

文章编号: 1001-3806(2011)04-0522-05

双光子光折变材料中的刚性光伏孤子

李文博, 关博, 侯春风*

(哈尔滨工业大学 物理系, 哈尔滨 150001)

摘要: 为了研究不同参量对双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子的影响, 推导出了刚性光伏空间孤子的演化方程, 根据实际的物理条件, 采取一定的数学近似, 对演化方程进行化简, 从而得出演化方程的亮暗孤子的解析解, 并讨论了不同参量, 如光伏电场强度、背景暗辐射光强度、启动光强度、吸收系数和光波长对孤子的影响。结果表明, 除了光伏电场强度, 亮孤子的宽度随其增加而减小之外, 亮孤子的宽度都随其它参量的增加而变大, 只是变大趋势的速度不同。研究结果可为空间光孤子理论发展提供理论依据。

关键词: 非线性光学; 演化方程; 数学近似; 解析解

中图分类号: O473 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.04.020

Rigid photovoltaic spatial solitons in two-photon photorefractive medium

LI Wen-bo, GUAN Bo, HOU Chun-feng

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: In order to analyze the effect of different parameters on the rigid photovoltaic spatial solitons formed in two-photon photorefractive medium, the evolution equation of such solitons was deduced. According to the practical condition, after the equation was simplified based on approximation, its analytical solutions were obtained, and the effect of different parameters, such as photovoltaic field, dark background radiation, start light, absorption coefficient, and wavelength, on these solitons were also discussed. Results show that with the intensity of photovoltaic field increasing, the full width at half maximum of solitons decreases accordingly and with the other parameters increasing, the full width at half maximum of solitons increases accordingly just at different increasing rates. It turned out that this study results provide theoretic basis for development of the spatial solitons theory.

Key words: nonlinear optics; evolution equation; approximate calculation; analytical solution

引言

光折变空间孤子是指在光折变介质中不发散地向前传播的光束^[1]。此时由于介质折射率发生变化, 引起自聚焦效应, 从而抵消了介质中传播光束的衍射效应, 使光束能够保持横向尺寸不变地在介质中传播。光折变空间孤子是最近十多年来光折变非线性光学领域中的一个研究热点。至今, 人们已经研究了多种类型的光折变空间孤子, 如: 准稳态(瞬态)孤子^[2-4]、屏蔽孤子^[5-6]、光伏孤子^[7-9]、屏蔽-光伏孤子^[10-12]、聚合孤子^[13-14]以及全息孤子^[15-16]等。

这里提到的各种类型的光折变空间孤子都没有考虑吸收的情况。在考虑吸收的情况下, LIU 提出了刚性孤子的概念。刚性孤子是指在系统的参量值确定的

情况下, 具有确定的强度和宽度的空间孤子。2003年, LIU 对刚性孤子进行了系统的研究。他研究的是单个信号光在由开路光伏-光折变晶体和均匀分布的抽运光构成的系统中的演化^[17]。此系统能够放大或吸收信号光, 所以这个系统是一个耗散系统。在耗散系统中, 孤子的解是由两种平衡所决定的: 增益与损耗的平衡以及衍射与非线性效应的平衡。这两种平衡导致了孤子解对应于确定的系统参量具有确定的强度和宽度, 因为只有确定的系统参量下, 总体的平衡才能够实现。同年, LIU 研究了在有偏置电场的光折变晶体和均匀分布的抽运光构成的系统中刚性空间孤子的性质^[18]。2005年, LIU 等人依据光折变二波耦合在动态光栅中, 研究了刚性全息亮孤子的动态演化^[19]。2007年, ZHANG 等人依据光折变二波耦合研究了刚性全息亮孤子的温度特性^[20]。

1979年, KUKHTAREV 等人提出了单光子光折变模型^[21], 这个模型假设光折变介质含有一定类型的杂质和缺陷, 所有的施主杂质占据一个能级, 这些施主杂

作者简介: 李文博(1986-), 男, 硕士研究生, 主要研究光孤子和慢光等非线性光学现象。

* 通讯联系人。E-mail: houchunfeng@hit.edu.cn

收稿日期: 2010-09-08; 收到修改稿日期: 2010-09-19

质通过吸收光子而电离,光电子被激发到导带上,导带上的光电子可以通过扩散和飘移而运动。被电离的施主成为未被电子占据的空穴,它们可以作为捕获电子的陷阱。当光电子迁移至暗区时,被该处的陷阱捕获而发生复合,这样就造成了空间电荷的分离。分离的空间电荷在介质内部建立起了新的空间电荷场,该空间电荷场通过电光效应,在介质内部引起与入射光强的空间分布相对应的折射率变化。但是利用单光子过程的全息光存储在读出信息时存在擦除其它信息的问题,因此,2003 年 CASTRO-CAMUS 等人^[22]提出了一个新的双光子光折变模型,在该模型中,材料的价带和导带之间还存在着一个中间能带,处于价带中的电子先在启动光的作用下被激发到中间能带,然后再被信号光激发至导带,电子在导带中迁移并和陷阱复合,进而建立空间电荷场,空间电荷场通过电光效应使材料的折射率发生变化。虽然双光子记录过程相对于单光子光折变效应复杂一点,但是作为通过读出光束再激发电子的过程,其进步在于允许一个没有擦除问题的读出过程。

2005 年, HOU 等人率先对基于双光子光折变效应的空间孤子进行了理论研究,从理论上证明了双光子光折变材料中屏蔽孤子的存在^[23]。2007 年,给出了双光子光折变材料中的亮、暗光伏孤子解^[24]。2008 年,又给出了双光子光折变材料中的灰光伏孤子解^[25]。

本文将重点讨论在考虑吸收情况下的双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子的演化方程,孤子解以及不同的参量对孤子解的影响。

1 双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子演化方程

为了在双光子光折变材料中形成刚性光伏空间孤子,一共需要 3 束光:信号光 I ,启动光 I_1 ,抽运光 I_p ,信号光和抽运光之间近似平行,但存在一个较小的夹角,如图 1 所示。

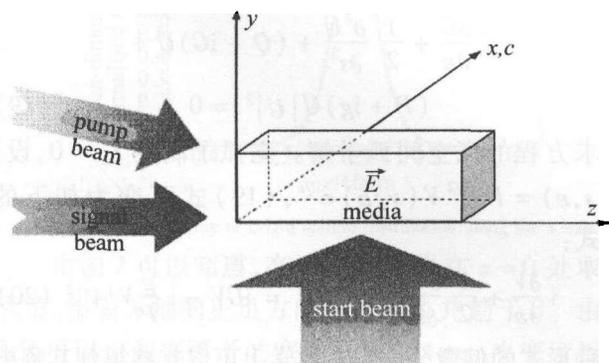


Fig. 1 Light path

先以慢包络函数 $\Phi(x, z)$ 表示入射信号光的光场,即:

$$\vec{E} = \vec{x}\Phi(x, z)\exp(ikz) \quad (1)$$

式中, $k = k_0 n_e = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_e$, n_e 为没有扰动情况下的非寻常光线的折射率, λ_0 为入射光束在自由空间内的波长。光束的传播应当满足亥姆霍兹方程,于是有:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \hat{n}_e^2 \vec{E} = 0 \quad (2)$$

式中, \hat{n}_e 为实际在光折变材料中的折射率, \hat{n}_e^2 的具体表达式为:

$$\hat{n}_e^2 = (n_e + \Delta n)^2 = n_e^2 + 2n_e \Delta n + \Delta n^2 \approx n_e^2 + 2n_e \Delta n \quad (3)$$

式中, Δn 是光折变效应所引起的材料折射率的变化。将(3)式和(1)式代入(2)式中,并且只考虑 x 和 z 两个方向,可以得到如下的方程:

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + k_0 \Delta n \Phi = 0 \quad (4)$$

由上面的等式可见,为了得到最终的演化方程,必须求出 Δn 的具体表达式。 Δn 是由两部分组成的,一部分是由双光子光折变材料的光伏效应引起的,另一部分是由二波耦合效应引起的,分别用 Δn_1 和 Δn_2 表示,即:

$$\Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2 \quad (5)$$

双光子光折变材料的光伏效应引起一部分折射率的变化为 Δn_1 , 可以表示为^[7,17]:

$$\Delta n_1 = -n_e^3 r_{33} E_{sc} / 2 \quad (6)$$

式中, r_{33} 是电光系数, E_{sc} 是空间电荷场。同时 E_{sc} 也是由两部分构成的,一部分是由于信号光单独的光折变效应引起的,另一部分是由于抽运光和信号光共同作用引起的,分别表示为 $E_{sc,1}$ 和 $E_{sc,2}$ 即:

$$E_{sc} = E_{sc,1} + E_{sc,2} \quad (7)$$

由描述双光子光折变效应的 Castro-Camus 模型中的非线性偏微分方程组以及坡印廷定理, $I = \frac{n_e}{2\eta_0} |\phi|^2$ (这

里 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, ϵ_0 表示真空中的介电常数, μ_0 表示真空磁导率), 可以得到^[24]:

$$E_{sc,1} = -E_p \frac{S_2 I (I + I_b + \gamma_1 N_a / S_2)}{(S_1 I_1 + \beta_1) (I + I_b)} \quad (8)$$

式中, N_a 表示受主(或陷阱)密度, S_1 和 S_2 分别表示光激发截面, β_1 和 β_2 分别表示价带-中间能级和中间能级-导带跃迁的热离子化几率常数, γ_1 表示中间能级-价带跃迁的复合因子, $I_b = \beta_2 / S_2$ 表示暗辐射强度, $E_p = \frac{\kappa r N_a}{eu}$ 表示由光伏效应产生的光伏电场强度, u 为电子迁移率。

下面来求 $E_{sc,2}$ 。首先抽运光会产生一个均匀的电场 $E_{E,Q} = -\kappa E_p$, 其中 $\kappa = K_{p,p}/K_{p,e}$ 。 $K_{p,p}$ 和 $K_{p,e}$ 分别是抽运光和信号光的光伏系数。在有均匀电场的情况下, 双光子光折变材料中的空间电荷场为^[23]:

$$E_{sc} = E_0 \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \quad (9)$$

式中, I_∞ 是无穷远处的信号光强, 当为暗孤子时是一个常数, 为亮孤子时则等于 0。其中 $E_{E,Q} = E_0$, 于是可以得到 $E_{sc,2}$ 的表达式:

$$E_{sc,2} = -\kappa E_p \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \quad (10)$$

于是得到了 E_{sc} 的最终表达式:

$$E_{sc} = E_{sc,1} + E_{sc,2} = -E_p \left[\frac{S_2 I (I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(S_1 I_1 + \beta_1)(I + I_b)} + \kappa \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \right] \quad (11)$$

将(11)式代入(6)式可以得到:

$$\Delta n_1 = \frac{n_e^2 r_{33}}{2} E_p \left[\frac{S_2 I (I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(S_1 I_1 + \beta_1)(I + I_b)} + \kappa \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \right] \quad (12)$$

下面来求由二波耦合效应引起的折射率变化 Δn_2 的具体表达式。由参考文献可以得到由二波耦合效应引起的 Δn_2 的表达式为^[26]:

$$\Delta n_2 = (\Gamma_0 + i\Gamma/2) \frac{n_e}{2\eta_0} \frac{\Phi_p \Phi^*}{I + I_p} \frac{e^{i\Delta}}{k_0} + c.c. \quad (13)$$

式中, Γ_0 和 Γ 分别是同向二波耦合过程的强度耦合系数和相位耦合系数。 $\Delta = k_p z \cos\theta + k_p x \sin\theta - kz$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, Φ_p 和 Φ 分别是抽运光和信号光的电场强度。于是可以得到 Δn 的最终表达式:

$$\Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2 = \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_p \times \left[\frac{S_2 I (I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(S_1 I_1 + \beta_1)(I + I_b)} + \kappa \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \right] + (\Gamma_0 + i\Gamma/2) \frac{n_e}{2\eta_0} \frac{\Phi_p \Phi^*}{I + I_p} \frac{e^{i\Delta}}{k_0} + c.c. \quad (14)$$

接着把 Δn 的表达式代入(4)式, 可以得出如下形式的演化方程:

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + i \frac{\partial \Phi}{\partial z} + k_0 \frac{n_e^3 r_{33}}{2} \times E_p \left[\frac{S_2 I (I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(S_1 I_1 + \beta_1)(I + I_b)} + \kappa \frac{(I_\infty + I_b)(I + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)}{(I + I_b)(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2)} \right] \Phi +$$

$$(\Gamma_0 - i\Gamma/2) \frac{I_p}{I + I_p} \Phi + i \frac{1}{2} \alpha_0 \Phi = 0 \quad (15)$$

式中, α_0 为晶体的吸收系数。取 $s = x/x_0$, $\epsilon = z/z_0$, $z_0 = kx_0^2$, $U = (2\eta_0 I_p/n_e)^{-1/2} \Phi$, $g_0 = z_0 \Gamma_0$, $g = z_0 \Gamma/2$, $\alpha = z_0 \alpha_0/2$, $\omega = \frac{k_0 n_e^3 r_{33} E_p z_0 S_2 I_p}{2(S_1 I_1 + \beta_1)}$, $\beta = \frac{I_b + \gamma_1 N_a/S_2}{I_p}$, $\gamma =$

$\frac{\kappa(I_\infty + I_b)(S_1 I_1 + \beta_1)}{(I_\infty + I_b + \gamma_1 N_a/S_2) S_2 I_p}$, $\sigma = \frac{I_b}{I_p}$; 方程(15)可化为:

$$i \frac{\partial U}{\partial \epsilon} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + \omega U \frac{(|U|^2 + \beta)(|U|^2 + \gamma)}{|U|^2 + \sigma} + (g_0 - ig) \frac{U}{1 + |U|^2} + i\alpha U = 0 \quad (16)$$

式中, $|U|^2 = I/I_p$ 。由此便推导出了双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子的演化方程的最终形式。

2 双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子解

由于 $|U|^2 = I/I_p \ll 1$, 于是可以做出如下的近似: $(1 + |U|^2)^{-1} = 1 - |U|^2$; 同时可以调节 I_b 使 $\sigma = I_b/I_p \geq 1$,

于是 $\frac{|U|^2}{\sigma} \ll 1$ 。所以可以有如下的近似: $(1 + \frac{|U|^2}{\sigma})^{-1} = 1 - \frac{|U|^2}{\sigma}$ 。从而可以对演化方程(16)

式进行化简, 得到:

$$i \frac{\partial U}{\partial \epsilon} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + \frac{\omega}{\sigma} U (|U|^2 + \beta)(|U|^2 + \gamma) \times (1 - \frac{|U|^2}{\sigma}) + (g_0 - ig) U (1 - |U|^2) + i\alpha U = 0 \quad (17)$$

因为 $|U|$ 的值很小, 可以进一步省略 $|U|$ 的 3 次方以上的项, 于是得到如下形式的方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \epsilon} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + \left(\frac{\omega\beta\gamma}{\sigma} + g_0 - ig + i\alpha \right) U + \left[\frac{\omega}{\sigma} (\gamma + \beta - \frac{\beta\gamma}{\sigma}) - g_0 + ig \right] U |U|^2 = 0 \quad (18)$$

设 $Q = \frac{\omega\beta\gamma}{\sigma} + g_0$, $G = g - \alpha$, $P = \frac{\omega}{\sigma} (\beta + \gamma - \frac{\beta\gamma}{\sigma}) - g_0$, (18)式变为如下的形式:

$$i \frac{\partial U}{\partial \epsilon} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + (Q - iG) U + (P + ig) U |U|^2 = 0 \quad (19)$$

先求方程的亮空间孤子解。亮孤子满足 $I_\infty = 0$, 设: $U(s, \epsilon) = P^{-1/2} V(s, \epsilon) e^{iQ\epsilon}$, (19)式可变为如下的形式:

$$i \frac{\partial V}{\partial \epsilon} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial s^2} + V |V|^2 = iGV - i \frac{G}{P} V |V|^2 \quad (20)$$

这种形式的偏微分方程在数学上可以直接得到其解析解^[27]:

$$V(s, \varepsilon) = FP^{1/2} \operatorname{sech}(Bs) \exp\{ib \times \ln[\operatorname{sech}(Bs)]\} \exp[-i(\nu + Q)\varepsilon] \quad (21)$$

于是有:

$$U(s, \varepsilon) = F \operatorname{sech}(Bs) \exp\{ib \ln[\operatorname{sech}(Bs)]\} \times \exp(-i\nu\varepsilon) \quad (22)$$

这就是最终求得的演化方程的亮孤子解,其中 $F = [3G/(2g)]^{1/2}$, $B = (G/b)^{1/2}$, $b = [-3P + (9P^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$, $\nu = (b^2 - 1)G/(2b) - Q$ 。

下面来求演化方程的暗孤子的解析解,对于暗孤子有 $I_s = C$, C 为常数。用类似于求解亮孤子的方法可以得到暗孤子的解^[28]:

$$V(s, \varepsilon) = DP^{1/2} \tanh(Hs) \exp\{id \times \ln[\cosh(Hs)]\} \exp[-i(\Omega + Q)\varepsilon] \quad (23)$$

于是有:

$$U(s, \varepsilon) = D \tanh(Hs) \exp\{id \times \ln[\cosh(Hs)]\} \exp(-i\Omega\varepsilon) \quad (24)$$

式中, $D = (G/g)^{1/2}$, $H = [2G/(3d)]^{1/2}$, $d = [3P + (9P^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$, $\Omega = 2G/(3d) - Q$ 。

于是就得到了双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子的演化方程的亮、暗孤子解的解析表达式。下面讨论各参量对亮孤子性质的影响,为此要对亮孤子解中所涉及的参量取具体的值,见表 1。

Table 1 The parameters of the bright soliton for numerical calculation

n_e	2.27	Γ	81
r_{33}	$2 \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$	Γ_0	-88
E_p	$0.8 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$	α_0	54 m^{-1}
β_1, β_2	0.05 s^{-1}	κ	0.5
S_1, S_2	$3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	x_0	$10 \mu\text{m}$
γ_1	$3.3 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	I_b	$10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$
N_a	10^{22} m^{-3}	I_p	$10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$
λ_0	500nm	I_s	0

在参量选定的情况下,用 MATLAB 做出亮孤子光强沿 x 轴分布的曲线,见图 2。

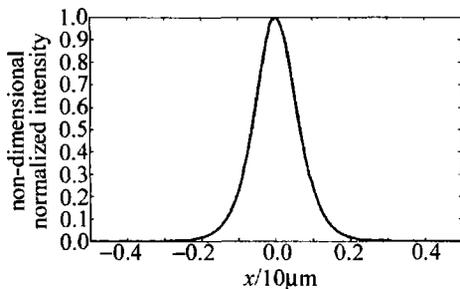


Fig. 2 Light intensity of bright soliton distribution along the x axis

由图 2 可以知道,亮孤子的光强在 $x = 0$ 处取最大值,沿着 x 轴的正负方向逐渐减小并趋于 0。由图 2 还可以得到亮孤子的宽度近似为 $4 \mu\text{m}$,半宽度近似为 $2 \mu\text{m}$,大于所选光波长度,在实际中是可以存

在的。

2.1 光伏电场强度对亮孤子轮廓的影响

在讨论光伏电场强度对亮孤子轮廓影响的时候,首先要保持其它的参量值不变。而光伏电场的强度则分别选取 $0.8 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, $4 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, $10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

由图 3 可以看到,随着光伏电场 E_p 的增加,亮孤子的半宽度随之减小,但其减小的趋势在减慢。

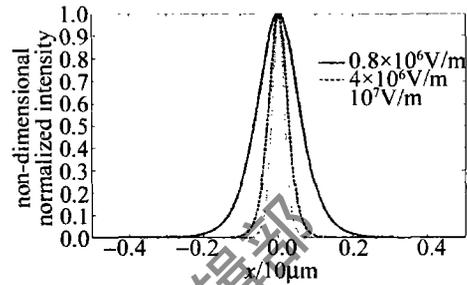


Fig. 3 Curve about the effect of photovoltaic field intensity on the profile of bright soliton

2.2 启动光强对亮孤子轮廓的影响

在讨论启动光强度对亮孤子轮廓的影响时,首先要保持其它的参量不变,然后对启动光的强度分别取 $2 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $5 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。

由图 4 可以看到,随着启动光强度的增大,亮孤子的宽度逐渐变大,当启动光强增加到 $5 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 时,亮孤子的半宽度增为大约 $5 \mu\text{m}$ 。还能从图中看出,随着启动光强的增加,亮孤子宽度变大的趋势在加快。

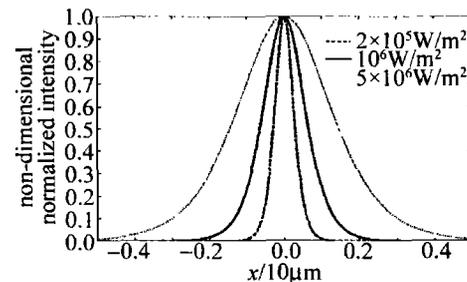


Fig. 4 Curve about the effect of start light intensity on the profile of bright soliton

2.3 背景光强对亮孤子轮廓的影响

在讨论背景光强度对亮孤子轮廓的影响时,首先要保持其它的参量不变,然后对背景光的强度分别取 $10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。

由图 5 可以看到,随着背景暗辐射光强的增加,亮孤子的宽度急剧地增大,展宽的效果十分明显。当 $\sigma = I_b/I_p$ 取值为 100 时,亮孤子的宽度已经近似达到了 $20 \mu\text{m}$ 。在推导方程的过程中应用了 $|U|^2/\sigma \ll 1$ 的条件,可见这一条件满足得越好,亮孤子的宽度就越大。

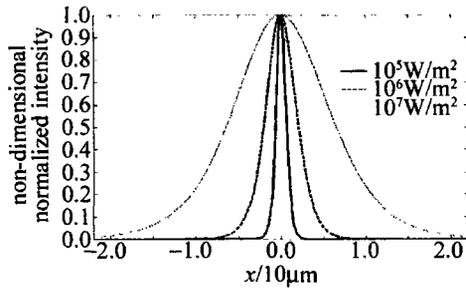


Fig. 5 Curve about effect of dark background radiation intensity on the profile of bright soliton

2.4 吸收系数对亮孤子轮廓的影响:

再讨论吸收系数对亮孤子轮廓的影响时,首先要保持其它的参量不变,然后对吸收系数分别取 $5/m$, $54/m$ 和 $80/m$ 。

由图 6 可以看到,随着吸收系数的增加,亮孤子的宽度逐渐地增大,并且增大的趋势在变快,吸收系数增加时,对亮孤子轮廓展宽效应也十分的明显,当吸收系数取 $80/m$ 时,亮孤子的半宽度已经达到了 $10\mu\text{m}$ 以上,其展宽作用仅次于背景暗辐射光强的。由于吸收系数是双光子光折变晶体的内在属性,因此,选用不同的材料就可以得到不同轮廓的亮孤子。

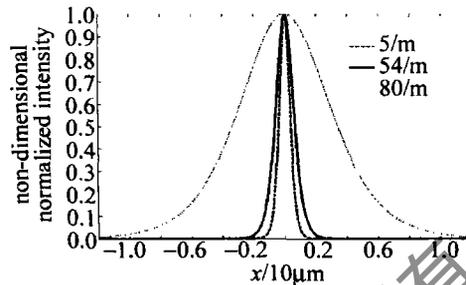


Fig. 6 Curve about the effect of absorption coefficient on the profile of bright soliton

2.5 光波长对亮孤子轮廓的影响

在讨论光波长对亮孤子轮廓的影响时,首先要保持其它的参量不变,然后对光波的长度分别取其在可见光范围内的 500nm , 632.8nm 和 780nm 。

由图 7 可以看到,随着实验条件允许的光波长的增加,从 500nm 到 632.8nm 到 780nm ,亮孤子的宽度逐渐地增加,但增加的幅度不是很大,因此,可以通过改变信号光的波长来对亮孤子的轮廓进行微调。

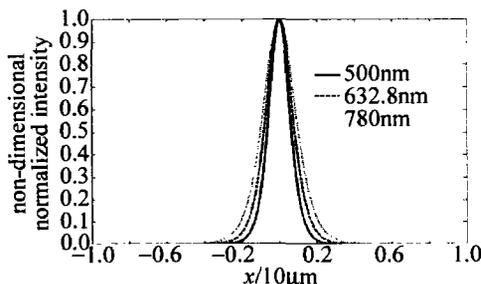


Fig. 7 Curve about the effect of wavelength on the profile of bright soliton

3 结论

推导出了双光子光折变材料中的刚性光伏空间孤子的演化方程,并给出了亮、暗刚性光伏空间孤子的解析解。用 MATLAB 对亮孤子的解析解进行数值计算,并讨论光伏电场强度、背景暗辐射光强度、启动光强度、吸收系数、光波长等参量对亮暗孤子归一化强度轮廓的影响。由结果可知,除了光伏电场强度,亮孤子的宽度随其增加而减小之外,亮孤子的宽度都随其它参量的增加而变大,只是变大趋势的速度不同。

参考文献

- [1] HOU Ch F, YUAN B H, XU K B. Research progress of photorefractive spatial optical soliton [J]. Laser Technology, 2000, 24 (3): 167-170(in Chinese).
- [2] SEGEV M, CROSIGNANI B, YARTY A, et al. Spatial solitons in photorefractive media [J]. Physical Review Letters, 1992, 68 (7): 923-926.
- [3] DUREE G C, SHULTZ J L, SALAMO G J, et al. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect [J]. Physical Review Letters, 1993, 71 (4): 533-536.
- [4] SHE W L, LEE K K, LEE W K. All optical quasi-steady-state photorefractive spatial solitons [J]. Physical Review Letters, 2000, 85 (12): 2498-2501.
- [5] SEGEV M, VALLEY G C, CROSIGNANI B, et al. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field [J]. Physical Review Letters, 1994, 73 (24): 3211-3214.
- [6] SHIH M, SEGEV M, VALLEY G C, et al. Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons [J]. Electronics Letters, 1995, 31 (10): 826-827.
- [7] VALLEY G C, SEGEV M, CROSIGNANI B, et al. Dark and bright photovoltaic spatial solitons [J]. Physical Review, 1994, A50 (6): R4457-R4460.
- [8] TAYA M, BASHAW M C, FEJER M M, et al. Observation of dark photovoltaic spatial solitons [J]. Physical Review, 1995, A52 (4): 3095-3100.
- [9] SHE W L, LEE K K, LEE W K. Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons [J]. Physical Review Letters, 1999, 83 (16): 3182-3185.
- [10] LIU J S, LU K. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection [J]. Journal of the Optical Society of America, 1999, B16 (4): 550-555.
- [11] LU K, TANG T T, ZHANG Y P. One-dimensional steady-state spatial solitons in photovoltaic photorefractive materials with an external applied field [J]. Physical Review, 2000, A61 (5): 053822-053826.
- [12] FAZIO E, RENZI F, RINALDI R, et al. Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides [J]. Applied Physics Letters, 2004, 85 (12): 2193-2195.
- [13] SHIH M, SHEU F. Photorefractive polymeric optical spatial solitons [J]. Optics Letters, 1999, 24 (24): 1853-1855.
- [14] HOU Ch F, SUN X D, YUAN B H, et al. Gray spatial solitons in photorefractive polymer [J]. Journal of Modern Optics, 2003, 50 (5): 825-832.

影响滤波质量的前提下,减少数据运算量也是作者方法优于以往方法的地方。

4 结束语

对城区机载 LIDAR 数据的多回波信息进行了分析,并根据城区建筑物激光脚点的分布特征,利用体素思想对城区机载 LIDAR 数据进行滤波,提取城区 DTM。该方法利用多回波信息辅助数据滤波,不仅使滤波质量得到了提高,而且在一定程度上减少了计算量。

该方法中对于机载 LIDAR 点云数据多回波信息的利用还有待改进。目前的研究大多仅用到了首次回波和末次回波,随着硬件技术的发展,多次回波探测能力逐渐增强,现在一般的机载 LIDAR 系统都能探测到 5 次左右的多回波信息,作为除了首次回波和末次回波外的中间次回波信息处于地表和地物表面之间,有其独特的含义,在滤波处理中应该可以作为一个特别的参考面辅助数据滤波。

参 考 文 献

- [1] ZHANG X H. Airborne laser scanning altimetry data filtering and features extraction[D]. Wuhan: Wuhan University, 2002:169 (in Chinese).
- [2] AXELSSON P. DEM generation from laser scanner data using adaptive TIN models[J]. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, 2000, 33(B4): 110-117.
- [3] KRZYSZEK P. Filtering of laser scanning data in forest areas using finite elements[EB/OL](2003-10-10)[2010-02-03]. http://www.isprs.org/commission3/wg3/workshop_laserscanning/papers/Krzyszek_ALSDD2003.pdf.
- [4] CHEN Q, GONG P, BALDOCCHI D, et al. Filtering airborne laser scanning data with morphological methods[J]. Photogrammetry Engineering & Remote Sensing, 2007, 73(2): 175-185.
- [5] SITHOLE G, VOSSLEMAN G. Filtering of airborne laser scanner data based on segmented point cloud[C]//Archives of International Society of Photogrammetry and Remote Sensing. Dresden, Germany: Institute of Photogrammetry and Remote Sensing, Dresden University of Technology, 2005, 36: 66-71.
- [6] MENG X L. A slope- and elevation-based filter to remove non-ground measurements from airborne LIDAR data[C]//Archives of International Society of Photogrammetry and Remote Sensing. Dresden, Germany: Institute of Photogrammetry and Remote Sensing, Dresden University of Technology, 2005, 36: 23-28.
- [7] SHAN J, SAMPATH A. Urban DEM generation from raw LIDAR data: a labeling algorithm and its performance[J]. Photogrammetry Engineering & Remote Sensing, 2005, 71(2): 217-226.
- [8] TANG F F, LIU J N, ZHANG X H, et al. A voxel-based filtering algorithm for DTM data extraction in forest areas[J]. Journal of Beijing Forestry University, 2009, 31(1): 55-59 (in Chinese).
- [9] SITHOLE G, VOSSLEMAN G. ISPRS comparison of filtering algorithms[R]. Delft, Netherlands: International Society of Photogrammetry and Remote Sensing, 2003: 29.
- [15] COHEN O, CARMON T, SEGEV M, et al. Holographic solitons[J]. Optics Letters, 2002, 27(22): 2031-2033.
- [16] LIU J S. Holographic solitons in photorefractive dissipative systems[J]. Optics Letters, 2003, 28(22): 2237-2239.
- [17] LIU J S. Existence and stability of rigid photovoltaic solitons in an open-circuit amplifying or absorbing photovoltaic medium[J]. Physical Review, 2003, E68(2): 026607.
- [18] LIU J S. Existence and property of spatial solitons in a photorefractive dissipative system[J]. Journal of the Optical Society of America, 2003, B20(8): 1732-1738.
- [19] LIU J S, DU Z M. Dynamical evolution of rigid holographic bright solitons based on photorefractive two-wave mixing with moving grating[J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(6): 2739-2744 (in Chinese).
- [20] LIU J S, ZHANG G Y, LIU S X, et al. Study of temperature characteristic of rigid holographic bright solitons based on photorefractive two-wave mixing[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(6): 3266-3271 (in Chinese).
- [21] KOSTRITSKII S M, MARING D B, TAVLYKAEV R F, et al. Self-generated two-photon photorefractive effect induced by light upconversion in Er-doped LiTaO₃[J]. Applied Optics, 2000, 39(24): 4292-4295.
- [22] CASTRO-CAMUS E, MAGANA L F. Prediction of the physical response for the two-photon photorefractive effect[J]. Optics Letters, 2003, 28(13): 1129-1131.
- [23] HOU Ch F, PEI Y B, ZHOU Z X, et al. Spatial solitons in two-photon photorefractive media[J]. Physical Review, 2005, A71(5): 053817.
- [24] HOU Ch F, ZHANG Y, JIANG Y Y, et al. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions[J]. Optics Communications, 2007, 273(2): 544-548.
- [25] ZHANG Y, HOU Ch F, SUN X D. Grey photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit case[J]. Journal of Optics, 2008, A10(2): 025101.
- [26] YEH P. Two-wave mixing in nonlinear media[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 25(3): 484-519.
- [27] AKHMEDIEV N N, AFANASJEV V V, SOTO-CRESPO J M. Singularities and special soliton solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation[J]. Physical Review, 1996, E53(1): 1190-1201.
- [28] SOTO-CRESPO J M, AKHMEDIEV N N, AFANASJEV V V. Stability of the pulselike solutions of the quintic complex Ginzburg-Landau equation[J]. Journal of the Optical Society of America, 1996, B13(7): 1439-1449.

(上接第 526 页)