

光伏暗孤子和灰孤子的自偏转*

颜利芬 王红成 张冰志 余卫龙†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2006 年 12 月 29 日收到, 2007 年 2 月 7 日收到修改稿)

分别用数值法和微扰法研究了考虑背景光时光伏暗空间孤子的自偏转特性. 与亮孤子不同, 暗孤子光束中心的运动轨迹不为抛物线. 在归一化的直角坐标系 (ξ, ζ) 中, 暗孤子朝 $\xi > 0$ 的方向偏转, 同时, 暗孤子光束中心光强发生改变. 通过调节晶体对信号光和背景光的有效光伏系数之比 r 或信号光光强可以控制它的自偏转. 还用数值方法研究了灰空间孤子的自偏转特性, 发现灰孤子光束自偏转特性依赖于横向初速度 v . 当 $v > 0$ 时, 灰孤子光束朝 $\xi > 0$ 的方向偏转; 当 $v < 0$ 时, 灰孤子光束先朝 $\xi < 0$ 方向偏转一段距离, 然后再向 $\xi > 0$ 方向偏转.

关键词: 光伏空间暗孤子, 光伏空间灰孤子, 扩散效应, 自偏转

PACC: 4265J, 4265S

1. 引 言

光折变空间孤子是近年来光学孤子领域的一个研究热点. 光伏空间孤子是最近从理论上证明存在的一种新型稳态光折变空间孤子^[1,2]. 它的形成不需要外加电场, 可望在全光开关和波导生成等方面得到应用, 而孤子的自偏转则有助于写入弯曲的波导. 文献 [3,4] 研究了光折变晶体中稳态空间亮孤子的自偏转演化特性, 刘劲松等^[5-7] 得出了加外电场的光伏光折变晶体中稳态空间亮孤子的自偏转特性. 晶体的扩散效应使亮孤子在演化过程中发生自偏转, 其传播轨迹是一条朝坐标轴负方向偏转的抛物线. 最近, 扩散效应对光伏亮孤子之间相互作用的影响也已经被报道^[8]. 然而据我们所知, 对孤子自偏转的研究都集中于亮孤子, 对于暗孤子和灰孤子的自偏转行为却鲜有报道.

本文用微扰法分析了考虑背景光时光伏空间暗孤子的自偏转特性, 并用数值模拟的方法对暗孤子的自偏转行为进行验证. 结果发现, 暗孤子光束的演化也存在自偏转, 但其自偏转有着不同于亮孤子的特性. 最后, 本文还通过数值方法研究了灰空间孤子的自偏转特性.

2. 基本理论

设真空中波长分别为 λ_e 的信号光和 λ_o 的背景光在光伏光折变晶体中同时沿 z 轴方向传播, 晶体 c 轴方向与 x 轴重合; 入射信号光为 e 光, 背景光为均匀的 o 光. 对光伏光折变晶体, 在忽略损耗情况下, 采用傍轴近似, 考虑背景光的光伏效应及扩散场效应, 可得到信号光在光折变晶体中无量纲的传播演化方程^[9]

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - \beta \frac{1+r|u|^2}{1+|u|^2} u - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} \ln(1+|u|^2) u. \quad (1)$$

这里

$$\xi = x/x_0,$$

$$\zeta = \frac{z}{k_e x_0^2},$$

其中 x_0 是横向无量纲化常数;

$$r = k^e/k^o,$$

其中 k^e 和 k^o 为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数. β 和 γ 分别同漂移过程和扩散过程相联系, 它们的表达式分别是

$$\beta = \frac{1}{2} n_e^2 k_e^2 x_0^2 r_{\text{eff}} E_{\text{pw}},$$

* 国家自然科学基金(批准号: 30374121, 10574167)资助的课题.

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

$$\gamma = \frac{1}{2} n_e^2 k_e^2 x_0 r_{\text{eff}} k_B T / e,$$

其中 n_e 和 n_0 分别是信号光和背景光的折射率, 信号光波矢 $k_e = 2\pi n_e / \lambda_e$, r_{eff} 是信号光的线性电光系数, k_B 是玻尔兹曼常数.

$$E_{\text{pv}} = k_e \gamma_R N_A (e\mu),$$

其中 γ_R 是载流子的复合系数, N_A 是补偿电离施主的受主密度, e 是载流子电量, μ 为载流子迁移率. $u(\xi, \zeta)$ 是无量纲的信号光波慢变包络, 它与信号光光强 I_e 的关系是

$$|u|^2 = \frac{s_e I_e}{s_0 I_0},$$

其中 I_e 和 I_0 分别是信号光和背景光的光强分布, s_e 和 s_0 为晶体对信号光和背景光的吸收截面.

在单光束和忽略扩散效应的情况下, 作变换

$u(\xi, \zeta) = \rho^{1/2} y(\xi) \exp(i\mu\zeta)$ ($0 \leq y(\xi) \leq 1$), 我们得到

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} = 2\left(\mu - \beta \frac{1+r\rho}{1+\rho} \frac{|y|^2}{|y|^2}\right) y. \quad (2)$$

这就是单色光伏孤子方程^[10].

利用亮孤子边界条件 $y(-\infty) = y(+\infty) = 0$, $y'(-\infty) = y'(+\infty) = 0$ 与初始条件 $y(0) = 1$, $y'(0) = 0$, 由(2)式可得关系

$$\mu = \beta r - \beta(r-1) \ln(1+\rho) \sqrt{\rho}$$

及归一化的亮孤子方程

$$\left(\frac{dy}{d\xi}\right)^2 = \frac{2\beta(r-1)}{\rho} \left[\ln(1+\rho y^2) - y^2 \ln(1+\rho) \right]. \quad (3)$$

对于暗孤子, 将边界条件 $y(+\infty) = 1$, $y'(+\infty) = y'(-\infty) = 0$ 与初始条件 $y(0) = 0$ 代入(2)式, 得关系

$$\mu = \beta \frac{1+r\rho}{1+\rho}$$

及归一化的暗孤子方程

$$\left(\frac{dy}{d\xi}\right)^2 = 2\beta(1-r) \left[\frac{1}{\rho} \ln \frac{1+\rho}{1+\rho y^2} - \frac{1-y^2}{1+\rho} \right]. \quad (4)$$

从方程(3)和(4)可以看出, 要形成空间亮孤子必须有 $\beta(r-1) > 0$, 形成暗孤子则需要 $\beta(r-1) < 0$. 这样选择适当波长的背景光来改变有效 Glass 系数之比 r 的大小即可以实现光伏亮暗孤子的转变. 实验上已经实现: 在折射率改变为正的铌酸锶钡钾钠(KNSBN)晶体中($\beta > 0$), 当有效 Glass 系数之比 $r > 1$ 时可形成空间亮孤子, 当 $r < 1$ 时可形成空间暗孤

子^[11]. 相反地, 在折射率改变为负的铌酸锂(LiNbO₃)晶体中($\beta < 0$), 当有效 Glass 系数之比 $r > 1$ 时可形成空间暗孤子, 当 $r < 1$ 时可形成空间亮孤子^[12].

另外, 在光折变材料中除了可以产生等相面均为平面的亮孤子和暗孤子外, 还存在等相面不是平面的灰孤子^[13]. 设方程(1)存在孤子形式

$$\mu(\xi, \zeta) = \rho^{1/2} y(\xi) \exp(i\varphi(\xi)) \exp(ig\zeta) \quad (\varphi(0) = 0),$$

其中 $y(\xi)$ ($0 \leq y(\xi) \leq 1$), $\varphi(\xi)$ 为实函数, g 是常数.

利用灰孤子的边界条件 $y(+\infty) = 1$, $y'(+\infty) = y'(-\infty) = 0$ 与初始条件 $y(0) = \sqrt{m}$ ($0 < m < 1$), $y'(0) = 0$, 由方程(1) ($\gamma = 0$) 得关系式

$$g = \frac{\beta}{(1-m)^2} \left[\frac{1+r\rho}{1+\rho} (1-m) - m \frac{1-r}{\rho} \ln \frac{1+\rho}{1+m\rho} - m(1-m)r \right]$$

及归一化的灰孤子方程^[13,14]

$$\left(\frac{dy}{d\xi}\right)^2 = 2\beta(1-r) \frac{1}{\rho} \ln \frac{1+\rho}{1+\rho y^2} - 2\beta g - \beta r (1-y^2) - 2\left(\beta \frac{1+r\rho}{1+\rho} - g\right) \left(\frac{1}{y^2} - 1\right). \quad (5)$$

3. 暗孤子自偏转

对于暗孤子, 设

$$u(\xi, \zeta) = \rho^{1/2} y(x) \exp(i\varphi(x, \zeta)).$$

这里坐标 $x = \xi - u(\zeta)$, 其中 $u(\zeta)$ 为暗孤子光束中心位置的偏移, $\varphi(x, \zeta)$ 是暗孤子在传播过程中的相位, 与亮孤子不同, 它满足

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = u(\zeta) \left(1 - \frac{1}{y^2(x)}\right),$$

即

$$\varphi = \mu\zeta + u(\zeta) \int_0^x \left(1 - \frac{1}{y^2(x)}\right) dx',$$

其中 $u(\zeta)$ 为暗孤子光束中心在传播过程中的空间频率分量. 类似前人研究亮孤子的计算方法, 采用微扰方法^[4-7] 并对坐标 x 积分得

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{v^2}{2} \left(y - \frac{1}{y^3(x)}\right) + \beta(1-r) \left[\frac{1}{\rho} \ln(1+\rho y^2) - \frac{\rho^2}{1+\rho} \right] = 0, \quad (6)$$

$$\frac{dv}{d\zeta} = 4\beta(1-r)k(\rho) - 2\gamma k(\rho)v^2, \quad (7)$$

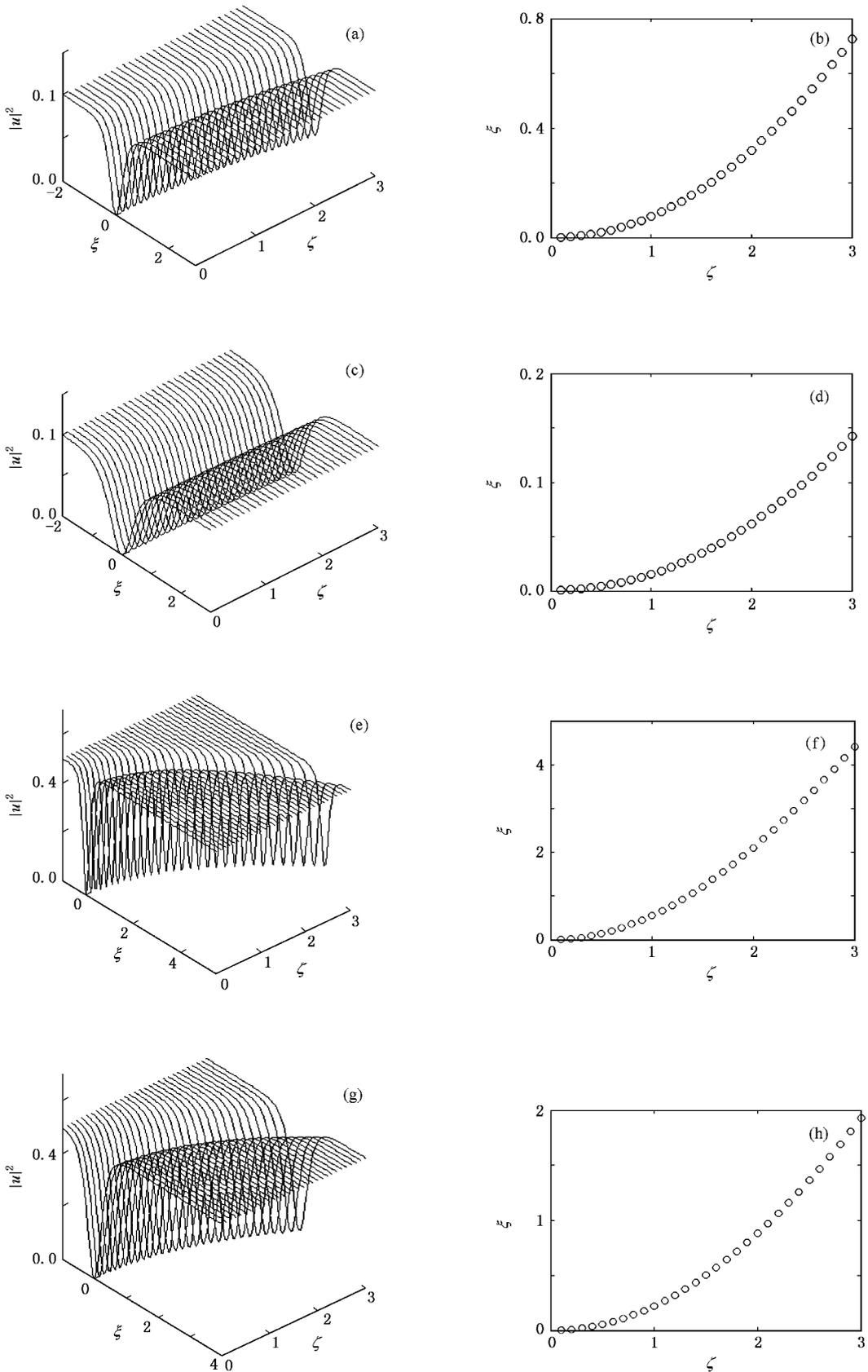


图1 $\beta = 222.969$, $\gamma = 0.341$ 时暗孤子光束在光伏晶体中的自偏转演化行为 (a)(c)(e)(g)为光束在晶体内的演化过程 (b)(d), (f)(h)为光束中心的运动轨迹(○为数值模拟结果). (a)(b) $r = 0.5$, $\rho = 0.1$, 入射面处 FWHM 为 0.566 (c)(d) $r = 0.8$, $\rho = 0.1$, 入射面处 FWHM 为 0.895 (e)(f) $r = 0.5$, $\rho = 0.5$, 入射面处 FWHM 为 0.320 (g)(h) $r = 0.8$, $\rho = 0.5$, 入射面处 FWHM 为 0.506

式中

$$k(\rho) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\rho y^2}{1+\rho y^2} \left[\frac{1}{\rho} \ln \frac{1+\rho}{1+\rho y^2} - \frac{1-y^2}{1+\rho} \right] dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} (1-y^2) dx}, \quad (8)$$

$$l(\rho) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\rho}{1+\rho y^2} (1-y^2) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} (1-y^2) dx}. \quad (9)$$

通过上述处理,我们可以对暗孤子的演化进行定性的分析.由方程(6)知,随着 v 的变化,孤子光束的光场分布 $y(x)$ 随之发生变化,光束中心光场强度 $y(0)$ 也发生变化.由方程(7)可知, $dv/d\zeta$ 随 v 的增大而减小,暗孤子光束的自偏转轨迹不满足抛物线的条件,其自偏转距离

$$\xi_d = \int_0^{\zeta} \alpha(\zeta) d\zeta.$$

这里 $\alpha(\zeta) > 0$, 则 $\xi_d > 0$. 我们可以得出结论,在坐标系 (ξ, ζ) 中,暗孤子光束的自偏转特性曲线是一条 ξ 取值大于零的曲线,而且在传播过程中,暗孤子光束的光强分布发生变化.通过调制参量 β, γ, r 和光强 ρ 的大小,可以控制暗孤子的自偏转行为.由方程(6)可得, r 越大, $dv/d\zeta$ 越小,暗孤子的偏转距离越小.

当背景光光伏效应起作用时,通过改变有效 Glass 系数之比 r 可以控制孤子光束的自偏转特性.当有效 Glass 系数之比 $r > 1$ 时,孤子光束朝 $\xi < 0$ 的方向偏转(亮孤子);当 $r < 1$ 时,孤子光束向 $\xi > 0$ 偏转(暗孤子).下面进一步通过数值模拟研究暗孤子自偏转演化特性.

以 KNSBN 晶体^[15,16]中的光伏孤子为例,取信号光为波长 $\lambda_e = 488 \text{ nm}$ 的 e 光,背景光为波长 $\lambda_o = 488 \text{ nm}$ 的 o 光.上述波长的光对于所选晶体具有下列参数^[15,16]: $n_e = 2.25, n_o = 2.33, E_{pv} = 20 \text{ kV/cm}, S_e/S_o = 0.688$. 我们取 $r_{\text{eff}} = 820 \text{ pm/V}$, 归一化长度 $x_0 = 8 \text{ }\mu\text{m}$, 这样可得 $\beta = 222.969, \gamma = 0.341$. 首先,将方程(4)的暗孤子解作为光伏光折变晶体入射面处光场分布,利用方程(1),数值模拟研究暗孤子光束在具有强扩散效应的光伏光折变晶体中的孤波演化行为.接着,我们保持参量 β, γ 不变($\beta = 222.969, \gamma = 0.341$)进一步讨论 r 及 ρ 对暗孤子偏转的

影响.

3.1. 暗孤子光束横向偏移

图 1 显示了 $r = 0.5, \rho = 0.1; r = 0.8, \rho = 0.1; r = 0.5, \rho = 0.5$ 及 $r = 0.8, \rho = 0.5$ 四种情况下暗孤子光束孤波演化过程的自偏转特性,并给出了入射面处暗孤子光束的半高全宽(FWHM),图中圆点表示数值模拟的结果.图 1(a)(c)(e)和(g)显示了暗孤子光束在光伏晶体中的孤波演化行为;图 1(b),(d)(f)和(h)给出暗孤子光束中心的运动轨迹.结果表明,暗孤子光束在晶体中演化也存在自偏转.与亮孤子情况不同的是,在坐标系 (ξ, ζ) 中,暗孤子朝 $\xi > 0$ 的方向偏转(亮孤子的自偏转特性曲线对应 $\xi < 0$).通过比较图 1(b)和(d)以及(f)和(h)还可以知道,在一定的实验条件下,随着参量 r 变大,FWHM 变大,暗孤子光束演化的自偏转特性变弱;相反的是,调节 r, ρ 值使暗孤子光束的 FWHM 变小,即光束变窄时,它的自偏转变得越显著,这与解析结果是一致的.

图 2 给出了暗孤子光束 FWHM 与暗孤子背景光光强 ρ 的关系.从图 2 可以看出,在 $\rho < 1$ 的范围内,亮孤子的 FWHM 随 ρ 增大而急剧减小,即孤子光束迅速变窄,这与图 1 的模拟结果是一致的;在 $\rho > 1$ 范围内,暗孤子的 FWHM 较小,此时我们在数值模拟时发现暗孤子光束在演化过程中的自偏转较为明显.另外,这一特性也可以从方程(1)中得出^[16] 光束越窄,则 $\partial |u|^2 / \partial \xi$ 值越大,而影响演化过程的扩散项正比于 $\frac{1}{1+|u|^2} \frac{\partial |u|^2}{\partial \xi}$, 从而偏转越明显.

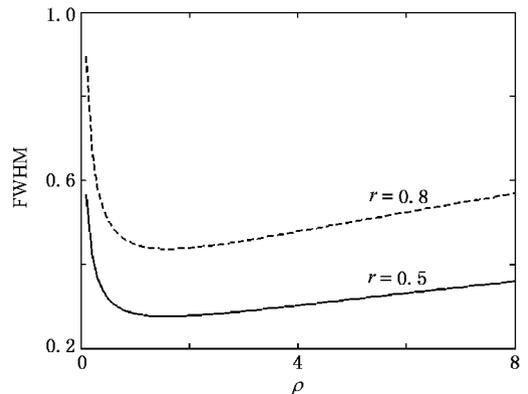


图 2 $\beta = 222.969, \gamma = 0.341$ 时暗孤子光束 FWHM 与背景光光强的关系

3.2. 暗孤子光束中心光强的变化

图 3 给出了 $r = 0.5, \rho = 0.1$; $r = 0.8, \rho = 0.1$; $r = 0.5, \rho = 0.5$; $r = 0.8, \rho = 0.5$ 四种不同情况下入射面和出射面处暗孤子光束的光强分布情况。我们知道,考虑扩散效应对孤子演化的影响时,亮孤子在晶体中演化时中心光强是不变的。而图 3 表明,暗孤子总能量守恒,但中心光强(灰度)发生了变化。光束产生自偏转时,其中心光强变大,同时光束的 FWHM 也增大。对比图 3(a)和(b)以及(c)和(d)可知,对相同传播距离, r 值越小,暗孤子光束中心光强增大越显著。再分别比较图 3(a)和(c)以及(b)和(d)可

知, ρ 值越大,暗孤子光束中心光强增大越明显。

人们已经得到亮空间孤子的自偏转特性^[3-7]:在坐标系(ξ, ζ)中,亮孤子光束沿抛物线轨迹朝 $\xi < 0$ 方向自偏转。这里,我们分别采用微扰法和数值模拟方法得到光伏暗孤子自偏转演化特性,它与亮孤子自偏转特性存在三点区别。一是暗孤子光束的自偏转特性曲线不满足抛物线的条件。二是暗孤子光束的偏转方向与亮孤子的偏转方向是相反的,在坐标系(ξ, ζ)中,暗孤子光束的自偏转特性曲线是一条 ξ 取值大于零的曲线。三是在传播过程中亮孤子的光强分布是不变的,而暗孤子光束的光强分布发生变化,即暗孤子变灰。

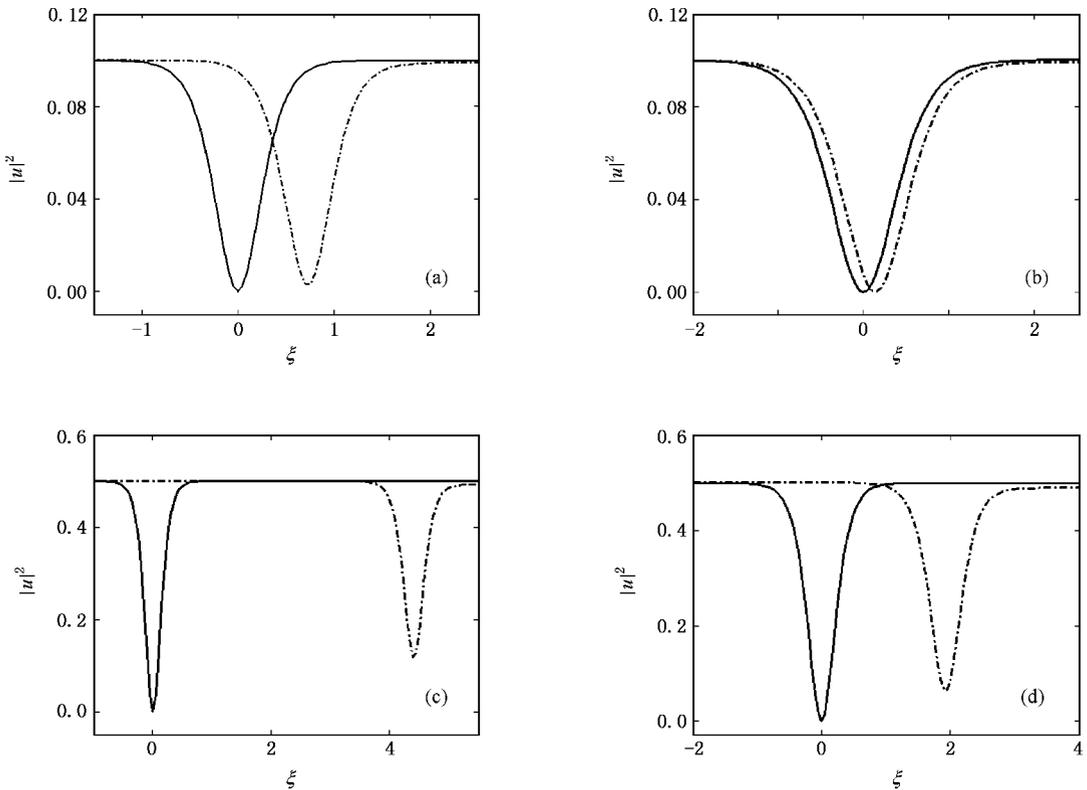


图 3 入射面(实线)和出射面(虚线)处暗孤子光束的光强分布 (a) $r = 0.5, \rho = 0.1$ (b) $r = 0.8, \rho = 0.1$ (c) $r = 0.5, \rho = 0.5$ (d) $r = 0.8, \rho = 0.5$

4. 灰孤子自偏转

一般而言,灰孤子存在一横向速度^[13,14],从而其自偏转具有与亮孤子、暗孤子不同的奇异特性。下面我们改变灰孤子初始速度方向,即分别从 $v > 0$ 和 $v < 0$ 两种情况用数值模拟的方法来定性研究灰孤子的自偏转演化特性。对于 Cu:KNSBN 晶体,取 $r_{\text{eff}} = 820 \text{ pm/V}$ 。选取归一化长度 $x_0 = 10 \mu\text{m}$,这样可得 $\beta = 348.389, \gamma = 0.427$ 。同样,将方程(5)的灰孤

子解作为光伏光折变晶体入射面处光场分布,利用方程(1),数值模拟研究灰孤子光束在具有强扩散效应的光伏光折变晶体中的孤波演化行为。

4.1. $v > 0$ 的情形

图 4 给出了 $\beta = 348.389, m = 0.5, r = 0.5, \rho = 3$ 时考虑扩散和忽略扩散效应时灰孤子光束在光折变晶体中的演化行为,其中灰孤子光束的初速度方向朝 ξ 的正方向($v > 0$)。

图 5 给出了对应于图 4 灰孤子光束的演化特性

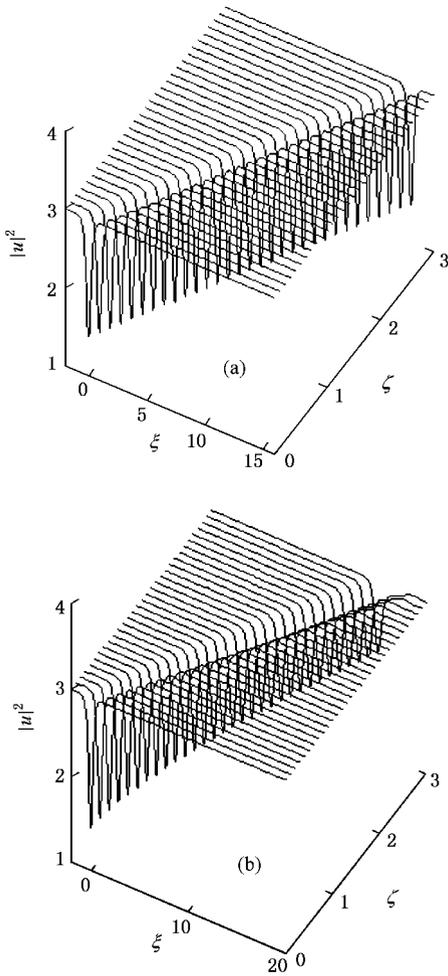


图4 $v > 0$ 时灰孤子光束在光折变晶体中的演化行为 $\beta = 348.389, m = 0.5, r = 0.5, \rho = 3$. (a) $\gamma = 0$ (b) $\gamma = 0.427$

曲线,即孤子光束的横向位置和光束中心光强 $|u_c|^2$ (孤子灰度)的变化曲线.如图4(a)及图5所示,在忽略扩散效应时,灰孤子光束也会在横向发生偏转,但孤子光束中心光强几乎不变,且其偏转轨迹是一条直线.若扩散效应起作用,灰孤子光束的横向偏移变大.从图5(b)还可以看到,和暗孤子一样,灰孤子光束在扩散效应的作用下,孤子光束总能量守恒,但光束中心光强 $|u_c|^2$ 发生变化,灰度变大.

对于 $v > 0$,图6给出了 $m = 0.3, r = 0.85; m = 0.5, r = 0.85$ 以及 $m = 0.5, r = 0.5$ 三种情况下灰孤子光束的演化特性曲线,即孤子光束的横向位置 ξ 和光束中心光强(孤子灰度) $|u_c|^2$ 的变化曲线.可以看出,孤子初始灰度 m 、有效 Glass 系数之比 r 改变时,灰孤子光束的演化特性,包括横向偏转 ξ 和孤子光束中心光强 $|u_c|^2$ 都发生变化.另外,对相同的传播距离,孤子光束的横向偏移量随 r 增大而减

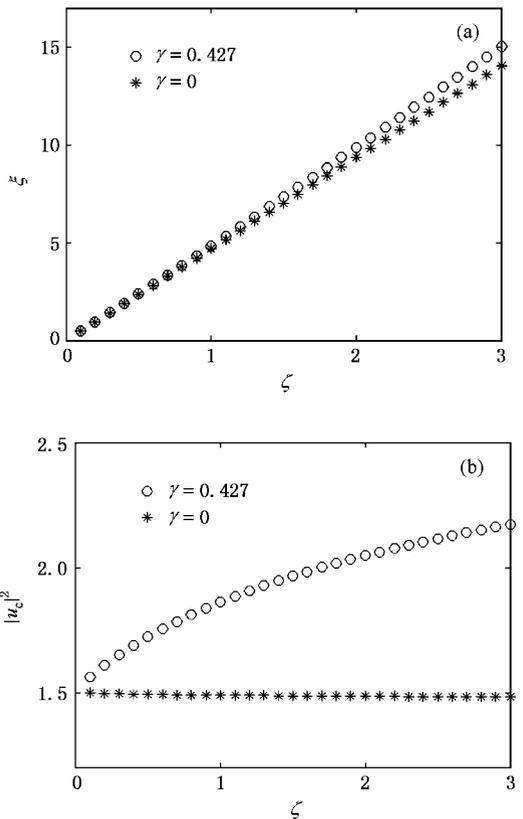


图5 $\beta = 348.389, m = 0.5, r = 0.5, \rho = 3$ 时灰孤子在传播过程中横向位置和中心光强的变化 (a) 横向位置 (b) 中心光强

小,但随 m 增大而增大(如图6(a)所示).由图6(b)可以看出, r 越小,灰孤子光束中心光强增大越显著,这与暗孤子的情况是一样的.

4.2. $v < 0$ 的情形

由于速度方向可以沿着坐标 ξ 的正方向或负方向,灰孤子自偏转行为也比较复杂.如图7所示,当灰孤子光束初速度朝 ξ 负方向时($v < 0$),灰孤子光束先朝 ξ 轴负方向偏转一段距离,然后再转向 ξ 轴正方向.

对于 $v < 0$,图8给出 $m = 0.3, r = 0.85; m = 0.5, r = 0.85$ 以及 $m = 0.5, r = 0.5$ 三种情况下灰孤子光束的演化特性曲线,即孤子光束的横向位置 ξ 和光束中心光强(孤子灰度) $|u_c|^2$ 的变化曲线.当孤子初始灰度 m 、有效 Glass 系数之比 r 变化时,灰孤子横向位置 ξ 和孤子光束中心光强 $|u_c|^2$ 都发生变化.与 $v > 0$ 的情况不同,这时孤子光束先朝 $\xi < 0$ 方向偏转,再朝 $\xi > 0$ 方向偏转.另外,当孤子光束向 $\xi < 0$ 方向偏转的距离最大,即到达演化曲线的顶点($v \rightarrow 0$)时,孤子光束中心光强变为零(图8(b)).

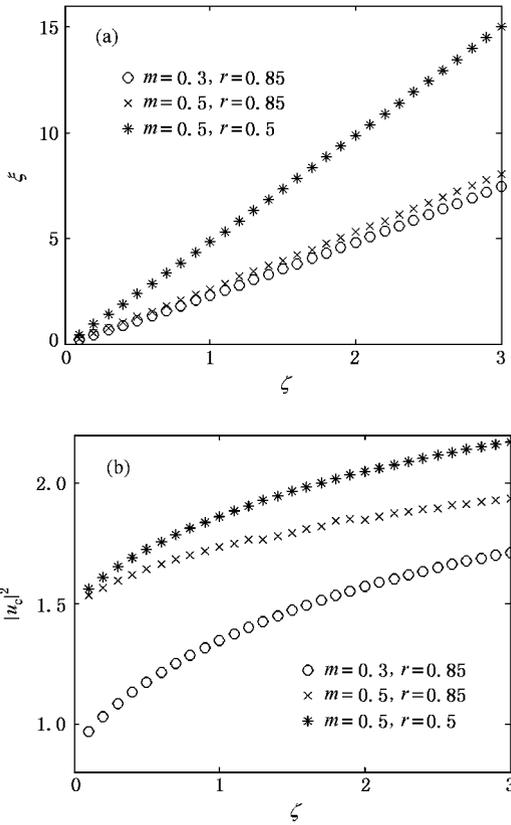


图 6 $v > 0$ 时灰孤子光束在光折变晶体中的演化特性曲线 $\beta = 348.389, \gamma = 0.427, \rho = 3$. (a) 灰孤子光束横向位置, (b) 灰孤子光束中心光强变化

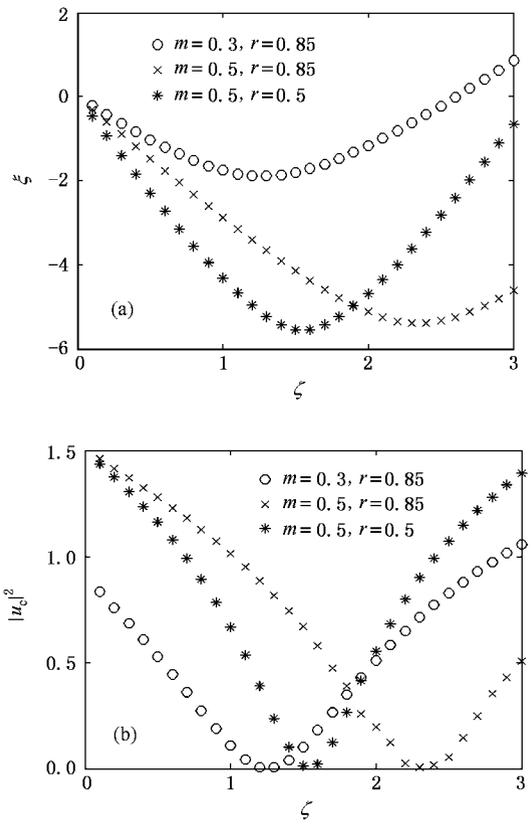


图 8 $v < 0$ 时灰孤子光束在光折变晶体中的演化特性曲线 $\beta = 348.389, \gamma = 0.427, \rho = 3$. (a) 灰孤子光束横向位置, (b) 灰孤子光束中心光强变化

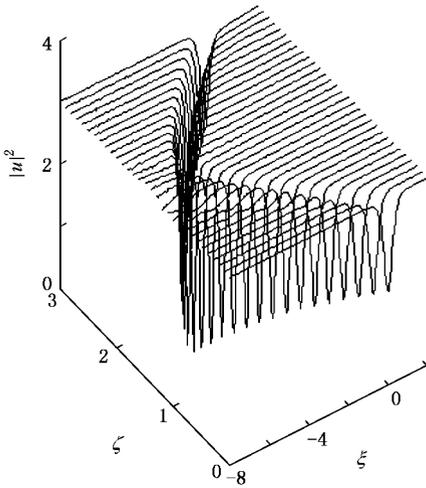


图 7 $v < 0$ 时灰孤子光束在光折变晶体中的演化行为 $\beta = 348.389, \gamma = 0.427, m = 0.5, r = 0.5, \rho = 3$

5. 结 论

本文用微扰法对考虑背景光时光伏空间暗孤子的自偏转特性进行分析,并用数值方法模拟验证微扰结果.研究表明,暗孤子光束的演化存在自偏转,它的运动曲线不满足抛物线的条件.与亮孤子不同的是,在坐标系 (ξ, ζ) 中,暗孤子朝 $\xi > 0$ 方向偏转;在传播过程中,暗孤子光束光强发生了变化.通过改变参量有效 Glass 系数之比 r 或背景光光强 ρ 可以控制它的自偏转.还用数值的方法模拟了灰孤子光束的自偏转行为,发现灰孤子光束的自偏转特性随着横向初速度 v 方向的改变而出现不同的结果.当 $v > 0$ 时,灰孤子光束朝 $\xi > 0$ 的方向偏转;当 $v < 0$ 时,灰孤子光束先朝 $\xi < 0$ 方向偏转一段距离,然后转到 $\xi > 0$ 方向.

- [1] Meng H , Salamo G , Shih M , Segev M 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [2] Ku T S , Shih M F , Sukhorukov A A , Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 063904
- [3] Carvalho M I , Singh S R , Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **120** 311
- [4] Singh S R , Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [5] Liu J S , Xu J , Zhou X 1999 *Laser. Tech.* **23** 220
- [6] Liu J S , Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [7] Liu J S , Hao Z H 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 513
- [8] 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]
- [9] Lu K Q , Zhang Y P , Li B , Tang T T , Hou X 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 134 (in Chinese) [卢克清、张彦鹏、李 博、唐天同、侯 洵 2002 光学学报 **22** 134]
- [10] Jiang D S , She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2090 (in Chinese) [江德生、余卫龙 2005 物理学报 **54** 2090]
- [11] She W L , Chan C W , Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [12] She W L , Xu C C , Guo B , Lee W K 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2121
- [13] Wang H C , Jiang D S , Wang X S , She W L 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 1111 (in Chinese) [王红成、江德生、王晓生、余卫龙 2005 光学学报 **25** 1111]
- [14] Grandpierre A G , Christodoulides D N , Coskun T H , Segev M , Kivshar Y S 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 55
- [15] She W L , Lee K K , Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [16] She W L , Lee W K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]

Self-deflection of dark and gray photovoltaic solitons^{*}

Yan Li-Fen Wang Hong-Cheng Zhang Bing-Zhi She Wei-Long[†]

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

(Received 29 December 2006 ; revised manuscript received 7 February 2007)

Abstract

We use both the numerical method and the perturbation technique to investigate the self-deflection process of a dark photovoltaic spatial soliton in a photovoltaic photorefractive crystal with diffusion effect. It is found that the dark soliton does not propagate along a parabolic trajectory , and it becomes grayer during the propagation in the photorefractive crystal. In the normalized coordinate system(ξ , ζ) , the dark soliton deflects to the direction of $\xi > 0$, which is different from that of the bright soliton. Besides , the deflection of dark solitons can be controlled effectively by modulating the ratio of effective Glass coefficient r and the intensity of the signal beam. We also investigated numerically the self-deflection characteristic of gray solitons , which depend on the direction of its initial transverse velocity v . When $v > 0$, gray soliton deflects to the direction of $\xi > 0$ in the coordinate system(ξ , ζ) ; when $v < 0$, it first deflects to the direction of $\xi < 0$, and then bends to the direction of $\xi > 0$ after propagating for a small distance.

Keywords : photovoltaic spatial dark soliton , photovoltaic spatial gray soliton , diffusion effect , self-deflection

PACC : 4265J 4265S

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374121 , 10574167).

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