

非相干耦合的亮和暗光伏空间孤子对的偏转特性*

崔 虎¹⁾²⁾ 张冰志¹⁾ 余卫龙^{1)†}

1)(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

2)(华南师范大学信息光电子科技学院, 光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510631)

(2009 年 6 月 5 日收到; 2009 年 7 月 7 日收到修改稿)

采用数值方法研究了在一个具有扩散效应的光伏光折变晶体中的非相干耦合的亮和暗光伏空间孤子对的偏转特性. 结果表明, 由于非相干相互作用, 晶体中的一个亮孤子和一个暗孤子互相俘获, 且两个孤子的中心沿着相同的轨迹移动. 发现, 当亮孤子的入射峰值强度不变时, 通过调节暗孤子的入射背景强度可以控制亮孤子的偏转; 当暗孤子的入射背景强度处于一个特殊值时, 亮孤子的偏转被抑制, 而当暗孤子的入射背景强度偏离这个特殊值时, 亮孤子发生偏转. 同样, 当暗孤子的入射背景强度不变时, 其偏转可以通过调节亮孤子的入射峰值强度来控制.

关键词: 光伏空间孤子, 扩散效应, 非相干相互作用

PACC: 4265J, 4265S

1. 引 言

非线性光折变晶体中的光束自聚焦和自散焦现象已经被广泛研究. 当光束在光折变晶体中传播时, 如果光束的衍射效应可以被晶体的自聚焦或自散焦效应完全补偿, 则光束会分别形成光折变空间亮孤子或暗孤子^[1-21]. 目前, 已经发现了三种稳态光折变空间孤子: 屏蔽孤子^[7-10, 22-25]、光伏孤子^[12-15, 26-28]和屏蔽光伏孤子^[16-21, 29]. 其中, 屏蔽孤子存在于有外电场的非光伏光折变晶体中, 光伏孤子存在于无外电场的光伏光折变晶体中, 屏蔽光伏孤子存在于有外电场的光伏光折变晶体中. 在三种类型的光折变空间孤子中, 光伏孤子的形成由于不需要外加电场, 是全光的, 因而在全光器件方面具有特别的应用价值. 理论和实验研究已经发现, 在有背景光均匀照明的光伏光折变晶体中, 一束信号光可以形成一个亮的或暗的光伏孤子, 并发现决定光伏孤子是亮孤子还是暗孤子的关键因素是背景光对信号光的有效光伏系数之比值^[12-15, 26-28]. 在背景光不变的情况下, 通过改变入射信号光的波长可以改变有效光伏系数之比值, 从而改变孤子的亮或暗特性.

数值计算和实验研究均表明, 光折变晶体内的

电荷扩散效应会使孤子光束的传播轨迹发生偏转^[22-29]. 另外, 亮孤子和暗孤子偏转方向不同, 例如, 会分别转向晶体 c 轴的负方向和正方向^[24-27]. 那么, 当亮孤子和暗孤子在光折变晶体中共同传播时, 它们的传播轨迹将会发生怎样的变化? 据我们所知, 这方面的研究工作还未见报道, 特别是在光伏孤子的研究领域. 本文采用数值方法研究了具有不同波长的亮孤子光束和暗孤子光束在具有很强扩散效应的掺铈钾钠铌酸锶钡(Ce:KNSBN)光伏光折变晶体中的共同传播. 结果表明, 由于非相干相互作用, 亮孤子和暗孤子互相俘获, 且两个孤子的中心沿着相同的轨迹移动. 我们发现, 当亮孤子的入射峰值强度不变时, 其偏转可以通过调节暗孤子的入射背景强度来控制; 当暗孤子的入射背景强度不变时, 其偏转可以通过调节亮孤子的入射峰值强度来控制.

2. 基本理论

设晶体 c 轴与 z 坐标轴重合; 具有不同波长的一束亮信号光和一束暗信号光沿 x 轴传播, 且两束光波只沿 z 方向衍射; 一束均匀的背景光沿相同的方向传播; 两束信号光为 e 光, 背景光为 o 光. 在开路情况和忽略晶体损耗情况下, 两束信号光在光伏

* 国家自然科学基金(批准号:10874251)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn

光折变晶体中的传播演化可由如下的无量纲耦合方程来描述^[14,26]:

$$\frac{\partial u_1}{\partial \xi} = \frac{i}{L_1} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \zeta^2} + \beta_1 \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_1 + \gamma_1 \frac{\partial \ln(1 + |u_1|^2 + |u_2|^2)}{\partial \zeta} u_1 \right), \quad (1a)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \xi} = \frac{i}{L_2} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \zeta^2} + \beta_2 \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_2 + \gamma_2 \frac{\partial \ln(1 + |u_1|^2 + |u_2|^2)}{\partial \zeta} u_2 \right), \quad (1b)$$

其中,下标 1 和 2 分别指示亮信号光和暗信号光. 在方程(1)中, u_1 是亮信号光的无量纲化的慢变包络,且 $|u_1|^2 = s_1^s I_1^s / (s^b I^b)$, 其中, s_1^s 和 s^b 是晶体对亮信号光和背景光的吸收截面, I_1^s 和 I^b 分别是亮信号光和背景光的光强. 另外, $\xi = x/x_0, \zeta = z/z_0, L_1 = k_1 z_0^2/x_0, k_1 = 2\pi n_1/\lambda_1^s, r_1 = \kappa_1^s/\kappa^b, \beta_1 = n_1^2 k_1^2 z_0^2 r_{\text{eff}} E_{\text{pv}}/2, \gamma_1 = n_1^2 k_1^2 z_0^2 r_{\text{eff}} k_B T/(2q)$, 其中, x_0 和 z_0 是任意选定的两个比例尺长度, n_1 是亮信号光的折射率, λ_1^s 是亮信号光在自由空间的波长, κ_1^s 和 κ^b 是晶体对亮信号光和背景光的有效光伏系数, r_{eff} 是有效线性电光系数, E_{pv} 是晶体对背景光的光伏场常数, γ_1 同作用在亮信号光上的扩散效应相联系, k_B 是波尔兹曼常数, T 是绝对温度, q 是载流子电量. 在本文中,具有下标 2 的参数同暗信号光相联系,且与具有下标 1 的参数代表相同的物理意义.

在 $u_j \neq 0$ 和 $u_{3-j} = 0 (j = 1, 2)$ 的情况下,方程(1)简化为

$$\frac{\partial u_j}{\partial \xi} = \frac{i}{L_j} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_j}{\partial \zeta^2} + \beta_j \frac{1 + r_j |u_j|^2}{1 + |u_j|^2} u_j + \gamma_j \frac{\partial \ln(1 + |u_j|^2)}{\partial \zeta} u_j \right), \quad (2)$$

其中, $j = 1$ 或 2 . 这个方程描述了亮信号光或者暗信号光在晶体中单独传播时的演化行为. 在忽略扩散效应的情况下(即 $\gamma_j = 0$), 方程(2)具有高阶非线性薛定谔方程的形式,且具有稳态的亮和暗孤子解. 为了获得孤子解,我们设光束包络 u_1 和 u_2 具有如下形式:

$$u_1(\zeta, \xi) = \rho_1^{1/2} y_1(\zeta) \exp(i\mu_1 \xi/L_1), \quad (3a)$$

$$u_2(\zeta, \xi) = \rho_2^{1/2} y_2(\zeta) \exp(i\mu_2 \xi/L_2). \quad (3b)$$

在上式中, μ_1 和 μ_2 是两个实常数; $y_1(\zeta)$ 和 $y_2(\zeta)$ 是归一化的实函数,且满足条件 $0 \leq y_1(\zeta) \leq 1$ 和 $-1 \leq y_2(\zeta) \leq 1$; ρ_1 是亮孤子解的无量纲化的峰值强

度,且被定义为 $\rho_1 = s_1^s I_{\text{max}1}^s / (s^b I^b)$, 其中 $I_{\text{max}1}^s$ 是亮信号光的峰值强度; ρ_2 是暗孤子解的无量纲化的背景强度,且被定义为 $\rho_2 = s_2^s I_{\text{max}2}^s / (s^b I^b)$, 其中 $I_{\text{max}2}^s$ 是暗信号光的背景强度. 对于亮信号光,将方程(3a)代入方程(2),忽略扩散效应并利用亮孤子边界条件 ($y_1(\pm \infty) = y_1'(\pm \infty) = 0, y_1(0) = 1, y_1'(0) = 0$), 我们得到

$$\mu_1 = \beta_1 r_1 - \beta_1 \frac{r_1 - 1}{\rho_1} \ln(1 + \rho_1), \quad (4a)$$

$$\left(\frac{dy_1}{d\zeta} \right)^2 = \frac{2\beta_1(r_1 - 1)}{\rho_1} [\ln(1 + \rho_1 y_1^2) - y_1^2 \ln(1 + \rho_1)]. \quad (4b)$$

当 $\beta_1 > 0$ 和 $r_1 > 1$ 时,对方程(4b)进行数值积分就可求出归一化的亮场轮廓 $y_1(\zeta)$. 对于暗信号光,将方程(3b)代入方程(2),忽略扩散效应和利用暗孤子边界条件 ($y_2(+\infty) = 1, y_2'(+\infty) = y_2''(+\infty) = 0, y_2(0) = 0$), 我们得到

$$\mu_2 = \beta_2 \frac{1 + r_2 \rho_2}{1 + \rho_2}, \quad (5a)$$

$$\left(\frac{dy_2}{d\zeta} \right)^2 = 2\beta_2(1 - r_2) \left[\frac{1}{\rho_2} \ln \frac{1 + \rho_2}{1 + \rho_2 y_2^2} - \frac{1 - y_2^2}{1 + \rho_2} \right]. \quad (5b)$$

当 $\beta_2 > 0$ 和 $r_2 < 1$ 时,对方程(5b)进行数值积分就可求出归一化的暗场轮廓 $y_2(\zeta)$.

3. 数值计算结果及讨论

我们在数值计算中,取亮信号光、暗信号光和背景光的波长分别为 $\lambda_1^s = 488 \text{ nm}$, $\lambda_2^s = 532 \text{ nm}$ 和 $\lambda^b = 488 \text{ nm}$. 对于 Ce:KNSBN 晶体,上述的光场条件对应下列参数: $n_1 = 2.27, n_2 = 2.24, r_1 = 2.5, r_2 = 0.83, r_{\text{eff}} = 200 \text{ pm/V}, E_{\text{pv}} = 28 \text{ kV/cm}^{[11-13]}$. 另外,我们选取两个比例尺长度为 $x_0 = 1 \text{ mm}$ 和 $z_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$, 绝对温度为 $T = 300 \text{ K}$. 利用以上参数可以计算出 $\beta_1 = 123.248, \beta_2 = 98.330, \gamma_1 = 0.114, \gamma_2 = 0.091$. 图 1 中的实线显示了亮孤子的 FWHM(半高全宽)与其峰值强度 ρ_1 的关系. 可以看出,当 ρ_1 较小时,亮孤子的 FWHM 随 ρ_1 增大而减小;而当 ρ_1 较大时,情况恰好相反,亮孤子的 FWHM 随 ρ_1 增大而增大;当 $\rho_1 \approx 2.4$ 时,亮孤子的 FWHM 最小. 图 1 中的虚线显示了暗孤子的 FWHM 与其背景强度 ρ_2 的关系. 可以看出,暗孤子的 FWHM 与亮孤子的

FWHM 有着类似的变化趋势. 另外, 当 $\rho_2 \approx 1.6$ 时, 暗孤子的 FWHM 最小. 通过比较图 1 中的两条曲线可以看出, 当 $\rho_1 = \rho_2$ 时, 亮孤子的 FWHM 比暗孤子的 FWHM 小很多.

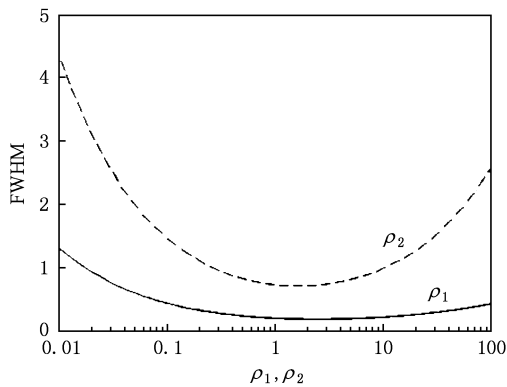


图 1 亮孤子和暗孤子的存在曲线

我们进一步研究, 当亮孤子和暗孤子在晶体中共同传播时, 它们的传播轨迹的偏转行为. 在这里, 我们假设两光束是共轴的, 且它们垂直于晶体 c 轴入射. 如果将从方程 (4b) 中得到的亮孤子解和从方程 (5b) 中得到的暗孤子解作为初始入射光场, 通过数值求解方程 (1a) 和 (1b), 可以直接观察亮孤子和暗孤子在晶体中共同传播时的动态演化特性. 我们在计算中取归一化的传播长度为 $\xi = 4$ (其对应的实际传播长度为 $x = 4$ mm).

我们首先研究, 当 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 0.4$ 时, 亮孤子和暗孤子的共同传播. 图 2(a) 中的实线和虚线分别显示了亮孤子和暗孤子在入射面处的强度轮廓. 图 2(b) 显示亮孤子在与暗孤子的相互作用过程中其横向强度轮廓能够保持基本的亮孤子形态. 图 2(c) 显示暗孤子在与亮孤子的相互作用过程中其横向强度轮廓经历了一个相对复杂的演化过程. 在传播的初始阶段 ($\xi < 1$), 暗孤子的暗槽表现出明显的光场会聚行为, 而且两个振荡的波列分别出现在暗槽的两个边沿. 然后, 在传播的后期 ($\xi > 1$), 暗孤子的暗槽保持相对的稳定, 不过随着传播长度的增加, 两个振荡的波列逐渐远离暗槽. 图 2(d) 显示, 由于非相干相互吸引的作用, 亮孤子和暗孤子互相俘获, 而且亮孤子中心和暗孤子中心沿着相同的轨迹移动. 需要注意的是, 在扩散效应的作用下, 两光束转向 ζ 轴 (晶体 c 轴) 的负方向. 从方程 (1a) 或 (1b) 的右手边的括号内的最后一项可以看出, 扩散效应同两光束的总强度的横向轮廓有关. 所谓的总

强度就是亮孤子和暗孤子的强度的叠加. 图 2(e) 显示了总强度的演化过程. 可以看出, 在总强度的横向轮廓上有一个尖峰. 总强度的横向轮廓表明亮孤子在引起晶体的扩散效应中发挥了主导性作用, 因此两光束的偏转方向由亮孤子决定. 又因为单独传播的亮孤子转向晶体 c 轴的负方向^[24,26], 所以共同传播的两光束也转向这个方向. 图 2(f) 中的实线和虚线分别显示了亮孤子和暗孤子在出射面处的强度轮廓. 将图 2(f) 与图 2(a) 相比较, 可以看出, 亮孤子和暗孤子在出射面处的宽度都小于它们各自在入射面处的宽度. 这是由于, 当亮孤子和暗孤子共轴同时传播时, 它们共同引起的折射率改变的分布比两光束各自单独传播时引起的折射率改变的分布要陡峭, 因此两光束在共同传播时都经历了一定的汇聚过程^[15].

下面将研究, 当 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 1.2$ 时, 亮孤子和暗孤子的共同传播. 两光束在入射面处的强度轮廓由图 3(a) 显示. 图 3(b) 和 (c) 分别显示了亮孤子和暗孤子的演化过程. 图 3(d) 显示两光束共同的传播轨迹转向 ζ 轴 (晶体 c 轴) 的正方向. 图 3(e) 显示两光束的总强度的横向轮廓上有一个低谷. 另外, 虽然低谷在入射面处具有一个凸起的底部, 但是在非常短的传播长度内, 低谷迅速演化成了具有凹陷底部的结构. 总强度的横向轮廓表明暗孤子在引起晶体的扩散效应中发挥了主导性作用, 因此两光束的偏转方向由暗孤子决定. 又因为单独传播的暗孤子转向晶体 c 轴的正方向^[25,27], 所以共同传播的两光束也转向这个方向. 两光束在出射面处的强度轮廓由图 3(f) 显示.

除了以上两种情况, 我们还研究了, 当 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 0.86$ 时, 亮孤子和暗孤子的共同传播. 图 4(a) 显示了两光束在入射面处的强度轮廓. 图 4(b) 和 (c) 分别显示了亮孤子和暗孤子的演化过程. 图 4(d) 显示两光束共同的传播轨迹近似一条直线. 此外, 传播轨迹首先转向 ζ 轴的负方向, 然后转向 ζ 轴的正方向, 最后在出射面处回到了其初始横向位置. 图 4(e) 显示两光束的总强度的横向轮廓上有一个低谷, 而且在整个传播过程中, 低谷都具有一个凸起的底部. 总强度的横向轮廓不能明确地告诉我们, 在引起晶体的扩散效应中, 亮孤子和暗孤子中的哪一个发挥的作用是占优势的. 不过, 通过分析图 4(d) 所显示的传播轨迹的变化趋势, 可以得出, 在 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 0.86$ 的情况下, 亮孤子和暗孤子

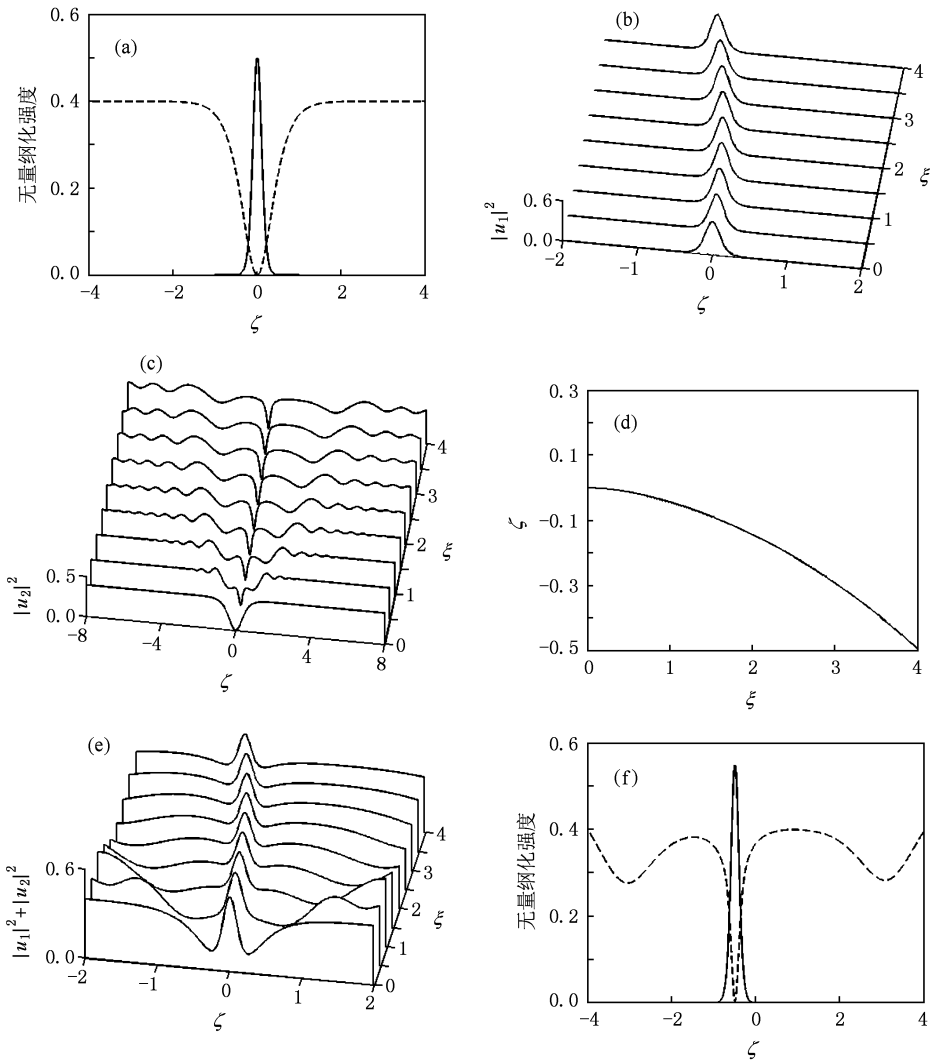


图2 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 0.4$ 时亮孤子和暗孤子的共同传播 (a)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在入射面处的强度轮廓;(b), (c)亮孤子和暗孤子的演化行为;(d)亮孤子中心和暗孤子中心的传播轨迹(两条曲线完全重合);(e)亮孤子和暗孤子的总强度的演化行为;(f)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在出射面处的强度轮廓

发挥的作用几乎相互抵消. 另外, 在某个传播长度之前, 亮孤子发挥的作用稍微强于暗孤子, 而在这个长度之后, 暗孤子发挥的作用稍微强于亮孤子. 两光束在出射面处的强度轮廓由图 4(f) 显示.

上述三种情况表明, 当亮孤子的入射峰值强度不变时, 其偏转可以通过调节暗孤子的入射背景强度来控制; 亮孤子在出射面处的横向位置随暗孤子的入射背景强度的改变而变化. 图 5 显示了, 当暗孤子的入射背景强度 ρ_2 从 0.4 逐渐增加到 1.2 时, 入射峰值强度为 $\rho_1 = 0.5$ 的亮孤子在出射面处的横向位置逐渐从负 ζ 轴移动到了正 ζ 轴. 这是由于, 当暗孤子的入射背景强度逐渐增加时, 其在引起晶体的扩散效应中发挥的作用逐渐增强. 另外, 从图 5 可以

看出, $\rho_2 = 0.86$ 是个临界值. 当暗孤子的入射背景强度等于 0.86 时, 亮孤子的偏转被抑制; 当暗孤子的入射背景强度大于 0.86 时, 亮孤子转向 ζ 轴(晶体 c 轴)的正方向; 当暗孤子的入射背景强度小于 0.86 时, 亮孤子转向 ζ 轴(晶体 c 轴)的负方向. 图 6 显示了, 在暗孤子的影响下, 入射峰值强度为 $\rho_1 = 0.5$ 的亮孤子在出射面处的强度轮廓. 图中的虚线、实线和点虚线分别对应暗孤子的入射背景强度为 $\rho_2 = 0.4$, $\rho_2 = 0.86$ 和 $\rho_2 = 1.2$ 的三种情况. 从图中可以看出, 当暗孤子的入射背景强度发生改变时, 亮孤子横向位置的变化比其峰值强度的变化要明显得多. 这表明, 暗孤子对亮孤子偏转的影响较大, 而对亮孤子强度轮廓的影响相对较小. 需要强调的

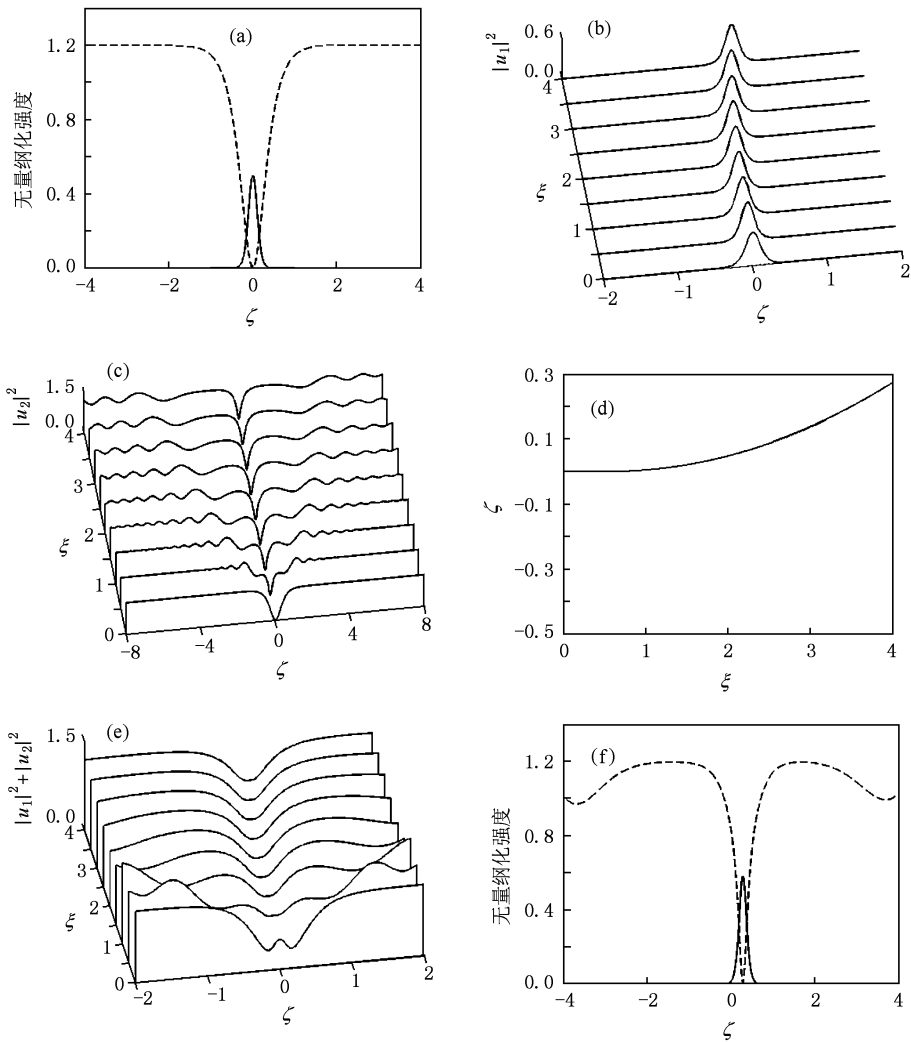


图3 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 1.2$ 时亮孤子和暗孤子的共同传播 (a)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在入射面处的强度轮廓;(b), (c)亮孤子和暗孤子的演化行为;(d)亮孤子中心和暗孤子中心的传播轨迹(两条曲线完全重合);(e)亮孤子和暗孤子的总强度的演化行为;(f)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在出射面处的强度轮廓

是,图6中的三条曲线表明,亮孤子和暗孤子之间的非相干相互作用有两个潜在的应用.首先,实线表明,在暗孤子的影响下,亮孤子的偏转可以被有效地抑制.其次,明显相互分离的虚线和点虚线表明,如果将亮孤子和暗孤子分别作为信号光和控制光,则利用亮孤子在出射面处的横向位置的改变可以实现一个全光开关.

由于亮和暗孤子间的作用是相互的,所以我们同样也可以将暗孤子作为信号光,亮孤子作为控制光,利用暗孤子在出射面处的横向位置的改变来实现全光开关.图7显示了,当亮孤子的入射峰值强度 ρ_1 从 0.2 逐渐增加到 1.0 时,入射背景强度为 $\rho_2 = 0.86$ 的暗孤子在出射面处的横向位置逐渐从正 ζ 轴移动到了负 ζ 轴.将图7和图5中的曲线进行比

较,可以看出两条曲线的变化趋势恰好相反,其原因是单个的亮孤子和暗孤子在扩散效应作用下的自偏转方向相反.图8给出了入射背景强度为 $\rho_2 = 0.86$ 的暗孤子在出射面处的强度轮廓,图中的点虚线、实线和虚线分别对应亮孤子的入射峰值强度为 $\rho_1 = 0.2, \rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_1 = 1.0$ 的三种情况.从图中可以看出,亮孤子对暗孤子的偏转和强度轮廓都有明显的影响.偏转的明显变化有利于实现开关功能,而强度轮廓的明显变化会降低光开关器件的性能.一般来说,人们希望获得信号光束的无失真传输,即信号光的强度轮廓的畸变越小越好.比较图8和图6,可以得出结论,用亮孤子作为信号光要比用暗孤子作为信号光更具实际应用价值.所以从光开关着眼,应选择亮孤子作为信号光,暗孤子作为控制光.

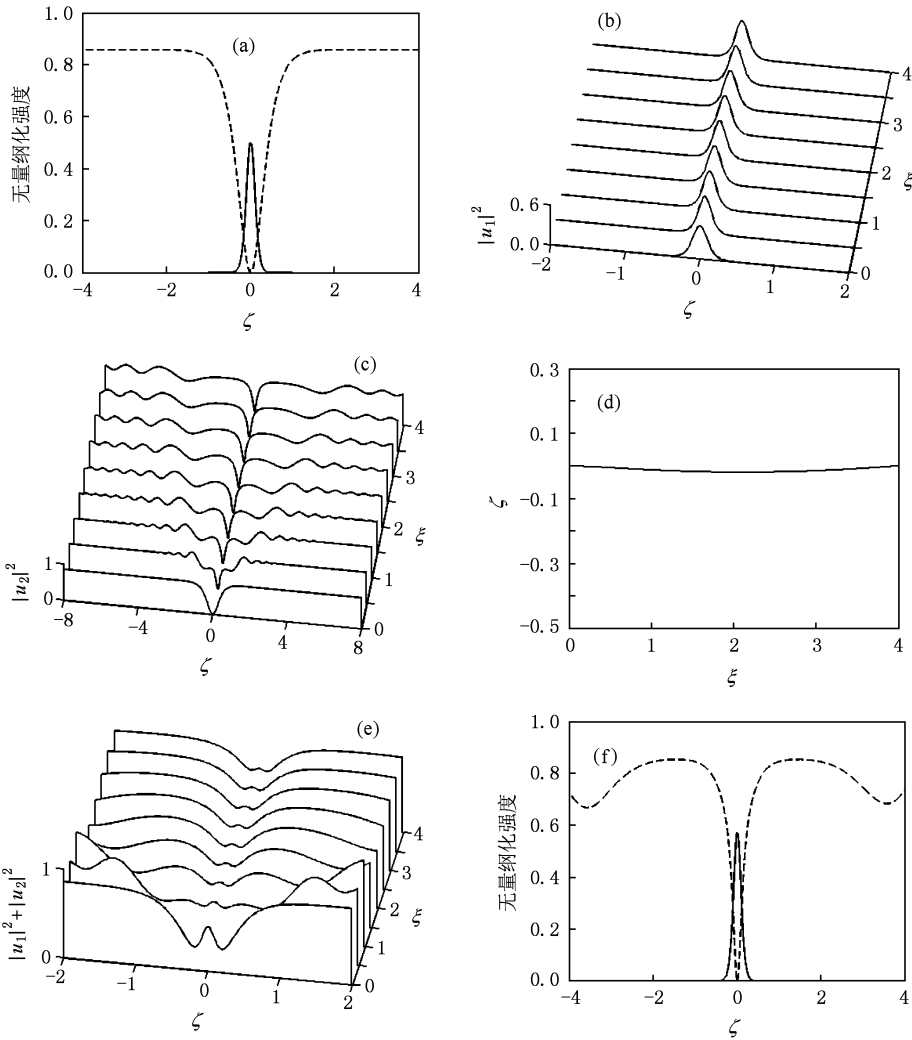


图 4 $\rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_2 = 0.86$ 时亮孤子和暗孤子的共同传播 (a)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在入射面处的强度轮廓; (b),(c)亮孤子和暗孤子的演化行为;(d)亮孤子中心和暗孤子中心的传播轨迹(两条曲线完全重合);(e)亮孤子和暗孤子的总强度的演化行为;(f)亮孤子(实线)和暗孤子(虚线)在出射面处的强度轮廓

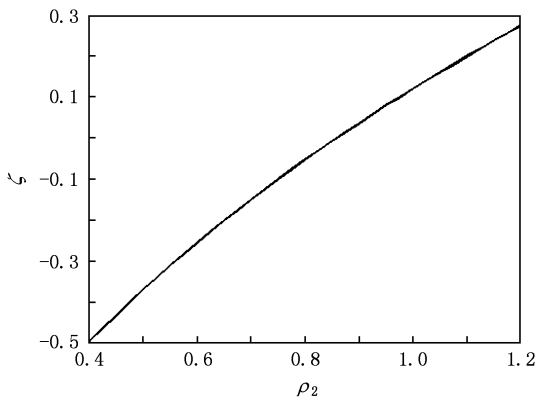


图 5 亮孤子在出射面处的横向位置随暗孤子的入射背景强度 ρ_2 的变化关系(亮孤子的入射峰值强度为 $\rho_1 = 0.5$)

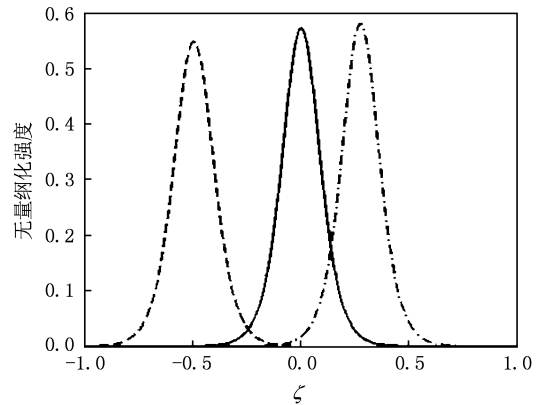


图 6 暗孤子的入射背景强度 ρ_2 取不同值时亮孤子在出射面处的强度轮廓(其中虚线、实线和点虚线分别对应 $\rho_2 = 0.4, \rho_2 = 0.86$ 和 $\rho_2 = 1.2$ 的三种情况,亮孤子的入射峰值强度为 $\rho_1 = 0.5$)

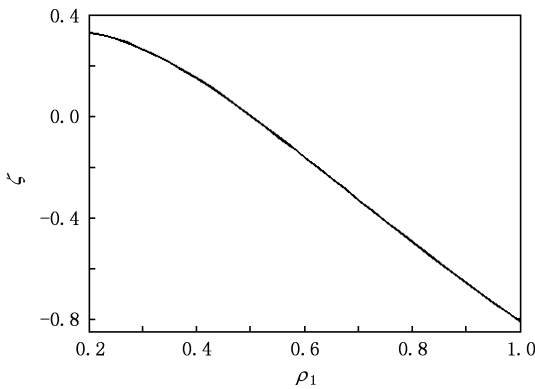


图7 暗孤子在出射面处的横向位置随亮孤子的入射峰值强度 ρ_1 的变化关系(暗孤子的入射背景强度为 $\rho_2 = 0.86$)

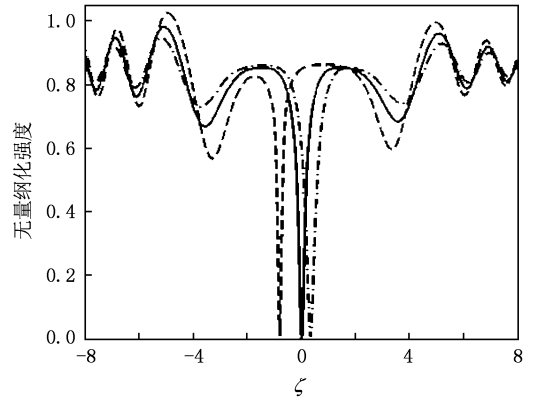


图8 亮孤子的入射峰值强度 ρ_1 取不同值时暗孤子在出射面处的强度轮廓(其中点虚线、实线和虚线分别对应 $\rho_1 = 0.2, \rho_1 = 0.5$ 和 $\rho_1 = 1.0$ 的三种情况.暗孤子的入射背景强度为 $\rho_2 = 0.86$)

4. 结 论

本文采用数值方法研究了具有不同波长的亮孤子光束和暗孤子光束在具有很强扩散效应的光伏光折变晶体中的共同传播. 研究发现, 由于非相

干相互作用, 亮孤子和暗孤子互相俘获, 且两个孤子的中心沿着相同的轨迹移动. 当一个孤子的入射强度不变时, 其偏转可以通过调节另一个孤子的入射强度来控制, 从而实现全光开关. 从保真度考虑, 应选择亮孤子作为信号光, 暗孤子作为控制光.

- [1] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Duree G, Shultz J L, Salamo G, Segev M, Yariv A, Crosignani B, Porto P D, Sharp E, Neurgaonkar R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [3] Duree G, Morin M, Salamo G, Segev M, Crosignani B, Porto P D, Sharp E, Yariv A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [4] Zhang Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Chin. Phys.* **16** 0159
- [5] Lu K Q, Zhao W, Zhang L, Li K H, Zhang Y Q, Liu X M, Zhang Y P, Xu J J 2008 *Opt. Commun.* **281** 2913
- [6] Ciattoni A, Marini A, Rizza C, DelRe E 2009 *Opt. Lett.* **34** 911
- [7] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Porto P D, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [8] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [9] Chen Z G, Mitchell M, Shih M F, Segev M, Garrett M H, Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 629
- [10] Shih M F, Leach P, Segev M, Garrett M H, Salamo G, Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [11] She W L, Lee K K, Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [12] She W L, Lee K K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [13] She W L, Chan C W, Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [14] She W L, Xu C C, Guo B, Lee W K 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2121
- [15] Jiang D S, Ouyang S G, She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3777 (in Chinese) [江德生、欧阳世根、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3777]
- [16] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [17] Liu J S, Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [18] Hou C F, Yuan B H, Sun X D, Xu K B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬 2000 物理学报 **49** 1969]
- [19] Fazio E, Renzi F, Rinaldi R, Bertolotti M, Chauvet M, Ramadan W, Petris A, Vlad V I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2193
- [20] Lu K Q, Yang Y L, Zhao W, Zhang M Z, Yang Y, Zhang L, Liu X M, Zhang Y P 2007 *Chin. Phys.* **16** 3423
- [21] Liu S X, Liu J S, Cai X, Fan T, Zhang G Y 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3771
- [22] Chauvet M, Coda V, Maillotte H, Fazio E, Salamo G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1977
- [23] Pismennaya K, Kashin O, Matusevich V, Kiessling A, Kowarschik R 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 136
- [24] Carvalho M I, Singh S R, Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **120** 311
- [25] Carvalho M I, Facão M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. E* **76** 016602

- [26] Yan L F, Wang H C, She W L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5257 (in Chinese) [颜利芬、王红成、余卫龙 2006 物理学报 **55** 5257]
- [27] Yan L F, Wang H C, Zhang B Z, She W L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4627 (in Chinese) [颜利芬、王红成、张冰志、余卫龙 2007 物理学报 **56** 4627]
- [28] Cui H, Zhang B Z, She W L 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1756
- [29] Zhang G Y, Liu J S 2006 *Opt. Commun.* **266** 691

Deflection characteristics of incoherent coupled bright and dark photovoltaic spatial soliton pairs*

Cui Hu¹⁾²⁾ Zhang Bing-Zhi¹⁾ She Wei-Long^{1)†}

1) (State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

2) (Laboratory of Photonic Information Technology, School for Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 5 June 2009; revised manuscript received 7 July 2009)

Abstract

We numerically investigate the deflection characteristics of incoherent coupled bright and dark photovoltaic spatial soliton pairs in a photovoltaic photorefractive crystal with diffusion effect. The numerical results show that, owing to the incoherent interaction, a bright soliton and a dark soliton in the crystal trap each other and the centers of the two solitons move along the same trajectory. It is found that, the deflection of the bright soliton can be controlled by adjusting the input background intensity of the dark soliton when the input peak intensity of the bright soliton is fixed; and the deflection of the bright soliton is suppressed when the input background intensity of the dark soliton is at a special value, while the bright soliton undergoes a deflection when the input background intensity of the dark soliton deviates from this special value. Also, the deflection of the dark soliton can be controlled by adjusting the input peak intensity of the bright soliton when the input background intensity of the dark soliton is fixed.

Keywords: photovoltaic spatial soliton, diffusion effect, incoherent interaction

PACC: 4265J, 4265S

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874251).

† Corresponding author. E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn