

低振幅中心对称光折变暗和灰空间孤子的时间特性

吉选芒¹ 姚纪欢¹ 姜其畅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 为了研究中心对称光折变晶体中低振幅暗和灰空间孤子的时间特性, 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, 得到了中心对称光折变晶体中低振幅空间暗和灰孤子强度包络和强度半峰全宽的时间演化特性。结果表明, 初始阶段形成的宽度较宽的孤子, 其宽度随时间单调递减到一个最小值直至稳态孤子的形成; 在相同的演化时间内, 孤子的半峰全宽随着孤子峰值强度和暗辐射比值的增大而变小。暗和灰孤子有类似的时间演化特性。

关键词 非线性光学; 中心对称光折变介质; 空间孤子; 低振幅; 时间行为

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.1019001

Temporal Behavior of the Low-Amplitude Dark and Gray Spatial Solitons in Centrosymmetric Photorefractive Media

Ji Xuanmang¹ Yao Jihuan¹ Jiang Qichang¹ Liu Jinsong²

¹ Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng, Shanxi 044000, China
² College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract In order to study the temporal behavior of the low-amplitude dark and gray spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystals, the expressions of time-dependent space-charge field and dynamical evolution equation are obtained. The temporal behavior of the intensity profiles and the intensity full width at half maximum (FWHM) of dark and gray solitons are obtained by numerical method. The results indicate that a broad soliton is generated at the beginning, and as time evolves, the intensity width of photovoltaic spatial solitons decreases monotonously to a minimum value toward steady state. Within the same propagation time, the higher the ratio of soliton peak intensity to the dark irradiation intensity is, the shorter the FWHM of photovoltaic solitons is. Dark and gray solitons have the similar temporal properties.

Key words nonlinear optics; centrosymmetric photorefractive material; spatial soliton; low amplitude; temporal behavior

OCIS codes 190.6135; 190.5330

1 引言

自光折变空间孤子发现以来, 由于其在全光开关、光互联及光学计算等方面有潜在的应用前景, 已引起了研究者的广泛关注。迄今为止, 在非中心对称光折变晶体中发现的空间孤子包括瞬态孤子、屏蔽孤子、光伏孤子和屏蔽-光伏孤子^[1~4]。同时人们还研究了光折变空间孤子的自偏转^[5,6]。近期还提

出了双光子空间孤子的理论^[7~9]。在对中心对称光折变空间孤子的研究中, 1997年, Segev等^[10]预言中心对称光折变材料中可以形成空间亮孤子; 次年, Delre等^[11]在中心对称铌酸锂钾光折变晶体中观测到了空间亮孤子。2006年, 李金萍等^[12]报道了有偏压中心对称光折变晶体中存在亮和暗的屏蔽孤子。2010年, Zhan等^[13]研究了中心对称光折变晶体中

收稿日期: 2011-03-14; 收到修改稿日期: 2011-05-09

基金项目: 山西省自然科学基金(2011011003-2)和山西省高等学校科技研究开发项目(20111125)资助课题。

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

空间亮孤子的自偏转特性。在研究孤子稳态演化特性的同时,对孤子的时间特性也进行了研究。1996年,Fressengeas等^[14]报道了一维光折变空间明孤子的时间特性,2003年,Mathieu^[15]分析了开路条件下一维暗光伏空间孤子的时间特性,并给出了实验验证。2008年,Zhang等^[16]研究了开路条件下一维亮光伏空间孤子的含时动态演化特性。同年,申岩等^[17]研究了开路光伏空间孤子的动态行为。同时Lu等^[18,19]对外加电场光伏光折变孤子的时间特性进行了分析。上述文献所报道的都是关于非中心对称光折变材料中空间孤子的时间特性,关于中心对称光折变空间光孤子时间特性报道甚少。本文对中心对称光折变晶体中低振幅暗和灰空间孤子的时间特性进行了理论分析,得出了低振幅空间暗和灰孤子归一化空间包络随时间变化的方程,对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。

2 基本理论

为了研究中心对称光折变晶体中低振幅空间暗和灰孤子的时间特性,设一束沿 x 方向衍射和偏振的光束沿 z 轴射入中心对称光折变晶体中,晶体光轴和外加电场都沿 x 方向。入射光光场可用其慢变振幅包络 ϕ 表述为

$$\mathbf{E} = x\phi(x, z)\exp(ikz), \quad (1)$$

式中 $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0)n_e$, λ_0 为自由空间波长, n_e 为材料未受扰动的折射率。在上述条件下,光束满足如下方程^[10,13]:

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

式中 g_{eff} 为有效电光系数, ϵ_0 和 ϵ_r 分别是真空和相对介电常数, E_{sc} 是晶体中的空间电荷场,可由Kukhtarev带运输模型中的非线性微分方程描述为^[20]

$$\frac{\partial N_{\text{D}}^+}{\partial t} = (s_i I + \beta_i)(N_{\text{D}} - N_{\text{D}}^+) - \gamma n N_{\text{D}}^+, \quad (3)$$

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

$$\rho_i = e(N_{\text{D}}^+ - n - N_{\text{A}}), \quad (5)$$

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

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

式中 N_{D} 为施主密度, N_{D}^+ 为电离的施主密度, N_{A} 为受

主(或陷阱)密度, n 为导带上的电子密度, s_i 为光电离截面, β_i 为热激发速率, γ 为复合率, μ 和 e 分别为电子的迁移率和基本电荷, ρ_i 为电荷密度, k_{B} 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, J 为电流密度, I 为孤子光束的强度。按照 Poynting 定律, $I = (n_e/2\eta_0) |\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, μ_0 是真空的磁导率。

在典型的光折变晶体中,自由电子的密度 n 与 N_{D} , N_{A} 和 N_{D}^+ 相比可忽略,这意味着电离的施主密度近似等于受主密度,即 $N_{\text{D}}^+ \approx N_{\text{A}}$ 。另一方面,载流子的复合时间与介电响应时间相比可忽略,即有 $\partial N_{\text{D}}^+/\partial t = 0$ ^[15]。在这些近似条件下,由上面的方程可以得到

$$T_{\text{d}} I_{\text{d}} \frac{\partial^2 E_{\text{sc}}}{\partial x \partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(I + I_{\text{d}}) E_{\text{sc}}] + \frac{k_{\text{B}} T}{e} \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = 0, \quad (8)$$

式中 $T_{\text{d}} = (\epsilon_0 \epsilon_r / e\mu) [\gamma N_{\text{A}} / \beta_i (N_{\text{D}} - N_{\text{A}})]$ 是无照场时的介电弛豫时间, $I_{\text{d}} = \beta_i / s_i$ 为暗辐射,文献[2]给出的空间电场达到稳态时的表达式为

$$E_{\text{sc}}(t \rightarrow \infty) = E_0 (I_{\infty} + I_{\text{d}}) / (I + I_{\text{d}}) - (k_{\text{B}} T / e) (\partial I / \partial x) / (I + I_{\text{d}}). \quad (9)$$

结合(9)式对(8)式的空间坐标积分可以得到

$$\frac{T_{\text{d}} I_{\text{d}}}{I + I_{\text{d}}} \frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial t} + E_{\text{sc}} + \frac{k_{\text{B}} T}{e(I + I_{\text{d}})} \frac{\partial I}{\partial x} = E_0 \frac{I_{\infty} + I_{\text{d}}}{I + I_{\text{d}}}, \quad (10)$$

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。考虑到初始时刻 $E_{\text{sc}}(t \rightarrow 0) = E_0$, 由(10)式可得到空间电荷场随时间变化的表达式为

$$E_{\text{sc}} = E_0 \exp\left[-\frac{(I + I_{\text{d}})t}{T_{\text{d}} I_{\text{d}}}\right] + \left[E_0 \frac{I_{\infty} + I_{\text{d}}}{I + I_{\text{d}}} - \frac{k_{\text{B}} T}{e(I + I_{\text{d}})} \frac{\partial I}{\partial x}\right] \left\{1 - \exp\left[-\frac{(I + I_{\text{d}})t}{T_{\text{d}} I_{\text{d}}}\right]\right\}. \quad (11)$$

采用下面无量纲变量:

$$\xi = z / (kx_0^2), \quad (12)$$

$$s = x / x_0, \quad (13)$$

$$U = (2\eta_0 I_{\text{d}} / n_e)^{-1/2} \phi, \quad (14)$$

式中 x_0 为一个任意的空间宽度,在忽略扩散项的条件下,将(11)式代入(1)式中可得无量纲化光波振幅 U 满足如下演化方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \frac{\beta}{(1 + |U|^2)^2} \{1 + \rho + (|U|^2 - \rho) \times \exp[-(1 + |U|^2)\tau]\} U = 0, \quad (15)$$

式中 $\beta = \frac{1}{2} g_{\text{eff}} n_e^4 (k_0 x_0)^2 \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_0^2$, $\rho = I_{\infty} / I_{\text{d}}$, $\tau = t / T_{\text{d}}$ 。在小振幅情况下,即 $|U|^2 \ll 1$, (15)式可以简化为

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \beta \{ (1 + \rho)^2 + 2(1 + \rho) |U|^2 \exp[-(1 + |U|^2)\tau] - 2(1 + \rho)\rho \exp[-(1 + |U|^2)\tau] - 2\rho |U|^2 \exp[-2(1 + |U|^2)\tau] + \rho^2 \exp[-2(1 + |U|^2)\tau] - 2(1 + \rho)^2 |U|^2 + 4(1 + \rho)\rho |U|^2 \exp[-(1 + |U|^2)\tau] - 2\rho^2 |U|^2 \exp[-2(1 + |U|^2)\tau] \} U = 0, \quad (16)$$

利用(11)式可以研究低振幅中心对称光折变晶体中空间孤子的时间特性。

3 暗空间孤子的时间特性

首先来研究暗孤子的时间演化特性。令 $U = \rho^{1/2} y(s) \exp(i\xi)$, 这里 $y(s)$ 是归一化的奇函数, 满足 $0 \leq |y(s)| \leq 1$. 相应的边界条件为 $y(0) = 0, y(s \rightarrow \pm\infty) = 1, y'(s \rightarrow \pm\infty) = 0, y''(s \rightarrow \infty) = 0$. 将 U 的表达式代入(16)式中可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = 2\nu y + 2\beta \{ (1 + \rho)^2 + 2(1 + \rho)\rho y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2(1 + \rho)\rho \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2\rho^2 y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] + \rho^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - 2(1 + \rho)^2 \rho y^2 + 4(1 + \rho)\rho^2 y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2\rho^3 y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] \} y = 0. \quad (17)$$

利用暗孤子边界条件, $y(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1, y''(s \rightarrow \infty) = 0$, 由(17)式有

$$\nu = -\beta(1 + \rho)^2(1 - 2\rho) - 4\beta(1 + \rho)\rho^2 \exp[-(1 + \rho)\tau] + 2\beta(1 + \rho)\rho^2 \exp[-2(1 + \rho)\tau]. \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式再积分一次可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = \{4\beta\rho(1 + \rho)^2 - 8(1 + \rho)\rho^2 \exp[-(1 + \rho)\tau] + 4\beta(1 + \rho)\rho^2 \exp[-2(1 + \rho)\tau]\} (y^2 - 1) - 2\beta\rho(1 + \rho)^2 (y^4 - 1) + \left[\frac{4\beta(1 + \rho)}{\tau} - \frac{4\beta(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau^2\rho}\right] \{ \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} + \left[\frac{\beta(1 + \rho)}{\tau^2} - \beta\rho\right] \{ \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \} - \frac{4\beta(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau} \{ y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} + \frac{2\beta\rho(1 + \rho)}{\tau} \{ y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \}. \quad (19)$$

对于暗孤子, 应取(19)式中的 $\beta < 0$. 即要求中心对称材料的有效电光系数 $g_{\text{eff}} < 0$. 为了说明文中的结果, 采用文献[21]的做法, 选取一种中心对称光折变晶体, 其有效电光系数 $g_{\text{eff}} < 0$, 其他参量与 KLTN 晶体具有相同的数值. 这些参量选取 $n_e = 2.2, \epsilon_r = 8000, g_{\text{eff}} = -0.12 \text{ m}^4/\text{C}^2, \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N}^1, \lambda_0 = 0.5 \text{ } \mu\text{m}, x_0 = 40 \text{ } \mu\text{m}, E_0 = 2 \times 10^5 \text{ V/m}$. 由上面的参量, 可计算出 $\beta = -71.3$. 图 1 给出了利用(19)式计算出的当 $\rho = 0.01, \beta = -71.3$ 时中心对称光折变空间暗孤子在三个不同时间下的归一化强度包络, 从图中可以清楚地看到孤子的宽度是随时间的增加而变窄的。

图 2 给出的是 $\rho = 0.01$, 分别以 $\tau = 0.1, 1$ 和 10 时的孤子包络作为输入光束, 数值模拟得出的三个时刻的入射光束在晶体中的演化过程. 可以看出, 不同时刻的入射光束都可以在晶体中稳定地传播, 随着所取时刻的增加, 孤子的宽度是变窄的。

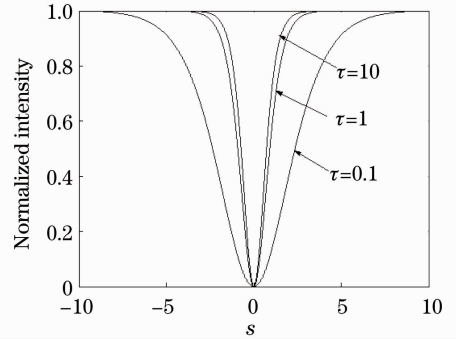


图 1 不同 τ 下暗孤子归一化强度包络图

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

图 3 是低振幅暗孤子的半峰全宽(FWHM)在不同的 ρ 下随时间 τ 的变化过程. 从图 3 可以看出, 随着时间的推移, 暗孤子的半峰全宽单调递减, 直至稳态孤子的形成. 对于同样的时间, ρ 值越大, 孤子的半峰全宽越小, 这说明入射光强越大, 晶体的非线性效应越明显。

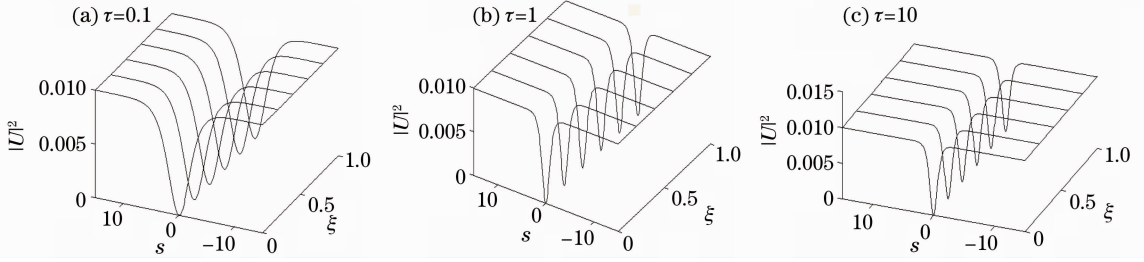


图 2 暗孤子在不同 τ 下的稳定传播

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

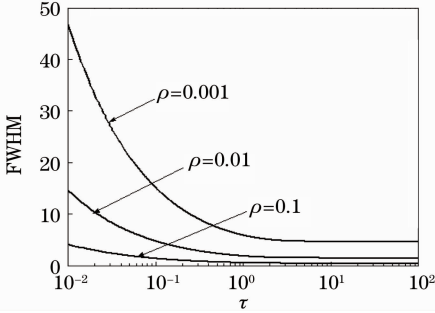


图 3 暗孤子强度 FWHM 在不同 ρ 下随时间 τ 的演化曲线

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

4 灰孤子的时间特性

对于空间灰孤子,可把光波包络 U 表示成^[2]

$$U(s, \xi) = \rho^{1/2} y(s) \exp \left[i \left(u \xi + \int \frac{Q ds}{y^2(s)} \right) \right], \quad (20)$$

式中 Q 是待定的实常数, $y(s)$ 是归一化振幅函数, 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 是灰度参量。 $y'(0) = 0$, $y^{(n)}(\infty) = 0 (n \geq 1)$ 。 u 为光波传播常数非线性位移。将(20)式代入方程(16)可得:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = 2uy + \frac{Q^2}{y^3} + 2\beta \{ (1 + \rho)^2 + 2(1 + \rho)\rho y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2(1 + \rho)\rho \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2\rho^2 y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] + \rho^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - 2(1 + \rho)^2 \rho y^2 + 4(1 + \rho)\rho^2 y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - 2\rho^3 y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] \} y = 0. \quad (21)$$

将 $s \rightarrow \pm \infty$ 的边界条件代入方程(21)式可得

$$Q^2 = -2u - 2\beta \{ (1 + \rho)^2 (1 - 2\rho) + 4(1 + \rho)\rho^2 \exp[-(1 + \rho)\tau] - 2(1 + \rho)\rho^2 \exp[-2(1 + \rho)\tau] \}, \quad (22)$$

将(22)式代入(21)式并积分一次, 考虑到 $y(s \rightarrow \pm \infty) = 1$, $s \rightarrow \pm \infty$ 时 $y(s)$ 的所有阶导数均为零, 可得

$$\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = 2u(y^2 - 1) + 2u \left(\frac{1}{y^2} - 1 \right) + 2\beta \{ (1 + \rho)^2 (1 - 2\rho) + 4(1 + \rho)\rho^2 \exp[-(1 + \rho)\tau] - 2(1 + \rho)\rho^2 \exp[-2(1 + \rho)\tau] \} \left(\frac{1}{y^2} - 1 \right) + 2\beta(1 + \rho)^2 (y^2 - 1) - 2\beta\rho(1 + \rho)^2 (y^4 - 1) + \left[\frac{4\beta(1 + \rho)}{\tau} - \frac{4\beta(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau^2 \rho} \right] \{ \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} + \left[\frac{\beta(1 + \rho)}{\tau^2} - \beta\rho \right] \{ \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \} - \frac{4\beta(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau} \{ y^2 \exp[-(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} + \frac{2\beta\rho(1 + \rho)}{\tau} \{ y^2 \exp[-2(1 + \rho y^2)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \}. \quad (23)$$

利用边界条件 $y^2(0) = m$, $y'(0) = 0$ 可得

$$u = \frac{\beta}{m-1} \{ (1 + \rho)^2 (1 - 2\rho) + 4(1 + \rho)\rho^2 \exp[-(1 + \rho)\tau] - 2(1 + \rho)\rho^2 \exp[-2(1 + \rho)\tau] \} - \frac{\beta n}{m-1} (1 + \rho)^2 + \frac{\beta n(m+1)}{(m-1)^2} \rho(1 + \rho)^2 - \frac{m}{(m-1)^2} \left[\frac{2\beta(1 + \rho)}{\tau} - \frac{2\beta(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau^2 \rho} \right] \{ \exp[-(1 + \rho n)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} - \frac{m}{(m-1)^2} \left[\frac{\beta(1 + \rho)}{2\tau^2} - \frac{\beta\rho}{2} \right] \{ \exp[-2(1 + \rho n)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \} + \frac{2\beta n(1 + \rho)(1 + 2\rho)}{\tau(m-1)^2} \{ m \exp[-(1 + \rho n)\tau] - \exp[-(1 + \rho)\tau] \} - \frac{\beta n \rho(1 + \rho)}{\tau(m-1)^2} \{ m \exp[-2(1 + \rho n)\tau] - \exp[-2(1 + \rho)\tau] \}. \quad (24)$$

对于灰孤子,在 $\beta < 0$ 的条件下数值求解(23)式和(24)式可得到灰孤子的归一化包络。

为了说明结果,仍选取上述光折变材料,相关参量如上述所示。图4给出了在 $\rho = 0.01, \beta = -71.3, m = 0.5$ 时中心对称光折变空间灰孤子在三个不同时间下的归一化强度包络,可以清楚地看到孤子的宽度是随时间的增加而变窄的。

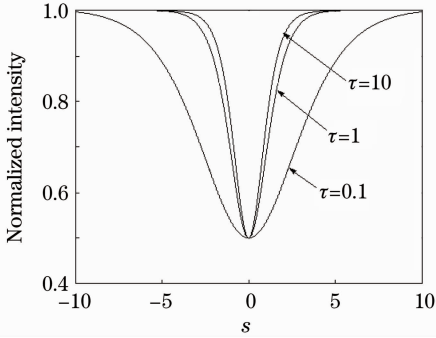


图4 不同 τ 下灰孤子归一化强度包络图

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

图5是灰孤子的半峰全宽(FWHM)在不同的 ρ 时随时间 τ 的变化过程。从图5中可以看出,不同的人射强度下,灰孤子的半峰全宽随时间的增加由大变小,最终达到稳态。对于同样的时间, ρ 值越大,孤子的半峰全宽越小。

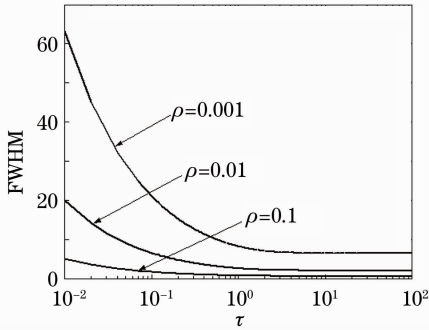


图5 灰孤子强度 FWHM 在不同 ρ 下随 τ 的演化曲线

Fig. 5 Intensity FWHM of gray spatial solitons versus τ under different ρ

5 结 论

理论分析了中心对称光折变低振幅空间暗和灰孤子的时间演化特性。结果表明,孤子的空间包络宽度随时间的演化单调递减到一个最小值直至稳态孤子的形成;在相同的演化时间下,孤子的半峰全宽随着孤子峰值强度和暗辐射比值的增大而变小。暗孤子和灰孤子有类似的时间演化特性。结果对完善

光折变空间孤子时间特性的理论有重要意义。

参 考 文 献

- 1 M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv *et al.*. Spatial solitons in photorefractive media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(7): 923~926
- 2 D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(9): 1628~1633
- 3 M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw *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
刘劲松, 卢克清. 加外电场的光伏光折变晶体中的空间孤子波 [J]. *物理学报*, 1998, **47**(9): 1509~1514
- 5 Zhang Guangyong, Liu Jinsong. Self-deflection characteristics of dark photovoltaic spatial solitons in closed circuit [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(10): 1559~1561
张光勇, 刘劲松. 闭路光伏暗空间孤子的自偏转特性研究 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(10): 1559~1561
- 6 Dong Liangwei, Ma Lihong, Wang Hui. Self-bending effect of spatial soliton in photorefractive medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(8): 1485~1489
董亮伟, 马利红, 王辉. 光折变介质中空间光孤子的自弯曲现象研究 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(8): 1485~1489
- 7 C. F. Hou, Y. B. Pei, Z. X. Zhou *et al.*. Spatial solitons in two-photon photorefractive media [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(5): 053817
- 8 Zhang Yu, Hou Chunfeng, Sun Xiudong. Temperature effects on the photovoltaic spatial solitons in two-photon photorefractive media [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 694~697
张宇, 侯春风, 孙秀冬. 温度对双光子光折变介质中光伏孤子特性的影响 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 694~697
- 9 Ji Xuanmang, Jiang Qichang, Liu Jinsong. Separate screening-photovoltaic soliton pairs in series two-photon photorefractive crystal circuit [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2370~2376
吉选芒, 姜其畅, 刘劲松. 双光子光折变晶体串联回路中独立屏蔽光伏孤子对 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2370~2376
- 10 M. Segev, A. Agrat. Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(17): 1299~1301
- 11 E. Delre, B. Crosignani, M. Tamburrini *et al.*. One-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons in centrosymmetric paraelectric potassium lithium tantalate niobate [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(6): 421~423
- 12 Li Jinping, Lu Keqing, Zhao Wei *et al.*. Screening solitons in biased centrosymmetric photorefractive media [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(2): 257~260
李金萍, 卢克清, 赵卫等. 有偏压中心对称光折变晶体中的屏蔽孤子 [J]. *光子学报*, 2006, **35**(2): 257~260
- 13 K. Y. Zhan, C. F. Hou, Y. W. Du. Self-deflection of steady-state bright spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystals [J]. *Opt. Commun.*, 2010, **283**(1): 138~141
- 14 N. Fressengeas, J. Maufroy, G. Kugel. Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons [J]. *Phys. Rev. E*, 1996, **54**(6): 6866~6975
- 15 C. Mathieu. Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(12): 2515~2522
- 16 Zhang Lei, Lu Keqing, Zhang Meizhi *et al.*. Temporal development of open-circuit bright photovoltaic solitons [J].

- Chin. Phys. B*, 2008, **17**(7): 2539~2543
- 17 Shen Yan, Zhang Guoquan, Xu Jingjun *et al.*. Dynamic behaviour of open-circuit photovoltaic spatial solitons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 528~533
申 岩, 张国权, 许京军 等. 开路光伏空间孤子的动态行为[J]. *光学学报*, 2008, **28**(3): 528~533
- 18 K. Q. Lu, W. Zhao, L. Zhang *et al.*. Temporal behavior of dark spatial solitons in closed-circuit photovoltaic media[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(10): 2913~2917
- 19 K. Q. Lu, W. Zhao, Y. Z. Chen *et al.*. Temporal development of spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic materials [J]. *J. Modern Optics*, 2008, **55**(10): 1571~1585
- 20 N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals[J]. *Ferroelectrics*, 1979, **22**(3-4): 949~960
- 21 K. Y. Zhan, C. F. Hou. Separate spatial soliton pairs in a biased series centrosymmetric photorefractive crystal circuit[J]. *Optik*, 2011, **122**(7): 563~568