

文章编号: 0253-2239(2008)03-0528-06

开路光伏空间孤子的动态行为

申 岩^{1,3} 张国权² 许京军² 张 宇³ 孙秀冬³ 赵业权⁴ 周羚君⁵

¹哈尔滨工业大学理学研究中心, 黑龙江 哈尔滨 150080
²南开大学物理科学学院, 天津 300071
³哈尔滨工业大学物理系, 黑龙江 哈尔滨 150006
⁴哈尔滨工业大学光电信息中心, 黑龙江 哈尔滨 150006
⁵同济大学数学系, 上海 200092

摘要 从理论上研究了开路情况下—维光伏空间孤子的时间演化过程。采用数值方法,通过研究有无背景光辐照下光伏空间亮(暗)孤子的含时空间电荷场,分别得到了光伏空间亮(暗)孤子的孤子波形强度微分方程。在此基础上研究了开路情况下通过增加均匀背景光辐照强度对光伏空间孤子及其半峰全宽的影响。结果显示,通过增加均匀背景光辐照强度,光伏空间孤子随时间的演化过程比没有均匀背景光时加快的倍数为均匀背景光强与暗辐照光强之比。光伏空间孤子的半峰全宽达到稳态所需的时间随孤子峰值强度和暗辐照与均匀背景光强度之和的比值的增大而变短。

关键词 非线性光学; 光伏孤子; 空间电荷场; 背景光

中图分类号 O437 **文献标识码** A

Dynamic Behaviour of Open-Circuit Photovoltaic Spatial Solitons

Shen Yan^{1,3} Zhang Guoquan² Xu Jingjun² Zhang Yu³ Sun Xiudong³
Zhao Yequan⁴ Zhou Lingjun⁵

¹ The Research Center of Science, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China

² Photonics Center, College of Physics Science, Nankai University, Tianjin 300071, China

³ Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150006, China

⁴ Center of Photoelectricity Information, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150006, China

⁵ Department of Mathematics, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract The time-dependent formation of one-dimensional (1D) photovoltaic solitons under open-circuit conditions are researched theoretically. The differential equations of profile of bright and dark photovoltaic solitons are obtained by the numerical method. The effects of the background light on the photovoltaic solitons and their width full-width at half maximum (FWHM) are studied. The results show that applying the background light results in shorting the formation time of photovoltaic solitons, and the ratio of formation time without the background light to that with the background light equals the ratio of the intensity of background light to that of dark irradiation. The higher the ratio of soliton peak intensity to the sum of background light and dark irradiation intensity, the shorter the time of the FWHM of photovoltaic soliton reaching steady-state.

Key words nonlinear optics; photovoltaic solitons; space-charge field; background light

1 引 言

光折变空间孤子是光折变非线性光学的一个研究热点^[1~18]。在光折变材料中形成的孤子类型大

致可分为准稳态孤子^[1,2]、屏蔽孤子^[3,4]和光伏孤子^[5~9]。而光伏孤子之所以不同于其它孤子,是因为它不需要外加电场而只依靠材料的光伏效应就可

收稿日期: 2007-05-21; **收到修改稿日期:** 2007-10-04

基金项目: 国家自然科学基金(60308005,60678021,10334010)、新世纪优秀人才支持计划、教育部留学回国人员启动基金(2003-406)、教育部科学技术研究重点项目(104054)、教育部科技创新工程重大项目培育资金项目(704012)和黑龙江省博士后经费资助课题。

作者简介: 申 岩(1978—),男,哈尔滨人,讲师,主要从事光折变理论方面的研究。E-mail: yanshen@hit.edu.cn

形成。它是稳态的空间孤子。在光辐照区内,光生载流子在光生伏打效应作用下,沿着(电子)或反向于(空穴)晶体的自发极化方向迁移,并在暗区被俘获,从而形成了空间电荷的分离,由此产生的空间电荷场通过线性电光效应引起了折射率的变化。当折射率变化引起的对光的空间约束效应与光束传播过程的衍射效应相互平衡时,形成了空间光孤子。对于自散焦介质,可形成光生伏打空间暗孤子;对于自聚焦介质,可形成光生伏打空间亮孤子。1998年,Anastassiou等通过理论和实验证明,利用外加背景光可实现光伏介质由自散焦非线性向自聚焦非线性的转变。预示着铌酸锂等光折变晶体也可以支持光伏亮孤子。光伏空间暗孤子在块状晶体^[7,8]和平面波导^[11]中已经被观察到。光伏空间亮孤子已经在 $K_{0.25}Na_{0.75}Sr_{1.5}Ba_{0.5}Nb_5O_{15}$ 晶体中得到,而且通过

增加背景光辐照,能够看到稳态的亮屏蔽孤子^[18]。稳态的光伏孤子理论已经建立^[5,13],并已预测它的孤子模式与屏蔽孤子近似。Chauvet验证了在开路条件下一维光伏空间暗孤子的时间演化过程^[14]。然而由于对于开路条件下背景光对光伏空间孤子的影响以及光伏空间亮孤子的动态行为仍不清楚,因此,本文主要研究光伏空间孤子的动态行为以及背景光对光伏空间孤子的影响。

2 含时空间电荷场的表达式

为简单起见,仅研究一维光伏空间孤子的动态行为。设入射光 I_e 和均匀背景光 I_b 沿 z 轴在 (x,z) 平面内传播。此时,光生载流子的运动可用带运输模型描述为

$$\frac{\partial}{\partial t}N_d^+ = [s(I_e + I_b) + \beta](N_d - N_d^+) - \gamma n N_d^+, \quad (1a)$$

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = e(N_d^+ - n - N_a), \quad (1b)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial e(N_d^+ - n - N_a)}{\partial t} = 0, \quad (1c)$$

$$J = e\mu nE + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} + k_{\text{eff}}(N_d - N_d^+)(I_e + I_b), \quad (1d)$$

式中 N_d^+ 是离化的受主数密度, n 是导带中的电子数密度, N_d 是总的杂质离子数密度, N_a 是补偿电荷数密度以维持在暗状态下材料的电中性, β 和 s 分别是热和光激发系数, γ 是俘获系数, μ 、 k_B 、 T 、 E 、 J 、 ϵ 和 ϵ_0 是导带中电子的迁移率、玻尔兹曼常量、绝对温度、晶体里的电场、电流密度、晶体的相对介电常量和真空介电常量。 k_{eff} 是光伏常量。由(1b)式、(1c)式和(1d)式可得

$$\frac{\partial [e\mu nE + \mu k_B T (\partial n / \partial x) + k_{\text{eff}}(N_d - N_d^+)(I_e + I_b)]}{\partial x} = - \frac{\partial e(N_d^+ - n - N_a)}{\partial t} = - \partial \left(\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} \right) / \partial t. \quad (2)$$

对于光折变晶体来说,当入射光强不是很强时,一般情况下导带电子数密度 n 要远小于 N_d 和 N_d^+ ,所以忽略不计。因此,(2)式中的 $k_{\text{eff}}(N_d - N_d^+)(I_e + I_b)$ 项可近似写成 $k_{\text{eff}}(N_d - N_a)(I_e + I_b)$ 。那么,则(2)式可进一步表示为

$$- \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = e\mu \frac{\partial (nE)}{\partial x} + \mu k_B T \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + k_{\text{eff}}(N_d - N_a) \frac{\partial I_e}{\partial x}, \quad (3)$$

积分后为

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + e\mu nE + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} + k_{\text{eff}}(N_d - N_a)I_e + C = 0, \quad (4)$$

在绝热近似条件下,导带中电子数密度 n 可表示为

$$n = \frac{[\beta + s(I_e + I_b)](N_d - N_a)}{\gamma N_a}, \quad (5)$$

把(5)式代入(4)式,则

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + e\mu \frac{[\beta + s(I_e + I_b)](N_d - N_a)}{\gamma N_a} E + \mu k_B T \frac{s(N_d - N_a)}{\gamma N_a} \frac{\partial I_e}{\partial t} + k_{\text{eff}}(N_d - N_a)I_e + C = 0, \quad (6)$$

进一步化简为

$$T_d I_d \frac{\partial E_g}{\partial t} + IE_g + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial I_e}{\partial x} = K, \quad (7)$$

式中 $I_d = \beta/s$ 是暗辐照强度, $T_d = (\epsilon\epsilon_0/e\mu)[\gamma N_a/\beta(N_d - N_a)]$ 是在无均匀背景光辐照条件下的介电弛豫时间, $E_{ph} = k_{eff}\gamma N_a/e\mu s$ 是光伏场, $E_g = E + E_{ph}$, $I = I_b + I_d + I_c$, K 是与实验条件有关的常量。

在仅有均匀背景光 I_b 辐照的稳态情况下, $\frac{\partial E_g}{\partial t} = \frac{\partial I_c}{\partial x} = 0$, 则有 $IE_g = K$, 且 $I = I_d + I_b$, $E_g = E_{ph}$ 。因此 $K = E_{ph}(I_d + I_b)$ 。(7) 式的初始条件为 $E_g = E_{ph}$, 并假定光强 I 几乎不随时间变化, 那么(7) 式的解为

$$E_g = \left[E_{ph} + \frac{k_B T}{e(I_c + I_d + I_b)} \frac{\partial I_c}{\partial x} - \frac{E_{ph}(I_d + I_b)}{I_c + I_d + I_b} \right] \left\{ \exp\left[-\frac{(I_c + I_d + I_b)t}{T_d I_d}\right] - 1 \right\} + E_{ph}, \quad (8)$$

因此含时空间电荷场可表示为

$$E = \left[\frac{I_c E_{ph}}{I_c + I_d + I_b} + \frac{k_B T}{e(I_c + I_d + I_b)} \frac{\partial I_c}{\partial x} \right] \left\{ \exp\left[-\frac{(I_c + I_d + I_b)t}{T_d I_d}\right] - 1 \right\}. \quad (9)$$

当光伏效应是主导载流子迁移机理, 那么可以忽略扩散项, 则

$$E = \frac{I_c E_{ph}}{I_c + I_d + I_b} \left\{ \exp\left[-\frac{(I_c + I_d + I_b)t}{T_d I_d}\right] - 1 \right\}, \quad (10)$$

而在没有均匀背景光辐照的情况下, 含时空间电荷场表达式为

$$E = \frac{I_c E_{ph}}{I_c + I_d} \left\{ \exp\left[-\frac{(I_c + I_d)t}{T_d I_d}\right] - 1 \right\}. \quad (11)$$

3 光伏孤子

如果光束横截面上的相对光强分布在传播过程中保持不变, 那么它就可称为空间孤子。在光折变效应里, 当由空间电荷场造成的聚焦效应正好补偿了光的衍射, 那么孤子就形成了。对于有均匀背景光辐照的情况下, 孤子的光场振幅可写为

$$A(x, z) = \sqrt{r(I_d + I_b)} u(x) \exp(i\Gamma z), \quad (12)$$

式中 r 是孤子的峰值强度 I_{max} 与暗辐照强度 I_d 和背景光强度 I_b 之和的比值, $u(x)$ 是孤子波形, 它与传播距离 z 无关, Γ 是孤子传播常量。光伏介质中的波传播方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{ik}{n_0} \Delta n A(x, z), \quad (13)$$

式中 $k = 2\pi n_0/\lambda$ 是光在平均折射率为 n_0 的介质中的波矢, 由空间电荷场 E 所导致的晶体折射率的变化 $\Delta n = -0.5n_0^3 r_{eff} E$, r_{eff} 是有效电光系数。引入无量纲参数 $X = x/d$, 其中 $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_{ph}|)^{-1/2}$ 。结合(10) 式和(13) 式可得到

$$u''(X) = \left\{ 2kd^2 \Gamma \pm \frac{ru^2(X)}{1 + ru^2(X)} \left\{ -1 + \exp\left[-\frac{[1 + ru^2(X)](1 + I_b/I_d)t}{T_d}\right] \right\} \right\} u(X), \quad (14)$$

(14) 式中的正负号决定于 $\gamma_{eff} k_{eff}$ 的符号, 不同实验配置下, $\gamma_{eff} k_{eff}$ 可以为正值或者负值^[14, 18]。由(11) 式可知, 当 $\gamma_{eff} k_{eff}$ 为正(负) 时, 对应于自聚焦(自散焦) 介质和产生亮(暗) 孤子的配置情况。

3.1 光伏暗孤子

3.1.1 背景光辐照

首先通过(14) 式并利用暗孤子边界条件 $u''(\infty) = 0, u(\infty) = 1$, 得到含时的孤子传播常量

$$\Gamma = \frac{r}{2kd^2(1+r)} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(1+r)(1+I_b/I_d)t}{T_d}\right] \right\}, \quad (15)$$

对(14) 式积分一次, 可得

$$u'(X) = (2kd^2 \Gamma - 1)[u^2(X) - 1] + \frac{1}{r} \ln \frac{1+r|u(X)|^2}{1+r} - \frac{T_d}{rt(1+I_b/I_d)} \left\{ \exp\left[-\frac{t(1+I_b/I_d)}{T_d} [1+r|u(X)|^2] \right] - \exp\left[-\frac{t(1+I_b/I_d)}{T_d} (1+r) \right] \right\} - \frac{1}{r} \left(\text{Ei}\left[-\frac{t(1+I_b/I_d)}{T_d} [1+r|u(X)|^2] \right] - \text{Ei}\left[-\frac{t(1+I_b/I_d)}{T_d} (1+r) \right] \right), \quad (16)$$

式中指数积分函数 $Ei(\theta) = -\int_{-\theta}^{+\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy$ 。

对于给定的时间 t , 可以通过数值积分(16) 式得出孤子波形 $u(X)$ 。图 1 为在 $r = 100$ 和 $1 + I_b/I_d = 3$ 时, 孤子强度波形 $u^2(X)$ 和与之相关联的归一化空间电荷场 E/E_{ph} 在不同时刻的变化情况。众所周知, 折射率的变化(正比于空间电荷场) 形成波导从而控制孤子波形, 孤子宽度的变化与光致折射率有关。从图 1(a) 和图 1(b) 中可以看到, 在初期($t/T_d = 0.001$), 晶体中可以形成一个宽度较宽的空间暗孤子。这是由于低强度的空间电荷场的出现所造成的。随着时间的推移($t/T_d = 0.01$), 由于光折变空间电荷场的逐步建立和增强, 光致折射率变化的幅度急剧增加, 波

导半峰全宽变窄。因此, 孤子的宽度也变窄。这时, 孤子和形成的波导有着相似的宽度。当空间电荷场的峰值达到饱和, 波导对光束的空间约束作用也达到了饱和。但是随着时间的进一步推移($t/T_d = 1$), 空间电荷场的分布变窄, 由此导致波导的宽度进一步变窄。此时波导对光束的约束作用不足以抵消光束的衍射发散, 部分光束是在波导外传播, 孤子的宽度反而变宽了。此外需要指出的是, 当 $\gamma_{eff} k_{eff}$ 设定为负值时, 由 $\Delta n = -0.5n_0^3 r_{eff} E$ 可知, Δn 在这种配置条件下是负值。通过图 1(b) 中空间电荷场的变化, 可知 Δn 的分布是中间高、两边低的, 因此这时在晶体中是易于形成波导结构的。

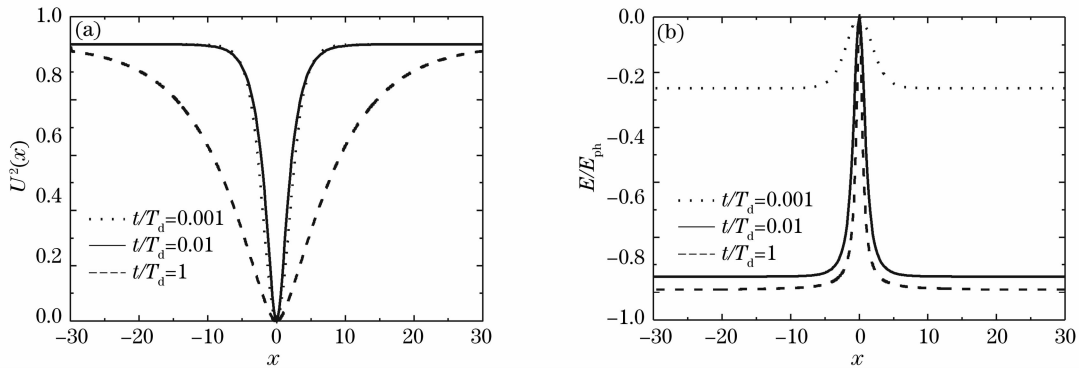


图 1 在 $r=100$ 和 $1 + I_b/I_d = 3$ 的情况下, 孤子强度波形 $u^2(X)$ (a) 和与孤子强度波形相对应的归一化空间电荷场 E/E_{ph} (b) 在不同时刻的变化情况

Fig. 1 Solitons profile $u^2(X)$ (a) and corresponding normalized space-charge field E/E_{ph} (b) for $r=100$ and $1 + I_b/I_d = 3$

3.1.2 均匀背景光对暗孤子的影响

在没有均匀背景光辐照的情况下, 孤子波形的一阶微分形式已由 Mathieu Chauvet^[14] 给出。通过与(16)式比较发现, 与时间 t 有关的量在有均匀背

景光辐照的情况比没有均匀背景光辐照情况下多一个比例因子 $(1 + I_b/I_d)$, 使得有均匀背景光辐照的孤子波形变化比没有均匀背景光辐照时在时间上提早了 I_b/I_d 倍。图 2 是当 $1 + I_b/I_d = 3$ 时开路有均匀背景光辐照情况下孤子的半峰全宽(FWHM)随着时间的变化。可以看出, r 值越大, 孤子宽度达到稳态的时间越短。较低 r 值($r < 5$) 的孤子宽度都是单调下降的, 这可能是由于较低 r 值的孤子所对应的空间电荷场还没有达到饱和。

3.2 光伏亮孤子

通过计算发现, 增加均匀背景光辐照, 会在时间项上多了一个相同的比例因子 $(1 + I_b/I_d)$, 致使增加均匀背景光辐照对光伏亮(暗)孤子波形有着相同的影响, 即使其孤子波形变化比没有均匀背景光辐照时在时间上提早了 I_b/I_d 倍, 其它动态性质基本相同。那么, 可以仅计算均匀背景光辐照开路的空间亮孤子情形。运用亮孤子的边界条件 $u(0) = 1$, $u'(0) = 0$ 和 $u_\infty = u'(\infty) = u''(\infty) = 0$, 可得到含时

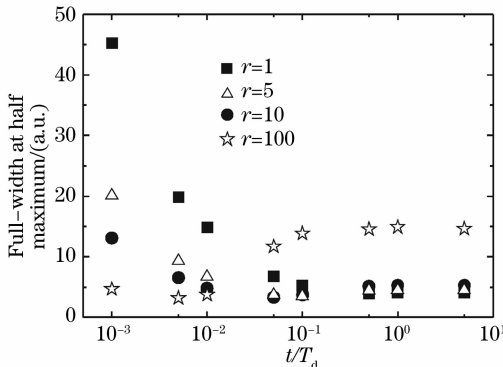


图 2 当 $1 + I_b/I_d = 3$ 时开路有背景光情况下孤子强度的半峰全宽随时间的变化

Fig. 2 Full-width at half maximum of solitons intensity as a function of time for $1 + I_b/I_d = 3$ under open-circuit and background-light conditions

的孤子传播常量

$$\Gamma = \frac{1}{2kd^2r} \left\{ -1 - \ln\left(\frac{1}{1+r}\right) + \frac{1}{t(1+I_b/I_d)} \left\{ \exp\left[-\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t\right] - \exp\left[-\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t(1+r)\right] \right\} - \left\{ \text{Ei}\left[\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t\right] - \text{Ei}\left[\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t(1+r)\right] \right\} \right\}, \quad (17)$$

对(14)式积分一次,则有

$$u'(X) = (2kd^2\Gamma + 1)[u^2(X) - 1] - \frac{1}{r} \ln \frac{1+ru^2(X)}{1+r} + r\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t \left\{ \exp\left[-\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t[1+ru^2(X)]\right] - \exp\left[-\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t(1+r)\right] \right\} - r \left\{ \text{Ei}\left[\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t[1+ru^2(X)]\right] - \text{Ei}\left[\left(1+\frac{I_b}{I_d}\right)t(1+r)\right] \right\}, \quad (18)$$

式中 $\text{Ei}(\theta) = -\int_{-\theta}^{+\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy$ 是指数积分函数。如果给定时间 t , 积分(18)式可得到孤子强度波形 $U^2(x)$ 。

图3为有均匀背景光辐照情况下孤子强度波形 $U^2(x)$ 和与之相关联的归一化空间电荷场 E/E_{ph} 的变化曲线。这里假设孤子的峰值强度 I_{max} 与暗辐照强度 I_d 和背景光强度 I_b 之和的比值 $r = 100$ 。

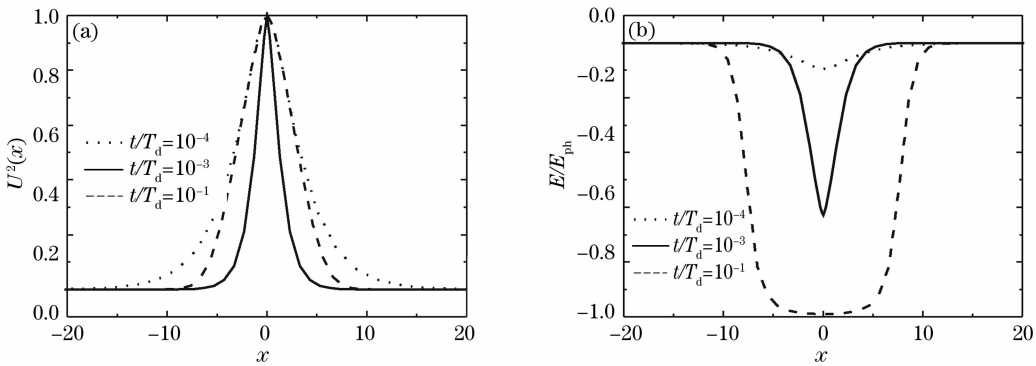


图3 当 $r=100, 1+I_b/I_d=10$ 时, 开路均匀背景光辐照下孤子强度波形 $U^2(x)$ (a) 和与孤子强度波形相对应的归一化空间电荷场 E/E_{ph} (b) 在不同时刻的变化情况

Fig. 3 Solitons profiles (a) and corresponding normalized space-charge fields (b) for $r=100$ and $1+I_b/I_d=10$ under open-circuit and background-light conditions

由图3可知, $t/T_d=10^{-4}$ 时, 晶体中可以形成一个宽度较宽的空间亮孤子, 对应的空间电荷场强度较低。随着时间的推移, 由于光折变空间电荷场的逐渐建立并增强, 光致折射率变化幅度增加, 所形成的波导对光束的空间约束效应增强, 空间孤子的宽度变窄。这时, 孤子和形成的波导有着相似的宽度 ($t/T_d=0.001$)。当空间电荷场的峰值达到饱和, 光致波导对光束的空间约束作用达到最大。但是随着时间的进一步推移 ($t/T_d=0.1$), 空间电荷场的宽度变宽了, 孤子随着波导的展宽而变宽。当 $\gamma_{eff} k_{eff}$ 设为正值时, 由 $\Delta n = -0.5n_0^3 r_{eff} E$ 可知 Δn 在这种配置条件下是正值, 通过图3(b)中空间电荷场的变化, 可以知道 Δn 的分布是中间高、两边低, 因此这时在晶体中也易于形成波导结构。

图4是当 $1+I_b/I_d=10$ 时, 开路有均匀背景光辐照情况下孤子半峰全宽随时间的变化情况。 r 值越大, 孤子宽度达到稳态的时间越短。当 $r=1$ 时,

对应孤子的半峰全宽单调下降, 这可能是因为空间电荷场还没有达到饱和的原因。

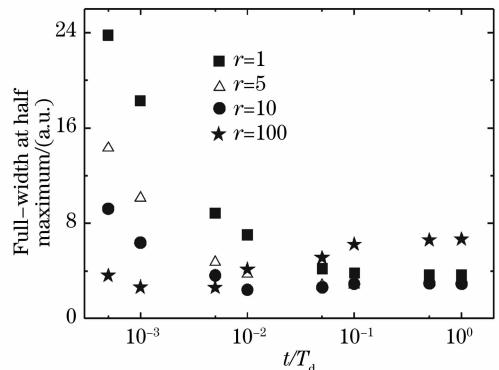


图4 当 $1+I_b/I_d=10$ 时, 开路有均匀背景光辐照情况下孤子强度的宽度随着时间的变化

Fig. 4 Full-width at half maximum of solitons intensity as a function of time for $1+I_b/I_d=10$ under open-circuit and homogeneous background-light conditions

4 结 论

从理论上研究了光折变空间孤子随时间的演化过程。发现增加均匀背景光的辐照均使得开路光伏空间亮孤子和暗孤子的时间演化过程提前 I_b/I_d 倍。此外,还研究了开路情况下光伏空间亮(暗)孤子的半峰全宽在不同的孤子峰值强度与暗辐照强度和背景光强度之和的比值条件下随着时间的变化情况。比值越大,光伏空间孤子的宽度达到稳态所需的时间越短。

参 考 文 献

- Mordechai Segev, Bruno Crosignani, Amnon Yariv *et al.*. Spatial solitons in photorefractive media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(7): 923~926
- Bruno Crosignani, Mordechai Segev, Doruk Engin *et al.*. Self-trapping of optical beams in photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(3): 446~453
- Mordechai Segev, George C. Valley, Bruno Crosignani *et al.*. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(24): 3211~3214
- Zhigang Chen, Mordechai Segev, Tamer Coskun *et al.*. Incoherently coupled dark-bright photorefractive solitons [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(20): 1821~1823
- George C. Valley, Mordechai Segev, Bruno Crosignani *et al.*. Dark and bright photovoltaic spatial solitons[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(6): 4457~4460
- Minoru Taya, Matthew Bashaw, M. M. Fejer *et al.*. Observation of dark photovoltaic spatial solitons[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(4): 3095~3100
- Minoru Taya, Matthew C. Bashaw, M. M. Fejer *et al.*. Y junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(13): 943~945
- Wang Hongcheng, Jiang Desheng, Wang Xiaosheng *et al.*. Study on one-dimensional gray photovoltaic spatial solitons and their stability[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1111~1116
王红成,江德生,王晓生等. 一维光伏空间灰孤子及其稳定性研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1111~1116
- Zhu Nan, Guo Ru, Liu Simin *et al.*. Photovoltaic gray spatial solitons in photorefractive crystal[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(7): 903~907
朱楠,郭儒,刘思敏等. 光折变晶体中的光生伏打灰空间孤子[J]. *中国激光*, 2005, **32**(7): 903~907
- Lu Keqing, Zhang Yanpeng, Li Bo *et al.*. Self-deflection of steady-state spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(2): 134~138
卢克清,张彦鹏,李博等. 有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的自偏转[J]. *光学学报*, 2002, **22**(2): 134~138
- M. Chauvet, S. Chauvin, H. Maillotte *et al.*. Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO₃ waveguides[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17): 1344~1346
- Tan Xin, Liu Jingsong. Self-deflection of bright photorefractive solitons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(11): 1307~1311
谭欣,刘劲松. 光折变明孤子的自偏转演化特性[J]. *光学学报*, 2002, **22**(11): 1307~1311
- Mordechai Segev, George C. Valley, Matthew C. Bashaw *et al.*. Photovoltaic spatial solitons[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(7): 1772~1781
- Mathieu Chauvet. Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(12): 2515~2522
- 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
- Zhong Weiping, Yi Lin. Interactions of solitons in dispersion compensation fiber nonlinear communication system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 491~496
钟卫平,易林. 色散补偿光纤通信系统中孤子之间的相互作用[J]. *光学学报*, 2006, **26**(4): 491~496
- 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自弯曲现象研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(8): 1485~1489
- M.-F. Shih, M. Segev, G. C. Valley *et al.*. Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons[J]. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(10): 826~827