

文章编号: 0253-2239(2010)08-2370-07

双光子光折变晶体串联回路中独立屏蔽光伏孤子对

吉选芒¹ 姜其畅¹ 刘劲松²

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

摘要 提出了在由两块双光子光伏光折变晶体和一个电源通过导线串联而成的回路中存在双光子独立屏蔽光伏空间孤子对的理论. 在适当的条件下导出了两光束在晶体回路中传播的耦合方程. 证明了在回路中存在暗-暗、明-暗和明-明双光子独立屏蔽光伏空间孤子对. 在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下, 对每种孤子对中两孤子相互作用的研究表明, 暗孤子通过光电流能影响孤子对中另一孤子, 但明孤子不能影响另一孤子.

关键词 非线性光学; 独立屏蔽光伏孤子对; 光折变晶体; 串联回路; 双光子光折变效应

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103008.2370

Separate Screening-Photovoltaic Soliton Pairs in Series Two-Photon Photorefractive Crystal Circuit

Ji Xuanmang¹ Jiang Qichang¹ Liu Jinsong²

¹ Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng, Shanxi 044000, China

² College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract An idea is presented for the photorefractive spatial soliton, namely, screening-photovoltaic solitons pairs in a biased series two-photon photovoltaic photorefractive crystal circuit consisting of two photorefractive crystals connected electronically by electrode leads in a chain with a voltage source. A set of two coupled equations is derived under appropriate conditions for two-beam propagation in the crystal circuit. The existence of dark-dark, bright-dark and bright-bright two-photon screening-photovoltaic soliton pairs in such a circuit is proved. Studies on the interaction between two solitons in one soliton pair show that only the dark soliton can affect the other by light-induced current, whereas the bright one cannot. The asymmetry result comes from the limit in which the spatial extent of the optical beam is much less than the width of the crystal.

Key words nonlinear optics; separate screening-photovoltaic solitons pairs; photorefractive crystal; series circuit; two-photon photorefractive effects

1 引 言

光折变空间孤子是指在光折变介质中无衍射地向前传播的光束, 由于它在光学信息处理、光开关、光学集成、光互联及光计算等许多方面具有广阔的潜在应用前景, 因而成为近年来光折变非线性光学领域的一个研究热点. 迄今为止, 已证明的稳态光折变空间光孤子有屏蔽孤子^[1~3]、光伏孤子^[4~6]和屏蔽光伏孤子^[7]. 关于孤子对非相干耦合也得到了

广泛研究^[8]. 钟卫平等^[9]等还研究了线性聚焦和线性散焦效应对空间孤子相互作用的影响. 2002年, J. S. Liu等^[10,11]提出了在串联光折变晶体回路中存在独立空间孤子对的概念, 并对各种独立空间孤子对的属性进行了分析. 但以上这些研究都是针对单光子光折变介质, 2003年, Castro-Camus等^[12]提出了双光子光折变模型, C. F. Hou等^[13]对基于双光子光折变效应的空间孤子进行了研究, 预测了亮

收稿日期: 2009-09-25; 收到修改稿日期: 2009-10-11

基金项目: 山西省高等学校科技开发项目(200611042)资助课题。

作者简介: 吉选芒(1965—), 男, 教授, 主要从事物理教与光折变非线性光学等方面的研究工作。

E-mail: jixuanmang@126.com

孤子、暗孤子、灰孤子、非相干耦合亮-亮、暗-暗及亮-暗双光子空间孤子对可以存在于双光子光折变介质中^[14~16]。2009年, G. Y. Zhang^[17]提出了在外加电场的双光子光伏光折变晶体中存在双光子屏蔽光伏孤子。本文证明在有外加电场的双光子光伏光折变晶体串联回路中存在双光子明(暗)稳态空间孤子。每块晶体中支持一个孤子,两个孤子被称为独立空间孤子对,有明-明、明-暗和暗-暗三种类型。在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下,暗孤子通过光电流能影响孤子对中另一孤子,但明孤子不能影响另一孤子,这些研究结果为工程实现提供了可能。

2 基本理论

图1给出了由两块具有双光子光折变效应的光伏晶体P和 \hat{P} 通过导线和电源 V_A 串联而成的回路,两晶体的光轴 $c(\hat{c})$ 与 $x(\hat{x})$ 方向平行。 $I_2(\hat{I}_2)$ 是仅仅沿 $x(\hat{x})$ 方向偏振和衍射,在两块晶体中沿 $z(\hat{z})$ 轴传播的一维类孤子光束。晶体P和 \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 $S(\hat{S})$,每块晶体上还加有强度分别为 I_1 和 \hat{I}_1 ,且波长与孤子光束不同的均匀启动光。

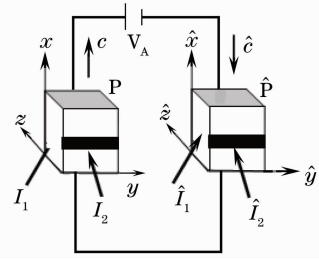


图1 外加电场的串联双光子光伏光折变晶体回路示意图

Fig. 1 Illustration of the biased series two-photon photorefractive crystal circuit with electric field

对于单块光折变晶体P或 \hat{P} ,光波在晶体中传播时,满足旁轴方程为^[6]

$$i\phi_z + \frac{1}{2}\phi_{xx} - \frac{k_0}{2}(n_e^3 r_{33} E_{sc})\phi = 0, \quad (1)$$

式中 ϕ 为光波电场分量 E 的慢变化包络,满足关系 $E = \hat{x}\phi(x, z)\exp(ikz)$, $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$, $k = k_0 n_e$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为光波在自由空间中的波长, r_{33} 为有效电光系数, n_e 为晶体非常光折射率, E_{sc} 为光波感应出的空间电荷场。晶体 \hat{P} 的对应的变量用顶标符号“ $\hat{\cdot}$ ”表示。

在有外电场的双光子光伏光折变介质中,其速率方程、连续性方程、泊松(Poisson)方程和高斯(Gauss)定理为^[16]

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

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

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

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

$$J = e\mu n E_{sc} + eD \frac{\partial n}{\partial x} + \kappa s_2 (N - N^+) I_2, \quad (6)$$

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

式中 N 是施主密度, N^+ 是电离的施主密度, N_A 是受主(或陷阱)密度, n 是导带上的电子密度, n_1 和 n_{01} 分别是中间能级的电子密度和陷阱密度; s_1 和 s_2 是光电离截面, β_1 和 β_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; γ , γ_1 和 γ_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, μ 和 e 分别是电子的迁移率和基本电荷电量; ϵ_0 和 ϵ_r 分别是真空和相对电介常数; J 是电流密度; k 为光伏常数; I_1 是一常量的启动光强度; I_2 是孤子光束的强度。按照坡印亭(Poynting)定律, $I_2 = (n_e/2\eta_0) |\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ 。在 $N^+ \sim N_A$ 和 $(n_{01} - n_1) \ll N_A$ 的近似条件下,由(2)和(3)式可以得出

$$n_1 = \frac{\gamma_1 N_A n}{s_2 I_2 + \beta_2}. \quad (8)$$

将(8)式代入(3)式中可得到

$$n = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_2 + \beta_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_2 + \beta_2 + \gamma_1 N_A)}. \quad (9)$$

采用与文献[2]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 $E_{sc}(x \rightarrow \pm\infty, z) = E_0$, E_0

是晶体的外加电场。从(9)式可以给出 $x \rightarrow \pm \infty$ 时的自由电子密度

$$n_{\infty} = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_{2\infty} + \beta_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_{2\infty} + \beta_2 + \gamma_1 N_A)}. \quad (10)$$

此外, $x \rightarrow \pm \infty$ 区域的电流密度 J 可由(6)式得出

$$J_{\infty} = e\mu \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N_A)}{\gamma N_A} \left(\frac{I_{2\infty} + I_{2d}}{I_{2\infty} + I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2} E_0 + \frac{E_p I_{2\infty} s_2}{s_1 I_1 + \beta_1} \right), \quad (11)$$

式中 $E_p = \kappa\gamma N_A / e\mu$ 为光伏场, $I_{2d} = \beta_2 / s_2$ 为晶体 P 的暗辐射。对于晶体 \hat{P} , 同样可以得到

$$\hat{n}_{\infty} = \frac{(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{\beta}_2)(\hat{N} - \hat{N}_A)}{\hat{\gamma} \hat{N}_A (\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{\beta}_2 + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A)}, \quad (12)$$

$$\hat{J}_{\infty} = e\hat{\mu} \frac{(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{N} - \hat{N}_A)}{\hat{\gamma} \hat{N}_A} \left(\frac{\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d}}{\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2} \hat{E}_0 + \frac{\hat{E}_p \hat{I}_{2\infty} \hat{s}_2}{\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1} \right), \quad (13)$$

式中 $\hat{E}_p = \kappa\hat{\gamma}\hat{N}_A / e\hat{\mu}$, $\hat{I}_{2d} = \hat{\beta}_2 / \hat{s}_2$ 为晶体 \hat{P} 的暗辐射。设晶体 P 和 \hat{P} 的两端的电势差为 V 和 \hat{V} , 由图 1 可得 $V + \hat{V} = V_A$ 和 $SJ = \hat{S}\hat{J}$ 。在入射光束横向尺寸 $\Delta x(\Delta\hat{x})$ 远小于晶体在 $x(\hat{x})$ 方向宽度 $W(\hat{W})$ 的条件下, 可以有晶体 P 的 $E_0 = V/W$ 和晶体 \hat{P} 的 $\hat{E}_0 = \hat{V}/\hat{W}$ 。从(7)式可知道由于晶体 P 内部电流强度等于常数, 即 $J_{\infty} = J(x, z)$ 。同样在晶体 \hat{P} 中 $\hat{J}_{\infty} = \hat{J}(x, z)$, 于是可以得出

$$SJ_{\infty} = \hat{S}\hat{J}_{\infty}, \quad (14)$$

$$WE_0 + \hat{W}\hat{E}_0 = V_A, \quad (15)$$

由(10)~(15)式, 可以得出

$$E_0 = \hat{\Omega}E_A - \Gamma E_p + \hat{l}\hat{E}_p, \quad (16)$$

$$\hat{E}_0 = \Omega\hat{E}_A - \hat{\Gamma}\hat{E}_p + lE_p, \quad (17)$$

式中

$$\begin{aligned} \Omega &= \delta\Phi(I_{2\infty} + I_{2d}) / (I_{2\infty} + I_{2d} + m), \quad \hat{\Omega} = \hat{\delta}\hat{\Phi}(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d}) / (\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{m}), \\ \Phi &= \frac{1}{[\delta(I_{2\infty} + I_{2d}) / (I_{2\infty} + I_{2d} + m) + \hat{\delta}(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d}) / (\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{m})]}, \\ \delta &= S\mu(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N_A) / \gamma N_A W, \quad \hat{\delta} = \hat{S}\hat{\mu}(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{N} - \hat{N}_A) / \hat{\gamma} \hat{N}_A \hat{W}, \\ m &= \gamma_1 N_A / s_2, \quad \hat{m} = \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2, \quad E_A = V_A / W, \quad \hat{E}_A = V_A / \hat{W}, \quad l = W / \hat{W}, \\ \hat{l} &= \hat{W} / W, \quad \Gamma = \delta\tau\Phi I_{2\infty}, \quad \hat{\Gamma} = \hat{\delta}\hat{\tau}\hat{\Phi}\hat{I}_{2\infty}, \quad \tau = s_2 / (s_1 I_1 + \beta_1), \quad \hat{\tau} = \hat{s}_2 / (\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1). \end{aligned}$$

在电流 $I(x, z)$ 随 x 变化的区域内, 电流密度 J 由(6)式确定, (7)式给出任何情况下电流密度 J 是一个常数, 取 $J = J_{\infty}$, 可得出晶体 P 的空间电荷场为

$$E_{sc} = E_0 \frac{(I_{2\infty} + I_{2d})(I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2)}{(I_{2\infty} + I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2)(I_2 + I_{2d})} + E_p \frac{s_2(I_{2\infty} - I_2)(I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2)}{(s_1 I_1 + \beta_1)(I_2 + I_{2d})} - \frac{D\gamma_1 N_A}{\mu s_2 (I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2)(I_2 + I_{2d})} \frac{\partial I_2}{\partial x}. \quad (18)$$

同理, 对于晶体 \hat{P} 可得到

$$\hat{E}_{sc} = \hat{E}_0 \frac{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d})(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)}{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d})} + \hat{E}_p \frac{\hat{s}_2(\hat{I}_{2\infty} - \hat{I}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)}{(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d})} - \frac{\hat{D}\hat{\gamma}_1 \hat{N}_A}{\hat{\mu}\hat{s}_2 (\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d})} \frac{\partial \hat{I}_2}{\partial \hat{x}}, \quad (19)$$

(18)式和(19)式表示了加偏压的串联双光子光伏光折变晶体回路中独立空间孤子对空间电荷场的表达式。虽然这一表达式和双光子屏蔽光伏空间孤子的表达式类似^[16], 但是要注意到在独立空间孤子对的空间电荷场表达式中, 每一个空间电荷场值都与另一个晶体的参数相关, 并且这两个电荷场通过参数 $\Omega, \hat{\Omega}, \Gamma$ 和 $\hat{\Gamma}$ 互相耦合在一起。同时启动光的大小对孤子对的行为也有影响。

将(18)式代入(1)式中, 并采用下列无量纲的变量简化方程: $\xi = z / (kx_0^2)$, $s = x / x_0$ 和 $U = (2\eta_0 I_d / n_e)^{-1/2} \phi$, 其中 x_0 为一个任意空间宽度, 得到归一化光波包络 U 在晶体 P 中传播时满足如下的动态演化方程:

$$iU\xi = \frac{1}{2}U_s - \frac{\beta(1+\rho)}{(1+\rho+\sigma)}\left(1 + \frac{\sigma}{1+|U|^2}\right)U - \alpha\eta \frac{(\rho - |U|^2)(1+|U|^2+\sigma)}{1+|U|^2}U + \delta \frac{\sigma(|U|^2)s}{(|U|^2+1)(|U|^2+1+\sigma)}U = 0, \quad (20)$$

式中

$$\sigma = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_p, \quad \eta = \beta_2 / (s_1 I_1 + \beta_1), \quad \beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_0, \\ \sigma = \gamma_1 N_A / \beta_2, \quad \delta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) D / (x_0 \mu), \quad \rho = I_{2\infty} / I_{2d}.$$

同理,在晶体 \hat{P} 中可有

$$i\hat{U}\hat{\xi} + \frac{1}{2}\hat{U}_s - \frac{\hat{\beta}(1+\hat{\rho})}{(1+\hat{\rho}+\hat{\sigma})}\left(1 + \frac{\hat{\sigma}}{1+|\hat{U}|^2}\right)\hat{U} - \hat{\alpha}\hat{\eta} \frac{(\hat{\rho} - |\hat{U}|^2)(1+|\hat{U}|^2+\hat{\sigma})}{1+|\hat{U}|^2}\hat{U} + \hat{\delta} \frac{\hat{\sigma}(|\hat{U}|^2)s}{(|\hat{U}|^2+1)(|\hat{U}|^2+1+\hat{\sigma})}\hat{U} = 0, \quad (21)$$

式中

$$\hat{\sigma} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{E}_p, \quad \hat{\eta} = \hat{\beta}_2 / (s_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1), \quad \hat{\beta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{E}_0, \\ \hat{\sigma} = \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{\beta}_2, \quad \hat{\delta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{D} / (\hat{x}_0 \hat{\mu}), \quad \hat{\rho} = \hat{I}_{2\infty} / \hat{I}_{2d}.$$

从(20)式和(21)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 $\alpha, \hat{\alpha}, \beta, \hat{\beta}$ 的大小分别由 E_0, E_p, \hat{E}_0 和 \hat{E}_p 来决定, E_0, E_p, \hat{E}_0 和 \hat{E}_p 之间通过 $\Omega, \hat{\Omega}, \Gamma$ 和 $\hat{\Gamma}$ 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。

3 三种类型双光子屏蔽光伏独立空间孤子对

对于暗-暗空间孤子对,令 $U = \rho^{1/2} y(s) \exp(iu\xi)$, $\hat{U} = \hat{\rho}^{1/2} \hat{y}(s) \exp(i\hat{u}\hat{\xi})$, $y(s)$ 和 $\hat{y}(s)$ 是归一化的奇函数 ($0 \leq y(s) \leq 1, 0 \leq \hat{y}(s) \leq 1$), u 和 \hat{u} 表示两孤子传播常量的非线性位移。利用暗孤子的边界条件,可以得到暗-暗孤子对有如下的包络解:

$$s = \pm \int_y^0 \left\{ \left[- \left(\frac{2\beta\sigma}{1+\sigma+\rho} + 2\alpha\eta\sigma \right) \right] \left[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{1+\rho}{\rho} \ln \left(\frac{1+\rho\hat{y}^2}{1+\rho} \right) \right] - \alpha\eta\rho(\hat{y}^2 - 1)^2 \right\}^{-1/2} d\hat{y}, \quad (22)$$

$$s = \pm \int_{\hat{y}}^0 \left\{ \left[- \left(\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{1+\hat{\sigma}+\hat{\rho}} + 2\hat{\alpha}\hat{\eta}\hat{\sigma} \right) \right] \left[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln \left(\frac{1+\hat{\rho}\hat{y}^2}{1+\hat{\rho}} \right) \right] - \hat{\alpha}\hat{\eta}\hat{\rho}(\hat{y}^2 - 1)^2 \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (23)$$

由(22)式和(23)式可以看出,只要 $\alpha, \hat{\alpha}, \beta, \hat{\beta}$ 数值和符号选取适当,保证被积函数数值大于零,可以在 P 和 \hat{P} 中形成暗-暗孤子对。

对于明-暗孤子对,假设在晶体 P 中形成明孤子,晶体 \hat{P} 中形成暗孤子。令 $U = r^{1/2} y(s) \exp(iu\xi)$, 式中 $r = I_2(0)/I_d$, ν 是传播量的非线性位移, $y(s)$ 是归一化的实函数 ($0 \leq y(s) \leq 1$)。对于明孤子, $I_{2\infty} = 0$, 则 $\rho = I_{2\infty}/I_{2d} = 0$ 和 $\Gamma = 0$ 。用明孤子和暗孤子的边界条件,可以得到明-暗孤子对归一化包络解为

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \left[\frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)} + 2\alpha\eta \frac{\sigma}{r} \right] \left[\ln(1+r\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1+r) \right] + \alpha\eta r \hat{y}^2 (1-\hat{y}^2) \right\}^{-1/2} d\hat{y}, \quad (24)$$

$$s = \pm \int_{\hat{y}}^0 \left\{ \left[- \left(\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{1+\hat{\sigma}+\hat{\rho}} + 2\hat{\alpha}\hat{\eta}\hat{\sigma} \right) \right] \left[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln \left(\frac{1+\hat{\rho}\hat{y}^2}{1+\hat{\rho}} \right) \right] - \hat{\alpha}\hat{\eta}\hat{\rho}(\hat{y}^2 - 1)^2 \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (25)$$

(24)式和(25)式描述了串联双光子光折变晶体回路中存在明-暗孤子对。只要 $\alpha, \hat{\alpha}, \beta, \hat{\beta}$ 数值和符号选取适当,保证被积函数数值大于零,在晶体 P 和 \hat{P} 中形成明-暗孤子对。

对于明-明孤子对,即两块晶体中都能够形成明孤子,利用上述相同的方法可以得到

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \left[\frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)} + 2\alpha\eta \frac{\sigma}{r} \right] \left[\ln(1+r\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1+r) \right] + \alpha\eta r \hat{y}^2 (1-\hat{y}^2) \right\}^{-1/2} d\hat{y}, \quad (26)$$

$$s = \pm \int_{\hat{y}}^1 \left\{ \left[\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{\hat{r}(1+\hat{\sigma})} + 2\hat{\alpha}\hat{\eta} \frac{\hat{\sigma}}{\hat{r}} \right] \left[\ln(1+\hat{r}\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1+\hat{r}) \right] + \hat{\alpha}\hat{\eta}\hat{r} \hat{y}^2 (1-\hat{y}^2) \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (27)$$

(26)式和(27)式描述在外加电场的串联双光子光伏光折变晶体回路中存在明-明孤子对。

为了方便理论计算和讨论,取两块晶体的暗辐射和三维尺寸都相同的两块双光子光折变晶体,这样可有 $\delta = \hat{\delta}, W = \hat{W}, I_d = \hat{I}_d$ 。

$$\Omega = \frac{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma)}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})},$$

$$\hat{\Omega} = \frac{(\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})},$$

$$\Gamma = \frac{\eta\rho}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})},$$

$$\hat{\Gamma} = \frac{\hat{\eta}\hat{\rho}}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})},$$

$l = \hat{l} = 1$ 。于是可以得出

$$E_0 = \frac{1}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})} \left[\frac{\hat{\rho} + 1}{\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma}} E_A + \hat{\eta}\hat{\rho}\hat{E}_p - \eta\rho E_p \right], \quad (28)$$

$$\hat{E}_0 = \frac{1}{(\rho + 1)/(\rho + 1 + \sigma) + (\hat{\rho} + 1)/(\hat{\rho} + 1 + \hat{\sigma})} \left[\frac{\rho + 1}{\rho + 1 + \sigma} \hat{E}_A - \hat{\eta}\hat{\rho}\hat{E}_p + \eta\rho E_p \right]. \quad (29)$$

4 孤子对之间的相互作用

首先来考虑暗-暗孤子对的情况,选取两块参数完全相同的 LiNbO_3 ^[16] 晶体,材料参量如下: $S = \hat{S}, \mu = \hat{\mu}, I_1 = \hat{I}_1, N = \hat{N}, \gamma = \hat{\gamma}, W = \hat{W} = 1 \text{ cm}, n_e = \hat{n}_e = 2.2, r_{33} = \hat{r}_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m/V}, s_1 = \hat{s}_1 = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}^2, s_2 = \hat{s}_2 = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}^2, \beta_1 = \hat{\beta}_1 = 0.05, \beta_2 = \hat{\beta}_2 = 0.05, \gamma_1 = \hat{\gamma}_1 = 3.3 \times 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}, N_A = \hat{N}_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 入射光束在自由空间的波长 $\lambda_0 = \hat{\lambda}_0 = 0.5 \mu\text{m}, x_0 = \hat{x}_0 = 20 \mu\text{m}, I_{2d} = \hat{I}_{2d}$ 。取 $\sigma = \hat{\sigma} = 10^{-4}, \eta = \hat{\eta} = 1.5 \times 10^{-4}$ 。在晶体 P 中 $E_p = -1 \times 10^6 \text{ V/m}, \rho = I_{2\infty}/I_{2d} = 1, r = I_{20}/I_{2d} = 1$, 在晶体 \hat{P} 中 $E_p = -1 \times 10^6 \text{ V/m}, \hat{\rho} = \hat{I}_{2\infty}/\hat{I}_{2d} = 1$, 电源电压 $V_A = 10^4 \text{ V}$, 则 $E_A = \hat{E}_A = 10^6 \text{ V/m}$, 由上述参量可以得出, $\alpha = \hat{\alpha} = -23.04, \beta = \hat{\beta} = 11.507$, 利用这些参量通过(22)和(23)式可以得到晶体 P 和 \hat{P} 中支持的暗-暗孤子对包络

$y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$, 如图 2(a) 曲线 1 和图 2(b) 曲线 1 所示。当晶体 \hat{P} 的入射强度增加, 取 $\hat{\rho} = \hat{I}_{\infty}/I = 100$, 而其它参量保持不变, 可计算得出, $\beta = -10.946, \hat{\beta} = 33.95$, 同理可以得到暗-暗孤子对归一化强度包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$, 如图 2(a) 曲线 2 和图 2(b) 的曲线 2 所示, 可以看到增大 \hat{P} 中暗孤子的光强, \hat{P} 中暗孤子归一化强度包络宽度变宽, 同时 P 中暗孤子宽度变窄。当晶体 P 的入射强度增加, 取 $\rho = 10$, 而其它参量保持不变, 可计算得出, $\beta = 27.46, \hat{\beta} = -4.45$, 可以得到暗-暗孤子对归一化强度包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$, 如图 2(a) 曲线 3 和图 2(b) 的曲线 3 所示, 可以看出增大 P 中暗孤子的光强, P 中暗孤子归一化强度包络宽度变宽, 同时 \hat{P} 中暗孤子宽度变窄。由以上结果可以看出, 当暗-暗孤子对中一个孤子的强度发生变化时两个孤子的包络都改变, 这就说明两个暗孤子能相互影响。

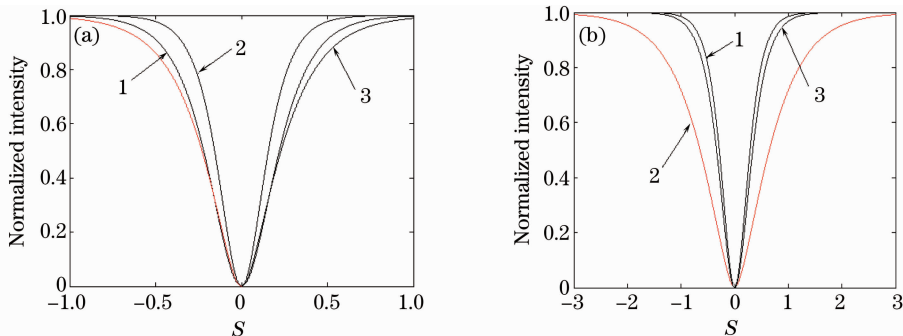


图 2 暗-暗双光子独立屏蔽光伏空间孤子对。(a) 晶体 P 中的暗孤子包络; (b) 晶体 \hat{P} 中的暗孤子包络

Fig. 2 Dark-dark two-photon separate screening photovoltaic soliton pairs. (a) Dark soliton profiles in the crystal P; (b) dark soliton profiles in the crystal \hat{P}

再来考虑明-暗孤子对,将晶体 P 选取为 KNSBN^[16],其中支持明孤子,将晶体 \hat{P} 取为 LiNbO₃^[16],其中支持暗孤子。材料参量如下: $n_e = 2.27, \hat{n}_e = 2.2, r_{33} = 200 \times 10^{-12} \text{ m/V}, \hat{r}_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m/V}, x_0 = \hat{x}_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$,其它参量和上述给出相同,在晶体 P 中 $E_p = 2.8 \times 10^6 \text{ V/m}, r = I_{20}/I_{2d} = 1$,在晶体 \hat{P} 中 $E_p = -4 \times 10^6 \text{ V/m}, \hat{\rho} = \hat{I}_{\infty}/\hat{I}_{2d} = 1$,电源电压保持不变,可以得出, $\alpha = 117.4, \hat{\alpha} = -92.05, \beta = -55.9, \hat{\beta} = 53.70$,利用这些参数通过(24)式和(25)式可以得到晶体 P 和 \hat{P} 中支持的明-暗孤子对归一化包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$,如图 3(a)曲线 1 和图 3(b)曲线 1 所示。当晶体 \hat{P} 的入射强度增加,取 $\hat{\rho} = \hat{I}_{\infty}/I = 10$,而其它参数保持不变,可计算得出,

$\alpha = 117.4, \hat{\alpha} = -92.05, \beta = -171.4, \hat{\beta} = 117.10$,同理可得到明-暗孤子对归一化强度包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$,如图 3(a)曲线 2 和图 3(b)的曲线 2 所示,可以看到增大 \hat{P} 中暗孤子的光强, \hat{P} 中暗孤子归一化强度包络宽度变宽,同时 P 中明孤子宽度变宽。当晶体 P 的入射强度增加,取 $r = 100$,而其它参量保持不变,可以得到明-暗孤子对归一化强度包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$,如图 3(a)曲线 3 和图 3(b)的曲线 3 所示,可以看出增大 P 中明孤子的光强,P 中明孤子归一化强度包络宽度变宽,而 \hat{P} 中暗孤子宽度不变。以上结果表明,当明-暗孤子对中暗孤子的强度发生变化时两个孤子的包络都改变,但明孤子强度变化对暗孤子的宽度没有影响。

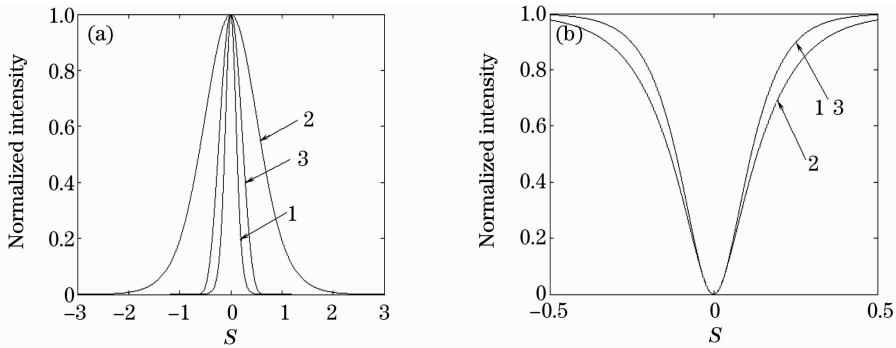


图 3 明-暗双光子独立屏蔽光伏空间孤子对。(a)晶体 P 中的明孤子包络;(b)晶体 \hat{P} 中的暗孤子包络

Fig. 3 Bright-dark two-photon separate screening photovoltaic soliton pairs. (a) Bright soliton profiles in the crystal P; (b) dark soliton profiles in the crystal \hat{P}

最后研究明-明孤子对,将两块晶体都取为 KNSBN^[16],两块晶体有上面给出的相同的参量,光伏场取为 $E_p = \hat{E}_p = 2.8 \times 10^6 \text{ V/m}$,电源电压保持不变。在 $r = \hat{r} = 1, \rho = \hat{\rho} = 0$ 的情况下,可以得出, $\alpha = \hat{\alpha} = 64.43, \beta = \hat{\beta} = 11.50$,利用这些参量通过(26)式和(27)式可以得到晶体 P 和 \hat{P} 中支持的明-明孤子对归一化包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$,如图 4(a)曲线 1 和

图 4(b)曲线 1 所示。当晶体 P 的入射强度增加而其它参量保持不变的情况下,如让 r 从 1 增加到 100,发现晶体 P 中明孤子包络宽度变宽[图 4(a)曲线 2],而 \hat{P} 中明孤子宽度不变[图 4(b)的曲线 2]。相同的方法,如果仅改变晶体 \hat{P} 的入射强度也只能改变 \hat{P} 中明孤子的宽度,而晶体 P 中明孤子的宽度不能改变。这时由于孤子对中两个包络是通过参数 β 和 $\hat{\beta}$ 相关联

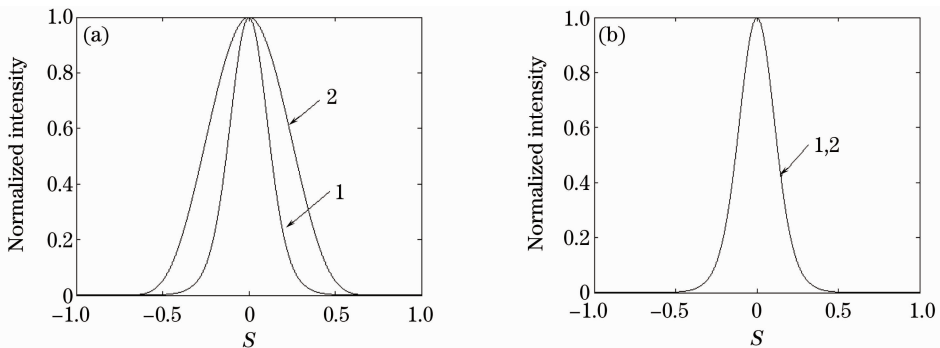


图 4 明-明双光子独立屏蔽光伏空间孤子对。(a)晶体 P 中的明孤子包络;(b)晶体 \hat{P} 中的明孤子包络

Fig. 4 Bright-bright two-photon separate screening photovoltaic soliton pairs. (a) Bright soliton profiles in the crystal P; (b) bright soliton profiles in the crystal \hat{P}

的,而 β 和 $\hat{\beta}$ 是通过 ρ 和 $\hat{\rho}$ 相关联的,与两个孤子强度参数 r 和 \hat{r} 无关。对于明孤子, $\rho = \hat{\rho} = 0$,明孤子强度的改变不能影响另一明孤子,这是不同于暗孤子的。

5 结 论

证明了外加电场的串联双光子光伏光折变晶体回路中存在暗-暗,明-暗和明-明独立屏蔽光伏空间孤子对。研究表明,孤子对中的两孤子通过光电流能相互影响,它们的耦合能影响到另一个孤子的空间包络。在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下,暗孤子通过光电流能影响明孤子,但明孤子不能影响暗孤子。

参 考 文 献

- M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv. Spatial solitons in photorefractive media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(7): 923~926
- G. C. Duree, J. L. Shult, G. J. Salamo *et al.*. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(4): 533~536
- 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
- M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw *et al.*. Photovoltaic spatial solitons [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(7): 1772~1781
- 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
- Shen Yan, Zhang Guoquan, Xu Jingjun *et al.*. Dynamic behaviour of open-circuit photovoltaic spatial solitons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 528~533
申 岩,张国权,许京军 等. 开路光伏空间孤子的动态行为[J]. *光学学报*, 2008, **28**(3): 528~533
- J. S. Liu, K. Q. Lu. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(4): 550~555
- Hou Chunfeng, Yuan Baohong, Sun Xiudong. Incoherently coupled screening-photovoltaic soliton pairs [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **49**(10): 1969~1971
侯春风,袁保红,孙晓冬. 非相干耦合屏蔽光伏孤子对[J]. *物理学报*, 2004, **49**(10): 1969~1971
- Zhong Weiping, Yi Lin. Influence of linear focusing and defocusing effect on interaction between spatial solitons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(5): 960~964
钟卫平,易 林. 线性聚焦和线性散焦效应对空间孤子相互作用的影响[J]. *光学学报*, 2008, **28**(5): 960~964
- 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): 066601-1~066601-11
- J. S. Liu. Separate spatial soliton pairs and solitons interaction in unbiased series photorefractive crystal circuit[J]. *Phys. Lett. A*, 2002, **300**(6): 213~220
- E. Castro-Camus, L. F. Magana. Prediction of the physical response for the two-photon photorefractive effect [J]. *Opt. Lett.*, **28**(13): 1129~1131
- 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
- C. F. Hou, Y. Zhang, Y. Y. Jiang *et al.*. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **273**(2): 544~548
- Zhang Yu, Hou Chunfeng, Sun Xiudong. Temperature effects on the photovoltaic spatial solitons in two-photon photorefractive media[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 694~697
张 宇,侯春风,孙秀冬. 温度对双光子光折变介质中光伏孤子特性的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 694~697
- Zhang Yu, Hou Chunfeng, Sun Xiudong. Incoherently coupled spatial soliton pairs in two-photon photorefractive media[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(6): 3261~3265
张 宇,侯春风,孙秀冬. 双光子光折变介质中的非相干耦合空间孤子对[J]. *物理学报*, 2007, **56**(6): 3261~3265
- G. Y. Zhang, J. S. Liu. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased two-photo photovoltaic photorefractive crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(1): 113~120