

中心对称和非中心对称单光子光折变空间屏蔽灰孤子的时间特性

吉选芒¹, 姜其畅¹, 苏艳丽¹, 刘劲松²

(1. 山西运城学院 物理与电子工程系, 山西 运城 044000;
2. 华中科技大学 光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074)

摘要: 为了得到中心对称和非中心对称外加电场单光子光折变晶体中空间屏蔽灰孤子时间特性的结果, 基于中心对称和非中心对称单光子光折变效应的基本理论, 推导出了含时间参量的空间电荷场和光波的动态演化方程, 采用数值方法, 分别研究了基于中心对称和非中心对称单光子光折变晶体中灰孤子强度包络和强度半峰全宽的时间特性。结果表明: 当孤子的峰值强度与暗辐射的比值较大时, 孤子的半峰全宽先是随时间递减到一个最小值, 然后逐渐增加到一个稳定的常数值。当孤子的峰值强度与暗辐射的比值较小时, 孤子的半峰全宽随时间的增加而单调减小, 最终达到一稳定状态。对不同时刻灰孤子的动态演化特性进行了研究, 中心对称和非中心对称空间灰孤子有类似的时间演化特性。

关键词: 非线性光学; 中心对称和非中心对称光折变介质; 空间孤子; 时间行为

中图分类号: O437 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2013)01-0063-06

Temporal behavior of the screening grey spatial solitons in one-photon centrosymmetric and non-centrosymmetric photorefractive crystals

Ji Xuanmang¹, Jiang Qichang¹, Su Yanli¹, Liu Jinsong²

(1. Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng 044000, China;
2. College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to study the temporal behavior of screening gray spatial solitons in biased one-photon centrosymmetric and non-centrosymmetric photorefractive crystals, the expressions of time-dependent space-charge field and dynamical evolution equation were deduced based on one-photon centrosymmetric and non-centrosymmetric photorefractive effect. The temporal behavior of the intensity profiles and the intensity full width at half maximum (FWHM) of gray solitons were studied by numerical method. The results indicate that, when the ratio between the soliton peak intensity and dark irradiance is larger, the FWHM of solitons first decreases to a minimum and then increases to a constant value; when the ratio between the soliton peak intensity and dark irradiance is smaller, the FWHM of gray solitons decreases

收稿日期: 2012-05-13; 修訂日期: 2012-06-23

基金项目: 山西省自然科学基金(2011011003-2); 山西省高校科技研究开发项目(20111125)

作者简介: 吉选芒(1965-), 男, 教授, 硕士, 主要从事光折变非线性光学方面的研究。Email:jixuanmang@126.com

monotonously with the increase of time toward steady state. Dynamical evolutions of the grey spatial solitons are simulated numerically at different time. Centrosymmetric and non-centrosymmetric gray solitons have the similar temporal properties.

Key words: nonlinear optics; centrosymmetric and non-centrosymmetric photorefractive material; spatial soliton; temporal behavior

0 引言

自 20 世纪 90 年代光折变空间孤子发现以来,由于其在光学信息处理、光学开关和光计算等方面有潜在应用前景,因而受到研究者的极大关注,光折变空间孤子成为非线性光学的一个热门研究领域。光折变空间孤子分为中心对称孤子与非中心对称孤子两大类型。目前证明的非中心对称空间孤子有屏蔽孤子^[1-2]、光伏孤子^[3]和屏蔽-光伏孤子^[4]。发现的中心对称光折变空间孤子只有屏蔽孤子^[5-7]。而上述研究都是针对稳态情形。与此同时,研究者对空间孤子的时间特性也进行了理论和实验研究。在非中心对称空间孤子时间特性研究方面,1996 年 Fressengeas^[8]报导了一维空间亮孤子的时间特性,2003 年 Chauvet 证明开路一维光伏暗孤子的时间行为^[9]。Zhan 等报道开路一维亮光伏空间孤子动态演化特性时间行为^[10]。申岩等研究考虑背景光照射的开路光伏空间孤子的动态行为^[11]。2008 年, Lu 等还对屏蔽光伏空间孤子时间特性进行了全面分析^[12-13]。对中心对称光折变空间孤子时间特性报道从 2011 年开始,笔者所在的小组报道了中心对称单光子空间亮孤子在大光强和小光强的时间特性^[14]。随后,还报道了低振幅中心对称单光子暗和灰孤子的时间特性^[15]。Zhan 等^[16]报道了大光强中心对称单光子空间亮和暗孤子的时间特性。在研究单光子光折变空间孤子的同时,笔者等还提出了双光子光折变空间灰孤子和双光子光折变亮屏蔽孤子的相互作用的理论^[17-18]。上述对单光子中心对称和非中心对称亮和暗孤子的时间特性研究表明,大光强时,孤子的半峰全宽随时间的增加先由大变小,达到一个极小值后又增加,最终形成宽度不变的的稳态孤子。形成稳态孤子所需时间随入射光强增加而变小。小光强时,孤子的半峰全宽随时间的增加而单调减小,最终达到一稳态值。但对大光强空间灰孤子的时间特性一直未见报道。文中理论研究

了中心对称和非中心对称单光子光折变晶体中屏蔽空间灰孤子的时间特性。推导出了适合光强变化整个范围内的含时间参量的空间电荷场和光波的动态演化方程,得到了含时间参量灰孤子的归一化空间包络数值积分形式,对大光强和小光强灰孤子的空间包络和半峰全宽的时间特性进行了详细的数值分析。同时还分析了不同时刻灰孤子在中心对称与非中心对称光折变晶体中的演化特性。

1 理论模型

设有一束只在 x 方向衍射和偏振的类孤子激光束,分别沿一块非中心对称和中心对称光折变晶体的 z 方向传播,两块晶体光轴 c 和外电场也都朝 x 方向。入射光光场可表述为: $\vec{E} = x\phi(\hat{x}, z)\exp(ikz)$, 其中, ϕ 为入射光束的慢变振幅包络, $k = k_0 n_e$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为波矢量, λ_0 为光束在自由空间波长, n_e 为材料未受扰动的折射率。在上述假设下,光束在非中心对称光折变晶体中满足方程^[3-4]:

$$i \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_e^2}{2} r_{33} E_{sc} \phi = 0 \quad (1)$$

光束在中心对称光折变晶体中满足方程^[5-6]:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_e^3 g_{eff} \epsilon_0^3 (\epsilon_r - 1)^2 E_{sc}^2}{2} \right) \phi(x, z) = 0 \quad (2)$$

式中: r_{33} 为非中心对称晶体的有效电光系数; g_{eff} 为中心对称晶体的有效电光系数; ϵ_0 为真空的介电常数; ϵ_r 为介质的相对介电常数; E_{sc} 为晶体内光波感应出的空间电荷场,由 Kukhtarev 带输运模型的非线性微分方程给出^[19]:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (S_l I + \beta_l)(N_D - N_D^+) - \gamma n N_D^+ \quad (3)$$

$$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \rho_l \quad (4)$$

$$\rho_l = e(N_D^+ - n - N_A) \quad (5)$$

$$J = e \mu n E_{sc} + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} \quad (6)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = 0 \quad (7)$$

式中: N_D 为材料中的施主密度; N_D^+ 为晶体材料中的电离施主密度; N_A 为受主密度; n 为导带上的电子密度; s_i 和 β_i 分别是光电离截面和热激发速率; γ 为载流子的复合率; μ 为电子的迁移率; e 为基本电荷; ρ 为材料中的电荷密度; k_B 为玻耳兹曼常数; T 为绝对温度; J 为电流密度; I 为晶体中孤子光束的强度,依Poynting定律, $I=(n_e/2\eta_0)|\phi|^2$, $\eta_0=(\mu_0/e_0)^{1/2}$, μ_0 为真空的磁导率。

在光折变晶体中,一般自由电子的密度 n 和 N_D 、 N_A 和 N_D^+ 相比可忽略,于是可有,即 $N_D^+ \approx N_A$ 。同时,载流子的复合时间与介电响应时间比较可忽略^[9],既满足 $\partial N_D^+/\partial t=0$ 。基于这些近似,由公式(3)~(7)能得到如下方程:

$$T_d I_d \frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial x \partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(I + I_d) E_{sc}] + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = 0 \quad (8)$$

式中: $T_d=(\varepsilon_0 \varepsilon_r \gamma N_A)/[e \mu \beta_i (N_D - N_A)]$, $I_d=\beta_i/s_i$ 为暗辐射,考虑参考文献[2]中的空间电场稳态时的 $E_{sc}(t \rightarrow 0)=E_0(I_\infty + I_d)/(I + I_d) - (k_B T/e)(\partial I / \partial x)/(I + I_d)$,初始时刻 $E_{sc}(t \rightarrow 0)=E_0$,可得空间电荷场随时间变化的表达式^[14]:

$$E_{sc} = E_0 \exp \left[-\frac{(I + I_d)t}{T_d I_d} \right] + \left[E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} - \frac{k_B T}{e(I + I_d)} \frac{\partial I}{\partial x} \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{(I + I_d)t}{T_d I_d} \right] \right\} \quad (9)$$

式中: $I_\infty=I(\infty, z)$ 为 x 方向无穷远处的光强; E_0 为外加电场。

用无量纲的坐标变量变换: $\xi=z/(kx_0)$, $s=x/x_0$ 和 $U=[2\eta_0 I_d/n_e]^{-1/2}\phi$, x_0 为一个任意的空间宽度。忽略扩散项,把公式(9)代入公式(1),可得到非中心对称晶体中光波振幅 U 满足的演化方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \frac{\beta_1}{(1+|U|^2)^2} \{1+\rho+(|U|^2-\rho) \times \exp[-(1+|U|^2)\tau]\} U = 0 \quad (10)$$

同样的做法,把公式(9)代入公式(2),能得到中心对称晶体中光波振幅 U 满足的方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \frac{\beta_2}{(1+|U|^2)^2} \{1+\rho+(|U|^2-\rho) \times \exp[-(1+|U|^2)\tau]\}^2 U = 0 \quad (11)$$

其中, $\beta_1=\frac{1}{2}r_{33}n_e^4(k_0x_0)^2E_0$, $\beta_2=\frac{1}{2}g_{eff}n_e^4(k_0x_0)^2\varepsilon_0^2(\varepsilon_r-1)^2E_0^2$,

$\rho=I_\infty/I_d$, $\tau=t/I_d$ 。

2 非中心对称空间屏蔽灰孤子的时间特性

对于非中心对称屏蔽灰孤子,把光波包络 U 表示为^[2]:

$$U(s, \xi) = \rho^{1/2} y(s) \exp \left[i \left(u \xi + \int \frac{Q ds}{y^2(s)} \right) \right] \quad (12)$$

式中: Q 为待定的实常数; $y(s)$ 为归一化振幅函数,满足 $|y(s)| \leq 1$,边界条件为 $y(s \rightarrow \pm \infty) = 1$, $y^2(0) = m$ ($0 < m < 1$), m 为孤子的灰度参量, $y'(0) = 0$, $y^{(n)}(\infty) = 0$ ($n \geq 1$), u 为光波传播常数非线性位移。把 U 的表达式(12)代入(10)中可得:

$$\frac{dy^2}{ds^2} = 2uy + \frac{Q^2}{y^3} + \frac{2\beta_1}{2+\rho y^2} \{ (1+\rho) + (\rho y^2 - \rho) \times \exp[-(1+\rho y^2)\tau] \} y = 0 \quad (13)$$

把 $s \rightarrow \pm \infty$ 的边界条件代入公式(13),可有:

$$Q^2 = -2(u + \beta_1) \quad (14)$$

将公式(14)代入(13)积分,结合 $y(s \rightarrow \pm \infty) = 1$, $s \rightarrow \pm \infty$ 时 $y(s)$ 的各阶导数均为零的条件,可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy}{ds} \right)^2 &= 2u(y^2 - 1) + 2(u + \beta_1) \left(\frac{1}{y^2} - 1 \right) + \frac{2\beta_1(1+\rho)}{\rho} \times \\ &\ln \left(\frac{1+\rho y^2}{1+\rho} \right) - \frac{2\beta_1}{\tau\rho} \{ \exp[-(1+\rho y^2)\tau] - \\ &\exp[-(1+\rho)\tau] \} - \frac{2\beta_1(1+\rho)}{\rho} \times \\ &\{ Ei[-(1+\rho y^2)\tau] - Ei[-(1+\rho)\tau] \} \end{aligned} \quad (15)$$

再利用条件 $y^2(0) = m$, $y'(0) = 0$,可得:

$$\begin{aligned} u &= \frac{\beta_1}{m-1} - \frac{\beta_1 m (1+\rho)}{\rho(m-1)^2} \ln \left(\frac{1+\rho m}{1+\rho} \right) + \frac{m \beta_1}{(m-1)^2 \tau \rho} \times \\ &\{ \exp[-(1+\rho m)\tau] - \exp[-(1+\rho)\tau] \} + \frac{\beta_1(1+\rho)m}{\rho(m-1)^2} \times \\ &\{ Ei[-(1+\rho m)\tau] - Ei[-(1+\rho)\tau] \} \end{aligned} \quad (16)$$

式中: $Ei(\theta) = - \int_{-\theta}^{+\infty} [\exp(-\theta)/\theta] d\theta$ 是数值积分的代表形式,随 θ 代表的参量不同而变化。在 $\beta_1 < 0$ 的条件下,数值求解公式(15)和公式(16)可得到非中心对称屏蔽空间灰孤子在不同时刻的归一化包络,对灰孤子的时间特性可进行研究。

为了说明结果,选取SBN非中心对称光折变晶体,其相关参量为^[2]: $n_e = 2.35$, $r_{33} = 224 \times 10^{-12} \text{Vm}^{-1}$ 。入射光波长 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = 40 \mu\text{m}$,外加电场 $E_0 = -2 \times 10^6 \text{Vm}^{-1}$ 。由这些参量可有 $\beta_1 = -173$,图1给出的是 $\rho = 50$, $\beta_1 = -173$, $m = 0.5$, $\tau = 0.009, 0.03$ 和 10 时,非中心对称屏蔽灰孤

子归一化强度包络。从图中可以看出,随着时间的增加,孤子的宽度先由宽变窄,然后又由窄变宽。

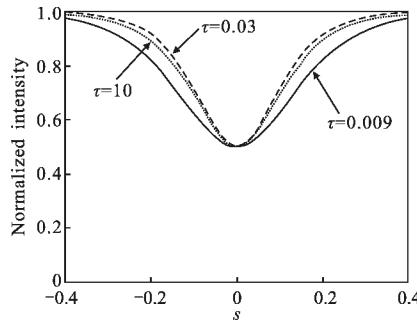


图 1 非中心对称晶体中灰孤子不同 τ 下归一化强度包络图

Fig.1 Normalized intensity profiles of gray solitons under different τ

图 2 给出的是 $\rho=50$, $\tau=0.009$, 0.03 和 10 时,由公式(15)和公式(16)得到的孤子包络做为输入光束入射到非中心对称光折变晶体中,得到 3 个时刻的入射光束在非中心对称光折变晶体材料中的演化。可以看到,不同时刻的入射光束都能在非中心对称光折变晶体中稳定地传输。

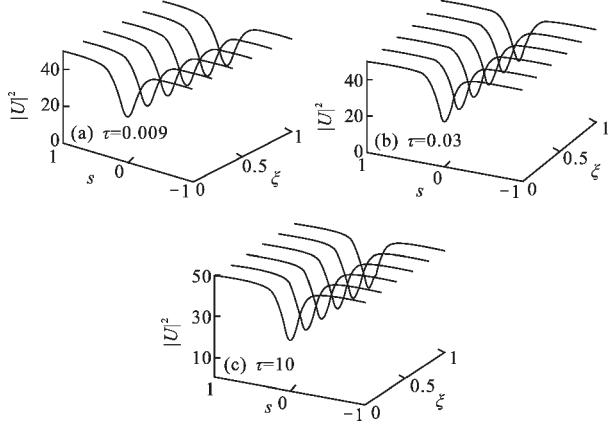


图 2 非中心对称晶体中灰孤子在不同 τ 下的稳定传播

Fig.2 Stable propagation of gray spatial solitons under different τ

图 3 是当 $\beta_1=-173$, $m=0.5$ 时,非中心对称晶体中灰孤子的强度半峰全宽(FWHM)在不同的 ρ 下随时间 τ 的变化过程。图(a)是入射光强较小时的情形,可以看出, ρ 较小时,灰孤子的半峰全宽随着时间的增加单调递减,最终形成稳定孤子态。图(b)是光强大的情形,这时孤子的半峰全宽随时间的增加先由大变小,达到一个极小值后又增加,最终形成宽度一定的稳态孤子。入射光强越大,形成稳态孤子所需时间愈短。

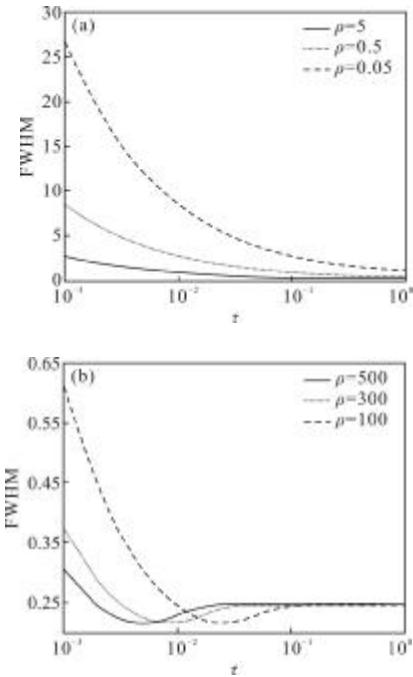


图 3 非中心对称晶体中灰孤子强度 FWHM 在不同 ρ 下随时间 τ 的演化曲线

Fig.3 Intensity FWHM of gray spatial soliton versus ρ under different τ

3 中心对称空间屏蔽灰孤子的时间特性

对于中心对称光折变屏蔽空间灰孤子,可把光波包络 U 表示为^[2]:

$$U(s, \xi) = \rho^{1/2} y(s) \exp \left[i \left(v \xi + \int \frac{P ds}{y^2(s)} \right) \right] \quad (17)$$

式中: P 为待定的实常数; $y(s)$ 为归一化振幅函数,边界条件与上述的非中心对称空间灰孤子完全一样; v 为光波传播常数非线性位移。将公式(17)代入公式(11)有:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{ds^2} &= 2vy + \frac{P^2}{y^3} + \frac{2\beta_2}{(1+\rho y^2)^2} \{ (1+\rho) + (\rho y^2 - \rho) \times \\ &\exp[-(1+\rho y^2)\tau] \}^2 y = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

将 $s \rightarrow \pm \infty$ 的边界条件代入公式(18),可有:

$$P^2 = -2(u + \beta_2) \quad (19)$$

将公式(19)代入公式(18)积分,考虑到 $y(s \rightarrow \pm \infty)$ 时 $y(s)$ 各阶导数为零,可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy}{ds} \right)^2 &= 2(y^2 - 1) + 2(u + \beta_2) \left(\frac{1}{y^2} - 1 \right) + \frac{2\beta_1(1+\rho)^2}{\rho} \times \\ &\left(\frac{1}{1+\rho} - \frac{1}{1+\rho y^2} \right) + \frac{4\beta_2(1+\rho)^2}{\rho} \times \{ \exp[-(1+\rho y^2)] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\exp[-(1+\rho)\tau]}{1+\rho} + \frac{4\beta_2(1+\rho)(1+\tau+\rho\tau)}{\rho} \times \{ \text{Ei}[-(1+\rho)y^2]\tau - \\ & \text{Ei}[-(1+\rho)\tau] - \frac{\beta_2}{\tau\rho} \{ \exp[-2(1+\rho)y^2]\tau - \exp[-2(1+\rho)\tau] \} \\ & - [\frac{2\beta_2}{\rho} + 4\beta_2 + 2\beta_2\rho] \times \{ \frac{\exp[-2(1+\rho)y^2]}{1+\rho y^2} - \\ & \frac{\exp[-(1+\rho)\tau]}{1+\rho} \} - [\frac{4\beta_2(1+\tau)}{\rho} + 4\beta_2 + 8\beta_2\tau + 4\beta_2\rho\tau] \times \\ & \{ \text{Ei}[-(1+\rho)y^2]\tau - \text{Ei}[-(1+\rho)\tau] \} \end{aligned} \quad (20)$$

再利用边界条件 $y^2(0)=m, y'(0)=0$, 可得:

$$\begin{aligned} v = & \frac{\beta_2}{m-1} - \frac{2\beta_2 m(1+\rho)^2}{\rho(m-1)^2} \left(\frac{1}{1+\rho} - \frac{1}{1+\rho m} \right) - \\ & \frac{2\beta_2 m(1+\rho)^2}{\rho(m-1)^2} \times \{ \frac{\exp[-(1+\rho m)]}{1+\rho m} - \frac{\exp[-(1+\rho)\tau]}{1+\rho} \} - \\ & \frac{2\beta_2 m(1+\rho)(1+\tau+\rho\tau)}{\rho(m-1)^2} \times \{ \text{Ei}[-(1+\rho m)\tau] - \text{Ei}[-(1+\rho)\tau] \} + \\ & \frac{\beta_2 m}{2(m-1)^2 \tau \rho} \{ \exp[-2(1+\rho m)\tau] - \exp[-2(1+\rho)\tau] \} + \\ & \frac{m}{(m-1)^2} [\frac{\beta_2}{\rho} + 2\beta_2 + \beta_2\rho] \times \{ \frac{\exp[-2(1+\rho m)]}{1+\rho m} - \\ & \frac{\exp[-(1+\rho)\tau]}{1+\rho} \} + \frac{m}{(m-1)^2} [\frac{2\beta_2(1+\tau)}{\rho} + 2\beta_2 + 4\beta_2\tau + \\ & 2\beta_2\rho\tau] \times \{ \text{Ei}[-(1+\rho m)\tau] - \text{Ei}[-(1+\rho)\tau] \} \end{aligned} \quad (21)$$

在 $\beta_2 < 0$ 的条件下, 由公式(20)和公式(21), 可得到中心对称光折变空间屏蔽灰孤子在不同时刻的归一化包络。

为了说明结果, 采用和参考文献[20]相同的做法, 选一中心对称光折变材料, 让其有效电光系数 $g_{\text{eff}} < 0$, 其他参量为^④: $n_e=2.2, \epsilon_r=8000, g_{\text{eff}}=-0.12 \text{ m}^4 \text{C}^{-2}, \epsilon_0=8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{N}^{-1}, \lambda_0=0.5 \mu\text{m}, x_0=40 \mu\text{m}, E_0=2 \times 10^5 \text{ Vm}^{-1}$ 。由这些参量, 可有 $\beta_2=-71.3$ 。图4是取 $\rho=50, \beta_2=71.3, m=0.7$ 时, 中心对称光折变空间灰孤子在不同的时间下的归一化强度包络, 可以看出, 孤子宽度变化行

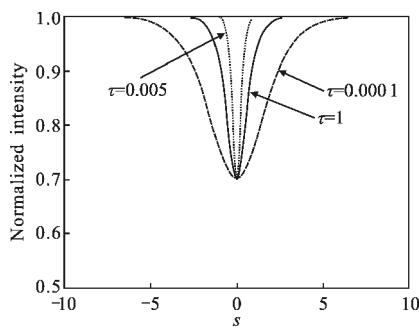


图4 中心对称晶体中灰孤子在不同 τ 下归一化强度包络图

Fig.4 Normalized intensity profiles of gray solitons under different τ

为与非中心对称灰孤子一致, 也是先由宽变窄, 然后又由窄变宽。

图5是 $\rho=50$, 以 $\tau=0.0001, 0.005$ 和 1 时的孤子包络作为输入光束, 数值计算出的 3 个时刻下, 入射光束在中心对称光折变晶体中的动态演化过程。可以看出, 与非中心对称晶体中光束的演化特性一样, 不同时刻下的孤子光束都可以在材料中稳定地传输。

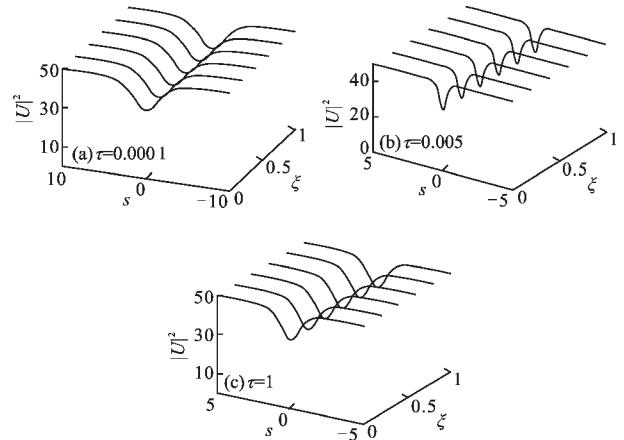


图5 中心对称晶体中灰孤子在不同 τ 下的稳定传播

Fig.5 Stable propagation of gray spatial solitons under different τ

图6是 $\beta_2=-71.3, m=0.7$ 时, 中心对称光折变晶体中灰孤子的半峰全宽在不同 ρ 的情况下随时间的

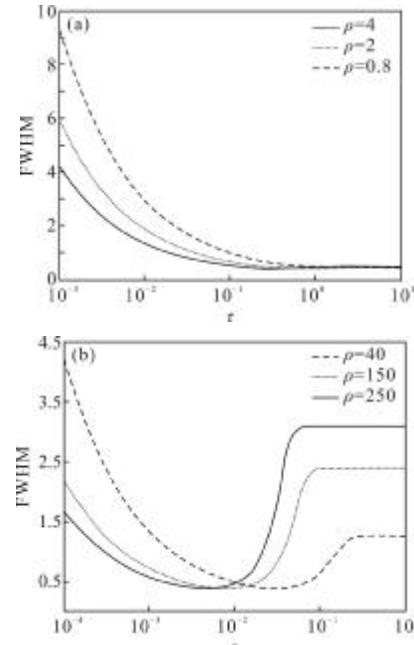


图6 中心对称晶体中灰孤子强度 FWHM 在不同的 ρ 下随 τ 的演化曲线

Fig.6 Intensity FWHM of grey spatial solitons versus τ under different ρ

变化过程。从图(a)中可看到, ρ 较小时, 灰孤子的半峰全宽随着时间的增加而单调减小, 最终形成稳态孤子。从图(b)可以看出, ρ 大时, 孤子的半峰全宽随时间的增加, 先由大变小到一个极小值后又逐渐增加, 最终形成一稳态孤子。入射光强愈越大, 形成稳态孤子所需时间愈短。大光强时, 中心对称晶体中灰孤子的半峰全宽在稳态时随光强的增大而增大。这与非中心对称光折变晶体是不一样的。

4 结 论

文中分别研究了中心对称和非中心对称光折变晶体中屏蔽空间灰孤子的时间特性。研究结果表明: 当孤子的峰值强度与暗辐射的比值较大时, 孤子的半峰宽度先是随时间增加递减到一个最小值, 然后又逐渐增加到一个稳定的常数值。当孤子的峰值强度与暗辐射的比值较小时, 孤子的半峰全宽随时间的增加而单调减小, 最终达到一稳定状态。入射光强越大, 形成稳态孤子所需时间愈短。不同时刻形成的空间灰孤子在两种类型的光折变晶体中都能稳定地传播。中心对称和非中心对称晶体中的灰孤子有类似的时间演化特性, 结果对光折变空间孤子时间特性的理论建立有着十分重要意义。

参 考 文 献:

- [1] Segev M, Crosignani B, Yariv A, et al. Spatial soliton in photorefractive media[J]. Phys Rev Lett, 1992, 68(7): 923-926.
- [2] Christodoulides D N, Carvalho M I. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. J Opt Soc Am B, 1995, 12(9): 1628-1633.
- [3] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, et al. Photovoltaic spatial solitons[J]. J Opt Soc Am B, 1997, 14(7): 1772-1781.
- [4] Liu Jinsong, Lu Keqing. Spatial solitaire wave in biased photovoltaic-photorefractive crystals [J]. Acta Physica Sinica, 1998, 47(9): 1509-1514. (in Chinese)
- [5] Segev M, Agranat A. Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media[J]. Opt Lett, 1997, 22(17): 1299-1301.
- [6] Li Jinping, Lu Keqing, Zhao Wei, et al. Screening solitons in biased centrosymmetric photorefractive media [J]. Acta Photonica Sinica, 2006, 35(2): 257-260. (in Chinese)
- [7] Zhan K Y, Hou C F, Du Y W. Self-deflection of steady-state bright spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystals[J]. Opt Commun, 2010, 283: 138-141.
- [8] Fressengeas N, Maufoy J, Kugel G. Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons [J]. Phy Rev E, 1996, 54: 6866-6975.
- [9] Mathieu C. Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons[J]. J Opt Soc Am B, 2003, 20(12): 2515-2522.
- [10] Zhang Lei, Lu Keqing, Zhang Meizhi, et al. Temporal development of open-circuit bright photovoltaic solitons [J]. Chinese Physics B, 2008, 17(7): 2539-2543.
- [11] Shen Yan, Zhang Guoquan, Xu Jingjun, et al. Dynamic behavior of open-circuit photovoltaic spatial solitons[J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(3): 529-553. (in Chinese)
- [12] Lu K Q, Zhao W, Zhang L, et al. Temporal behavior of dark spatial solitons in closed-circuit photovoltaic media [J]. Opt Commun, 2008, 281: 2913-2917.
- [13] Lu K Q, Zhao W, Chen Y Z, et al. Temporal development of spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic materials [J]. J Modern Optics, 2008, 55(10): 1571-1585.
- [14] Ji X M, Jiang Q C, Wang J L, et al. Theoretical study of the temporal behavior of one-dimensional spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystal [J]. Phys Scr, 2011, 83(2): 025404.
- [15] Ji Xuanmang, Yao Jihuan, Jiang Qichang, et al. Temporal behavior of the low-amplitude dark and gray spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(10): 1019001-1019006. (in Chinese)
- [16] Zhan K Y, Hou C F, Pu S Z. Temporal behavior of spatial solitons in centrosymmetric photorefractive crystals [J]. Opt and Laser Technology, 2011, 43(7): 1274-1278.
- [17] Ji Xuanmang, Jiang Qichang, Liu Jinsong. Grey screening-photovoltaic spatial soliton in two-photon photorefractive crystals [J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(1): 36-40. (in Chinese)
- [18] Jiang Qichang, Ji Xuanmang, Su Yanli. Effects of incidence optical intensity on interaction of two -photon bright screening solitons[J]. Infrared and Laser Engineering, 2010, 39(3): 418-421. (in Chinese)
- [19] Kukhtarev N V, Markov V B, Odulov S G, et al. Holographic storage in electrooptic crystals [J]. Ferroelectric, 1979, 22: 946-960.
- [20] Zhan K Y, Hou C F. Separate spatial soliton pairs in a biased series centrosymmetric photorefractive crystal circuit [J]. Optik, 2011, 122: 563-568.