

文章编号: 1001-3806(2007)01-0102-04

串联光折变晶体回路中独立孤子对的温度特性

吉选芒¹, 王金来¹, 刘劲松²

(1. 运城学院 物理与电子工程系, 运城 044000 2 华中科技大学 激光技术与工程研究院, 武汉 430074)

摘要: 为了得到温度对串联光折变晶体回路中独立空间孤子对特性的影响结果, 基于串联光折变晶体回路中独立空间孤子对的基本理论, 推出了低振幅条件下串联光折变晶体回路中亮暗独立空间孤子对光波演化方程的解析解。理论分析了温度对其特性的影响, 数值分析了这种孤子对的动态演化特性, 讨论了这种系统应用于温控光器件的可能性。结果表明, 调节暗孤子的温度能够影响明孤子的特性。

关键词: 非线性光学; 光折变效应; 空间孤子对; 温度特性

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

The temperature dependence of separate spatial soliton pairs in an unbiased series photorefractive crystal circuit

JIXuan-mang¹, WANG Jin-lai¹, LIU Jin-song²

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

Abstract In order to obtain the effect of temperature on the separate spatial soliton pairs in an unbiased series photorefractive crystal the low-amplitude bright-dark separate spatial soliton pairs in an unbiased series photorefractive crystal circuit are investigated theoretically. The analytical solutions for both bright and the dark low-amplitude separate spatial soliton in series photorefractive crystal circuit are obtained. The effect of temperature on the soliton property is analyzed. The result shows that the dynamical evolution of bright soliton in one crystal can be modulated by changing the temperature of the other crystal in which the dark soliton is supported. The dynamical evolution of the bright-dark separate spatial soliton pair is investigated by numerical simulation. Potential application in thermo-control optical devices is discussed.

Key words nonlinear optics; photorefractive effects; spatial optical soliton pairs; temperature dependence

引 言

自上世纪 90 年代, 空间光孤子的研究受到了人们极大的关注。迄今为止, 已从理论上证明了存在 3 种稳态光折变空间光孤子: 屏蔽孤子, 光伏孤子以及屏蔽光伏孤子, 其中前两种已在实验中得到验证。与此同时, 关于孤子对、孤子的相干与非相干耦合等问题也得到了广泛的研究^[1~11]。但以上这些研究都是局限在一块光折变晶体中, 从未涉及到两块光折变晶体。最近, LU 等人^[12]提出了在串联光折变晶体回路中存在独立的空间孤子对, 并对各种空间独立孤子对的属性进

行了分析。但他们没有研究小振幅情况下的这种独立孤子对的特性。作者基于文献 [12]、文献 [13] 中给出的基本理论, 推出了小振幅条件下串联光折变晶体回路中独立亮-暗空间孤子对的解析表达式, 理论分析了温度对其特性的影响, 并数值分析了其动态演化特性。结果表明, 调节暗孤子的温度能够影响明孤子的特性。

1 基本理论

如图 1 所示, 串联光折变晶体回路由两块光折变

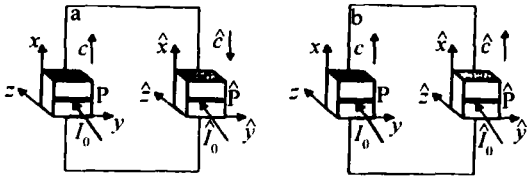


Fig 1 Illustration of the series PR crystal circuit consisting of two PR crystals in which at least one crystal must be PV-PR
a—two crystals's c-axes oriented in a right-handed screw sense, denoted by \uparrow b—one crystal's c-axis is oriented in a right-handed screw sense but the other crystal's c-axis is oriented in a left-handed screw sense, denoted by $\uparrow \downarrow$

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10174025, 10574051); 山西省教育厅 高校 高科技 开发 资助 项目 (200611042)

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

E-mail: jixuanmang@126.com

收稿日期: 2005-11-18 收到修改稿日期: 2006-04-23

晶体通过电极引线串联而组成。两块晶体中至少有一块为光伏光折变晶体^[12]。两束 x 方向极化, 并只在 x 方向 (与 c 轴平行) 衍射的一维类孤子激光束 I_0 和 \hat{I}_0 分别入射到两块晶体上, 并沿 z 方向在晶体中传播。

设晶体 P 和 \hat{P} 沿 x 的方向的厚度即两电极间距分别为 W 和 \hat{W} , 面积分别为 S 和 \hat{S} , 对于单块光折变晶体 P 和 \hat{P} , 光波在晶体中传播时, 满足旁轴方程为^[6]:

$$\nabla_z^2 \varphi + \frac{1}{2} \varphi_{xx} - \frac{k_0}{2} (n_e^3 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}}) \varphi = 0 \quad (1)$$

式中, φ 为光波电场分量的 E 慢变化包络, 满足关系 $E = x \varphi(x, z) \exp(-ikz)$, $\varphi_z = \partial \varphi / \partial z$, $\varphi_{xx} = \partial^2 \varphi / \partial x^2$, $k = k_0 n_e$, 其中, k 为波矢量, k_0 为波数。 $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 为光波在自由空间中的波长, r_{eff} 为有效电光系数, n_e 为晶体非常光折射率, E_{sc} 为光波感应处的空间电荷场。

LU 等人^[12]给出了在忽略扩散项影响, 光束的空间展宽 Δx 和 $\Delta \hat{x}$ 远小于晶体在 x 和 \hat{x} 方向的宽度的条件下, 两块晶体 P 和 \hat{P} 中的空间电荷场 E_{sc} 和 \hat{E}_{sc} :

$$E_{\text{sc}} = E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} + E_p \frac{I_\infty - I}{I + I_d} \quad (2)$$

$$\hat{E}_{\text{sc}} = \hat{E}_0 \frac{\hat{I}_\infty + \hat{I}_d}{\hat{I} + \hat{I}_d} + \hat{E}_p \frac{\hat{I}_\infty - \hat{I}}{\hat{I} + \hat{I}_d} \quad (3)$$

式中, $I_\infty = I(x \rightarrow \pm\infty, z)$, I_d 为晶体 P 的暗辐射光强, $E_p = k_p \gamma N_a / e\mu$ 为晶体光伏场量, k_p 为光伏常量, γ_r 为载流子的复合速率, μ 为电子的迁移率, e 为基本电荷。 N_a 为施主密度; 晶体 \hat{P} 的相应参量用对应的每个变量上加帽子的符号 $\hat{\cdot}$ 表示。

CHENG 和 PARTORT^[14]给出了 I_d 随温度变化的关系式:

$$I_d = I_{d0} (T/300)^{3/2} \exp\left[\frac{E_t}{k_B} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (4)$$

式中, I_{d0} 为室温 ($T = 300\text{K}$) 时的 I_d 值, E_t 是间隙中的能级位置, k_B 是玻耳兹曼常数, 对于典型的光伏光折变晶体, 如 LiNbO_3 , $E_t = 10^{-19} \text{J}$ ^[11]。

对于图 1 所示两种情况, 若一个晶体中形成明孤子, 一个晶体中形成暗孤子, 则在两块晶体中就形成亮暗独立的空间孤子对。在这种情况下, E_0 和 \hat{E}_0 表达式如下^[12]。

在回路结构为 $\uparrow \uparrow$ 的情况 (见图 1a):

$$E_0 = g\hat{E}_p, \hat{E}_0 = -\Gamma\hat{E}_p \quad (5)$$

在回路结构为 $\uparrow \downarrow$ 的情况 (见图 1b):

$$E_0 = -g\hat{E}_p, \hat{E}_0 = -\Gamma\hat{E}_p \quad (6)$$

式中, $g = \delta \hat{I}_\infty \hat{W} \Phi / W$, $\Phi = 1 / [\delta (I_\infty + I_d) + \delta (\hat{I}_\infty + \hat{I}_d)]$, $\Gamma = \delta I_\infty \Phi$, $\hat{\Gamma} = \delta \hat{I}_\infty \Phi$, $\hat{g} = \delta I_\infty W \Phi / \hat{W}$, $\delta = S\mu_s \times (N_d - N_a) / (\gamma N_a W)$, $\hat{\delta} = S\hat{\mu}_s (\hat{N}_d - \hat{N}_a) / (\gamma \hat{N}_a \hat{W})$, 其

中, s_i 为光电离截面。这里 g 和 \hat{g} 是增益系数, Γ 和 $\hat{\Gamma}$ 是耦合系数。

将 (2) 式代入 (1) 式中, 并采用下列无量纲的变量简化方程: $\xi = z / (kx_0^2)$, $s = x / x_0$, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度, $U = (2n_0 I_d / n_e)^{-1/2} \varphi$, 其中, $n_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$, μ_0 为真空中的磁导率, ϵ_0 为真空中的电介常数。得到归一化的光波包络 U 在 P 中传播时满足如下的动态演化方程:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \beta(\rho + 1) \frac{U}{1 + |U|^2} - \alpha \frac{(\rho - |U|^2)U}{1 + |U|^2} + \gamma \frac{(|U|^2)U}{1 + |U|^2} = 0 \quad (7)$$

式中, $\rho = I_\infty / I_d$, $\beta = \sigma E_0$, $\alpha = \sigma E_p$, $\gamma = \sigma k_B T / (x_0 e)$, $\sigma = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33} / 2)$ 。同理可得另外一束光波包络的动态演化方程:

$$i\hat{U}_\xi + \frac{1}{2}\hat{U}_{ss} - \hat{\beta}(\hat{\rho} + 1) \frac{\hat{U}}{1 + |\hat{U}|^2} - \hat{\alpha} \frac{(\hat{\rho} - |\hat{U}|^2)\hat{U}}{1 + |\hat{U}|^2} + \hat{\gamma} \frac{(|\hat{U}|^2)\hat{U}}{1 + |\hat{U}|^2} = 0 \quad (8)$$

式中, $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_d$, $\hat{\beta} = \hat{\sigma} \hat{E}_0$, $\hat{\alpha} = \hat{\sigma} \hat{E}_p$, $\hat{\gamma} = \hat{\sigma} k_B T / (\hat{x}_0 e)$, $\hat{\sigma} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33} / 2)$ 。

从 (7) 式和 (8) 式可见, 两式形式相同, 两束孤子光束 U 和 \hat{U} 分别与两块晶体各自的参量有关, 但由于参量 β 、 $\hat{\beta}$ 的大小分别由 E 、 \hat{E}_0 来决定, 由 (5) 式和 (6) 式可以知道, E 、 \hat{E} 之间通过 g 、 \hat{g} 和 Γ 、 $\hat{\Gamma}$ 相互联系, 因而可知 U 和 \hat{U} 不是独立存在于两个晶体中, 两者之间可以相互影响。对于明暗孤子对, 在给定晶体参量的情况下, 明孤子增益系数 g 的大小取决于暗孤子波在 ∞ 处的强度即最大强度值 I_∞ 。因此, 暗孤子强度改变将会影响到明孤子的传播特性。在暗孤子所处的晶体温度改变情况下, 明孤子的特性必然会受到影响。由 (4) 式可以得到暗孤子中 ρ 随温度的变化关系:

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}_0 (T/300)^{3/2} \exp\left[\frac{\hat{E}_t}{k_B} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (9)$$

式中, $\hat{\rho}_0$ 为 $T = 300\text{K}$ 时的 $\hat{\rho}$ 值, 由 (9) 式, 结合 (5) 式和 (6) 式可以来分析孤子对的温度特性。

2 明暗独立空间孤子对包络小信号解析解

在忽略扩散效应的条件下, 由 (7) 式可得明孤子的传播方程为:

$$iU_\xi + U_{ss} \alpha U / 2 - (\alpha + \beta)(1 + \rho)U / (1 + |U|^2) = 0 \quad (10)$$

这里假设在晶体 P 中形成明孤子, 对于明孤子而言, $I_\infty = 0$ 因而 $\rho = I_\infty / I_d = 0$ 在低振幅的情况下, $|U|^2 \ll 1$, 则 (10) 式可近似为:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} \alpha U - \beta U + (\alpha + \beta)|U|^2 U = 0 \quad (11)$$

求解 (11) 式, 可得到 U 的解析解:

$$U = r^{1/2} \operatorname{sech}\{[r(\alpha + \beta)]^{1/2}s\} \times \exp\left[\frac{r}{2}\alpha + \frac{r-2}{2}\beta\right] \quad (12)$$

式中, $r = I_0/I_d$ 是明孤子的最大光强与暗辐射强度的比值。

从 (5) 式和 (6) 式可知, 对于 $\uparrow\uparrow$ 回路, $\hat{g} = Q\Gamma = Q E_0 = g\hat{E}_p$ 以及 $\hat{E}_0 = -\Gamma\hat{E}_p$; 则得 $\alpha = \sigma E_p$, $\beta = \sigma_g \hat{E}_p$; 对于 $\uparrow\downarrow$ 回路, $E_0 = -g\hat{E}_p$, $\hat{E}_0 = -\Gamma\hat{E}_p$; 则得 $\alpha = \sigma E_p$, $\beta = -\sigma_g \hat{E}_p$ 。

同理, 对于 \hat{P} 中的暗孤子, 采用类似的做法, 结合边界条件可解出暗孤子的解析解为:

$$\hat{U} = \hat{\rho}^{1/2} \tanh\{[-(\hat{\alpha} + \hat{\beta})\hat{\rho}(1 + \hat{\rho})]^{1/2}\hat{s}\} \times \exp\{i[\hat{\alpha}\hat{\rho} - \hat{\beta}(1 - \hat{\rho})]\hat{\xi}\} \quad (13)$$

式中, $\hat{\rho} = \hat{I}_0/\hat{I}_d$, 由 (5) 式和 (6) 式可知, 对于暗孤子, $\hat{\alpha} = \hat{\sigma}E_p$, $\hat{\beta} = -\hat{\sigma}\Gamma\hat{E}_p$ 。

由 (12) 式和 (13) 式可知, 当 $\alpha + \beta > 0$, $\hat{\alpha} + \hat{\beta} < 0$ 在两晶体中就能够形成明-暗独立的空间孤子对, 明暗孤子包络随 $\alpha + \beta$ 和 $\hat{\alpha} + \hat{\beta}$ 的不同取值而发生变化, 选择晶体合适参量, 就可以计算出两个孤子的强度包络, 由 (5) 式和 (6) 式可以知道, 明-暗独立的孤子对中, 暗孤子的强度改变可以影响明孤子的特性, 而明孤子却无法影响暗孤子。为了对这种明-暗孤子对的特性有进一步的了解, 用 (12) 式和 (13) 式的分别计算了明暗孤子的包络情况。

下面以 $\uparrow\downarrow$ 型晶体回路为例 (见图 1b), 由 $\alpha + \beta = \sigma(-g\hat{E}_p + E_p) > 0$, $\hat{\alpha} + \hat{\beta} = \hat{\sigma}(1 - \Gamma)\hat{E}_p < 0$ 可得 $\hat{E}_p < Q E_p < g|E_p|$ 。采用两块 LiNbO_3 晶体通过导线串联起来组成回路, 晶体参量选取如下: $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}W = \hat{W}$, $I_d = \hat{I}_d$, $n_e = \hat{n}_e = 2.2$, $\gamma_{33} = \hat{\gamma}_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$, $E_p = -10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, $\hat{E}_p = -10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, 在小振幅的情况下, 取 $r = I_0/I_d = 0.1$, $\hat{\rho} = I_0/\hat{I}_d = 0$, $\hat{\rho} = \hat{I}_0/\hat{I} = 0.1$, 取 $\lambda_0 = \hat{\lambda}_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = \hat{x}_0 = 40 \mu\text{m}$ 。由上述参量可算得 $\sigma = \hat{\sigma}_0 = 8.88 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$, 由 $I_\infty = 0$, $\hat{I}_\infty \neq 0$ 有 $g = \hat{\Gamma} =$

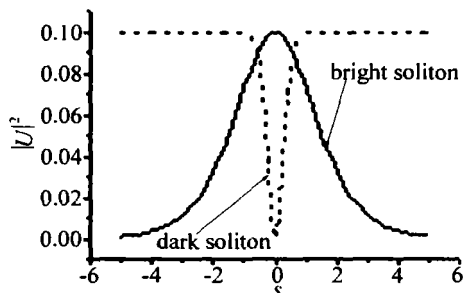


Fig 2 Bright-dark separate spatial soliton pairs in a series PR crystal circuit with the directions of two crystals's c axes being reverse, the bright and dark solitons in two LiNbO_3 crystals respectively

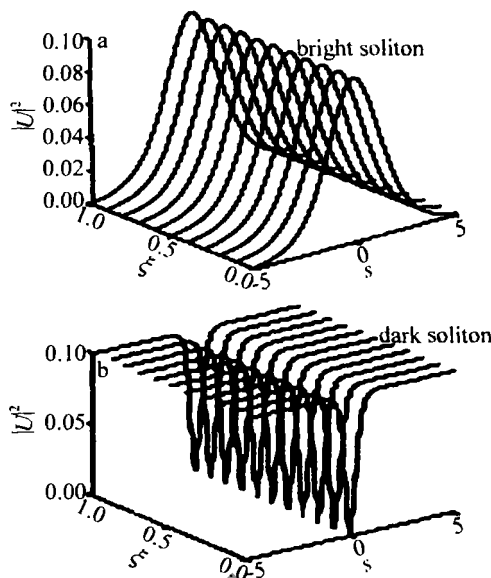


Fig 3 Dynamical evolution of bright-dark separate spatial soliton pairs in a series PR crystal circuit with the directions of two crystals's c axes being reverse

0.0476 , $\hat{g} = \hat{\Gamma} = 0$, $\alpha + \beta = -0.888 + 4.228 = 3.34$, $\hat{\alpha} + \hat{\beta} = -88.8 + 4.228 = -84.57$ 用 (12) 式和 (13) 式可以得到该参量下的晶体回路中支持的明-暗孤子对包络, 见图 2。图 3 中给出了该参量下的动态演化特性。

3 明-暗独立空间孤子对温度特性

图 4 给出了在 $T = 300\text{K}$ 和 $T = 290\text{K}$ 时的明孤子和暗孤子强度变化包络, 图 4a 为明孤子, 图 4b 为暗孤子。

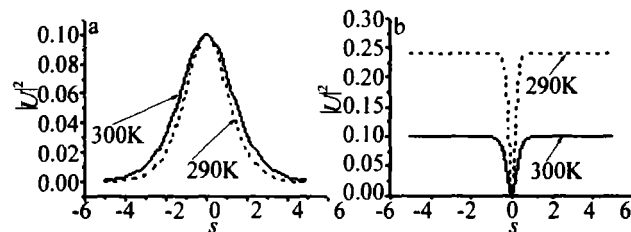


Fig 4 Temperature dependence of bright-dark separate spatial soliton pairs in a series PR crystal circuit with the directions of two crystals's c axes being reverse
a—bright soliton b—dark soliton

孤子, 实线为室温情况, 虚线为 290K 时的情况, 改变的是暗孤子所处环境温度。在温度下降为 290K 时, g 值变为 0.066 比 300K 时增大, 引起明孤子的 β 变为 5.868 也比 300K 时增大。可以看出, 温度对暗孤子影响很大, 这与作者的研究一致^[11]。同时可以看出, 虽然明孤子所处的温度没有变, 但在这种串联光折变晶体回路中, 暗孤子行为的变化会影响到明孤子, 由图可知, 暗孤子所处的温度降低, 使明孤子的半峰全宽变窄, 但幅度几乎不变, 究其原因, 是由于暗孤子温度降低, 使明孤子 β 变大, 引起了明孤子屏蔽场的增大。

图 5 中给出了在 $T = 300\text{K}$ 和 $T = 310\text{K}$ 时明孤子

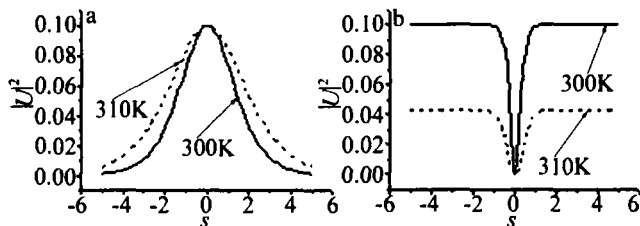


Fig 5 Temperature dependence of bright/dark separate spatial soliton pairs in a series PR crystal circuit with the directions of two crystals' s - z axes being reverse
a—bright soliton b—dark soliton

和暗孤子的强度变化包络, 图 5a 为明孤子, 图 5b 为暗孤子, 实线为 300K 情况, 虚线为 310K 时的情况。由图可以看出, 升高温度, 暗孤子的包络高度降低, 如图 5b 中的虚线所示。这时 g 值变为 0.029, 比 300K 时的值减小, 而 β 值变为 2.619, 也比 300K 时数值减小, 这相当于引起了明孤子屏蔽场的减小, 所以, 由图 5a 可以看出, 升高温度, 明孤子幅度几乎不变, 但半峰全宽变宽。

由上述研究可以看出, 暗孤子温度的变化对明孤子的包络宽度产生影响, 温度升高, 明孤子包络宽度变宽, 降低温度, 明孤子包络宽度变窄, 这原理对实际工作有深刻的指导意义。

4 结 论

推出了串联光折变晶体回路中小振幅亮-暗独立空间孤子对的解析表达式, 数值分析表明, 在小振幅下, 串联光折变晶体回路中支持亮-暗独立空间的孤子对。如果改变暗孤子所处的温度条件, 可以来控制明孤子波空间宽度的行为, 其物理本质是暗孤子温度的改变, 导致其在晶体内建立的空间电荷场的大小发生变化, 这样两块晶体间串联的导线中就有光电流流过, 明孤子所在晶体中的电场就发生变化, 明孤子的空间行态就会发生变化。这种通过调节一个晶体上的温度来改变另一个晶体中光束的特性的方法在温控光器件等光学元件上有潜在的应用价值。

根据以往已对单块光折变晶体的温度特性研究经验^[14], 对串联光折变晶体回路中独立空间孤子对的温度特性实验研究方面, 总体思路是给两块晶体都安装加热炉和相应的控温设备。对于和本文中相关的实验, 可只给形成暗孤子的这块晶体加上加热炉和控温设备。给形成明孤子的这块晶体入射一维的类明孤子

激光束, 让这块晶体中形成明孤子。给有加热炉的这块晶体入射能形成暗孤子的激光束, 然后升高或降低温度。通过明孤子的探测装置, 来观测明孤子光斑的变化行为。这样就可以来验证理论分析的结果。

参 考 文 献

- [1] HOU Ch F, LI S Q, LI B *et al*. Spa spatial solitons in photorefractive media [J]. Progress in Physics, 2001, 21(2): 237~245 (in Chinese).
- [2] LU J S, LU K Q. Spatial solitons in photovoltaic photorefractive crystals in an external bias field [J]. Acta Physica Sinica, 1998, 47(9): 1509~1515 (in Chinese).
- [3] SEGEV M, CROSKNANI B, YARIV A. Spatial solitons in photorefractive media [J]. Phys Rev Lett, 1992, 68(7): 923~926.
- [4] DUREE G C, SHULT J L, SALAMO G J *et al*. Observation of self trapping of an optical beam due to the photorefractive effect [J]. Phys Rev Lett, 1993, 71(4): 533~536.
- [5] CHRISTODULIDES D N, CARVAJALO M. Bright/dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. J O S A, 1995, B12(9): 1628~1633.
- [6] VALLEY G C, SEGEV M, CROSKNANI B *et al*. Dark and right photovoltaic solitons [J]. Phys Rev, 1994, A50(6): R4457~R4460.
- [7] SEGEV M, VALLEY G C, BASHAW M C *et al*. Photovoltaic spatial solitons [J]. J O S A, 1997, B14(7): 1772~1781.
- [8] LU J S, LU K Q. Screening photorefractive spatial solitons in biased photorefractive photovoltaic-photorefractive crystals and their self deflection [J]. J O S A, 1999, B16(4): 550~555.
- [9] HOU Ch F, YUAN B H, SUN X D. Incoherently coupled screening photovoltaic soliton pairs [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 49(10): 1969~1971 (in Chinese).
- [10] JI X M, WANG J L, LU J S *et al*. The temperature dependence of incoherently coupled bright/dark screening photovoltaic soliton pairs [J]. Laser Technology, 2004, 28(4): 386~389 (in Chinese).
- [11] JI X M, NIE H X, WANG J L *et al*. Temperature dependence of the low-amplitude screening photovoltaic bright spatial solitons in biased photovoltaic photorefractive crystal [J]. Acta Photonica Sinica, 2003, 32(9): 1142~1144 (in Chinese).
- [12] LU J S, HAO Z H. Separated spatial soliton pairs and solitons interaction in an unbiased series photorefractive crystal circuit [J]. Phys Lett, 2003, A29(7): 213~220.
- [13] HAO Zh H, LU J S. Modulation on dynamical evolution of Gaussian beam in an unbiased serial photorefractive crystal circuit [J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(2): 2772~2777 (in Chinese).
- [14] CHENG L J, PARTOV I A. Temperature and intensity dependence of photorefractive effect in GaAs [J]. A P L, 1986, 49(21): 1456~1458.
- [15] JI X M, AN Y Y, LU J S. Temperature dependence of thermal emission rate in Ce:KNSBN [J]. Acta Physica Sinica, 1997, 46(5): 915~918 (in Chinese).