

# 非相干耦合屏蔽光伏孤子对<sup>\*</sup>

侯春风<sup>†</sup> 袁保红 孙秀冬 许克彬

(哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

(2000 年 3 月 27 日收到)

预言了在有外加电场的光伏光折变晶体中存在着稳态非相干耦合的屏蔽光伏空间孤子对. 这种孤子对是由偏振态和波长都相同的两束互不相干光耦合而成的. 它可被看成是非相干屏蔽孤子对和非相干光伏孤子对的统一形式. 当外加电场很强可忽略光伏效应时, 它类似于已报道的屏蔽孤子对, 而当外加电场为零时, 它相当于闭路条件下的光伏孤子对.

关键词: 光折变效应, 空间光孤子, 光伏效应

PACC: 4265J, 4265S, 7240, 7820

## 1 引 言

近年来光折变空间光孤子受到了人们的广泛关注<sup>[1-15]</sup>, 目前它已成为光折变非线性光学领域中的一个研究热点. 光折变晶体内部存在有杂质原子, 在光的照射下杂质可提供自由电荷, 这些自由电荷随着光强的空间分布而重新分布, 进而产生空间电荷场. 空间电荷场通过线性电光效应使晶体的折射率发生相应的变化. 光折变晶体折射率的变化反过来会对光束产生一定的空间约束作用, 当这种约束作用与光束的衍射作用相互平衡时, 晶体内就会有空间光孤子形成. 至今, 人们已经观测到了三种类型的光折变空间光孤子, 它们是准稳态孤子<sup>[1-3]</sup>、屏蔽孤子<sup>[4-7]</sup>和光伏孤子<sup>[8-10]</sup>. 准稳态孤子要求有外加电场, 且只存在于外加电场被空间电荷场屏蔽掉的那段时间之内, 随后消失. 屏蔽孤子和光伏孤子是稳态孤子, 其中屏蔽孤子存在于有外加电场的非光伏光折变晶体中, 它起源于对外电场的非均匀屏蔽; 光伏孤子存在于没有外加电场的光伏光折变晶体中, 它是由光伏效应引起的. 最近, 刘劲松等<sup>[11-13]</sup>预言了一种新型光折变空间孤子, 它存在于有外加电场的光伏光折变晶体中, 起源于对外加电场的非均匀屏蔽和光伏效应两个物理过程, 因而被称为屏蔽光伏孤子.

非相干耦合光折变空间孤子对的概念是由

Christodoulides 等<sup>[14]</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>[15]</sup>在实验中观测到了这种非相干耦合屏蔽孤子对. 本文考察了在有外加电场的光伏光折变晶体中的空间孤子的非相干耦合, 证明非相干耦合屏蔽光伏孤子对的存在. 非相干耦合屏蔽光伏孤子对可被看成是非相干耦合屏蔽孤子对和非相干耦合光伏孤子对的统一形式, 当外加电场很强可忽略光伏效应时, 它类似于屏蔽孤子对, 而当外加电场为零时, 它相当于闭路条件下的光伏孤子对.

## 2 孤子耦合方程

光伏光折变晶体光轴沿  $x$  方向放置, 两束只在  $x$  方向衍射且偏振和波长都相同的共线传播的互不相干光沿  $z$  轴射入晶体, 光束偏振方向平行于  $x$  轴, 外电场沿  $x$  方向施加. 按通常作法, 两束入射光的光场可表示成慢变振幅形式, 即  $E = \hat{x} \phi(x, z) \exp(ikz)$ ,  $E_2 = \hat{x} \psi(x, z) \exp(ikz)$  其中  $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0) n_e$ ,  $\lambda_0$  为自由空间波长,  $n_e$  为晶体的非常光折射率. 对于上述物理系统, 光波满足如下傍轴演化方程<sup>[14]</sup>:

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

<sup>\*</sup> 黑龙江省自然科学基金(批准号: A9811)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: optics@hope.hit.edu.cn

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

其中  $\phi_z = \partial\phi/\partial z$ ,  $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$ ,  $\phi_z = \partial\phi/\partial z$ ,  $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$ ,  $r_{33}$  是晶体的电光系数,  $E_{sc} = E_{sc}\hat{x}$  为晶体内的空间电荷场. 在忽略扩散作用的情况下, 空间电荷场可由下式给出<sup>[11,12]</sup>:

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

式中  $E_0$  为外加电场,  $E_p$  为光伏场常数,  $I_d$  为暗辐射强度,  $I(x, z) = I_1(x, z) + I_2(x, z)$  为总光强,  $I_\infty = I(x \rightarrow \pm\infty, z)$ . 根据 Poynting 定律, 总光强可表示为

$$I = (n_e/2\eta_0)(|\phi|^2 + |\psi|^2), \quad (3)$$

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

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \frac{\beta(1+\rho)U}{1+|U|^2+|V|^2} - \alpha \frac{[\rho - (|U|^2 + |V|^2)]U}{1+|U|^2+|V|^2} = 0, \quad (4a)$$

$$iV_\xi + \frac{1}{2}V_{ss} - \frac{\beta(1+\rho)V}{1+|U|^2+|V|^2} - \alpha \frac{[\rho - (|U|^2 + |V|^2)]V}{1+|U|^2+|V|^2} = 0, \quad (4b)$$

方程中,  $\rho = I_\infty/I_d$ ,  $\alpha = (k_0 x_0)(n_e^4 r_{33}/2)E_p$ ,  $\beta = (k_0 x_0)(n_e^4 r_{33}/2)E_0$ .

### 3 亮-亮孤子对

对于亮-亮孤子对, 光束中心处光强最大, 而在横向坐标无穷大处, 光强趋于零, 所以有  $I_\infty = \rho = 0$ . 为了得到方程组 (4) 的亮-亮孤子对解, 把光场归一化振幅表示为  $U = r^{1/2}y(s)\cos\theta\exp(iv\xi)$ ,  $V = r^{1/2}y(s)\sin\theta\exp(iv\xi)$ . 其中,  $r$  定义为晶体中最大光强与暗辐射强度的比值, 即  $r = I_{max}/I_d = I(0)/I_d$ ;  $v$  代表光波传播常数的空间移动;  $y(s)$  为一个归一化实函数,  $0 \leq y(s) \leq 1$ , 满足边界条件:  $y(0) = 1$ ,  $y'(0) = 0$ ,  $y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$  以及无穷远处各阶导数为零;  $\theta$  是一个辅助参数,  $\cos^2\theta$  和  $\sin^2\theta$  分别代表两束光峰值光强占总光强峰值光强的百分比. 把  $U = r^{1/2}y(s)\cos\theta\exp(iv\xi)$ ,  $V = r^{1/2}y(s)\sin\theta\exp(iv\xi)$

和  $\rho = 0$  代入方程组 (4), 可得  $y(s)$  满足如下方程:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2vy - 2\beta \frac{y}{1+ry^2} + 2\alpha \frac{ry^3}{1+ry^2} = 0 \quad (5)$$

该方程正是有外加电场的光伏光折变晶体中单个屏蔽光伏亮孤子所满足的方程, 文献 [11, 12] 证明当  $\alpha + \beta > \alpha$  (即  $E_p + E_0 > 0$ ),  $v = -[(\alpha + \beta)\gamma r \ln(1+r) + \alpha]$  时, 方程 (5) 具有亮孤子解, 此时  $y(s)$  可由下式给出:

$$y(s) = \pm \int_y^1 \frac{r^{1/2} d\tilde{y}}{[\ln(1+r\tilde{y}^2) - \tilde{y}^2 \ln(1+r)]^{1/2}}. \quad (6)$$

利用上式, 通过数值积分可得出  $y(s)$ , 再由  $U = r^{1/2}y(s)\cos\theta\exp(iv\xi)$  和  $V = r^{1/2}y(s)\sin\theta\exp(iv\xi)$  即可得出屏蔽光伏孤子对的两个孤子分量的归一化振幅. 作为例子, 考察铌酸锂 ( $\text{LiNbO}_3$ ) 晶体中的非相干耦合亮-亮屏蔽光伏孤子对. 晶体参数取为<sup>[12]</sup>  $n_e = 2.2$ ,  $r_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$ ,  $E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ ; 其他实验参数取为  $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $x_0 = 40 \mu\text{m}$ ,  $r = 10$ ,  $E_0 = 5 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ ,  $\theta = 30^\circ$  (即两束孤子光束峰值光强之比为  $\cos^2\theta : \sin^2\theta = 3:1$ ). 在上述条件下,  $\alpha = 355$ ,  $\beta = 443$ ,  $\alpha + \beta = 798$ . 图 1 给出了当  $\alpha + \beta = 798$ ,  $r = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$  时铌酸锂晶体中的非相干耦合亮-亮屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的归一化光强分布. 数值计算结果表明此时的亮-亮屏蔽光伏孤子对的宽度为  $4.3 \mu\text{m}$ .

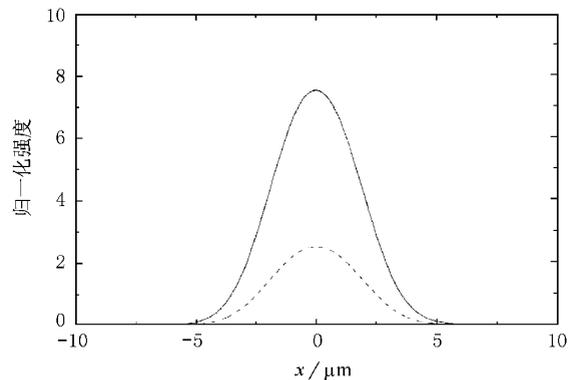


图 1 铌酸锂晶体中的非相干耦合亮-亮屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的归一化光强分布. 实线代表  $|U|^2$ , 虚线代表  $|V|^2$

### 4 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, 此时  $I_\infty$  和  $\rho$  分别取不为零的有限值. 为了得到方程 (4) 的暗-暗孤子对解, 把光场归一化振幅表示

为  $U = \rho^{1/2} y(s) \cos\theta \exp(iv\xi)$  及  $V = \rho^{1/2} y(s) \sin\theta \exp(iv\xi)$  其中  $y(s)$  为一个归一化实函数,且为奇函数,  $|y(s)| \leq 1$ , 满足边界条件  $y(0) = 0$ ,  $y(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$  以及无穷远处各阶导数为零. 把  $U$  和  $V$  代入方程组(4)中可知  $y(s)$  满足如下微分方程:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2vy - 2\beta(1 + \rho) \frac{y}{1 + \rho y^2} - 2\alpha\rho \frac{1 - y^2}{1 + \rho y^2} y = 0, \quad (7)$$

根据文献 [11, 12] 可知, 当  $\alpha + \beta < 0$  (即  $E_p + E_0 < 0$ ),  $v = -\beta$  时, 方程(7)具有暗孤子解, 此时  $y(s)$  可由下式给出:

$$[-2(\alpha + \beta)]^{1/2} s = \pm \int_y^0 \frac{d\tilde{y}}{\left[ (\tilde{y}^2 - 1) - \frac{\rho + 1}{\rho} \ln \left( \frac{1 + \rho \tilde{y}^2}{1 + \rho} \right) \right]^{1/2}} \quad (8)$$

利用(8)式, 通过简单的数值积分过程可得出  $y(s)$ , 再由  $U = \rho^{1/2} y(s) \cos\theta \exp(iv\xi)$  及  $V = \rho^{1/2} y(s) \sin\theta \exp(iv\xi)$  即可得到暗-暗屏蔽光伏孤子对的两个孤子分量的归一化振幅. 图 2 给出了当  $\alpha + \beta = -89$ ,  $\rho = 10$ ,  $\theta = 30^\circ$  时铌酸锂晶体中的非相干耦合暗-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的归一化光强分布. 数值计算结果表明此时的暗-暗屏蔽光伏孤子对的宽度为  $5.2 \mu\text{m}$ .

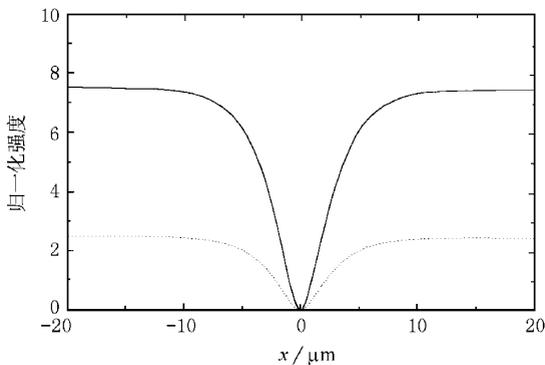


图 2 铌酸锂晶体中的非相干耦合暗-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的归一化光强分布. 实线代表  $|U|^2$ , 虚线代表  $|V|^2$

## 5 结 论

本文证明了在有外加电场的光伏光折变晶体中

存在着稳态非相干耦合的屏蔽光伏空间孤子对. 这种孤子对是由偏振态和波长都相同的两束互不相干光耦合而成的, 当外加电场与光伏场合成的总电场的方向与晶体光轴方向相同(即  $E_p + E_0 > 0$ )时, 可形成亮-亮屏蔽光伏孤子对; 而当外加电场与光伏场合成的总电场的方向与晶体光轴方向相反(即  $E_p + E_0 < 0$ )时, 可形成暗-暗屏蔽光伏孤子对. 屏蔽光伏孤子对可被看成是屏蔽孤子对和光伏孤子对的统一形式, 当外加电场很强可忽略光伏效应时, 它类似于已报道的屏蔽孤子对, 而当外加电场为零时, 它相当于闭路条件下的光伏孤子对.

- [1] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 923.
- [2] G. C. Duree, J. L. Shultz, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, R. R. Neurgaonkar, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 533.
- [3] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, M. Segev, *Opt. Lett.* **20** (1995) 2066.
- [4] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3211.
- [5] M. F. Shih, M. Segev, G. C. Valley, G. Salamo, B. Crosignani, P. Di Porto, *Electron. Lett.* **31** (1995) 826.
- [6] D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am.* **B12** (1995) 1628.
- [7] M. Segev, M. Shih, G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am.* **B13** (1996) 706.
- [8] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, *Phys. Rev.* **A50** (1994) R4457.
- [9] M. Taya, M. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.* **A52** (1995) 3095.
- [10] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am.* **B14** (1997) 1772.
- [11] Liu Jinsong, and Lu Keqing, *J. Opt. Soc. Am.* **B16** (1999), 550.
- [12] Jin-song Liu, Ke-qing Lu, *Acta Physica Sinica* **47** (1998), 1509 (in Chinese) [刘劲松、卢克清, *物理学报* **47** (1998), 1509]
- [13] Ke-qing Lu, Tian-tong Tang, *Acta Physica Sinica* **48** (1999), 2070 (in Chinese) [卢克清、唐天同, *物理学报* **48** (1999), 2070]
- [14] D. N. Christodoulides, S. R. Singh, M. I. Carvalho, M. Segev, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 1763.
- [15] Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, *Opt. Lett.* **21** (1996) 1436, **21** (1996) 1821.

# INCOHERENTLY COUPLED SCREENING-PHOTOVOLTAIC SOLITON PAIRS\*

HOU CHUN-FENG YUAN BAO-HONG SUN XIU-DONG XU KE-BIN  
(*Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

(Received 27 March 2000)

## ABSTRACT

It is predicted in this paper that incoherently coupled screening-photovoltaic soliton pairs are possible in biased photovoltaic-photorefractive crystals under steady-state conditions. These soliton pairs are established by the solitary beams which have the same polarization, wavelength, and are mutually incoherent. The screening-photovoltaic soliton pairs can be considered as the united form of screening soliton pairs and closed-circuit photovoltaic soliton pairs. They reduce to screening soliton pairs in the absence of photovoltaic effect, whereas they become photovoltaic soliton pairs under the closed-circuit condition when the bias field is not applied.

**Keywords** : photorefractive effect, optical spatial soliton, photovoltaic effect

**PACC** : 4265J, 4265S, 7240, 7820

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Heilongjiana Province of China (Grant No. A9811).