

# 含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光 伏空间孤子对\*

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)

(2009 年 6 月 20 日收到; 2009 年 10 月 28 日收到修改稿)

建立了含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏空间孤子对理论. 当分压电阻、晶体外加电场和晶体的光伏场取不同值时, 可分别得到有无分压电阻的非相干耦合屏蔽孤子对、开路的非相干耦合光伏孤子对、有无分压电阻的闭路非相干耦合光伏孤子对和有分压电阻的非相干耦合屏蔽光伏孤子对. 先前已报道的非相干耦合孤子对理论都可在不同的条件下从本文理论得出.

**关键词:** 非线性光学, 光折变效应, 非相干耦合, 空间孤子对

**PACC:** 4265S, 4265J

## 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, 人们已经观测到了准稳态孤子<sup>[1-3]</sup>、屏蔽孤子<sup>[4-6]</sup>、光伏孤子<sup>[7-10]</sup>和屏蔽-光伏孤子<sup>[11-13]</sup>, 同时还发现了耗散全息空间孤子<sup>[14-16]</sup>. 最近还提出了双光子光折变空间光孤子的理论<sup>[17-19]</sup>.

非相干耦合光折变空间孤子对是由 Christodoulides 等<sup>[20]</sup>最先提出来的. 他们从理论上证明了偏振态和波长都相同的两束共线传播的互不相干光可在有外加电场的非光伏光折变晶体中形成空间孤子对, 预言了非相干耦合屏蔽孤子对的存在. 随后不久, Chen 等<sup>[21-23]</sup>在铌酸锶钽(SBN)光折变晶体中观测到了这种非相干耦合屏蔽孤子对. 侯春风等<sup>[24-26]</sup>研究了有外加电场的光伏光折变晶体中空间孤子的非相干耦合, 预言了非相干耦合亮-亮、暗-暗、灰-灰及亮-暗屏蔽光伏孤子对的存在, 同时对双光子光折变孤子的非相干耦合也进行了研究<sup>[27]</sup>. 刘

劲松<sup>[28]</sup>给出了稳态情况下光折变空间孤子的统一理论. 本文考察加偏压回路中含分压电阻的光伏光折变晶体中空间孤子的非相干耦合, 将有分压电阻的非相干耦合屏蔽孤子对、开路非相干耦合光伏孤子对、有无分压电阻的闭路非相干耦合光伏孤子对、有无分压电阻的非相干耦合屏蔽光伏孤子对都统一在本文的框架内. 先前已报道的非相干耦合孤子对理论都可以在不同条件下从本文中可以得到.

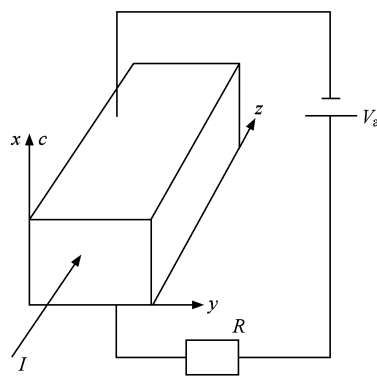


图 1 电路示意图

## 2. 理论分析

如图 1 所示, 光伏光折变晶体、分压电阻  $R$  和

\* 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

电压源  $V_a$  串联构成闭合回路. 光折变晶体光轴  $c$  沿  $x$  方向放置. 如果光波的空间展宽远小于晶体宽度  $W$ , 则有近似表达式:  $E_0 = V_0/W$ , 其中  $E_0$  和  $V_0$  分别代表晶体电极间的电场强度和电压. 因为  $V_R = JSR$ , 其中  $V_R$  是电阻上的电压,  $S$  是晶体的截面积,  $J$  是电流密度, 由  $V_a = V_0 + V_R$ , 可得出

$$E_0 = \frac{1}{W}(V_a - JSR). \quad (1)$$

两束只在  $x$  方向衍射且偏振态和波长都相同的共线传播的互不相干光沿  $z$  轴射入光伏光折变晶体, 光束偏振方向平行于  $x$  轴. 按通常作法, 两束入射光的光场可表示成慢变振幅形式, 即  $\mathbf{E}_1 = \hat{x}\phi(x, z)\exp(ikz)$ ,  $\mathbf{E}_2 = \hat{x}\psi(x, z)\exp(ikz)$ , 其中,  $\phi$  和  $\psi$  为两束光电场分量的慢变化包络,  $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0)n_e$ ,  $\lambda_0$  为自由空间波长,  $n_e$  为晶体对非常光折射率. 在上述光束配置下, 两束入射光满足如下耦合方程<sup>[26]</sup>:

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

$$i\psi_z + \frac{1}{2k}\psi_{xx} - \frac{k_0 n_e^3 r_{33} E_{sc}}{2}\psi = 0, \quad (2b)$$

其中  $\phi_z = \partial\phi/\partial z$ ,  $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$ ;  $\psi_z = \partial\psi/\partial z$ ,  $\psi_{xx} = \partial^2\psi/\partial x^2$ ,  $r_{33}$  是晶体的电光系数,  $E_{sc}$  为晶体的空间电荷场, 在忽略扩散作用的情况下, 空间电荷场可表示为<sup>[28]</sup>

$$E_{sc} = gE_a \frac{(I_\infty + I_d)}{(I + I_d)} + E_p \frac{(gI_\infty - I)}{(I + I_d)}, \quad (3)$$

其中,  $I = I_1(x, z) + I_2(x, z)$  为晶体内部两束入射光的总光强,  $I_\infty = I(\infty, z)$ ,  $I_d = \beta/s$  是晶体的暗辐射强度,  $s$  是光电离截面,  $\beta$  是热激发速率;  $E_p = \kappa\gamma N_A / e\mu$  为光伏电场,  $N_A$  是受主(或陷阱)密度,  $\kappa$  是光伏常数,  $\gamma$  是导带到价带的复合率,  $\mu$  和  $e$  分别是电子的迁移率和基本电荷; 分压系数为

$$g = \frac{1}{1 + pSR(I_\infty + I_d)},$$

$$p = \frac{e\mu s(N_D - N_A)}{W\gamma N_A},$$

这里  $N_D$  是施主密度, 一般情况下  $0 < g < 1$ , 表示在晶体上只施加了部分外电场  $gE_a$ , 电压源形成的外电场  $E_a = V_a/W$ . 当  $R=0$ ,  $g=1$  为短路情况, 表示  $E_a$  全部作用于晶体上; 当  $R \rightarrow \infty$ , 则  $g=0$ , 为开路情况, 表示晶体上无外电场的作用.

根据 Poynting 定律, 晶体中总光强可以表示为

$$I = (|\phi|^2 + |\psi|^2)n_e/2\eta_0, \quad (4)$$

其中常量  $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ . 把(3)和(4)式代入方程组(2), 并采用无量纲变量  $\xi = z/(kx_0^2)$ ,  $s = x/x_0$ ,  $U = (2\eta_0 I_d/n_e)^{-1/2}\phi$  和  $V = (2\eta_0 I_d/n_e)^{-1/2}\psi$ , 其中  $x_0$  为一个任意的空间宽度, 可得归一化的光波振幅  $U$  和  $V$  满足如下耦合方程:

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - g\beta(1 + \rho)\frac{U}{1 + |U|^2 + |V|^2} - \alpha\frac{(g\rho - |U|^2 - |V|^2)U}{1 + |U|^2 + |V|^2} = 0, \quad (5a)$$

$$i\frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial s^2} - g\beta(1 + \rho)\frac{V}{1 + |U|^2 + |V|^2} - \alpha\frac{(g\rho - |U|^2 - |V|^2)V}{1 + |U|^2 + |V|^2} = 0, \quad (5b)$$

其中  $\alpha = (k_0 x_0)^2 n_e^4 r_{33} E_p / 2$ ,  $\beta = (k_0 x_0)^2 n_e^4 r_{33} E_a / 2$ ,  $\rho = I_\infty / I_d$ .

### 3. 暗-暗孤子对

暗空间孤子相当于在均匀背景光中嵌入一个暗缺, 为了得到方程组(5)的暗-暗孤子对解, 令  $U = \rho^{1/2}y(s)\cos\theta\exp(iu\xi)$ ,  $V = \rho^{1/2}y(s)\sin\theta\exp(iu\xi)$ . 这里  $y(s)$  是归一化的奇函数, 满足的边界条件为  $y(0) = 0$ ,  $y(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$ ,  $y'(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ ,  $y''(s \rightarrow \infty) = 0$ ,  $\theta$  是一个辅助参量,  $\cos^2\theta$  和  $\sin^2\theta$  分别代表两束光峰值光强占总峰值光强的百分比,  $u$  为光波传播常数非线性位移. 将  $U$  和  $V$  的表达式代入方程组(5)中可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2uy - 2g\beta(\rho + 1)\frac{y}{1 + \rho y^2} - 2\alpha\rho\frac{g - y^2}{1 + \rho y^2}y = 0, \quad (6)$$

利用暗孤子的边界条件, 积分(6)式可以得出

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = -2\frac{g\beta(1 + \rho) + \alpha(1 + g\rho)}{1 + \rho} \times \left[ (y^2 - 1) - \frac{1 + \rho}{\rho} \ln\left(\frac{1 + \rho y^2}{1 + \rho}\right) \right], \quad (7)$$

$$u = -g\beta - \alpha\rho\frac{(g - 1)}{1 + \rho}. \quad (8)$$

结合边界条件, 由(7)式可有暗孤子解, 此时  $y(s)$  由下式给出:

$$s = \pm \int_y^0 \left\{ \left[ -2\frac{g\beta(1 + \rho) + \alpha(1 + g\rho)}{1 + \rho} \right] \times \left[ (\tilde{y}^2 - 1) \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}$$

$$\left. - \frac{1 + \rho \ln\left(\frac{1 + \rho \tilde{y}^2}{1 + \rho}\right)}{\rho} \right] \}^{-1/2} d\tilde{y}. \quad (9)$$

不难证明, 对于  $0 \leq |y(s)| \leq 1$ , 有  $(y^2 - 1) - \frac{1 + \rho \ln\left(\frac{1 + \rho y^2}{1 + \rho}\right)}{\rho} \geq 0$ , 由方程(7)可知, 只要  $[g\beta(1 + \rho) + \alpha(g\rho + 1)] < 0$ , 即外加电场和光伏场的总电场的方向与晶体的光轴方向相反时, 光伏光折变晶体中就能形成暗空间孤子对。

利用(9)式通过简单的数值积分过程可以得到  $y(s)$ , 再由  $U = \rho^{1/2} y(s) \cos\theta \exp(iu\xi)$  和  $V = \rho^{1/2} y(s) \sin\theta \exp(iu\xi)$ , 即可得出含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏空间暗-暗孤子对的两个孤子分量的无量纲化振幅. 选取  $\text{LiNbO}_3$  晶体<sup>[20,26]</sup> 作为研究对象, 晶体的相关参量如下:  $n_e = 2.2$ ,  $r_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$ ,  $E_p = -4 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $E_a = -2 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ , 其他参量为  $\lambda_0 = 0.5 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $x_0 = 20 \text{ } \mu\text{m}$ . 由上面的参量, 能计算出  $\alpha = -88.8$ ,  $\beta = -44.4$ . 取分压系数  $g = 0.5$ ,  $\rho = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$ , 可有  $[g\beta(1 + \rho) + \alpha(g\rho + 1)] = -770 < 0$ , 满足形成暗-暗孤子对的条件. 图2给出了  $\alpha = -88.8$ ,  $\beta = -44.4$ ,  $g = 0.5$ ,  $\rho = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$  时含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏暗-暗空间孤子对两个孤子分量光强的空间分布。

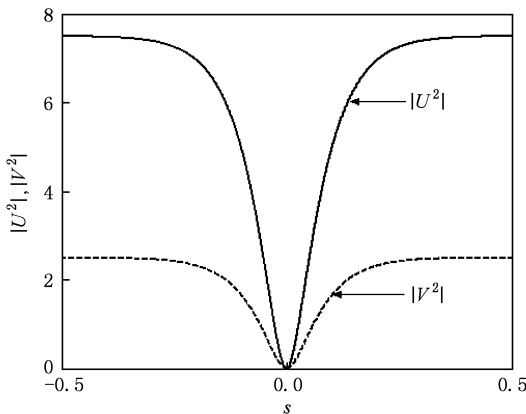


图2 非相干耦合暗-暗空间孤子对

#### 4. 亮-亮孤子对

对于亮-亮孤子对, 光束中心处光强最大, 而在横向坐标无穷处, 光强趋于零, 所以有  $\rho = I_\infty / I_d = 0$ . 为了得到方程组(5)的亮-亮孤子对解, 令  $U = r^{1/2} y(s) \cos\theta \exp(iv\xi)$ ,  $V = r^{1/2} y(s) \sin\theta \exp(iv\xi)$ . 其中,  $r$  定义为晶体中最大光强与暗辐射强度的比值, 即  $r = I(0) / I_d$ ,  $\nu$  是传播量的非线性位移,  $y(s)$  是归

一化的实函数 ( $0 \leq y(s) \leq 1$ ). 明孤子的边界条件为  $y(0) = 1, y'(0) = 0, y(s \rightarrow \pm \infty) = 0$ .

把  $U$  和  $V$  的表达式及  $\rho = 0$  代入方程组(5)可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2\nu y - 2g\beta \frac{y}{1 + ry^2} + 2\alpha \frac{ry^3}{1 + ry^2} = 0. \quad (10)$$

利用亮孤子的边界条件, 对(10)式积分可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = \frac{2(g\beta + \alpha)}{r} \times [\ln(1 + ry^2) - y^2 \ln(1 + r)], \quad (11)$$

$$\nu = -\frac{(g\beta + \alpha)}{r} \ln(1 + r) + \alpha. \quad (12)$$

由于  $0 \leq |y(s)| \leq 1$ , 可以证明  $[\ln(1 + ry^2) - y^2 \ln(1 + r)] \geq 0$ , 显然只有当  $(g\beta + \alpha) > 0$ , 即外加电场和光伏场的总电场的方向与晶体的光轴方向相同时, 光伏光折变晶体中才能形成亮孤子. 由(11)式可知有亮孤子解, 此时  $y(s)$  为

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \left[ \frac{2(g\beta + \alpha)}{r} \right] \times [\ln(1 + r\tilde{y}^2) - \tilde{y}^2 \ln(1 + r)] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \quad (13)$$

以  $\text{Cu:KNSBN}$  晶体<sup>[19]</sup> 为研究对象, 晶体的参量为  $n_e = 2.27$ ,  $r_{33} = 200 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$ , 取  $E_p = 2.8 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $E_a = 2 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ , 其他参量为  $\lambda_0 = 0.5 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $x_0 = 10 \text{ } \mu\text{m}$ , 由上面的参量, 能计算出  $\alpha = 117.3$ ,  $\beta = 83.79$ , 选取  $g = 0.5$ ,  $r = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$ , 可求出  $(g\beta + \alpha) = 159.195 > 0$ , 满足形成明-明孤子对的条件. 图3给出了  $\alpha = 117.3$ ,  $\beta = 83.79$ ,  $r = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $g = 0.5$  时含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏空间亮-亮屏孤子对两个孤子分量光强的空间分布。

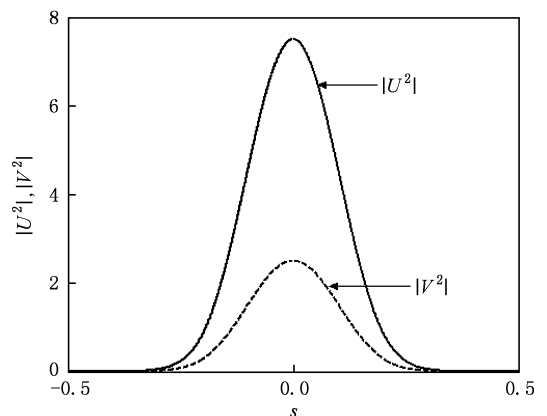


图3 非相干耦合亮-亮空间孤子对

## 5. 亮-暗孤子对

为了得到(5)式的亮-暗空间孤子对解,这里把两孤子光束的无量纲化振幅表示为  $U = r^{1/2}f(s) \times \exp(iu\xi)$ ,  $V = \rho^{1/2}q(s) \exp(i\omega\xi)$ , 其中  $f(s)$  代表亮孤子归一化振幅;  $r = I_{1\max}/I_d = I_1(0)/I_d$  代表亮孤子光强与光折变晶体暗辐射强度的比值,  $q(s)$  代表暗孤子光束的归一化振幅,  $u$  代表亮孤子光束传播常量的非线性移动.  $\rho = I_{2\max}/I_d = I_{2\infty}/I_d$  代表暗孤子的最大光强与光折变晶体暗辐射强度的比值,  $\omega$  代表暗孤子光束传播常量的非线性位移. 对于亮空间孤子, 光束的能量主要集中在光束横断面附近区域, 中心处 ( $x = 0$ ) 光强取值最大, 横向无穷处光强为零; 而暗孤子相当于在均匀的背景中嵌入一个暗缺, 光束断面中心 ( $x = 0$ ) 光强取值为零, 远离中心处的光强趋于常数. 由此可见, 归一化实函数  $f(s)$  和  $q(s)$  应满足的边界条件为  $f(0) = 1, f'(0) = 0, f(s \rightarrow \pm\infty) = 0, q(0) = 0, q(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$ , 以及当  $s \rightarrow \pm\infty$  时  $f(s)$  和  $q(s)$  的各阶导数为零. 将  $U$  和  $V$  的表达式代入方程组(5)并简化可得

$$f'' = 2 \left[ \mu - \alpha + \frac{g\beta(1+\rho) + \alpha(gp+1)}{rf^2 + \rho q^2 + 1} \right] f, \quad (14a)$$

$$q'' = 2 \left[ \omega - \alpha + \frac{g\beta(1+\rho) + \alpha(gp+1)}{rf^2 + \rho q^2 + 1} \right] q, \quad (14b)$$

其中  $f'' = d^2f/ds^2, q'' = d^2q/ds^2$ .

现在来求方程组(14)满足  $f^2 + q^2 = 1$  的解, 在这个条件下方程组(14)可整理为

$$f'' = 2 \left[ \mu - \alpha + \frac{\beta g(\rho+1) + \alpha(gp+1)}{(\rho+1)} \right] \times \frac{1}{1 + \delta f^2} f, \quad (15a)$$

$$q'' = 2 \left[ \omega - \alpha + \frac{\beta g(\rho+1) + \alpha(gp+1)}{(\rho+1)} \right] \times \frac{1}{1 + \delta(1 - q^2)} q, \quad (15b)$$

其中  $\delta = (r - \rho)/(1 + \rho)$ . 方程(15a)两端同时乘以  $f'$  并在区间  $[0, s]$  内对  $s$  积分, 利用  $f(s)$  在  $x = 0$  处的边界条件可得

$$(f')^2 = 2(\mu - \alpha)(f^2 - 1) + 2 \frac{\beta g(\rho+1) + \alpha(gp+1)}{(1+\rho)\delta} \ln\left(\frac{1 + \delta f^2}{\delta + 1}\right), \quad (16)$$

再利用  $f(s)$  在  $s \rightarrow \infty$  处的边界条件, 可以求出

$$\mu = \alpha - \frac{\beta g(1+\rho) + \alpha(gp+1)}{(1+\rho)\delta} \times \ln(1 + \delta), \quad (17)$$

对方程(15b)直接利用  $q(s)$  在  $s \rightarrow \infty$  的边界条件可有

$$\omega = \alpha - \beta g - \frac{\alpha(gp+1)}{\rho+1}. \quad (18)$$

当  $|\delta| \ll 1$ , 即两光束的峰值光强接近相等时, 对  $\ln(1 + \delta)$  进行 Taylor 展开得

$$\mu = \alpha \left[ \frac{\rho(1-g)}{1+\rho} + \frac{\delta(gp+1)}{2(1+\rho)} \right] - \left(1 - \frac{\delta}{2}\right)g\beta. \quad (19)$$

在上述条件下方程组(15)可以近似为

$$f'' = \left[ \beta g + \frac{\alpha(gp+1)}{\rho+1} \right] \delta(1 - 2f^2)f, \quad (20a)$$

$$q'' = -2 \left[ \beta g + \frac{\alpha(gp+1)}{\rho+1} \right] \delta(1 - q^2)q. \quad (20b)$$

方程(20a)和(20b)的解为

$$f(s) = \operatorname{sech} \left\{ \left[ \beta g\delta + \alpha\delta(1 + gp) \right] / (1 + \rho) \right\}^{1/2} s, \quad (21a)$$

$$q(s) = \tanh \left\{ \left[ \beta g\delta + \alpha\delta(1 + gp) \right] / (1 + \rho) \right\}^{1/2} s. \quad (21b)$$

方程(21a)和(21b)表明带分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏亮-暗孤子对要满足条件  $[\beta g\delta + \alpha\delta(1 + gp)/(1 + \rho)] > 0$ , 当  $\alpha > 0, \beta > 0$  时, 应取  $\delta > 0$ , 这时外加电场和光伏场的方向都与晶体光轴方向相同, 晶体中支持亮孤子峰值光强稍大于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子对. 当  $\alpha < 0, \beta < 0$  时, 应取  $\delta < 0$ , 这时外加电场和光伏电场的方向都与晶体光轴方向相反, 晶体中支持亮孤子峰值光强稍小于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子对. 当  $\alpha$  和  $\beta$  符号相反时, 也就是外加电场和光伏场的方向相反时, 要由其数值的大小来决定  $\delta$  的符号, 只要  $\delta$  的取值能使  $[\beta g\delta + \alpha\delta(1 + gp)/(1 + \rho)] > 0$  成立, 晶体中可形成非相干耦合的亮-暗屏蔽光伏孤子对. 由此得到含分压电阻非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对孤子分量的无量纲振幅为

$$U(s, \xi) = r^{1/2} \operatorname{sech} \left\{ \left[ \beta g\delta + \alpha\delta(1 + gp) \right] / (1 + \rho) \right\}^{1/2} s \times \exp \left\{ i \left[ \alpha \left( \rho \frac{1-g}{1+\rho} + \frac{\delta}{2} \frac{1+gp}{1+\rho} \right) \right] \right\}$$

$$-\beta g \left( 1 - \frac{\delta}{2} \right) \left[ \xi \right\}, \quad (22a)$$

$$V(s, \xi) = \rho^{1/2} \tanh \left\{ \left[ \beta g \delta + \alpha \delta (1 + g \rho) \right] / (1 + \rho) \right\}^{1/2} s \left\{ \exp \left[ i \left[ -\beta g + \alpha \left( 1 - \frac{g \rho + 1}{\rho + 1} \right) \right] \xi \right] \right\}. \quad (22b)$$

由(22)式可知,选取 $\alpha, \beta$ 和 $\delta$ 的数值和符号保证 $[\beta g \delta + \alpha \delta (1 + g \rho) / (1 + \rho)] > 0$ ,可在晶体中形成亮-暗屏蔽光伏孤子对。

故利用(22a)和(22b)式,选择合适的参数,即可得出含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏空间亮-暗孤子对的两个孤子分量的光强分布。以Cu:KNSBN晶体<sup>[19]</sup>作为研究对象,晶体参量选为 $n_o = 2.27, r_{33} = 200 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$ ,取 $E_p = 2.8 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}, E_a = 2 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ ,其他参数为 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}, x_0 = 10 \mu\text{m}$ 。由上面的参量,能计算出 $\alpha = 117.3, \beta = 83.79$ 。选取 $\delta = 0.005, r = 10, g = 0.5$ 可

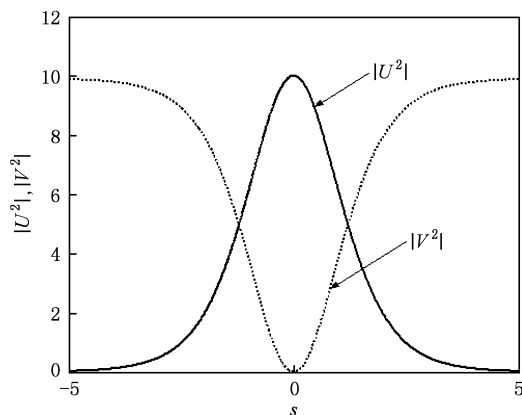


图4 非相干耦合亮-暗间孤子对

以算出 $[\beta g \delta + \alpha \delta (1 + g \rho) / (1 + \rho)] = 0.5295 > 0$ ,满足形成亮-暗孤子对的条件。图4给出了 $\alpha = 117.3, \beta = 83.79, r = 10, \delta = 0.005, g = 0.5$ 时含分压电阻的非相干耦合光折变亮-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量光强的空间分布。

## 6. 结 论

建立了含分压电阻的非相干耦合光折变屏蔽光伏空间孤子对理论,当分压电阻、晶体外加电场和晶体的光伏场取不同值时可得到不同类型的非相干耦合孤子对,分别为:

1) 当 $0 < g < 1, \alpha \neq 0$ 和 $\beta \neq 0$ 时,得到的就是本文提出的含分压电阻的非相干耦合屏蔽光伏孤子对;

2) 当 $g = 1, \alpha \neq 0$ 和 $\beta \neq 0$ 时,则退化为文献[24,26]所讨论的无分压电阻的非相干耦合屏蔽光伏孤子对;

3) 当 $0 < g < 1, \alpha = 0$ 和 $\beta \neq 0$ 时,则转化为具有分压电阻的非相干耦合屏蔽孤子对;

4) 当 $g = 1, \alpha = 0$ 和 $\beta \neq 0$ 时,则得到文献[20]报道的无分压电阻的非相干耦合屏蔽孤子对;

5) 当 $0 < g < 1, \alpha \neq 0$ 和 $\beta = 0$ 时,则得到具有分压电阻的闭路非相干耦合光伏孤子对;

6) 当 $g = 1, \alpha \neq 0$ 和 $\beta = 0$ 时,则得到短路的非相干耦合光伏孤子对;

7) 当 $g = 0, \alpha \neq 0$ 和 $\beta = 0$ 时,则转化成非相干耦合开路光伏孤子对理论。所以本文建立的理论,可以统一描述以上不同情况下非相干耦合孤子对。

[1] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923

[2] Duree G C, Shultz J L, Salamo G, Segev M, Yariv A, Crosignani B, Porto D P, Sharp E J, Neurgaonkar R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533

[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] Segev M, Valley G C, Crosignani B, di Porto P, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211

[5] Shih M F, Segev M, Valley G C, Salamo G, Crosignani B, di Porto P 1995 *Electron. Lett.* **31** 826

[6] Grandpierre A G, Christodoulides D N, Coskun T H, Segev M, Kivshar Y S 2001 *J. Opt. Soc. Am.* **B 18** 55

[7] Valley G C, Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fejer M M, Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457

[8] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am.* **B 14** 1772

[9] She W L, Lee K K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182

[10] 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]

[11] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]

[12] Liu J S, Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am.* **B 16** 550

[13] Fazio E, Renzi F, Rinaldi R, Bertolotti M, Chauvet M, Ramadan W, Petris A, Vlad V I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2193

- [14] Cohen O, Carmon T, Segev M, Odoulov S 2002 *Opt. Lett.* **27** 2031
- [15] Liu J S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3014 (in Chinese) [刘劲松 2004 物理学报 **53** 3014]
- [16] Zhang G, 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]
- [17] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, Sun X D 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053871
- [18] Zhang Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Chin. Phys.* **16** 159
- [19] Zhang G Y, Liu J S 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 113
- [20] Christodoulides D N, Singh S R, Carvalho M I, Segev M 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [21] Chen Z, Segev M, Coskun T H, Christodoulides D N 1996 *Opt. Lett.* **21** 1436
- [22] Chen Z, Segev M, Coskun T H, Christodoulides D N, Kivshar Y S, Afanasjev V V 1996 *Opt. Lett.* **21** 1821
- [23] Chen Z, Segev M, Coskun T H, Christodoulides D N, Kivshar Y S 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3066
- [24] Hou C F, Yuan B H, Sun X D, Xu K B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬 2000 物理学报 **49** 1969]
- [25] Hou C F, Zhou Z X, Sun X D, Yuan B H 2001 *Optik* **112** 17
- [26] Hou C F, Li S Q, Li B, Sun X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 (in Chinese) [侯春风、李师群、李 斌、孙秀冬 2001 物理学报 **50** 1709]
- [27] Zhang Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3261 (in Chinese) [张 宇、侯春风、孙秀冬 2007 物理学报 **56** 3261]
- [28] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037

## Incoherently coupled screening photovoltaic spatial soliton pairs with a divider resistance\*

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 20 June 2009; revised manuscript received 28 October 2009)

### Abstract

Steady-state incoherently coupled screening photovoltaic spatial soliton pairs are predicted for biased photorefractive crystal circuit with a divider resistance. All kinds of the incoherently coupled spatial soliton pairs can be obtained from this theory by adjusting the values of the divider resistance, the biased electric field and photovoltaic electric field, such as the incoherently coupled screening spatial soliton pairs in biased photorefractive crystal with or without a divider resistance, the photovoltaic spatial soliton pairs in open-circuit, the photovoltaic spatial soliton pairs in close-circuit with or without a divider resistance, the screening-photovoltaic spatial soliton pairs in biased photovoltaic-photorefractive crystal with or without a divider resistance. Previous theories advanced individually elsewhere for these soliton pairs can be obtained by simplifying this theory under appropriate conditions.

**Keywords:** nonlinear optics, photorefractive effect, incoherent coupling, spatial soliton pairs

**PACC:** 4265S, 4265J

\* Project supported by the Science and Technology Development Foundation of Higher Education of Shanxi Province, China (Grant No. 200611042).

† E-mail: jixuanmang@126.com