

# 外加电场光折变有机聚合物串联回路中 独立空间孤子对\*

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

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)

(2010年4月1日收到; 2010年4月28日收到修改稿)

对外加电场光折变有机聚合物串联回路中独立空间孤子对进行了理论研究, 导出了在光折变有机聚合物串联回路中两光束传播的耦合方程, 证明了串联回路中存在暗-暗、明-暗和明-明三种独立空间孤子对. 在光束的空间展宽远小于有机聚合物宽度的极限条件下, 暗-暗孤子对之间孤子入射光强的改变可相互影响到对方的包络和动态演化. 对于明-暗孤子对, 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. 明-明孤子对之间没有影响.

**关键词:** 非线性光学, 光折变效应, 光折变聚合物, 空间孤子对

**PACS:** 42.65.Tg, 42.65.Jx

## 1. 引言

光折变空间光孤子是光折变非线性光学的一个热门领域. 到目前为止, 已证明存在三种稳态光折变空间光孤子: 屏蔽孤子、光伏孤子和屏蔽光伏孤子. 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<sup>[1-11]</sup>. 人们还发现了耗散全息空间孤子<sup>[12-14]</sup>. 2005年以后又提出了双光子光折变空间光孤子的理论<sup>[15-17]</sup>. 2002年Liu等<sup>[18,19]</sup>提出了串联光折变晶体回路中存在独立空间孤子对, 2010年Ji等<sup>[20]</sup>证明了无偏压双光子光伏光折变晶体串联回路中独立空间孤子对的存在. 上述孤子均产生并存在于无机光折变材料中. 20世纪90年代初, 人们同时也发现了光折变聚合物材料<sup>[21,22]</sup>, 与无机材料相比, 光折变聚合物具有制备容易, 可根据需要进行人为设置等优点, 是一种很有希望的光折变材料. 在所有的光折变聚合物中, 以光电导聚合物为基体掺杂有高浓度非线性生色团的主客体聚合物<sup>[23]</sup>是一种良好的聚合物材料. 它们由于取向增强效应, 因而可以产生高效的光折变效应. 1999年Shih和Sheu<sup>[24]</sup>预言了在主客体式

的光折变聚合物材料中可支持亮、暗空间光孤子. 2001年侯春风等<sup>[25]</sup>对主客体式光折变聚合物材料中空间孤子的存在性给出了严格的证明. 2002年Hou等<sup>[26]</sup>证明了光折变有机聚合物中非相干耦合空间孤子对的存在. 本文证明在由两块光折变有机聚合物材料和一个电源通过导线串联而成的回路中存在着独立空间孤子对, 推出了暗-暗、明-暗和明-明主客体式光折变聚合物独立空间孤子对的光波演化方程和孤子解. 数值研究结果表明: 在光束的空间展宽远小于有机聚合物宽度的极限条件下, 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, 明-明孤子对之间没有影响.

## 2. 基本理论

图1给出的是由两块主客体式光折变聚合物材料 $P$ 和 $\hat{P}$ , 电源 $V_A$ 通过导线串联而组成的回路. 两束沿 $x(\hat{x})$ (或 $y(\hat{y})$ )方向偏振, 并只在 $x(\hat{x})$ 方向衍射的一维类孤子激光束 $I$ 和 $\hat{I}$ 分别入射到两块光折变聚合物, 并沿 $z(\hat{z})$ 方向在材料中传播. 材料 $P$ 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 $S(\hat{S})$ , 每块材料上还加有强度分

\* 山西省高等学校科技开发基金(批准号:200611042)资助的课题.

† E-mail: jixuanmang@126.com

别为  $I_b$  和  $\hat{I}_b$  均匀背景光.

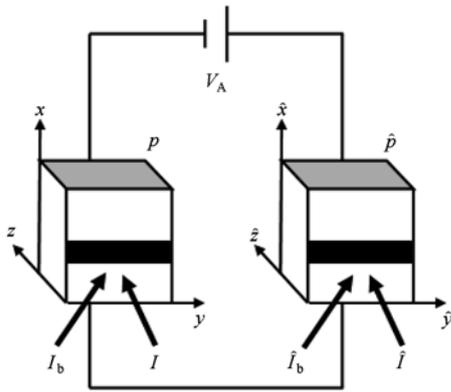


图1 光折变聚合物和电源组成的串联回路示意图

首先考虑材料  $P$ , 将入射光  $I$  的电场分量表示为慢变振幅形式, 即

$$E_{opt}(x, z) = \mathbf{x}\varphi(x, z) \exp(ik_0 n_b z) \sqrt{I_b},$$

则慢变化包络  $\varphi(x, z)$  满足旁轴方程<sup>[25]</sup>

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{k_0^2}{2k} C_{x,y} E^2 \varphi = 0, \quad (1)$$

其中,  $k = k_0 n_b, k_0 = 2\pi/\lambda_0, \lambda_0$  为光波在自由空间中的波长,  $n_b$  为未受扰动时材料的折射率. 当入射光束为  $x$  偏振时,

$$C_{x,y} = C_x = 0.54 N_{ch} \Delta\alpha (\mu_D/k_B T_a)^2. \quad (2a)$$

当入射光为  $y$  偏振时,

$$C_{x,y} = C_x = -0.27 N_{ch} \Delta\alpha (\mu_D/k_B T_a)^2, \quad (2b)$$

$N_{ch}$  为非线性生色团浓度,  $\mu_D$  为非线性生色团固有的偶极矩,  $k_B$  为 Boltzmann 常量,  $T_a$  为环境温度,  $\Delta\alpha$  代表平行和垂直于耦极矩方向非线性生色团一阶极化率的差值,  $\Delta\alpha = \alpha_{//} - \alpha_{\perp}, E$  为材料内总的电场大小. 材料  $\hat{P}$  的相应参量用对应的变量上加帽子的符号  $\hat{\bullet}$  表示.

在稳态及慢变振幅条件下, 在材料  $P$  中有如下的速率方程、电流的连续性方程、和 Gauss 定理<sup>[25]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^-}{\partial t} &= s_i \phi (N - N^+) (I + I_b) \\ &- \frac{e\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \rho N^- = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial T^+}{\partial t} = \frac{e\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \rho (T - T^+) - r T^+ = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (\rho - N^- + T^+), \quad (5)$$

$$J = e\mu\rho E - eD \frac{\partial \rho}{\partial x} = \text{const}$$

或

$$\frac{\partial J}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

其中,  $\rho$  为空穴浓度,  $N$  为敏化剂浓度,  $N^-$  为离子化了的敏化剂浓度,  $T$  为陷阱浓度,  $T^+$  为俘获空穴的陷阱浓度,  $D$  是扩散系数,  $r$  为解俘获系数,  $s_i$  为光电离截面,  $\mu$  和  $e$  分别是电子的迁移率和基本电荷.  $\varepsilon_0$  和  $\varepsilon_r$  分别是真空和相对电介常数,  $J$  是电流密度, 在电场强度为 10—100 V/m 范围内, 量子效率  $\phi$  与电场  $E$  关系如下<sup>[25]</sup>:

$$\phi \propto E^m, \quad (7)$$

其中  $m$  为材料参数, 可由实验确定, 它可以比 1 还小, 也可以比 3 还大. 对于典型的光折变聚合物<sup>[25]</sup>, 在  $T^+, N^-, N \gg \rho, N \gg N^-$  和忽略  $\partial E/\partial x$  及扩散项的条件下, 由(3)至(6)式可以得出

$$\rho = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r s_i \phi N (I + I_b)}{e\mu T^+}, \quad (8)$$

$$J = e\mu\rho E. \quad (9)$$

根据文献[6, 25]可知, 孤子的光强度  $I(x \rightarrow \pm \infty, z) = I_{\infty}$ , 电场  $E(x \rightarrow \pm \infty, z) = E_0, E_0$  是聚合物材料获得的外加电场, 从方程(8)可以给出  $x \rightarrow \pm \infty$  时的空穴密度

$$\rho_{\infty} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r s_i \phi N (I_{\infty} + I_b)}{e\mu T^+}. \quad (10)$$

$x \rightarrow \pm \infty$  区域的电流密度  $J$  可由(9)式得出

$$J_{\infty} = e\mu\rho_{\infty} E_0. \quad (11)$$

对于聚合物材料  $\hat{P}$ , 同样可以得到

$$\hat{\rho}_{\infty} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \hat{s}_i \hat{\phi} \hat{N} (\hat{I}_{\infty} + \hat{I}_b)}{e\hat{\mu} T^+}, \quad (12)$$

$$\hat{J}_{\infty} = e\hat{\mu}\hat{\rho}_{\infty} \hat{E}_0. \quad (13)$$

设材料  $P$  和  $\hat{P}$  的两端电压为  $V$  和  $\hat{V}$ , 在串联回路中有  $V_A = V + \hat{V}$ . 在入射光束的横向尺寸  $\Delta x (\Delta \hat{x})$  远小于材料在  $x (\hat{x})$  方向宽度  $W (\hat{W})$  的条件下, 可有材料  $P$  的  $E_0 = V/W$  和  $\hat{P}$  的  $\hat{E}_0 = \hat{V}/\hat{W}$ . 从方程(6)知道由于材料  $P$  内部电流强度等于常数, 即  $J_{\infty} = J(x, z)$ . 同样在材料  $\hat{P}$  中  $\hat{J}_{\infty} = \hat{J}(x, z)$ . 于是可以有

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

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

由方程(10)—(15), 可以得出

$$E_0 = gE_A, \quad (16)$$

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

$$g = [\hat{\delta}(\hat{I}_{\infty} + \hat{I}_b)]^{1/(\hat{m}+1)} / [\delta(I_{\infty} + I_b)]^{1/(m+1)}$$

$$+ [\hat{\delta}(\hat{I}_\infty + \hat{I}_b)]^{1/(\hat{m}+1)} \}, \quad (18)$$

$$\hat{g} = [\delta(I_\infty + I_b)]^{1/(m+1)} / \{ [\delta(I_\infty + I_b)]^{1/(m+1)} + [\delta(\hat{I}_\infty + \hat{I}_b)]^{1/(\hat{m}+1)} \}, \quad (19)$$

其中  $\delta = Ss_i N/T^+ W^{1/(m+1)}$ ,  $E_A = V_A/W$ ,  $\hat{\delta} = \hat{S}\hat{s}_i \hat{N}/\hat{T}^+ \hat{W}^{1/(\hat{m}+1)}$ ,  $\hat{E}_A = V_A/\hat{W}$ , 参量  $g$  和  $\hat{g}$  是两孤子之间的耦合系数,  $g + \hat{g} = 1$ .

由(7), (8), (9)和(16)式得出材料  $P$  中的总电荷场

$$E^{m+1} = (gE_A)^{m+1} \frac{(I_\infty + I_b)}{(I + I_b)}. \quad (20)$$

同理对于材料  $\hat{P}$ ,

$$\hat{E}^{m+1} = (\hat{g}\hat{E}_A)^{\hat{m}+1} \frac{(\hat{I}_\infty + \hat{I}_b)}{(\hat{I} + \hat{I}_b)}. \quad (21)$$

(20)和(21)式表示了光折变聚合物串联回路中独立空间孤子对总电场的表达式. 虽然这一表达式和单个光折变聚合物空间孤子的表达式类似<sup>[25]</sup>,但是要注意到在串联回路独立空间孤子对总电场的表达式中,每一个总电场的值都与另一个聚合物材料的参量相关,并且这两个总电场通过参量  $g$  和  $\hat{g}$  互相耦合在一起.

将(20)式代入(1)式中,并采用下列无量纲的变量简化方程  $\xi = z/(kx_0)$ ,  $s = x/x_0$  和  $U = (2\eta_0 I_d/n_e)^{-1/2} \phi$ , 其中  $x_0$  为一个任意的空间宽度,可得到

$$i \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} - \beta \left( \frac{\gamma + 1}{|\phi|^2 + 1} \right)^{2/(m+1)} \phi = 0, \quad (22)$$

其中  $\beta = (k_0 x_0)^2 C_{x,y} (gE_A)^2$ ,  $\gamma = I_\infty/I_b$ . 当入射光为  $x$  偏振光时,  $\beta = (k_0 x_0)^2 C_x (gE_A)^2$ , 当入射光为  $y$  偏振光时,  $\beta = (k_0 x_0)^2 C_y (gE_A)^2$ .

同理,在材料  $\hat{P}$  中可有

$$i \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \hat{\xi}} + \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial \hat{s}^2} - \hat{\beta} \left( \frac{\hat{\gamma} + 1}{|\hat{\phi}|^2 + 1} \right)^{2/(\hat{m}+1)} \hat{\phi} = 0, \quad (23)$$

其中  $\hat{\beta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 \hat{C}_{\hat{x},\hat{y}} (\hat{g}\hat{E}_A)^2$ ,  $\hat{\gamma} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_b$ . 当入射光为  $\hat{x}$  偏振光时,  $\hat{\beta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 \hat{C}_{\hat{x}} (\hat{g}\hat{E}_A)^2$ , 当入射光为  $\hat{y}$  偏振光时,  $\hat{\beta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 \hat{C}_{\hat{y}} (\hat{g}\hat{E}_A)^2$ .

从方程(22)和方程(23)可见,两式形式相同,两孤子光束  $\phi$  和  $\hat{\phi}$  分别与两块材料各自的参量有关,但由于参量  $\beta, \hat{\beta}$  的大小分别由  $gE_A, \hat{g}\hat{E}_A$  来决定,  $E_0, \hat{E}_0$  之间通过  $g$  和  $\hat{g}$  相互联系,因而可知  $\phi$  和  $\hat{\phi}$  不是独立存在于两个材料中,两者之间可以相互影响. 在分别改变两孤子光束的入射强度时,对于不同的孤子对组合其影响结果存在较大的差异.

### 3. 光折变有机聚合物独立空间孤子对解

#### 3.1. 暗-暗孤子对

首先来研究两块聚合物材料中形成的暗-暗空间孤子对,令  $\varphi = \gamma^{1/2} y(s) \exp(iu\xi)$ , 其中  $u$  为传播常数的非线性移动,  $y(s)$  是归一化的奇函数,满足的边界条件为  $y(0) = 0; y(s \rightarrow \pm \infty) = 1; y'(s \rightarrow \pm \infty) = 0; y''(s \rightarrow \infty) = 0$ ; 将  $\varphi$  的表达式代入(22)式中可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = uy - \beta \left( \frac{1 + \gamma}{1 + \gamma y^2} \right)^{2/(m+1)} y. \quad (24)$$

结合边界条件,可得光折变聚合物  $P$  中暗孤子包络积分表达式

$$\beta^{1/2} s = \pm \int_y^0 \left\{ (\tilde{y}^2 - 1) - \frac{m+1}{m-1} \frac{(1+\gamma)^{2/(m+1)}}{\gamma} \times [(1+\gamma\tilde{y}^2)^{(m-1)/(m+1)} - (1+\gamma)^{(m-1)/(m+1)}] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \quad (25)$$

在材料  $\hat{P}$  中,令  $\hat{U} = \hat{\gamma}^{1/2} \hat{y}(s) \exp(i\hat{u}\hat{\xi})$ , 用相同的方法,可有

$$\frac{d^2 \hat{y}}{d\hat{s}^2} = \hat{u}\hat{y} - \hat{\beta} \left( \frac{1 + \hat{\gamma}}{1 + \hat{\gamma}\hat{y}^2} \right)^{2/(\hat{m}+1)} \hat{y}. \quad (26)$$

结合边界条件,可得光折变聚合物  $\hat{P}$  中暗孤子包络积分表达式

$$\hat{\beta}^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^0 \left\{ (\hat{y}^2 - 1) - \frac{\hat{m}+1}{\hat{m}-1} \frac{(1+\hat{\gamma})^{2/(\hat{m}+1)}}{\hat{\gamma}} \times [(1+\hat{\gamma}\hat{y}^2)^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)} - (1+\hat{\gamma})^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)}] \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (27)$$

由方程(25)和(27)式可看出,若在两块聚合物材料均能形成暗孤子,必须满足  $\beta > 0, \hat{\beta} > 0$ , 由  $\beta$  和  $\hat{\beta}$  的表达式和(2a), (2b)式可看出,当  $\Delta\alpha > 0, \Delta\hat{\alpha} > 0$ , 两块材料中入射的光束均为  $x(\hat{x})$  方向的偏振光. 如果  $\Delta\alpha < 0, \Delta\hat{\alpha} < 0$ , 要求两块材料中入射的光束均为  $y(\hat{y})$  方向的偏振光. 如果  $\Delta\alpha > 0, \Delta\hat{\alpha} < 0$ , 则材料  $P$  中的入射光束必须为  $y$  方向的偏振光,  $\hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{x}$  方向的偏振光. 如果  $\Delta\alpha < 0, \Delta\hat{\alpha} > 0$ ,  $P$  中的入射光束必须为  $y$  方向的偏振光,  $\hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{x}$  方向的偏振光. 从两光束在晶体中的演化方程和包络积分形式来看,两

束暗孤子波通过回路中的光生电流互相影响对方. 由于  $I_{\infty} \neq 0, \hat{I}_{\infty} \neq 0$ , 耦合系数  $g$  和  $\hat{g}$  的表达式与两块聚合物的参量和入射孤子光束的参量都有关系, 因此改变其中一块聚合物的参量或者其中一块材料入射光强度都会对另一束光的性质产生影响.

### 3.2. 明-暗孤子对解

对于明-暗孤子对, 设在材料  $P$  中形成明孤子, 材料  $\hat{P}$  中形成暗孤子. 对于明孤子, 光束中心的光强最强, 因此  $I_{\infty} = \gamma = 0$ , 令  $\varphi = \eta^{1/2} y(s) \exp(i\nu\xi)$ , 式中  $\eta = I(0)/I_b, \nu$  是传播量的非线性位移,  $y(s)$  是归一化的明孤子包络 ( $0 \leq y(s) \leq 1$ ). 代入方程 (22) 中可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = \nu y - \beta \left( \frac{1}{1 + \eta y^2} \right)^{2/(m+1)} y. \quad (28)$$

利用明孤子的边界条件  $y(0) = 1; y'(0) = 0$ ;  $y(s \rightarrow \pm \infty) = 0$  和  $y''(s \rightarrow \pm \infty) = 0$  可得光折变聚合物  $P$  中明孤子包络积分的表达式

$$\begin{aligned} (-\beta)^{1/2} s = \pm \int_y^1 & \left( \frac{1}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \right)^{-1/2} \\ & \times \{ [1 - (1 + \eta)^{(m-1)/(m+1)}] \tilde{y}^2 \\ & + (1 + \eta \tilde{y}^2)^{(m-1)/(m+1)} - 1 \}^{-1/2} \\ & \times d\tilde{y}. \end{aligned} \quad (29)$$

对于材料  $\hat{P}$  中暗孤子, 其包络表达式为

$$\begin{aligned} \beta^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^0 & \left\{ (\hat{y}^2 - 1) - \frac{\hat{m} + 1}{\hat{m} - 1} \frac{(1 + \hat{y})^{2/(\hat{m}+1)}}{\hat{y}} \right. \\ & \times [(1 + \hat{y} \hat{y}^2)^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)} \\ & \left. - (1 + \hat{y})^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)}] \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \end{aligned} \quad (30)$$

由 (29) 式和 (30) 式中可以看出, 在聚合物  $P$  和  $\hat{P}$  中形成明暗孤子对的条件要求  $\beta < 0$  和  $\hat{\beta} > 0$ . 同样由  $\beta$  和  $\hat{\beta}$  的表达式和 (2a), (2b) 式可看出, 当  $\Delta\alpha > 0$ , 材料  $P$  中的入射光只能是  $y$  方向的偏振光, 当  $\Delta\alpha < 0$ , 材料  $P$  中的入射光只能是  $x$  方向的偏振光. 当  $\Delta\hat{\alpha} > 0, \hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{x}$  方向的偏振光, 当  $\Delta\hat{\alpha} < 0, \hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{y}$  方向的偏振光. 对于明-暗孤子对,  $I_{\infty} = 0, \hat{I}_{\infty} \neq 0$ , 耦合系数  $g$  和  $\hat{g}$  的表达式就与  $I_{\infty}$  无关. 这就导致暗孤子可以通过光电流影响明孤子, 而明孤子不能通过光电流影响暗孤子. 也就是说, 改变暗孤子的入射强度或调节晶体的参量可以影响明孤子, 但明孤子只能通过调节晶体参量来影响暗孤子.

### 3.3. 明-明孤子对解

如果两块光折变聚合物中都形成明孤子, 利用上述相同的方法可以得到

$$\begin{aligned} (-\beta)^{1/2} s = \pm \int_y^1 & \left( \frac{1}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \right)^{-1/2} \\ & \times \{ [1 - (1 + \eta)^{(m-1)/(m+1)}] \tilde{y}^2 \\ & + (1 + \eta \tilde{y}^2)^{(m-1)/(m+1)} - 1 \}^{-1/2} \\ & \times d\tilde{y}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} (-\hat{\beta})^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^1 & \left( \frac{1}{\hat{\eta}} \frac{\hat{m}+1}{\hat{m}-1} \right)^{-1/2} \\ & \times \{ [1 - (1 + \hat{\eta})^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)}] \hat{y}^2 \\ & + (1 + \hat{\eta} \hat{y}^2)^{(\hat{m}-1)/(\hat{m}+1)} - 1 \}^{-1/2} \\ & \times d\hat{y}. \end{aligned} \quad (32)$$

方程 (31) 和 (32) 描述了在外加电场的串联光折变聚合物回路中存在明-明孤子对. 在  $P$  和  $\hat{P}$  中形成明明孤子对的条件要求  $\beta < 0$  和  $\hat{\beta} < 0$ , 同样由  $\beta$  和  $\hat{\beta}$  的表达式和 (2a), (2b) 式可看出当  $\Delta\alpha > 0$ , 材料  $P$  中的入射光只能是  $y$  方向的偏振光, 如果  $\Delta\alpha < 0$ , 材料  $P$  中的入射光只能是  $x$  方向的偏振光. 当  $\Delta\hat{\alpha} > 0, \hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{y}$  方向的偏振光, 当  $\Delta\hat{\alpha} < 0, \hat{P}$  中入射的光束必须是  $\hat{x}$  方向的偏振光. 在明-明孤子对形成条件下, 由于  $I_{\infty} = \hat{I}_{\infty} = 0$ , 耦合系数  $g$  和  $\hat{g}$  就与  $I_{\infty}$  和  $\hat{I}_{\infty}$  无关. 明孤子对不能通过光电流互相影响, 也就是说改变一个明孤子的入射强度不能影响另一个明孤子. 这时只能通过调节晶体参量来达到光控光的目的.

## 4. 孤子对之间的耦合作用

首先来分析暗-暗孤子对的相互耦合行为. 设材料  $P$  和  $\hat{P}$  中都形成暗孤子, 选取  $\Delta\alpha > 0, \Delta\hat{\alpha} > 0$ , 这时两块材料中入射的光都应为  $x(\hat{x})$  方向的偏振光, 为了分析方便, 假设两块材料具有相同的材料参量和尺寸, 参量为<sup>[26]</sup>  $\delta = \hat{\delta}, I_b = \hat{I}_b, m = \hat{m} = 2, W = \hat{W}, N_{ch} = \hat{N}_{ch} = 1.27 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}, \mu_D = \hat{\mu}_D = 5.5 \times 10^{-18} \text{ esu} = 1.63 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}, \Delta\alpha = \Delta\hat{\alpha} = 3.9 \times 10^{-23} \text{ cm}^3, E_A = \hat{E}_A = 7 \times 10^7 \text{ Vm}^{-1}, \lambda = \hat{\lambda} = 690 \text{ nm}, x_0 = \hat{x}_0 = 10 \mu\text{m}, T_a = \hat{T}_a = 300 \text{ K}$ . 设材料  $P$  中入射的光束  $\gamma = I_{\infty}/I_b = 1$ , 材料  $\hat{P}$  中  $\hat{\gamma} = \hat{I}_{\infty}/\hat{I}_b = 1$ , 由上述参量可以得出,  $g = \hat{g} = 0.5, \beta = \hat{\beta} = 10.6$ , 利用这些参量通过方程 (25) 和 (27) 可得到聚

合物材料  $P$  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. 当材料  $P$  的入射强度增加, 取  $\gamma = I_\infty/I_b = 100$ , 而其他参量保持不变, 可计算得出,  $g = 0.0194, \hat{g} = 0.9806, \beta = 0.4117, \hat{\beta} = 20.7883$ , 再用 (25) 和 (27) 式可得暗-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, 可以看到增大  $P$  中暗孤子的光强,  $P$  中暗孤子归一化包络宽度变宽, 同时  $\hat{P}$  中暗孤子包络宽度变窄. 当晶体  $\hat{P}$  的入射强

度增加, 取  $\hat{\gamma} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_b = 100$ , 而其他参量保持不变, 可计算出  $g = 0.9806, \hat{g} = 0.0194, \beta = 20.7883, \hat{\beta} = 0.4117$ . 再用 (25) 和 (27) 式可得暗-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, 可以看出增大  $\hat{P}$  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  $P$  中暗孤子包络宽度变窄. 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, 说明两个暗孤子能相互影响.

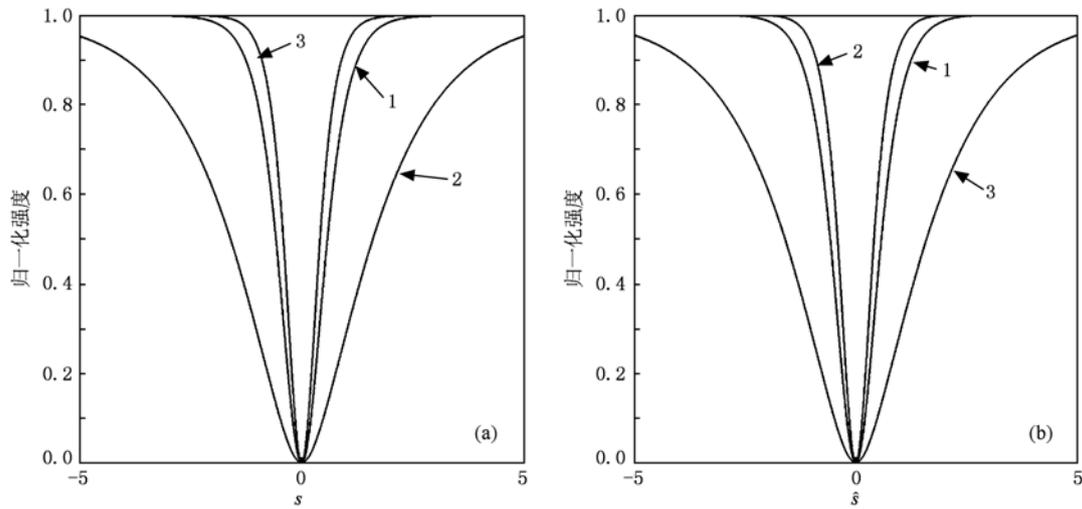


图 2 光折变有机聚合物串联回路中暗-暗独立空间孤子对 (a) 聚合物  $P$  中的暗孤子包络; (b) 聚合物  $\hat{P}$  中的暗孤子包络

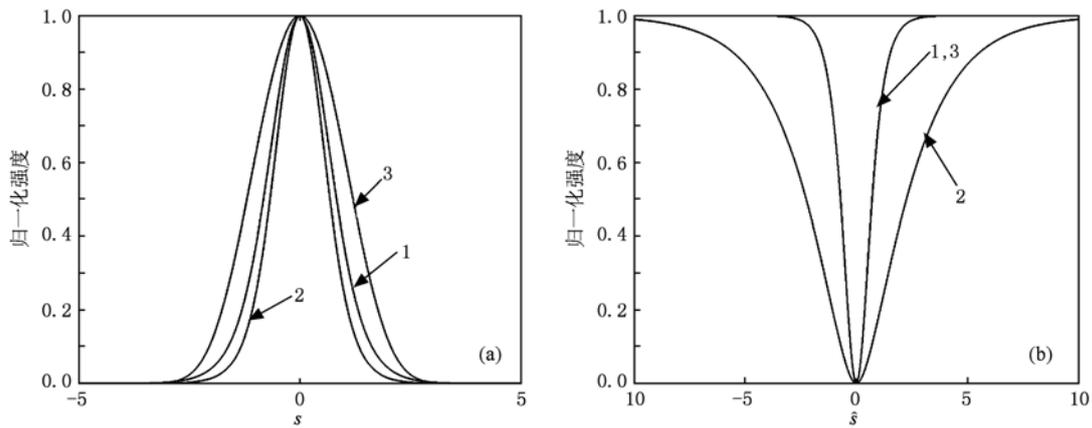


图 3 光折变有机聚合物串联回路中明-暗独立空间孤子对 (a) 聚合物  $P$  中的明孤子包络; (b) 聚合物  $\hat{P}$  中的暗孤子包络

再来考虑明-暗孤子对, 使材料  $P$  中为明孤子,  $\hat{P}$  中支持暗孤子, 选取  $\Delta\alpha > 0, \Delta\hat{\alpha} > 0$ , 这时材料  $P$  中的光束必须是  $y$  方向的偏振光, 材料  $\hat{P}$  中仍为  $\hat{x}$  方向的偏振光. 对于材料  $P$  中明孤子, 取  $\eta = I(0)/I_b = 1, \gamma = I_\infty/I_b = 0$ , 材料  $\hat{P}$  中  $\hat{\gamma}$

$= \hat{I}_\infty/\hat{I}_b = 1$ , 利用上述相关参量, 可以得出,  $g = 0.667, \hat{g} = 0.333, \beta = -7.0667, \hat{\beta} = 7.0667$ , 利用这些参量通过方程 (29) 和 (30) 可以得到材料  $P$  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. 当

材料  $P$  中的入射强度增加,取  $\hat{\gamma} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_b = 100$ , 而其他参量不变,可计算得出,  $g = 0.9902, \hat{g} = 0.0098, \beta = -10.4961, \hat{\beta} = 0.2078$ , 再用(29)和(30)式可得明-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, 可以看到增大  $P$  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  $P$  中明孤子宽度变窄. 当材料  $P$  中入射强度增加, 取  $\eta =$

$I(0)/I_b = 100$ , 其他参量不变, 再用(29)和(30)式可以得到明-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, 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  $P$  中暗孤子宽度不变. 可以看出当明-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.

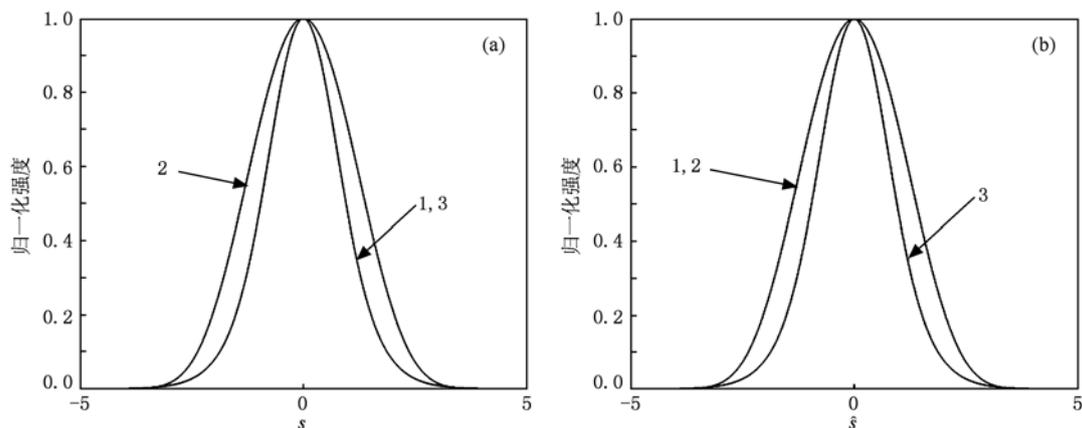


图 4 光折变有机聚合物串联回路中明-明独立空间孤子对 (a) 聚合物  $P$  中的明孤子包络; (b) 聚合物  $\hat{P}$  中的明孤子包络

对于明-明孤子对, 设材料  $P$  和  $\hat{P}$  中都形成明孤子, 选取  $\Delta\alpha > 0, \Delta\hat{\alpha} > 0$ , 这时两块材料中入射的光都应  $y(\hat{y})$  方向的偏振光, 在  $\eta = \hat{\eta} = 1, \gamma = \hat{\gamma} = 0$  的情况下, 可以得出,  $g = \hat{g} = 0.5, \beta = \hat{\beta} = -5.3$ , 利用这些参量通过方程(31)和(32)可以得到材料  $P$  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. 当晶体  $P$  的入射强度增加而其他参量保持不变的情况下, 让  $\eta$  从 1 增加到 100, 可以算出  $g = \hat{g} = 0.5, \beta = \hat{\beta} = -5.3$ , 利用(31)和(32)式可到  $P$  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 2 和图 4(b) 曲线 2, 可以看出增加  $P$  中的入射光的强度, 明孤子包络宽度变宽, 而  $\hat{P}$  中明孤子宽度不变. 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, 如图 4(a) 和 (b) 中的曲线 3. 这是由于孤子对中两个包络是通过参量  $\beta$  和  $\hat{\beta}$  相关联的, 而  $\beta$  和  $\hat{\beta}$  是通过  $\gamma$  和  $\hat{\gamma}$  相关联的, 而与两个明孤子强度参量  $\eta$  和  $\hat{\eta}$  无关. 对于明孤子,  $\gamma = \hat{\gamma} = 0$ , 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. 孤子对相互耦合对动态演化的影响

先来研究暗-暗孤子对的动态演化特性, 图 5 (a) 给出的是  $\gamma = I_\infty / I_b = 1, g = 0.5, \beta = 10.6$ , 聚合物  $P$  中入射光束为  $U_0 = \sqrt{I}y_0(s)$  明孤子的动态演化特性, 图 2 (b) 给出的是  $\hat{\gamma} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_b = 1, \hat{g} = 0.5, \hat{\beta} = 10.6$ , 聚合物  $\hat{P}$  中入射光束为  $\hat{U}_0 = \sqrt{\hat{I}}\hat{y}_0(\hat{s})$  暗孤子的动态演化.  $y_0(s)$  和  $\hat{y}_0(\hat{s})$  分别是在参量为  $g = 0.5, \beta = 10.6$  和  $\hat{g} = 0.5, \hat{\beta} = 10.6$  时由(25)和(27)式得到, 由于所取的参量与材料中支持的孤子参量匹配, 可以看出入射的暗-暗孤子对在相应的材料中稳定传播.

图 6(a) 给出的是当材料  $P$  的入射光增大使  $\gamma = I_\infty / I_b = 100$  时, 参量  $g = 0.0194, \beta = 0.4117$ , 聚合物  $P$  中入射光束为  $U_1 = \sqrt{100}y_0(s)$  明孤子的动态演化特性, 图 6(b) 给出的是  $\hat{\gamma} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_b = 1$ , 参量  $\hat{g} = 0.9902, \hat{\beta} = 20.7883$  时材料  $\hat{P}$  中入射光束为  $\hat{U}_0 = \sqrt{\hat{I}}\hat{y}_0(\hat{s})$  暗孤子的动态演化. 可以看出, 材料  $P$  中入射光强度的增加不仅使其中的暗孤子不能稳定传播, 同时材料  $\hat{P}$  中的暗孤子也不能稳定传播.

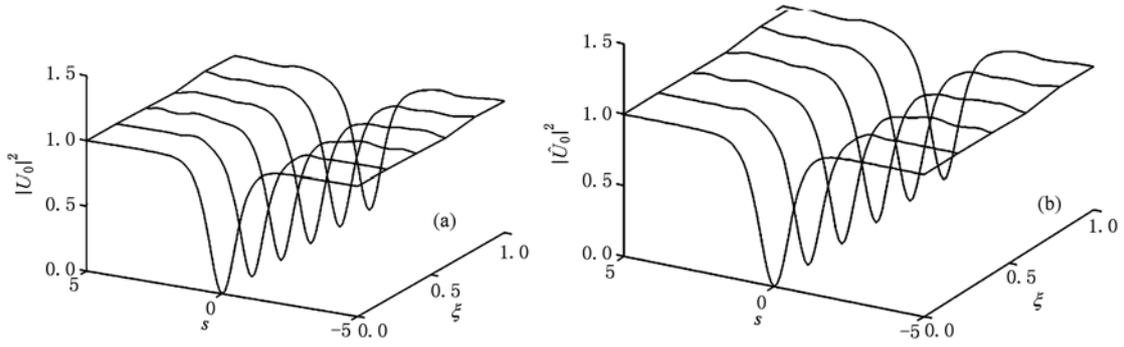


图5 外加偏压串联光折变聚合物回路中暗-暗孤子波  $U_0$  和  $\hat{U}_0$  的动态演化 (a) 材料  $P$  中的  $U_0$ ; (b) 材料  $\hat{P}$  中的  $\hat{U}_0$

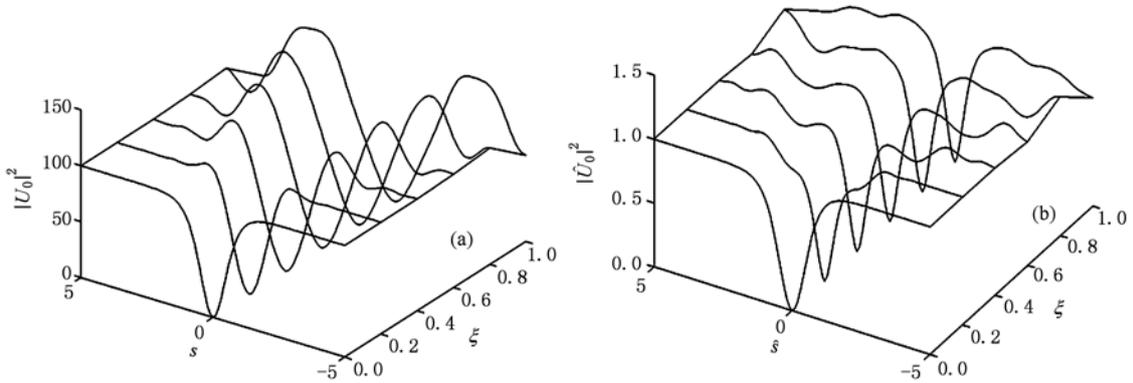


图6 外加偏压串联光折变聚合物回路中暗-暗孤子波  $U_1$  和  $\hat{U}_0$  的动态演化 (a) 材料  $P$  中的  $U_1$ ; (b) 材料  $\hat{P}$  中的  $\hat{U}_0$

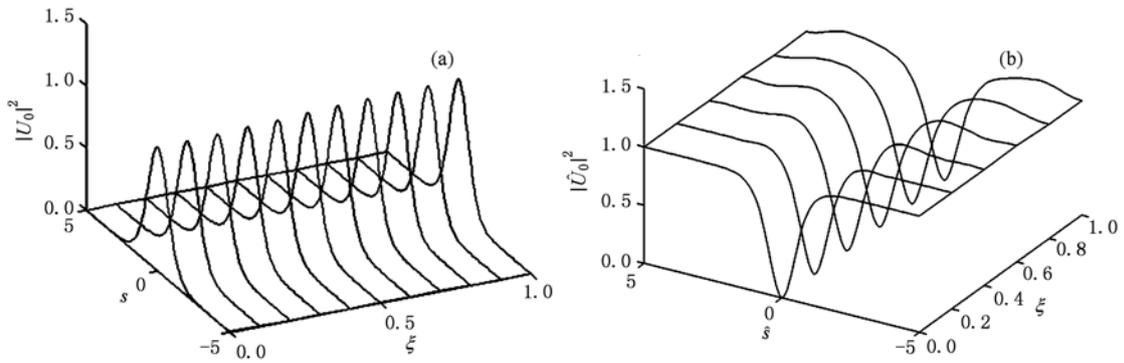


图7 外加偏压光折变聚合物串联回路中明和暗孤子波  $U_0$  和  $\hat{U}_0$  的动态演化 (a) 晶体  $P$  中的  $U_0$ ; (b) 晶体  $\hat{P}$  中的  $\hat{U}_0$

再来研究明-暗孤子对的动态演化特性,图7(a)给出的是  $r = 1, g = 0.667, \beta = -7.0667$  时晶体  $P$  中入射光束为  $U_0 = \sqrt{I}y_0(s)$  明孤子的动态演化特性,  $y_0(s)$  在参量  $g = 0.667, \beta = -7.0667$  下由(29)式得到. 图7(b)给出的是  $\hat{\rho} = 1, \hat{g} = 0.333, \beta = 7.0667$  时材料  $\hat{P}$  中入射光束为  $\hat{U}_0 = \sqrt{\hat{I}}\hat{y}_0(\hat{s})$  暗孤子的动态演化,  $\hat{y}_0(\hat{s})$  在参量  $\hat{g} = 0.333, \beta = 7.0667$  下由(30)式得到. 由于我们所取的参量与材

料中支持的孤子参量匹配,可以看出入射的明-暗孤子都可在相应的材料中稳定传播.

图8(b)给出的是暗孤子的入射光束变为  $\hat{U}_1 = \sqrt{100\hat{y}_0(\hat{s})}$ , 即  $\hat{\gamma} = 100, \hat{\beta} = 0.2078$  时暗孤子动态演化特性, 图8(a)给出的是明孤子在  $U_0 = \sqrt{I}y_0(s), g = 0.9902, \beta = -10.4961$  情况下的动态演化. 由图可以看出,暗孤子入射强度增大,不但暗孤子自身能不能在材料中形成稳定的孤子,通过光

电流的作用,使明孤子也不能稳定传播,这进一步说明了暗孤子对明孤子的影响.图8(c)给出的是明孤子的入射光束为  $U_1 = \sqrt{100}y_0(s)$ ,即  $\eta = 100, \beta$

$= -7.7076$  时的动态演化,而这时相应的暗孤子的演化特性仍为图7(b)所示,可以看出明孤子入射强度变化对暗孤子的动态演化是没有影响的.

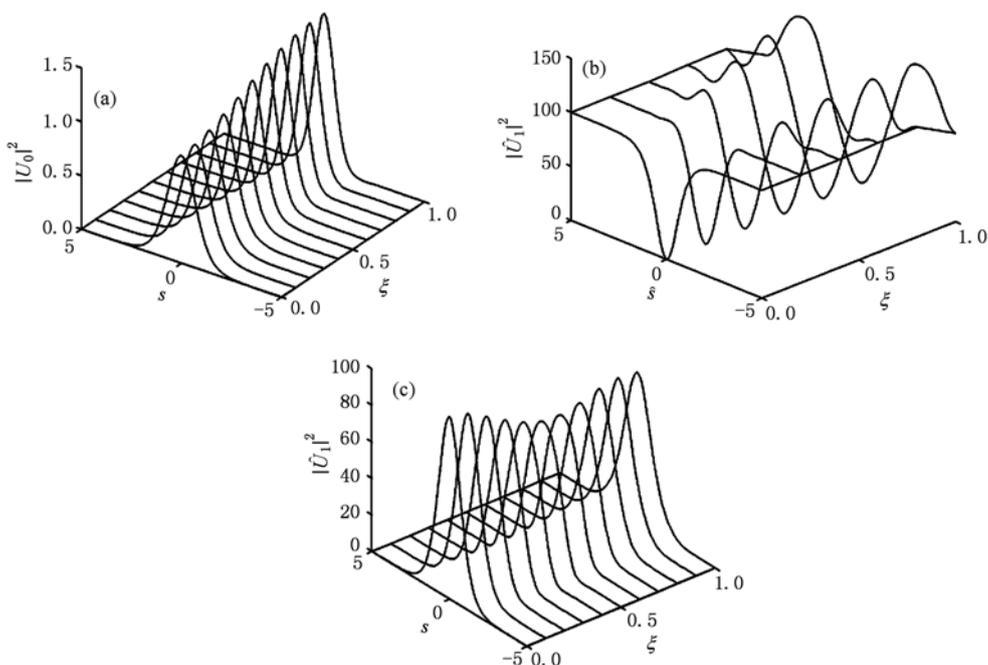


图8 外加偏压的光折变聚合物串联回路中三光束  $U_0, U_1$  和  $\hat{U}_1$  动态演化 (a)聚合物P中的明孤子态  $U_0$ ; (b)聚合物P中的暗孤子态  $\hat{U}_1$ ; (c)聚合物P中的明孤子态  $U_1$

## 6. 结 论

证明了外加电场光折变聚合物串联回路中存在暗-暗、明-暗和明-明独立空间孤子对.数值研究结果表明:在光束的空间展宽远小于光折变聚合物

材料宽度的极限条件下,暗-暗孤子对通过光电流能相互影响到对方的强度包络和动态演化特性.对于明-暗孤子对,改变暗孤子的输入强度,能使明孤子的包络宽度和演化特性发生变化,但改变明孤子的入射强度对暗孤子没有影响.这种原理在光控光器件等光学元件上有潜在的应用价值.

- [1] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [3] She W L, Lee W K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]
- [4] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1059 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [5] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [6] Wang X S, She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573 (in Chinese) [王晓生、余卫龙 2002 物理学报 **51** 573]
- [7] Hou C F, Yuan B H, Sun X D 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙晓冬 2000 物理学报 **49** 969]
- [8] Ji X M, Wang J L, Liu J S, An Y Y 2004 *Laser Technology* **28** 386 (in Chinese) [吉选芒、王金来、刘劲松、安毓英 激光技术 **28** 386]
- [9] Cui H, Zhang B Z, She W L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1823 (in Chinese) [崔虎、张冰志、余卫龙 2010 物理学报 **59** 1823]
- [10] Zhang Y Q, Lu K Q, Zhang L, Zhang M Z, Li K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6354 (in Chinese) [张贻齐、卢克清、张磊、张美志、李可昊 2008 物理学报 **57** 6354]
- [11] Ji X M, Jiang Q C, Liu J S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4701 (in Chinese) [吉选芒、姜其畅、刘劲松 2010 物理学报 **59** 4701]
- [12] Cohen O, Carmon T, Segev M, Odoulov S 2002 *Opt. Lett.* **27** 2031
- [13] Liu J S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3014 (in Chinese) [刘劲松 2004 物理学报 **53** 3014]

- [14] Zhang G Y, Liu J S, Liu S X, Zhang H L, Wang C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3266 (in Chinese) [张光勇、刘劲松、刘时雄、张绘蓝、王程 2007 物理学报 **56** 3266]
- [15] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, Sun X D 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053871
- [16] Zhang Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Chin. Phys.* **16** 159
- [17] Zhang G Y, Liu J S 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 113
- [18] Liu J S, Hao Z H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066601
- [19] Liu J S 2002 *Phys. Lett. A* **300** 213
- [20] Ji X M, Jiang Q C, Yao J H, Liu J S 2010 *Optics and Laser Technology* **42** 322
- [21] Liphardt M, Goonesekera A, Jones B E, Ducharme S, Takacs J M, Zhang L 1994 *Science* **263** 367
- [22] Ducharme S, Scott J C, Twieg R J, Moerner W E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1846
- [23] Moerner W E, Silence S M 1994 *Chem. Rev.* **94** 127
- [24] Shih M F, Sheu F W 1999 *Opt. Lett.* **24** 1852
- [25] Hou C F, Abdurusul, Du C G, Sun X D, Li S Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2159 (in Chinese) [侯春风、阿不都热苏力、杜春光、李师群 2001 物理学报 **50** 2159]
- [26] Hou C F, Jiang Y Y, Yuan B H, Sun X D, Bu C G, Li S Q 2002 *Optical Materials* **19** 377

## Separate spatial soliton pairs in biased series photorefractive polymer circuit \*

Ji Xuan-Mang<sup>1)†</sup> Jiang Qi-Chang<sup>1)</sup> Liu Jin-Song<sup>2)</sup>

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)

(Received 1 April 2010; revised manuscript received 28 April 2010)

### Abstract

This paper presents calculations based on the idea of photorefractive polymer spatial solitons, namely, screening solitons being formed in a biased series photorefractive polymer circuit consisting of two photorefractive polymer connected electronically by electrode leads in a chain with a voltage source. A system of two coupled equations is derived under appropriate conditions for two-beam propagation in the series photorefractive polymer circuit. The existence of dark-dark, bright-dark and bright-bright photorefractive polymer soliton pairs in such a circuit is proved. In the limit in which the optical wave has a spatial extent much less than the width of the photorefractive polymer, the two solitons in dark-dark soliton pairs can affect each other's spatial profiles and the dynamical evolution by the light-induced current. For a bright-dark soliton pair, the dark soliton can affect the other soliton by light-induced current, but the bright soliton cannot. The two solitons in bright-bright soliton pairs cannot affect each other.

**Keywords:** nonlinear optics, photorefractive effect, photorefractive polymer, spatial soliton pair

**PACS:** 42.65.Tg, 42.65.Jx

\* Project supported by the Science and Technology Development Foundation of Higher Education of Shanxi Province, China (200611042).

† E-mail: jixuanmang@126.com