nonlocal spatial optical solitons, all-optical switching, beam detachment

PACC : 4265S

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10474023 and 10674050), Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 20060574006) and the Education Office of Sichuan Province (Grant No. 2006A143).

[†] Corresponding author. E-mail : guoqi@scnu.edu.cn