

文章编号: 1001-3806(2012)01-0054-05

含电阻和 e 偏振背景光光折变屏蔽光伏孤子

吉选芒¹ 姜其畅¹ 刘劲松²

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

摘要: 为了得到分压电阻和 e 偏振非相干均匀背景光对屏蔽光伏孤子影响的结果,建立了有分压电阻和 e 偏振非相干均匀背景光辐照下光伏光折变晶体中的空间孤子的理论。数值分析了分压电阻和 e 偏振非相干均匀背景光对孤子半峰全宽的影响。结果表明,亮、暗和灰孤子的半峰全宽随分压系数增大(分压电阻减小)而减小;当 e 偏振背景光与暗辐射强度的比值不太大时,背景光对孤子的影响可忽略不计;当背景光与暗辐射强度比值过大时,孤子的半峰全宽随背景光的增加而增大;当分压电阻、e 偏振背景光、晶体外加电场和晶体的光伏场取不同值时,不同的条件下的单光子光折变空间孤子都可得到。

关键词: 非线性光学;光折变效应;空间孤子;分压电阻;e 偏振背景光

中图分类号: O437 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.01.015

Screening-photovoltaic spatial solitons illuminated by e-polarized incoherent uniform background irradiation with a divider resistance

Ji Xuan-mang¹ JIANG Qi-chang¹ LIU Jin-song²

(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 obtain a divider resistance and e-polarized incoherent uniform background irradiation effect on the screening-photovoltaic spatial solitons, a universal spatial soliton theory in photovoltaic photorefractive crystals illuminated by e-polarized incoherent uniform background irradiation with a divider resistance was put forward. The effect of a divider resistance and e-polarized incoherent uniform background irradiation on the full width of half maximum (FWHM) of solitons were simulated. The numerical results show that the FWHM of the solitons decreases with increasing of divider coefficient. The background irradiation has a paltry influence on the solitons when the ratio of the intensity of the e-polarized background irradiation to dark irradiance is small. The FWHM of solitons increases with increasing of the intensity of background irradiation when the ratio is bigger. All kinds of the spatial soliton can be obtained from this theory by adjusting the value of the divider resistance, e-polarized background irradiation, the biased electric field and photovoltaic electric field.

Key words: nonlinear optics; photorefractive effect; spatial soliton; divider resistance; e-polarized background irradiation

引言

光折变空间孤子是指光束在光折变非线性介质中传播时,其衍射效应被非线性效应完全抵消而形成的一种光能量不扩散的传播状态。在对光折变空间孤子的研究过程中,最早是由 SEGEV 在 1992 年提出的准稳态孤子^[1],1993 年,由 DUREE 等人^[2]在掺杂铌酸锶钡晶体中得到实验验证。1994 年,VALLEY 等人^[3]提出了无外加背景光的光伏孤子理论,1995 年,TAYA 等

人^[4]在 LiNbO₃ 晶体中观察到这种光伏孤子,同时人们还提出了外加背景光的光伏孤子理论^[5-7]。1995 年,CHRISTODOULIDES 等人^[8]给出了无分压电阻和 e 偏振背景光屏蔽孤子理论,并在 1996 年由 SHIH 等人^[9]实验证明。同时 CHRISTODOULIDES 等人^[10]还提出了相应的非相干耦合屏蔽孤子对的理论,1998 年~2000 年,LIU, HOU 等人^[11-13]证明了无分压电阻和 e 偏振背景光屏蔽光伏空间亮、暗和灰孤子的存在。2001 年,LIU 证明了有分压电阻,但无 e 偏振背景光的屏蔽光伏亮和暗孤子的存在^[14]。2010 年,作者等人^[15]证明了相应的屏蔽光伏空间灰孤子存在,同时人们还提出双光子光折变空间孤子的理论^[16-19]。本文中考察有分压电阻和 e 偏振非相干均匀背景光辐照下的光伏光折变晶体中的空间孤子的存在性,结果对完

基金项目: 山西省自然科学基金资助项目(2011011003-2)

作者简介: 吉选芒(1965-),男,教授,工学硕士,从事物理教学与光折变非线性光学方面的研究。

E-mail: jixuanmang@126.com

收稿日期: 2011-04-18; 收到修改稿日期: 2011-05-04

善光折变空间孤子的理论体系有重要意义。

1 基本理论

图 1 是有分压电阻和 e 偏振背景光辐照的屏蔽光伏空间孤子光路配置图。光伏光折变晶体、分压电阻 R 和电压源 V_s 串联构成闭合回路。光束 I_b 是与孤子光束 I 不相干的均匀 e 偏振光。晶体光轴 c 沿 x 方向。如果光波的空间展宽远小于晶体宽度 W , 则有近似表达式: $E_0 = V_0/W$, E_0 和 V_0 分别代表晶体电极间的电场强度和电压。 $V_R = JSR$, V_R 是电阻上的电压, S 是晶体的截面积, J 是电流密度, 由 $V_s = V_0 + V_R$ 得出:

$$E_0 = (V_s - JSR) / W \quad (1)$$

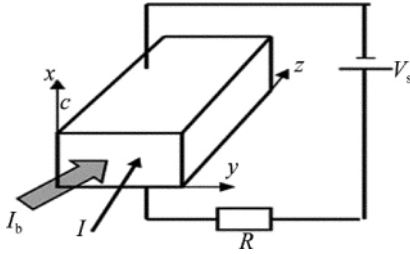


Fig. 1 Optical set-up

一束只在 x 方向衍射和偏振的光束沿 z 轴射入光伏光折变晶体。按通常作法, 入射光的光场可用其慢变振幅 φ 表示为: $E = \hat{x}\varphi(x, z) \exp(ikz)$, 其中 $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0) n_e$, λ_0 为自由空间波长, n_e 为晶体对非常光的折射率。入射光满足如下方程^[10, 14]:

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_e^3 r_{33} E_{SC}}{2} \varphi = 0 \quad (2)$$

式中 r_{33} 是晶体的电光系数。有 e 偏振背景光的稳态情况下, 空间电荷场 E_{SC} 由光伏光折变晶体满足的速率方程、连续性方程、Poisson 方程和 Gaussian 定理推出^[20]。在 1 维情况下, 方程可写为:

$$(S_i I + S_i I_b + \beta_i) (N_d - N_d^+) - \gamma n N_d^+ = 0 \quad (3)$$

$$J = e\mu n E_{SC} + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} + \kappa S_i (N_d - N_d^+) (I + I_b) \quad (4)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad \text{或} \quad J = \text{constant} \quad (5)$$

$$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_{SC}}{\partial x} = e(N_d^+ - N_a - n) \quad (6)$$

式中 N_d 是施主密度, N_d^+ 是电离的施主密度, N_a 受主(或陷阱)密度, n 是导带上的电子密度, S_i 是光电离截面, β_i 是热激发速率, γ 是载流子的复合率, κ 是光伏常数, μ 和 e 分别是电子的迁移率和基本电荷, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度; 根据 Poynting 定律, 孤子光强可以表示为 $I = [n_e / (2\eta_0)] \varphi^2$, 其中常量 $\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2}$, ϵ_0 和 ϵ_r 分别是真空和相对介电常数, μ_0

为真空的磁导率。

采用与参考文献 [8] 和参考文献 [15] 中类似的方法, 对于典型的光折变材料和慢变化的光波包络的情况, 近似条件 $N_d^+ \gg n$, $N_a \gg n$, $N_d \gg n$ 和 $[\epsilon_0 \epsilon_r / (e N_a)] (\partial E_{SC} / \partial x) \ll 1$ 能得到很好的满足。并注意 (5) 式表明电流密度在晶体内部处处为常数, 经推导得到 E_{SC} 的简化表达式为:

$$E_{SC} = g E_s \frac{(I_\infty + I_b + I_d)}{(I + I_b + I_d)} + E_p \frac{[g I_\infty - I + (g - 1) I_b]}{(I + I_b + I_d)} - \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I + I_b + I_d} \frac{\partial I}{\partial x} \quad (7)$$

式中 $I_\infty = I(\infty, z)$, $I_d = \beta_i / S_i$ 是晶体的暗辐射强度, $E_p = \kappa \gamma N_a / (e \mu)$ 为光伏电场, 分压系数为 $g = \frac{1}{1 + pSR(I_\infty + I_d)}$, $p = \frac{e \mu S_i (N_d - N_a)}{W \gamma N_a}$ 。一般情况下 $0 < g < 1$, 表示在晶体上只施加了部分外电场 $g E_s$, 电压源形成的外电场 $E_s = V_s / W$ 。当 $R = 0$, $g = 1$ 为短路情况, 表示 E_s 全部作用于晶体上; 当 $R \rightarrow \infty$, 则 $g = 0$, 为开路情况, 表示晶体上无外电场的作用。当 $I_b \neq 0$, 表示有外加背景光; 当 $I_b = 0$, 表示无背景光。

采用无量纲变量 $\xi = z / (k x_0^2)$, $s = x / x_0$, $U = [2\eta_0 (I_b + I_d) / n_e]^{-1/2} \varphi$, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度, 在忽略扩散效应的条件下, 把 (7) 式代入 (1) 式, 可得归一化的光波振幅 U 满足如下的方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - g\beta(1 + \rho) \frac{U}{1 + U^2} - \alpha \frac{[g\rho - U^2 + (g - 1)\delta]}{1 + U^2} U = 0 \quad (8)$$

式中 $\alpha = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33} / 2) E_p$, $\beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33} / 2) E_s$, $\rho = I_\infty / (I_b + I_d) = \rho_0 / (1 + \delta')$, $\rho_0 = I_\infty / I_d$, $\delta' = I_b / I_d$, $\delta = I_b / (I_b + I_d) = \delta' / (1 + \delta')$ 代表背景光与背景光与暗辐射之和的比值。

2 空间亮孤子解

对于空间亮孤子, 光束中心处光强最大, 而在横向坐标无穷处, 光强趋于 0, 所以有 $\rho = I_\infty / (I_b + I_d) = 0$ 。为了得到 (8) 式的亮孤子解, 令 $U = r^{1/2} y(s) \exp(iu\xi)$, $r = I(0) / (I_b + I_d) = r_0 / (1 + \delta')$, μ 是传播量的非线性位移, $y(s)$ 是归一化的实函数。边界条件为: $y(0) = 1$; $y'(0) = 0$; $y(s \rightarrow \pm \infty) = 0$ 。把 U 的表达式及 $\rho = 0$ 代入 (8) 式可得:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2uy - 2g\beta \frac{y}{1 + ry^2} + 2\alpha \frac{[ry^2 - (g - 1)\delta]}{1 + ry^2} y = 0 \quad (9)$$

(9) 式用相关的边界条件, 归一化的亮孤子包络 $y(s)$ 可由下面数值积分而得到:

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \frac{2g\beta + 2\alpha [1 + (g-1)\delta]}{r} \times [\ln(1 + r\tilde{y}^2) - \tilde{y}^2 \ln(1 + \eta)] \right\}^{-1/2} d\tilde{y} \quad (10)$$

$$u = - \frac{g\beta + \alpha [1 + (g-1)\delta]}{r} \ln(1 + r) + \alpha \quad (11)$$

显然只有当 $g\beta + \alpha [1 + (g-1)\delta] > 0$ 时, 光伏光折变晶体中才能形成亮孤子。

为了说明作者的理论, 以 LiNbO_3 晶体^[14] 为研究对象, 晶体的参量为 $n_e = 2.2$, $r_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$, $E_p = 4 \times 10^6 \text{ mV}^{-1}$, $E_s = 2 \times 10^6 \text{ V/m}$, 其它参量为 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $r_0 = 40 \mu\text{m}$ 。由上面的参量, 能计算出 $\alpha = 355$, $\beta = 178$ 。同时再选取 $g = 0.5$, $r = 1.429$ (对应 $r_0 = 10$) $\delta = 0.857$ (对应 $\delta' = 6$)。图2 给出的是在上述相关参量下, 有分压电阻和 e 偏振背景光的光折变屏蔽光伏空间亮孤子归一化强度的空间分布。图3 中给出的是 $\alpha = 355$, $\beta = 178$, $r = 1.429$ 和 $\delta = 0.857$ 时, 孤子的半峰全宽随分压系数 g 的变化关系, 可以看出, 亮孤子的半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM) 随 g 的增大 (对应分压电阻 R 减小) 而减小。图4 中给出的是 $\alpha = 355$, $\beta = 178$, $r_0 = 10$ 和 $g = 0.5$ 时, 孤子的半峰全宽随参量 δ' 的变化关系。可以看出, 在 $\delta' < 10$ 以后, 亮孤子的半峰全宽几乎不变, 这说明背景光与暗辐射的比值不太时, 背景光对孤子宽度的影响可忽略不计; 当 $\delta' > 10$ 以后, 明孤子的半峰全宽随 δ' 的增加而急剧增大, 这说明背景光过大不利于明孤子的形成。

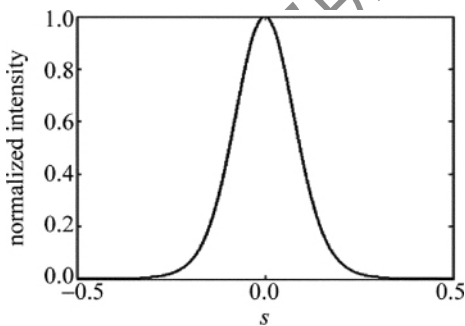


Fig. 2 Normalized intensity profiles of spatial bright soliton

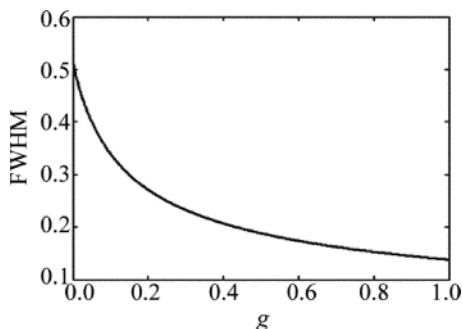


Fig. 3 FWHM of the bright soliton as a function of g

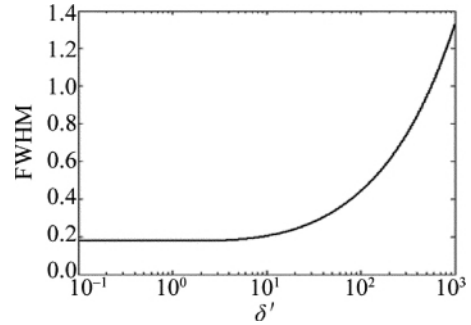


Fig. 4 FWHM of the bright soliton as a function of δ'

3 空间暗孤子解

为了得到 (8) 式的暗孤子解, 令 $U = \rho^{1/2} y(s) \times \cos\theta \exp(iv\xi)$ 这里 $y(s)$ 是归一化的实函数, 满足的边界条件为: $y(0) = 0$, $y(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$, $y'(s \rightarrow \pm\infty) = 0$, $y''(s \rightarrow \infty) = 0$, ν 为光波传播常数非线性位移。将 U 代入 (8) 式中可得:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2\nu y - 2g\beta(\rho + 1) \frac{y}{1 + \rho y^2} - 2\alpha \frac{g\rho - \rho y^2 + (g-1)\delta}{1 + \rho y^2} y = 0 \quad (12)$$

结合暗孤子的边界条件, 由 (12) 式可以得出暗孤子归一化包络:

$$s = \pm \int_y^0 \left\{ -2 \frac{g\beta(1 + \rho) + \alpha [(1 + g\rho) + (g-1)\delta]}{1 + \rho} \left[(\tilde{y}^2 - 1) - \frac{1 + \rho \ln(1 + \rho \tilde{y}^2)}{\rho} \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y} \quad (13)$$

$$\nu = - \frac{g\beta - \alpha (g-1)(\rho + \delta)}{1 + \rho} \quad (14)$$

由 (13) 式可知, 只要 $g\beta(1 + \rho) + \alpha [(g\rho + 1) + (g-1)\delta] < 0$, 光伏光折变晶体中就能形成暗空间光孤子。对于空间暗孤子, 选取 LiNbO_3 晶体作为研究对象, 对于暗孤子, 要求 $\alpha = -355$ ^[15], 晶体的相关参量为 $\beta = 178$, $g = 0.5$, $\rho = 1.429$ (对应 $\rho_0 = 10$) $\delta = 0.857$ (对应 $\delta' = 6$)。图5 中给出了暗孤子在上述参量下归一化强度的空间分布。图6 中是 $\alpha = -355$, $\beta = 178$, $\rho = 1.429$ 和 $\delta = 0.857$ 时暗孤子的半峰全宽随分压系数 g 的变化关系, 可以看出, 暗孤子的半峰全宽随参量 g 的

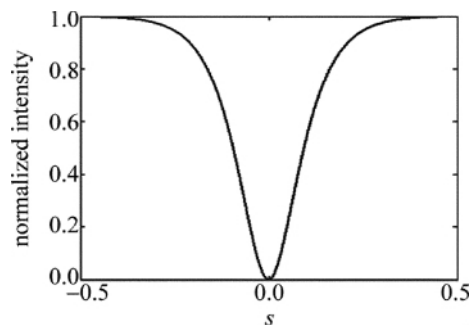


Fig. 5 Normalized intensity profiles of spatial dark soliton

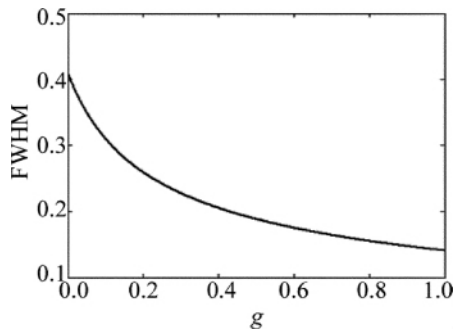


Fig. 6 FWHM of the dark soliton as a function of g

变化关系与亮孤子相一致。图 7 中是 $\alpha = -355$ $\beta = 178$ $\rho_0 = 10$ 和 $g = 0.5$ 时暗孤子的半峰全宽随参量 δ' 的变化关系。可以看出, 在 $\delta' < 1$ 时, 暗孤子的半峰全宽几乎不变, 这说明背景光与暗辐射的比值相当时, 背景光对孤子宽度的影响可忽略不计; 当 $\delta' > 1$, 暗孤子的半峰全宽随 δ' 的增加而急剧增大。

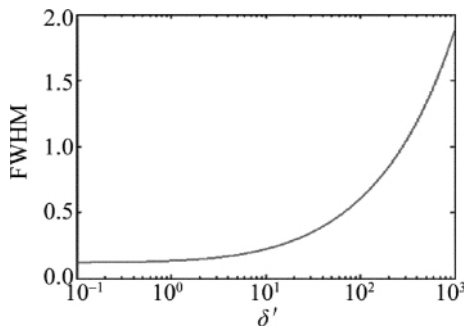


Fig. 7 FWHM of the dark as a function of δ' soliton

4 空间灰孤子解

为了求出灰孤子解, 把光波包络表示成 $U(s, \xi) = \rho^{1/2} y(s) \exp\left\{i\left[\omega\xi + \int y^2(s) ds\right]\right\}$ [13, 15], 其中 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, $y'(0) = 0$, $y^{(n)}(\infty) = 0$ ($n \geq 1$); ω 为光波传播常数非线性位移。把 U 的表达式代入 (8) 式中可得:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2\omega y - \frac{Q^2}{y^3} - 2\beta(1 + \rho) \frac{y}{1 + \rho y^2} - 2\alpha \frac{g\rho - \rho y^2 + (g - 1)\delta}{1 + \rho y^2} y = 0 \quad (15)$$

将 $s \rightarrow \pm\infty$ 时的边界条件代入 (15) 式得:

$$Q^2 = -2\omega - 2\beta - 2\alpha \frac{(g - 1)(\rho + \delta)}{1 + \rho} \quad (16)$$

将 (16) 式代入 (15) 式, 积分一次可得灰孤子的归一化包络的数值积分如下:

$$s = \pm \frac{(1 - m)}{\sqrt{2}} \int_m^y \left\{ w_1(\tilde{y}^2 - 1) + mw_1\left(\frac{1}{\tilde{y}^2} - 1\right) - mw_2 \ln\left(\frac{1 + \rho m}{1 + \rho}\right) \left(\tilde{y}^2 + \frac{1}{\tilde{y}^2} - 2\right) + \right.$$

$$\left. (m - 1)^2 w_2 \ln\left(\frac{1 + \rho \tilde{y}^2}{1 + \rho}\right) \right\}^{-1/2} d\tilde{y} \quad (17)$$

式中 $w_1 = (m - 1) [\alpha + g\beta + \alpha(g - 1)(\rho + \delta) / (1 + \rho)]$, $w_2 = [g\beta(1 + \rho) + \alpha(gp + 1) + \alpha(g - 1)\delta] / \rho$ 。只要 α, β, g, δ 取合适的数值和符号保证 (19) 式右边大括号里的数值为正, 即可在光折变晶体中形成空间灰孤子。

对于空间灰孤子, 仍选 LiNbO_3 晶体 [13, 15] 作为研究对象。图 8 中给出了 $\alpha = -355$ $\beta = 178$ $g = 0.5$, $\rho = 1.429$ (对应 $\rho_0 = 10$) $\delta = 0.857$ (对应 $\delta' = 6$) $m = 0.5$ 时灰孤子归一化强度的空间分布。图 9 中给出的是 $\alpha = -355$ $\beta = 178$ $\rho = 1.429$ $m = 0.5$ 和 $\delta = 0.857$ 时灰孤子的半峰全宽随分压系数 g 的变化关系, 灰孤子的半峰全宽随参量 g 的变化关系与明、暗孤子相一致。图 10 中给出的是 $\alpha = -355$ $\beta = 178$ $\rho_0 = 10$ $m = 0.5$ 和 $g = 0.5$ 时灰孤子的半峰全宽随参量 δ' 的变化关系。可以看出, 在 $\delta' < 10$ 以下, 灰孤子的半峰全宽几乎不变, 这说明背景光与暗辐射的比值不大时, 背景光对灰孤子宽度的影响可忽略不计; 当 $\delta' > 10$ 以后, 灰孤子的半峰全宽随 δ' 的增加而急剧增大。

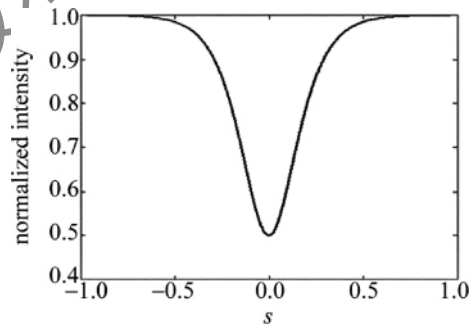


Fig. 8 Normalized intensity profiles of grey spatial soliton

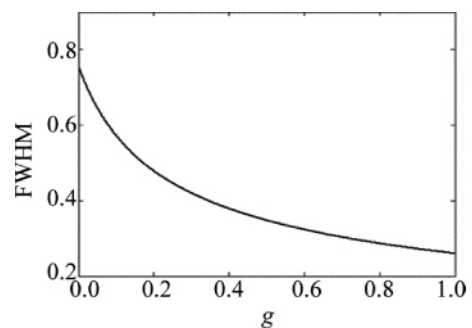


Fig. 9 FWHM of the grey soliton as a function of g

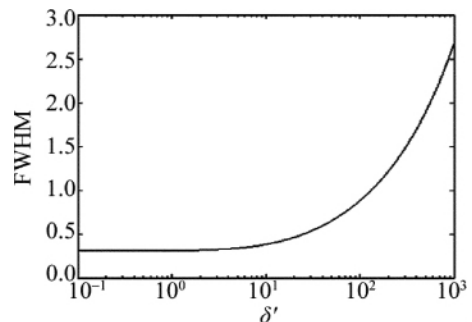


Fig. 10 FWHM of the grey soliton as a function of δ'

5 结论

建立了有分压电阻和 e 偏振非相干均匀背景光照射的光折变屏蔽光伏空间孤子理论, 得出了亮、暗和灰空间孤子的归一化强度包络的数值积分解。亮、暗和灰孤子的半峰全宽随分压系数增大(分压电阻减小)而减小。当 e 偏振背景光与暗辐射强度的比值不太大时, 背景光对孤子的影响可忽略不计。当背景光与暗辐射强度比值过大时, 孤子的半峰全宽随背景光的增加而增大。当分压电阻、 e 偏振背景光、晶体外加电场和晶体的光伏场取不同值时, 可分别得到有、无分压电阻和 e 偏振背景光的屏蔽孤子; 有、无 e 偏振背景光的开路光伏孤子; 有、无分压电阻和 e 偏振背景光的闭路的光伏孤子; 有、无分压电阻和 e 偏振背景光的屏蔽光伏孤子。本文中的理论将这些不同条件下的空间孤子都统一在同一理论框架内。

参考文献

- [1] SEGEV M, CROSIGNANI B, YARIV A, *et al.* Spatial solitons in photorefractive media [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(7): 923-926.
- [2] 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.
- [3] VALLEY G C, SEGEV M, CROSIGNANI B, *et al.* Dark and bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Physical Review*, 1994, A50(6): R4457-R4460.
- [4] TAYA M, BASHAW M, FEJER M M, *et al.* Observation of dark photovoltaic spatial solitons [J]. *Physical Review*, 1995, A52(4): 3095-3100.
- [5] SHE W, LEE K K, LEE W K. Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(16): 3182-3185.
- [6] HOU Ch F, JIANG Y Y, TANG R M, *et al.* Bright spatial solitons in photovoltaic-photorefractive crystal illuminated by e -polarised incoherent uniform background irradiation under open-circuit conditions [J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*, 2001, 12(4): 410-413 (in Chinese).
- [7] HOU Ch F, PEN Y B, ZHOU Z X, *et al.* Bright-dark incoherently coupled photovoltaic soliton pairs [J]. *Chinese Physics*, 2005, 14(2): 349-352.
- [8] CHRISTODOULIDES D N, CARVALHO M I. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1995, B12(9): 1628-1633.
- [9] SHIH M F, SEGEV M, VALLEY G C, *et al.* Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons [J]. *Electronics Letters*, 1995, 31(10): 826-827.
- [10] CHRISTODOULIDES D N, SINGH S R, CARVALHO M I, *et al.* Incoherently coupled soliton pairs in biased photorefractive crystals [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 68(13): 1763-1765.
- [11] LIU J S, LU K Q. Spatial solitaire wave in biased photovoltaic-photorefractive crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 1998, 47(9): 1509-1515 (in Chinese).
- [12] LIU J S, LU K Q. 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.
- [13] HOU Ch F, LI Y, ZHANG X F, *et al.* Grey screening-photovoltaic spatial soliton in biased photovoltaic photorefractive crystals [J]. *Optics Communications*, 2000, 181(1/3): 141-144.
- [14] LIU J S. Universal theory of steady-state one-dimensional photorefractive solitons [J]. *Chinese Physics*, 2001, 10(11): 1037-1042.
- [15] JI X M, JIANG Q Ch, WANG J L, *et al.* Grey screening photovoltaic spatial solitons in photorefractive crystal with a divider resistance in the external circuit [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, 39(10): 1867-1870 (in Chinese).
- [16] 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.
- [17] ZHANG G Y, LIU J S. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased two-photon photovoltaic photorefractive crystals [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2009, B26(1): 113-120.
- [18] JI X M, JIANG Q Ch, LIU J S. Screening-photovoltaic spatial soliton in two-photon photorefractive media [J]. *Laser Technology*, 2010, 34(6): 816-818 (in Chinese).
- [19] JI X M, JIANG Q Ch, LIU J S. Incoherently coupled spatial soliton pairs in biased centrosymmetric photorefractive media with a resistance [J]. *Laser Technology*, 2011, 35(1): 70-73 (in Chinese).
- [20] KUKHAREV N V, MARKOV V B, ODULOV S G, *et al.* Holographic storage in electrooptic crystals [J]. *Ferroelectrics*, 1979, 22(1): 949-960.