

# 双光子光折变晶体串联回路中独立全息屏蔽空间孤子对

吉选芒<sup>1</sup> 姜其畅<sup>1</sup> 刘劲松<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 山西运城学院物理与电子工程系, 山西 运城 044000)  
(<sup>2</sup> 华中科技大学光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074)

**摘要** 为了得到双光子独立全息屏蔽空间孤子对的结果, 基于光折变晶体中的两波耦合和双光子光折变效应, 证明在由两块双光子光折变晶体和一个电压源通过导线连接组成的串联回路中存在全息亮(暗)屏蔽孤子。每块晶体中能支持一个全息屏蔽孤子, 这两个孤子称为双光子独立全息屏蔽孤子对, 有明-明、暗-暗和明-暗三种类型。数值计算结果表明, 在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下, 孤子对中的两孤子通过光电流和相互耦合能影响到这些孤子的空间包络和动态演化特性。

**关键词** 非线性光学; 全息孤子; 双光子光折变效应; 独立空间孤子对

**中图分类号** O437      **文献标识码** A      **doi:** 10.3788/AOS201232.0419002

## Separate Holographic Soliton Pairs in a Biased Series Two-Photon Photorefractive Crystal Circuit

Ji Xuanmang<sup>1</sup> Jiang Qichang<sup>1</sup> Liu Jinsong<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng, Shanxi 044000, China)  
(<sup>2</sup> College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China)

**Abstract** In order to study the two-photon separate holographic soliton pairs, based on the two-wave coupling and two-photon photorefractive effect in photorefractive crystals, holographic bright (dark) screening solitons are predicted in a series circuit consisting of double two-photon photorefractive crystal connected electronically by electrode in a chain with a voltage source. Each crystal can support a holographic screening soliton. The two solitons are known as a separate holographic two-photon screening soliton pair and there are three types: dark-dark, bright-bright and bright-dark. Numerical calculation results show that two solitons in a soliton pair can affect each other by light-induced current and coupling effects, which can affect the normalized spatial and the dynamical evolutions of solitons under the limit of the spatial extent of the optical beam is much less than the width of the crystal.

**Key words** nonlinear optics; holographic soliton; two-photon photorefractive effects; separate spatial soliton pairs

**OCIS codes** 190.5530; 190.7070

## 1 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。迄今为止, 已证明由自相位调制自聚焦效应机理形成的光折变空间光孤子种类有: 准稳态孤子<sup>[1]</sup>、屏蔽孤子<sup>[2]</sup>、光伏孤子<sup>[3~5]</sup>和屏蔽光伏孤子<sup>[6]</sup>。上述空间孤子都是针

对单光子光折变晶体, 2005 年, Hou 等<sup>[7,8]</sup>还提出了双光子光折变空间孤子的理论。另一类是交叉相位调制自聚焦效应机理形成的全息孤子<sup>[9]</sup>, 特别是耗散系统中的全息孤子更引人注目<sup>[10~12]</sup>。但上述研究都是在在一块光折变晶体中, 从未涉及到两块光折变晶体。2002 年, Liu 等<sup>[13,14]</sup>提出了串联单光子光折变晶体回路中存在独立空间孤子对的理论。2009

收稿日期: 2011-10-08; 收到修改稿日期: 2011-11-07

基金项目: 山西省自然科学基金(2011011003-2)资助课题。

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

年,吉选芒等<sup>[15]</sup>证明了有偏压双光子光折变晶体串联回路中独立屏蔽空间孤子对的存在。2010年,吉选芒等<sup>[16]</sup>还证明了双光子光折变独立屏蔽光伏空间孤子对的存在。

本文从理论上证明由两块双光子光折变晶体和一个电压源通过导线串联而成的回路中存在双光子独立全息屏蔽空间孤子对,得到了孤子对的光波演化方程和相应的孤子解,存在暗-暗、明-明和明-暗三种孤子对类型。数值计算结果表明,孤子对中两孤子通过光电流和它们的相互耦合能影响到对方的空间包络和动态演化特性。

## 2 基本理论

考虑图 1 所示的有外加电源的双光子光折变晶

体串联回路,两块双光子光折变晶体光轴方向 [ $x(\hat{x})$  方向] 两端面分别镀上电极通过导线和电源串联。将两束一维类孤子激光束  $I_2$  和  $\hat{I}_2$  作为信号光分别入射到两晶体上,沿  $z(\hat{z})$  在晶体中传播,两信号光衍射和偏振的方向都沿  $x(\hat{x})$  方向。抽运光  $I_p(\hat{I}_p)$  具有二维均匀空间分布,偏振方向与  $x(\hat{x})$  成一夹角  $\varphi(\hat{\varphi})$ ,与信号光  $I_2(\hat{I}_2)$  夹角为  $\theta(\hat{\theta})$ ,也沿  $z(\hat{z})$  方向在晶体中传播。 $I_1(\hat{I}_1)$  是与  $I_2(\hat{I}_2)$  波长和偏振都不同的均匀启动光。设晶体 P( $\hat{P}$ ) 沿  $x(\hat{x})$  方向的厚度即两电极间距和面积分别为  $W(\hat{W})$  和  $S(\hat{S})$ 。在抽运光  $I_p(\hat{I}_p)$  强度远大于信号光的情况下,信号光  $I_2(\hat{I}_2)$  在晶体 P( $\hat{P}$ ) 中能够演化成稳态全息孤子。

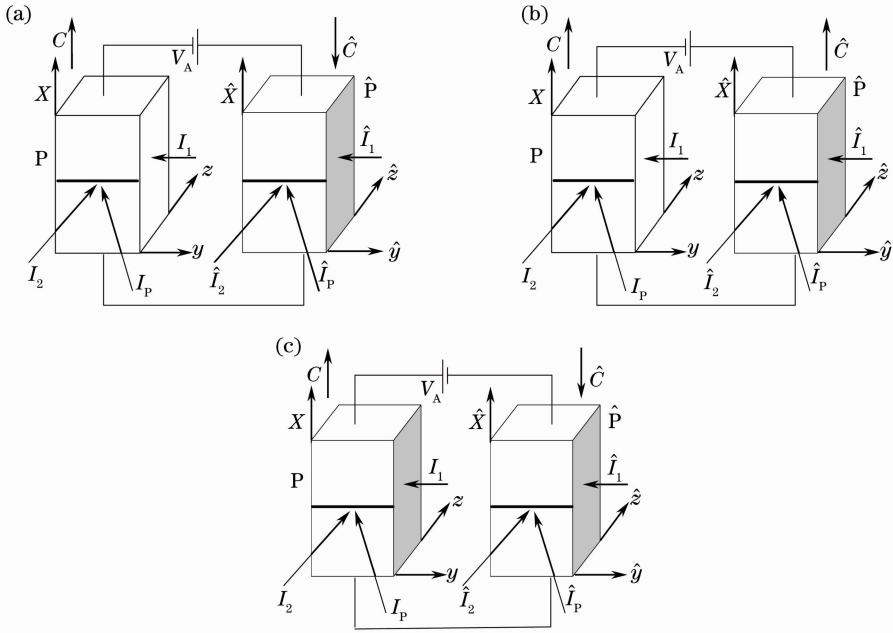


图 1 加偏压双光子光折变晶体串联回路结构示意图。(a)明-明孤子对; (b)明-暗孤子对; (c)暗-暗孤子对  
Fig. 1 Illustration of a biased two-photon photorefractive crystal series circuit. (a) Bright-bright soliton pair; (b) bright-dark soliton pair; (c) dark-dark soliton pair

考虑晶体 P, 设  $\phi$  表示信号光  $I_2$  的电场分量的慢变化包络, 满足方程<sup>[14]</sup>

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + i \frac{\partial \phi}{\partial z} - k_0 \frac{n_e^3}{2} r_{33} E_{sc} \phi + \left( \Gamma_0 - \frac{i}{2} \Gamma \right) \frac{I_p}{I_p + I_2} \phi + i \frac{1}{2} \vartheta_0 \phi = 0, \quad (1)$$

式中  $k = n_e k_0$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  是光波在真空中的波长,  $n_e$  为晶体对非常光折射率,  $\vartheta_0$  是晶体的吸收系数,  $r_{33}$  是晶体的电光系数,  $\Gamma$  和  $\Gamma_0$  分别是双光束耦合的强度和相位耦合系数,  $I_2(x, z) = (n_e/2\eta_0) |\phi(x, z)|^2$  和  $I_p(x, z) = (\eta_e/2\eta_0)^2 |\phi_p(x, z)|^2$  分别是信号光和抽运光的强度。晶体  $\hat{P}$  中的变量用对应

变量上加帽子的符号  $\hat{\cdot}$  来表示。设两块晶体均为非光伏型光折变晶体,  $E_{sc}$  是晶体内的空间电荷场, 在稳态和一维的情况下, 可根据描述双光子光折变效应的速率方程、连续性方程、泊松方程和高斯定理得到, 这些方程为<sup>[7]</sup>

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) - \gamma_1 n_1 N^+ - \gamma n N^+ = 0, \quad (2)$$

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) + \gamma_2 n(n_{01} - n_1) - \gamma_1 n_1 N^+ - s_2(I_2 + \beta_2/s_2 + I_p)n_1 = 0, \quad (3)$$

$$s_2(I_2 + \beta_2/s_2 + I_p)n_1 + \frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x} - \gamma_1 N^+ - \gamma_2 n(n_{01} - n_1) = 0, \quad (4)$$

$$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = e(N^+ - n - n_1 - N_A), \quad (5)$$

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

$$\frac{\partial J}{\partial x} = 0 \text{ 或 } J = C, \quad (7)$$

式中  $N$  是施主密度,  $N^+$  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,  $n_1$  是中间能级的电子密度,  $n_{01}$  是中间能级的陷阱密度;  $s_1$  和  $s_2$  是光电离截面,  $\beta_1$  和  $\beta_2$  分别是价带到中间能级和中间能级到导带的热激发速率,  $\gamma$ ,  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  分别是导带到价带, 中间能级到价带和导带到价带的复合率;  $D$  是扩散系数,  $\mu$  和  $e$  分别是电子的迁移率和基本电荷.  $\epsilon_0$  和  $\epsilon_r$  分别是真空和相对电容率,  $J$  是电流密度,  $C$  为常量. 在  $N^+ \sim N_A$  和  $(n_{01} - n_1) \ll N_A$ ,  $I_p \gg I_{2d} = \beta_2/s_2$  的近似条件下, 由(2)式和(3)式可以得出

$$n_1 = \frac{\gamma N_A n}{s_2 I_2 + I_p s_2}, \quad (8)$$

将(8)式代入(2)式中可得到

$$n = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_2 + I_p s_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_2 + I_p s_2 + \gamma_1 N_A)}; \quad (9)$$

$$E_0 = \Omega E_A, \quad (16)$$

$$\hat{E}_0 = \hat{\Omega} \hat{E}_A, \quad (17)$$

$$\Omega = \frac{\hat{\delta}(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p)/(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)}{\delta(I_{2\infty} + I_p)/(I_{2\infty} + I_p + \gamma_1 N_A/s_2) + \hat{\delta}(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p)/(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)}, \quad (18)$$

$$\hat{\Omega} = \frac{\delta(I_{2\infty} + I_p)/(I_{2\infty} + I_p + \gamma_1 N_A/s_2)}{\delta(I_{2\infty} + I_p)/(I_{2\infty} + I_p + \gamma_1 N_A/s_2) + \hat{\delta}(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p)/(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)}, \quad (19)$$

式中  $\delta = S\mu(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N_A)/\gamma N_A W$ ,  $E_A = V_A/W$ ,  $\hat{\delta} = \hat{S}\hat{\mu}(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{N} - \hat{N}_A)/\hat{\gamma} \hat{N}_A \hat{W}$ ,  $\hat{E}_A = V_A/\hat{W}$ , 参量  $\Omega$  和  $\hat{\Omega}$  是两孤子之间的耦合系数,  $\Omega + \hat{\Omega} = 1$ .

在  $I_2(x, z)$  随  $x$  的变化区域, 且忽略扩散项的影响下, 从(7)式和(10)式可得到  $J = e\mu n E_{sc}$ , 又由  $J_\infty = J(x, z)$  和(2)和(6)式可以得到

$$E_{sc} = E_0 \frac{(I_{2\infty} + I_p)(I_2 + I_p + \gamma_1 N_A/s_2)}{(I_{2\infty} + I_p + \gamma_1 N_A/s_2)(I_2 + I_p)}, \quad (20)$$

同理对于晶体  $\hat{P}$

根据与文献[3]相同的做法, 孤子的光强度  $I_2(x \rightarrow \pm \infty, z) = I_{2\infty}$ , 空间电荷场  $E_{sc}(x \rightarrow \pm \infty, z) = E_0$ . 从(9)式可以给出  $x \rightarrow \pm \infty$  时自由电子密度为

$$n_\infty = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_{2\infty} + I_p s_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_{2\infty} + I_p s_2 + \gamma_1 N_A)}; \quad (10)$$

此外,  $x \rightarrow \pm \infty$  区域的电流密度  $J$  可由(7)式得出

$$J_\infty = e\mu n_\infty E_0. \quad (11)$$

同理, 在晶体  $\hat{P}$  有

$$\hat{J}_\infty = e\hat{\mu} \hat{n}_\infty \hat{E}_0, \quad (12)$$

$$\hat{n}_\infty = \frac{(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p \hat{s}_2)(\hat{N} - \hat{N}_A)}{\hat{\gamma} \hat{N}_A (\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p \hat{s}_2 + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A)}. \quad (13)$$

设  $V_A$  为图 1 所示的串联光折变晶体回路中的外加电源的电动势, 晶体  $P(\hat{P})$  两端的电压为  $V(\hat{V})$ , 则有  $V + \hat{V} = V_A$  和  $SJ = \hat{S}\hat{J}$ . 在入射光束的横向尺寸远小于晶体在  $x(\hat{x})$  方向宽度的条件下, 可以有晶体  $P$  的外加电场  $E_0 = V/W$  和  $\hat{P}$  的外加电场  $\hat{E}_0 = \hat{V}/\hat{W}$ . 由此可得到

$$V_A = V + \hat{V} = WE_0 + \hat{W}\hat{E}_0. \quad (14)$$

因为晶体内部电流强度处处相等, 即  $J_\infty = J(x, z)$ ,  $\hat{J}_\infty = \hat{J}(\hat{x}, \hat{z})$ , 于是可以有

$$SJ_\infty = \hat{S}\hat{J}_\infty. \quad (15)$$

由(11)~(15)式可以得出

$$\hat{E}_{sc} = \hat{E}_0 \frac{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p)(\hat{I}_2 + \hat{I}_p + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)}{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_p + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_p)}. \quad (21)$$

空间电荷场  $E_{sc}$  和  $\hat{E}_{sc}$  的表达式虽然形式上与单块晶体的情形相同, 但它们的数值与两块晶体的参量都有关, 且通过耦合系数  $\Omega$  和  $\hat{\Omega}$  发生相互作用.

采用无量纲变量  $\xi = z/(kx_0^2)$ ,  $s = x/x_0$  和  $U = (2\eta_0 I_p/n_e)^{-1/2} \phi$ ,  $x_0$  为一个任意空间宽度,  $\vartheta = z_0 \vartheta_0/2$ ,  $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ ,  $\mu_0$  是真空中磁导率. 在扩散效应忽略时, 将(20)式代入(1)式中可得无量纲化光波振幅  $U$  满足如下耦合方程

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_s - \left[ \frac{(1+\rho)\beta(1+|U|^2+\sigma)}{(1+\rho+\sigma)} - g_0 + ig \right] \frac{U}{1+|U|^2} + i\vartheta U = 0, \quad (22)$$

式中  $\beta = (k_0 x_0)^2 (n_c^4 r_{33}/2) E_0$ ,  $\sigma = \gamma_1 N_A / s_2 I_p$ ,  $\rho = I_{2\infty} / I_p$ ,  $g = z_0 \Gamma / 2$ ,  $g_0 = z_0 \Gamma_0$ ,  $g$  和  $g_0$  分别是与双光束耦合强度耦合系数和相位耦合系数相关联的系统参量, 表示为<sup>[12]</sup>  $g = \delta' \frac{E_0^2 + E_d(E_d + E_s)}{(E_d + E_s)^2 + E_0^2} E_s$ ,  $g_0 = \delta' \frac{E_0 E_s}{(E_d + E_s)^2 + E_0^2} E_s$ ,  $E_0$  是外加电场,  $E_d = 4\pi k_B T \sin \theta / (\lambda_0 e)$  是扩散场,  $E_s = eN_A \lambda_0 / (4\pi \epsilon_r \epsilon_0 \sin \theta)$  是饱和场,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是绝对温度,  $\delta' = (n_c^2 k_0 x_0)^2 r_{\text{eff}} / 2$ ,  $r_{\text{eff}} = [\bar{n}^3 r_{33} \cos \theta \cos(\theta/2) + \bar{n} r_{42} \sin \theta \sin(\theta/2)] \times \cos \varphi$ <sup>[12]</sup> 是有效电光系数,  $\bar{n} = n_c / n_0$ ,  $n_0$  是晶体对寻常光的折射率. 在小信号条件下, 即, 由(22)式可得到  $U$  满足如下的动态演化方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - (P_d + iG)U + (Q_d + ig)U |U|^2 = 0, \quad (23)$$

式中  $G = g - \vartheta$ ,  $P_d = \frac{\beta(1+\rho)(1+\sigma)}{(1+\rho+\sigma)} - g_0$ ,  $Q_d = \frac{\beta(1+\rho)\sigma}{1+\rho+\sigma} - g_0$ .

对于晶体  $\hat{P}$ , 可有

$$i \frac{\partial \hat{U}}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{U}}{\partial s^2} - (\hat{P}_d + i\hat{G})\hat{U} + (\hat{Q}_d + i\hat{g})\hat{U} |\hat{U}|^2 = 0, \quad (24)$$

式中  $\hat{G} = \hat{g} - \hat{\vartheta}$ ,  $\hat{P}_d = \frac{\hat{\beta}(1+\hat{\rho})(1+\hat{\sigma})}{(1+\hat{\rho}+\hat{\sigma})} - \hat{g}_0$ ,  $\hat{Q}_d = \frac{\hat{\beta}(1+\hat{\rho})\hat{\sigma}}{1+\hat{\rho}+\hat{\sigma}} - \hat{g}_0$ .

从(23)式和(24)式可见, 两式形式虽然与单个光折变晶体的演化方程相同, 两束孤子光束  $U$  和  $\hat{U}$  分别与两块晶体各自的参量有关, 但方程中的参数  $P_d, G, Q_d, g$  和  $\hat{P}_d, \hat{G}, \hat{Q}_d, \hat{g}$  分别与晶体  $P$  和  $\hat{P}$  的外加电场  $E_0$  和  $\hat{E}_0$  有关, 而  $E_0$  和  $\hat{E}_0$  通过耦合系数  $\Omega$  和  $\hat{\Omega}$  发生相互联系, 因此可知  $U$  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。

### 3 双光子独立全息屏蔽孤子对的类型和相互作用

为了分析孤子对的类型和相互作用过程, 选取两块 KNSBN<sup>[12]</sup> 晶体, 忽略其光伏效应. 晶体参量  $n_e = \hat{n}_e = 2.27$ ,  $n_o = \hat{n}_o = 2.35$ ,  $\epsilon_r = \hat{\epsilon}_r = 500$ ,  $\vartheta_0 = \hat{\vartheta}_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$ ,  $r_{33} = \hat{r}_{33} = 200 \text{ pm/V}$ ,  $r_{42} = \hat{r}_{42} = 800 \text{ pm/V}$ ,  $\theta = \hat{\theta} = 2^\circ$ ,  $\varphi = \hat{\varphi} = 87^\circ$ ,  $N_A = \hat{N}_A = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = \hat{T} = 300 \text{ K}$ ,  $W = \hat{W} = 1 \text{ cm}$ ,  $S = \hat{S}$ ,  $\delta = \hat{\delta}$ ,  $I_p = m\hat{I}_p$ ,  $r_{\text{eff}} = \hat{r}_{\text{eff}}$ ,  $x_0 = \hat{x}_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda_0 = \hat{\lambda}_0 = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ . 文献[8]中, 取  $\sigma' = \gamma_1 N_A / s_2 I_d = 1 \times 10^4$ , 假设抽运光  $I_p \gg I_d$ , 在下面的分析中, 取  $I_p = 1000 I_d$ , 于是可有  $\sigma = \hat{\sigma} = 10$ ,  $V_A = 3000 \text{ V}$ .

#### 3.1 明-暗全息屏蔽孤子对

研究明-暗孤子对的情况, 设晶体  $P$  中形成明

孤子, 晶体  $\hat{P}$  中形成暗孤子, 利用和单块晶体中求解孤子相同的方法<sup>[12]</sup>, (23)式的亮孤子解为

$$U(s, \xi) = F \text{sech}(Bs) \exp\{i b \ln[\text{sech}(bs)]\} \times \exp(-i v \xi), \quad (25)$$

式中  $F = [3G/(2g)]^{1/2}$ ,  $B = (G/b)^{1/2}$ ,  $b = [-3Q_b + (9Q_b + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$ ,  $v = (b^2 - 1)G/(2b) + P_b$ ,  $P_b = \beta - g_0$ ,  $Q_b = \frac{\beta\sigma}{1+\sigma} - g_0$ .

(24)式的暗孤子解为

$$\hat{U}(s, \hat{\xi}) = \hat{D} \tanh(\hat{H}\hat{s}) \exp\{i \hat{d} \ln[\cosh(\hat{H}\hat{s})]\} \times \exp(-i \hat{\omega} \hat{\xi}), \quad (26)$$

式中  $\hat{D} = (\hat{G}/\hat{g})^{1/2}$ ,  $\hat{H} = [2\hat{G}/(3\hat{d})]^{1/2}$ ,  $\hat{d} = [3\hat{Q}_d + (9\hat{Q}_d^2 + 8\hat{g}^2)^{1/2}]/(2\hat{g})$  和  $\hat{\omega} = 2\hat{G}/(2\hat{d}) + \hat{P}_d$ .

考虑图 1(b) 结构中的明-暗孤子对, 此时  $E_A = 3 \times 10^5 \text{ V/m}$ ,  $\hat{E}_A = -3 \times 10^5 \text{ V/m}$ , 对于晶体  $P$  中的明孤子,  $\rho = I_\infty / I_p = 0$ , 取  $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_p = 0.03$  和  $m = I_p / \hat{I}_p = 1$ , 可以算出  $\Omega = 0.5067$ ,  $F = 0.4927$ ,  $b = 0.0128$ ,  $B = 1.5190$  以及  $\hat{\Omega} = 0.4933$ ,  $\hat{D} = 0.3081$ ,  $\hat{d} = 0.0147$ ,  $\hat{H} = 1.0897$ . 将这些参量代入(25)式和(26)式可以得到晶体  $P$  和  $\hat{P}$  中支持的明-暗孤子对归一化强度包络如图 2 中实线所示. 当晶体  $P$  上的抽运光  $I_p$  增大使  $m = 1.2$ , 而其他参量保持不变, 此时,  $\Omega = 0.4657$ ,  $F = 0.22221$ ,  $b = 0.0150$ ,  $B = 0.7491$  以及  $\hat{\Omega} = 0.5343$ ,  $\hat{D} = 0.4207$ ,  $\hat{d} = 0.0150$ ,  $\hat{H} = 0.5489$ , 此时晶体  $P$  和  $\hat{P}$  中支持的明-暗孤子对归一化强度包络如图 2 虚线所示, 可见, 改变入射到晶体  $P$  上的抽运光的强度不仅使其中明孤子的归一化包络发生变化, 同时也使晶体  $\hat{P}$  中暗孤子归一化包络发生变化. 增大晶体  $\hat{P}$  中抽运光强度, 使  $m$  从 1 变为 0.833, 其他参量保持不变, 可计算得出,  $\Omega =$

0.5464,  $F = 0.5464$ ,  $b = 0.0154$ ,  $B = 2.0065$  以及  $\hat{\Omega} = 0.4536$ ,  $\hat{D} = 0.0566$ ,  $\hat{d} = 0.0146$ ,  $\hat{H} = 0.1914$ , 此时明-暗孤子对归一化强度包络如图 2 点线所示, 可以看出晶体  $\hat{P}$  中抽运光增大, 不仅使其中暗孤子

的归一化包络发生改变, 同时也使  $P$  中明孤子的归一化包络发生了改变. 这充分说明了对于明-暗孤子对, 改变任意一块晶体中抽运光的强度, 两块晶体中孤子包络都可以发生变化.

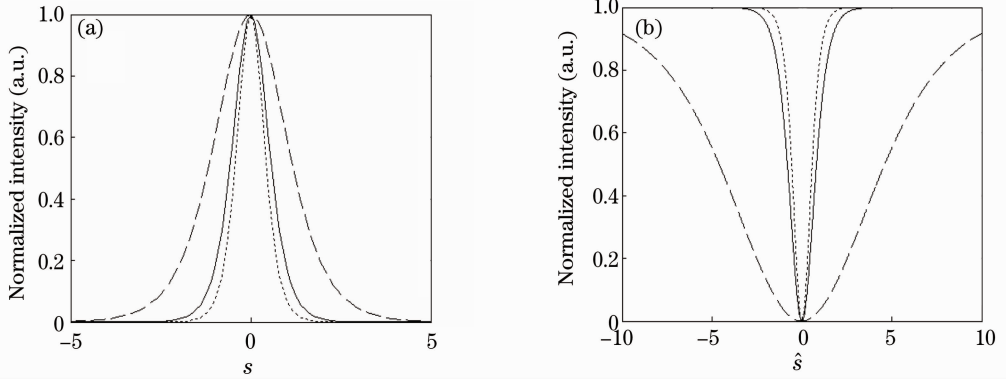


图 2 双光子明-暗独立全息屏蔽孤子对。(a)晶体  $P$  中的明孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中暗孤子包络

Fig. 2 Two-photon bright-dark separate holographic screening soliton pairs. (a) Bright soliton envelopes in the crystal  $P$ ; (b) drak soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

### 3.2 明-明全息屏蔽孤子对

对于明-明孤子对, 设晶体  $P$  和  $\hat{P}$  中都形成明孤子, 它们的表达式为

$$U(s, \xi) = F \operatorname{sech}(Bs) \exp\{i b \ln[\operatorname{sech}(bs)]\} \times \exp(-i v \xi), \quad (27)$$

$$\hat{U}(\hat{s}, \hat{\xi}) = \hat{F} \operatorname{sech}(\hat{B}\hat{s}) \exp\{i \hat{b} \ln[\operatorname{sech}(\hat{b}\hat{s})]\} \times \exp(-i \hat{v} \hat{\xi}), \quad (28)$$

式中  $\hat{F} = [3\hat{G}/(2\hat{g})]^{1/2}$ ,  $\hat{B} = (\hat{G}/\hat{b})^{1/2}$ ,  $\hat{b} = [-3\hat{Q}_b + (9\hat{Q}_b + 8\hat{g}^2)^{1/2}]/(2\hat{g})$  和  $\hat{v} = (\hat{b}^2 - 1)\hat{G}/(2\hat{b}) + \hat{P}_b$ ,  $\hat{P}_b = \hat{\beta} - \hat{g}_0$ ,  $\hat{Q}_b = \frac{\hat{\beta}\hat{g}}{1 + \hat{\sigma}} - \hat{g}_0$ .

考虑图 1(a) 所示的回路, 可得到  $E_A = \hat{E}_A = 3 \times 10^5$  V/m, 两块晶体中都形成明孤子,  $\rho = I_\infty/I_p =$

$0$ ,  $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_p = 0$ . 先取  $m = I_p/\hat{I}_p = 1$ , 可计算出  $\Omega = \hat{\Omega} = 0.5$ ,  $F = \hat{F} = 0.4047$ ,  $b = \hat{b} = 0.01519$ ,  $B = \hat{B} = 1.4210$ . 该参量下的迷明明孤子对归一化包络可由 (27) 式和 (28) 式得到, 如图 3 中实线所示. 当晶体  $P$  上的抽运光  $I_p$  增大使  $m = 1.2$ , 而其他参量保持不变, 此时,  $\Omega = 0.4590$ ,  $F = 0.1578$ ,  $b = 0.01150$ ,  $B = 0.5306$  以及  $\hat{\Omega} = 0.5410$ ,  $\hat{F} = 0.5327$ ,  $\hat{b} = 0.01541$ ,  $\hat{B} = 1.4965$ , 这时晶体  $P$  和  $\hat{P}$  中支持的明-明孤子对归一化强度包络如图 3 虚线所示. 可见, 改变入射到  $P$  上的抽运光的强度不仅使其中明孤子的包络形状发生变化, 同时另一晶体中的明孤子也发生变化.

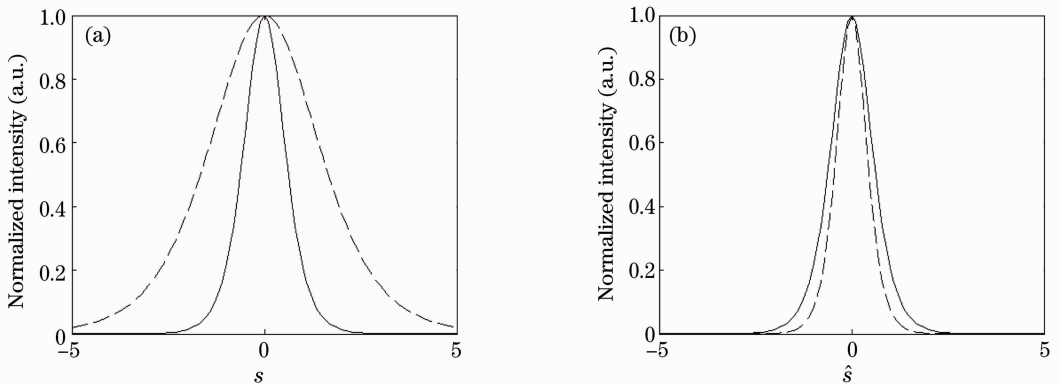


图 3 双光子明-明独立全息屏蔽孤子对。(a)晶体  $P$  中的明孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中明孤子包络

Fig. 3 Two-photon bright-bright separate holographic screening soliton pairs. (a) Bright soliton envelopes in the crystal  $P$ ; (b) bright soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

### 3.3 暗-暗全息屏蔽孤子对

对于暗-暗孤子对情况,两块光折变晶体中形成的都是全息暗孤子,它们的表达式为

$$U(s, \xi) = D \tanh(Hs) \exp\{i d \ln[\cosh(Hs)]\} \times \exp(-i\omega\xi), \quad (29)$$

式中  $D = (G/g)^{1/2}$ ,  $H = [2G/(3d)]^{1/2}$ ,  $d = [3Q_d + (9Q_d^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$ ,  $\omega = 2G/(2d) + P_d$ 。

$$\hat{U}(s, \hat{\xi}) = \hat{D} \tanh(\hat{H}s) \exp\{i \hat{d} \ln[\cosh(\hat{H}s)]\} \times \exp(-i\hat{\omega}\hat{\xi}). \quad (30)$$

考虑图 1(c)所示的回路,可得到  $E_A = \hat{E}_A = -3 \times 10^5$  V/m,取  $\rho = \hat{\rho} = 0.03$  及  $m = I_p/\hat{I}_p = 1$ 。可计算出  $\Omega = \hat{\Omega} = 0.5$ ,  $D = \hat{D} = 0.3304$ ,  $d = \hat{d} =$

$0.0148$ ,  $H = \hat{H} = 1.1766$ ,将这些参数代入(29)式和(30)式中,可得到晶体 P 和  $\hat{P}$  中形成的暗-暗孤子对归一化包络如图 4 中实线所示。当晶体 P 上的抽运光  $I_p$  增大使  $m = 1.2$ ,而其他参量保持不变,此时,  $\Omega = 0.4602$ ,  $D = 0.1396$ ,  $d = 0.0147$ ,  $H = 0.4757$  以及  $\hat{\Omega} = 0.5398$ ,  $\hat{D} = 0.4325$ ,  $\hat{d} = 0.0150$ ,  $\hat{H} = 1.6006$ ,暗-暗孤子对归一化强度包络如图 4 虚线所示。晶体 P 上的抽运光的强度增加不仅使其中暗孤子的包络形状变宽,同时另一晶体  $\hat{P}$  中的暗孤子归一化包络变窄。如果改变晶体  $\hat{P}$  中抽运光的强度,也会使两晶体中暗孤子的包络宽度都发生改变。

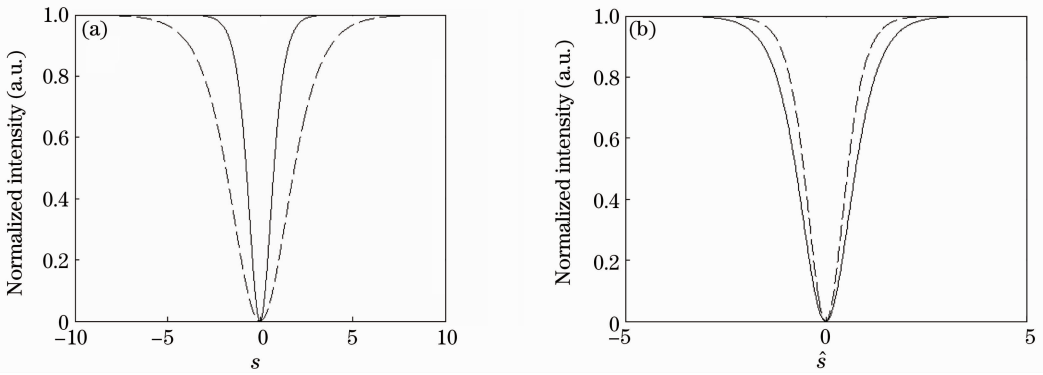


图 4 双光子暗-暗独立全息屏蔽孤子对。(a)晶体 P 中的暗孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中暗孤子包络

Fig. 4 Two-photon dark-dark separate holographic screening soliton pairs. (a) Dark soliton envelopes in the crystal P; (b) dark soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

### 4 抽运光变化对明-暗孤子对的动态演化的影响

作为例子,研究抽运光的变化对明-暗孤子对的动态演化特性的影响,设晶体 P 支持明孤子,晶体  $\hat{P}$  支持暗孤子。先选取两晶体的抽运光相等使  $m = I_p/\hat{I}_p = 1$ ,其他参量和 3.1 节中选取一样,由

上述参量可得到  $P_b = 13.7985$ ,  $G = 0.0351$ ,  $Q_b = 112.4948$  和  $g = 0.2854$ ,  $\hat{P}_d = -13.8089$ ,  $\hat{G} = 0.0263$ ,  $\hat{Q}_d = -12.5061$  和  $\hat{g} = 0.2766$ ,图 5(a)和(b)给出的是将 3.1 节中由(25)式和(26)式得到亮和暗孤子态作为入射波数值求解(23)式和(24)式获得的动态演化特性。由于所取的参量与材料中支持的孤子参量匹配,可以看出明、暗孤子都可在相应的

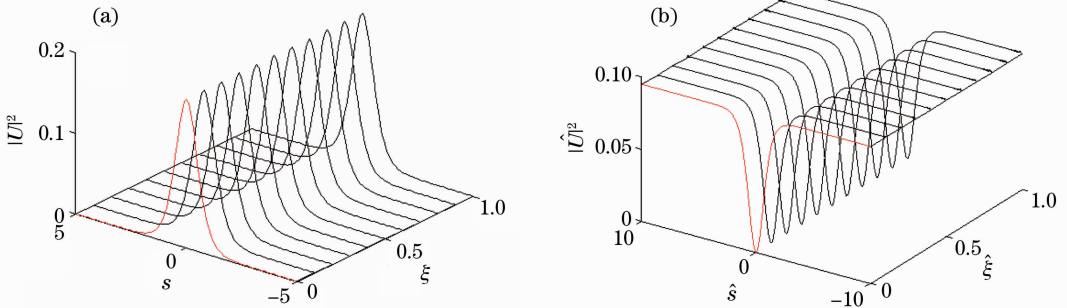


图 5 双光子明-暗独立全息屏蔽孤子对的动态演化。(a)晶体 P 中明孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中的暗孤子包络

Fig. 5 Dynamical evolutions of the two-photon bright-dark separate holographic screening soliton pairs. (a) Bright soliton envelopes in the crystal P; (b) dark soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

材料中稳定传播。

当晶体 P 的抽运光增加使  $m = I_p/\hat{I}_p = 2$ , 这时得到  $P_b = 9.7567, G = -0.0538, Q_b = 8.8328$  和  $g = 0.1965, \hat{P}_d = -17.9883, \hat{G} = 0.1303, \hat{Q}_d = -16.2945$  和  $\hat{g} = 0.3086$ , 图 6(a)和(b)是在入射孤子包络不变的情况下, 利用上述参量在  $m=2$  时数值求解(23)式和(24)式获得的明和暗孤子的动态演化特性。可以看出, 晶体 P 中的抽运光增加, 不仅使其中的明孤子不能稳定传播, 同时也使晶体  $\hat{P}$  中的暗孤子也无法稳定传播。

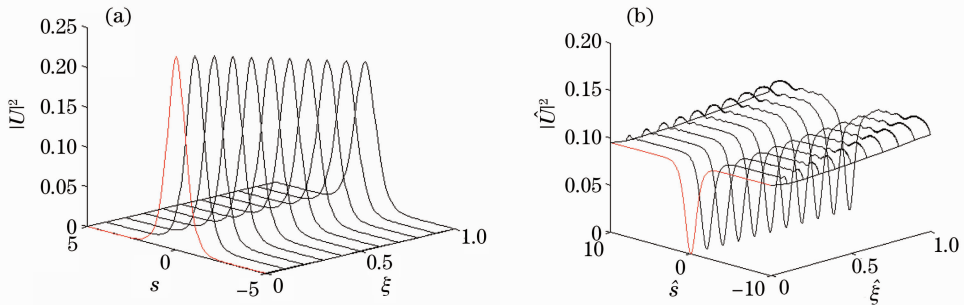


图 6 双光子明-暗独立全息屏蔽孤子对的动态演化。(a)晶体 P 中明孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中的暗孤子包络

Fig. 6 Dynamical evolutions of the two-photon bright-dark separate holographic screening soliton pairs. (a) Bright soliton envelopes in the crystal P; (b) dark soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

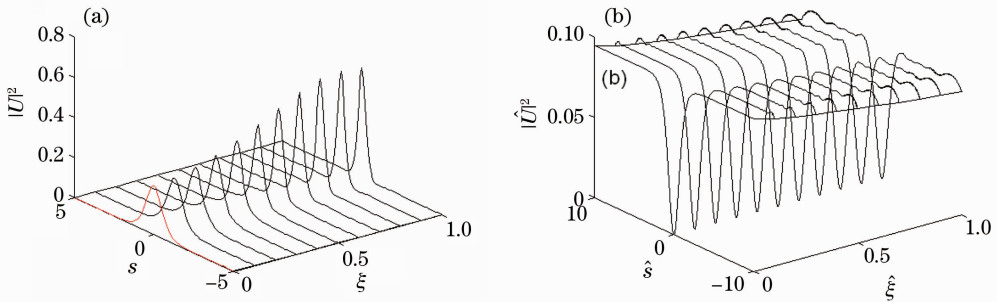


图 7 双光子明-暗独立全息屏蔽孤子对的动态演化。(a)晶体 P 中明孤子包络;(b)晶体  $\hat{P}$  中的暗孤子包络

Fig. 7 Dynamical evolutions of the two-photon bright-dark separate holographic screening soliton pairs. (a) Bright soliton envelopes in the crystal P; (b) dark soliton envelopes in the crystal  $\hat{P}$

## 5 结 论

理论上证明了在有外加电场的双光子光折变晶体串联回路中存在全息独立屏蔽空间孤子对, 共有暗-暗、明-明和明-暗三种类型。数值计算表明, 当改变任一晶体中入射的抽运光的强度时, 不仅使其自身形成的全息孤子形态和动态演化会发生变化, 另一晶体中形成的全息孤子特性也会受到影响, 也就是明-明、暗-暗和明-暗三种孤子对之间都存在相互作用。这与双光子独立空间孤子对是完全不同的<sup>[15]</sup>, 在双光子独立空间孤子对中只有暗孤子可影

响另一孤子, 而明孤子则不能。独立双光子全息孤子对中这种全新的孤子对之间可以相互影响的特性为光折变空间孤子在全光通信、光器件等领域的应用提供了更广阔的前景。

## 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 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自偏转特性研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10): 1559~1561
- 5 Peng Xiaolan, Zhou Yamin, Wang Hongcheng. Incoherently coupled bright-dark soliton pairs and their propagation properties in unbiased photovoltaic crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(6): 0619001  
彭小兰, 周亚民, 王红成. 无偏压光伏晶体中的非相干耦合亮暗孤子对其传输特性[J]. *光学学报*, 2011, **31**(6): 0619001
- 6 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
- 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, Wang Fei. Temperature effects on the screening spatial solitons in two-photon photorefractive media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 866~871  
张宇, 侯春风, 王飞. 双光子光折变介质中屏蔽空间孤子的温度特性[J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 866~871
- 9 O. N. Cohen, T. Carmon, M. Segev *et al.*. Holographic solitons[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(22): 2031~2033
- 10 J. S. Liu. Holographic solitons in photorefractive dissipative systems[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(22): 2237~2239
- 11 Liu Jinsong. Existence curves of asymmetric photorefractive holographic optical solitons [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(9): 3014~3019  
刘劲松. 非对称光折变全息空间光孤子的存在曲线[J]. *物理学报*, 2004, **53**(9): 3014~3019
- 12 J. S. Liu, H. J. Eichler. Holographic screening photovoltaic solitons in biased photovoltaic photorefractive crystals with two-wave mixing[J]. *Eur. Phys. Lett.*, 2004, **65**(5): 658~664
- 13 J. S. Liu J. Separate spatial soliton pairs and solitons interaction in an unbiased series photorefractive crystal circuit [J]. *Phys. Lett. A*, 2002, **300**(2-3): 213~220
- 14 J. S. Liu, Z. H. Hao. Evolution of separate screening soliton pairs in a biased series photorefractive crystal circuit [J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**(6): 066601
- 15 Ji Xuanmang, Liu Jinsong. Screening soliton pairs in a biased series two-photon photorefractive crystal circuit [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2009, **54**(19): 2950~2956  
吉选芒, 刘劲松. 双光子光折变晶体串联回路中屏蔽空间孤子对[J]. *科学通报*, 2009, **54**(19): 2950~2956
- 16 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

栏目编辑: 李文喆