

复色光光伏空间孤子*

王晓生 何国岗 余卫龙[†] 江绍基

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室 广州 510275)

(2000 年 9 月 15 日收到)

提出了双色信号光、单色背景光的光伏空间孤子理论,并获得了亮孤子解.用 Cu:KNSBN 晶体作介质,获得了复色信号光、单色背景光的复色光光伏空间亮孤子.

关键词:光伏空间孤子,复色光

PACC:4265S,4265J

1 引 言

近年来,光折变空间孤子的研究很引人注目.所谓光折变空间孤子就是当光束在非线性介质中传播时,由光折变非线性效应引起的自聚焦与光束本身的衍射平衡时的一种传播状态.它的特点是当光束形成孤子时,光束在传播过程中形状不变.近年来,光孤子及其相互作用^[1-8]的研究显示了光孤子在全光开关^[9,10]、光波导^[11,12]等方面有重要的潜在应用.现在已发现三种基本的光折变空间孤子:准稳态孤子^[13-15]、屏蔽孤子^[16-19]和光伏孤子^[20-23].准稳态空间孤子存在于晶体中光折变光栅形成后、外加电场未被显著屏蔽之前的时间窗口里.屏蔽空间孤子是一种稳态孤子,起源于光激发的载流子(电子、空穴)对外加电场的非均匀屏蔽.光伏空间孤子也是一种稳态孤子,它由光伏电流形成光伏场进而引起的晶体折射率变化(Δn)所导致.在上述三种基本的光折变空间孤子中,光伏孤子与另外两种不同,它的形成不需要一个外加电场,而只要求所用的光折变晶体有足够强的光伏效应.光伏孤子是稳定的,它可以是一维或二维的^[16,19,22,23].人们对光折变空间孤子进行深入的理论和实验研究,不断有新的发现.部分空间非相干亮和暗孤子^[24,25]、非相干白光孤子^[26]、三维螺旋相互作用屏蔽孤子^[27]、光伏-屏蔽孤子^[28]、光伏涡旋孤子^[29,30]等相继见报道.已报

道的屏蔽孤子可以是复色光的,例如上述的白光孤子,但就我们所知,已报道的光伏孤子只是单色光的.其中单色光光伏空间亮孤子就是我们首次观察到的^[23].复色光光伏空间孤子尚未见报道.本文提出双色光光伏空间孤子理论,给出相应的孤子方程组,并利用数值解法得出了亮孤子解,从理论上说明了双色光光伏空间孤子是存在的.本文还给出复色光光伏空间亮孤子的实验结果.

2 双色光光伏空间孤子理论

在光伏空间孤子的实验中,除了信号光束 I_s 外,一般都加上一个均匀背景光 I_b (相对 I_s 的范围而言). I_s 通常为 e 光, I_b 为 o 光.一般情况下,背景光的光伏效应不可忽略.现考虑只有两种颜色的信号光的情况.背景光为单色光.理论分析从光折变效应的速率方程、电流方程和空间电荷场的泊松方程的稳态形式开始^[31],在考虑了背景光的光伏效应,同时忽略了扩散场效应的情况下^[21]对两个非相干单色信号光场可写为

$$(s_{s1}I_{s1} + s_{s2}I_{s2} + s_bI_b + \beta\chi N_d - N_d^i) - \gamma n_c N_d^i = 0, \quad (1)$$

$$J = q\mu n_c E_{sc} + (s_{s1}\kappa_{eff}^c I_{s1} + s_{s2}\kappa_{eff}^c I_{s2} + s_b\kappa_{eff}^o I_b \chi N_d - N_d^i), \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_{sc} = -(q/\epsilon \chi n_c + N_A - N_d^i), \quad (3)$$

*国家自然科学基金(批准号:10074082)、教育部科学技术重点项目基金(批准号:99197)及广东省自然科学基金(批准号:001192)资助的课题.

[†]通讯作者.

其中 κ_{eff}^c 和 κ_{eff}^o 分别为晶体对信号光和背景光的有效 Glass 常数; $I_{s_j}, I_b (j=1, 2, \text{下同})$ 为信号光及背景光光强; s_{s_j}, s_b 为晶体对这两种光的吸收截面; n_c 为电子数密度; N_d 为总的施主密度; N_d^i 为已电离的施主密度; N_A 为补偿已电离施主的电荷受主密度; β 为暗辐射率; γ 为复合率系数; J 为电流密度 (这里已假设 J 与 E_{sc} 同方向); μ 为电子迁移率; ϵ 为低频介电常数; $-q$ 为电子的电量; E_{sc} 为空间电荷场。

在垂直于信号光的传播方向上, 空间电荷场可以是二维的, 由它通过线性电光效应 (Pockel 效应) 引起的折射率变化, 一般也应是二维的, 所以光伏孤子可以是二维的。为方便作一维处理, 设信号光近似地沿垂直于光轴 (c 轴) 方向入射, 取 c 轴方向为坐标系的 x 轴, 近似取^[21]

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial x}, \quad (4)$$

由载流子小量近似, $n_c \ll N_d, N_d^i, N_A$, 以及空间电荷场慢变近似^[21]

$$\left| \frac{\epsilon}{qN_A} \frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial x} \right| \ll 1. \quad (5)$$

由(3)式得

$$\left| \frac{\epsilon}{qN_A} \frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial x} \right| = |n_c + N_A - N_d^i| / N_A \approx |N_A - N_d^i| / N_A, \quad (6)$$

即

$$N_A \approx N_d^i. \quad (7)$$

由(2)式得

$$E_{\text{sc}} q \mu n_c = J - (s_{s1} \kappa_{\text{eff1}}^c I_{s1} + s_{s2} \kappa_{\text{eff2}}^c I_{s2} + s_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b) (N_d - N_d^i), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_{\text{sc}} q \mu n_c}{s_b I_b \kappa_{\text{eff}}^o (N_d - N_d^i)} \\ &= \frac{J}{s_b I_b \kappa_{\text{eff}}^o (N_d - N_d^i)} - \left(\frac{s_{s1} \kappa_{\text{eff1}}^c}{s_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b} I_{s1} + \frac{s_{s2} \kappa_{\text{eff2}}^c}{s_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b} I_{s2} + 1 \right). \end{aligned} \quad (9)$$

由(1)式得

$$(N_d - N_d^i) = (\gamma n_c N_d^i) (s_{s1} I_{s1} + s_{s2} I_{s2} + s_b I_b + \beta). \quad (10)$$

设 $u_1^2 = \frac{s_{s1} I_{s1}}{s_b I_b}, u_2^2 = \frac{s_{s2} I_{s2}}{s_b I_b}$, 有

$$\frac{(E_{\text{sc}} q \mu n_c - J) (s_{s1} I_{s1} + s_{s2} I_{s2} + s_b I_b + \beta)}{s_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b \gamma n_c N_d^i}$$

$$= - \left(\frac{\kappa_{\text{eff1}}^c u_1^2}{\kappa_{\text{eff}}^o} + \frac{\kappa_{\text{eff2}}^c u_2^2}{\kappa_{\text{eff}}^o} + 1 \right). \quad (11)$$

化简得

$$\begin{aligned} & \frac{E_{\text{sc}} q \mu n_c}{\kappa_{\text{eff}}^o \gamma n_c N_d^i} \\ &= \frac{J}{s_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b (N_d - N_d^i)} - \left(\frac{\kappa_{\text{eff1}}^c}{\kappa_{\text{eff}}^o} u_1^2 + \frac{\kappa_{\text{eff2}}^c}{\kappa_{\text{eff}}^o} u_2^2 + 1 \right) \\ &= \frac{\beta}{u_1^2 + u_2^2 + 1 + \frac{\beta}{s_b I_b}}. \end{aligned} \quad (12)$$

令 $E_p = \frac{\kappa_{\text{eff}}^o \gamma n_c N_d^i}{q \mu}, J' = \frac{J}{\kappa_{\text{eff}}^o I_b s_b N_d}, R_1 = \kappa_{\text{eff1}}^c / \kappa_{\text{eff}}^o, R_2 = \kappa_{\text{eff2}}^c / \kappa_{\text{eff}}^o, E = E_{\text{sc}} / E_p, N_d - N_d^i \approx N_d^{[3]}$, 略去 $\frac{\beta}{s_b I_b}$ ^[21], 得

$$E = \frac{J' - R_1 u_1^2 - R_2 u_2^2 - 1}{u_1^2 + u_2^2 + 1}. \quad (13)$$

下面考虑外电路开路的情况, 令 $J' = 0$, 得

$$E = - \frac{R_1 u_1^2 + R_2 u_2^2 + 1}{u_1^2 + u_2^2 + 1}. \quad (14)$$

由于光伏场作一维处理, 折射率一般地可表示为 $n_{\text{总}} = n_b + \Delta n$, 其中 $\Delta n = -0.5 n_b^3 \gamma_{\text{eff}} E_{\text{sc}}, n_b$ 为 n_{b1} 或 $n_{b2}, \gamma_{\text{eff}}$ 为 γ_{eff1} 或 γ_{eff2} .

信号光满足 Maxwell 方程

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial (\epsilon' + 2n_b \Delta n) \mathbf{E}}{\partial t},$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (15)$$

设介质为非磁性介质, $\mu \approx \mu_0, \mu_0$ 为真空磁导率。由上述方程组可导出

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (n_b^2 / c^2) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \left(\frac{2n_b}{c^2} \right) \frac{\partial (\mathbf{E} \Delta n)}{\partial t^2} = 0. \quad (16)$$

此即晶体中信号光的波动方程。现假定波束传播方向为 z , 偏振方向为 x , 则单色光光场为 $\mathbf{E}_j = E_{jx} \mathbf{e}_x = \{A_j(x, z) \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{c. c.}\} \mathbf{e}_x$, 其中 $k_j = n_{bj} \omega_j / c, j=1, 2, \mathbf{e}_x$ 为 x 方向的单位矢量。考虑慢场

变化近似 (即 $\frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} \approx 0$) 由波动方程整理得

$$\frac{\partial A_j(x, z)}{\partial z} - \frac{i}{2k_j} \frac{\partial^2 A_j(x, z)}{\partial x^2} - \frac{ik_j \Delta n_j}{n_{bj}} A_j(x, z) = 0. \quad (17)$$

对光学空间孤子, 令

$$A_j(x, z) = u_j(x) \left(\frac{s_b I_b}{s_{sj}} \right)^{1/2} \exp(i\Gamma_j z),$$

其中 Γ_j 为孤子传播常数, 代入(17)式, 利用 $\Delta n_j = -0.5n_{bj}^3 \gamma_{effj} E_{sc}$, 对(17)式进行无量纲化并化为同一变量, 得孤子方程组:

$$\frac{\partial^2 u_1(\xi)}{\partial \xi^2} = \pm u_1(\xi) \left[\delta_1 - \frac{(R_1 u_1^2 + R_2 u_2^2 + 1)}{(u_1^2 + u_2^2 + 1)} \right], \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 u_2(\xi)}{\partial \xi^2} = \pm \eta u_2(\xi) \left[\delta_2 - \frac{(R_1 u_1^2 + R_2 u_2^2 + 1)}{(u_1^2 + u_2^2 + 1)} \right] \quad (19)$$

其中 $\delta_1 = \frac{\Gamma_1}{b_1}$, $\delta_2 = \frac{\Gamma_2}{b_2}$, $b_1 = 0.5k_1 n_{b1}^2 \gamma_{eff1} E_p$, $b_2 = 0.5k_2 n_{b2}^2 \gamma_{eff2} E_p$, $\xi = x/d_1$, $d_1 = (\pm k_1^2 n_{b1}^2 \gamma_{eff1} E_p)^{-1/2}$, $\eta = (k_1^2 n_{b1}^2 \gamma_{eff1} E_p) / (k_2^2 n_{b2}^2 \gamma_{eff2} E_p)$. 当 Δn 为正时, 方程等号右边取正号, 当 Δn 为负时, 方程等号右边取负号. 这就是双色光光伏空间孤子的孤子方程. 从推导过程中可以看出多色光的情况与此类似, 只是对多色光(18)和(19)式等号右边括号中第二项的分子分母的项增多, 孤子方程组的方程数增多而已. 现在寻求亮孤子解, 亮孤子的边界条件^[20]为($j=1, 2$)

$$(i) u_j(\infty) = \frac{\partial u_j(\infty)}{\partial \xi} = 0, \quad (ii) \frac{\partial u_j(0)}{\partial \xi} = 0, \\ (iii) \frac{\partial^2 u_j(0)}{\partial \xi^2} / u_{j0} < 0. \quad (20)$$

考虑 Δn_j 为正的情况(Δn_j 为负的情况可作类似讨论). 对同一波长, 若 e 光光伏效应比 o 光强, 例如 Cu:KNSBN 晶体^[23] 则 $\kappa_{eff}^e > \kappa_{eff}^o$, $R_j > 1$. 不失一般性, 设 $k_2 > k_1$, 则 $\eta < 1$. 现在讨论亮孤子解. 设 $R_1 = 1.20$, $R_2 = 1.25$, $\eta = 0.85$ 由边界条件(i)经数值方

法可确定 δ_1 和 δ_2 两个参数, 结果为 $\delta_1 = 1.103204$, $\delta_2 = 1.099603$. 为方便起见, 设 $u_1(0) = u_2(0) = 1$ (归一化), 进一步由龙格库塔法可得孤子解结果如图 1 所示. 从数值解中得到 u_1 无量纲半高宽为 5.460, u_2 无量纲半高宽为 5.720. 由图 1 看出, 不同波长信号光分量都可单独形成空间孤子, 它们的半高宽略有不同, 两个波长的空间孤子重叠在一起, 表观上看起来就是一个复色光空间孤子. 对多色光光伏空间孤子, 原则上可作类似讨论.

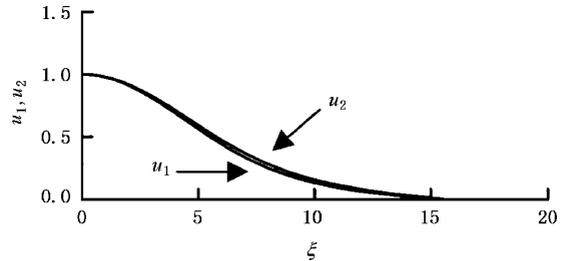


图 1 双色光光伏空间孤子数值解结果 $R_1 = 1.20$, $R_2 = 1.25$, $\eta = 0.85$

3 复色光光伏空间亮孤子的实验观察

利用全线氩离子激光器作为光源, 激光器的输出光波长分别为 457.9, 465.8, 476.4, 488.0, 496.5, 514.5 nm. 激光器的输出光束经厚玻璃片分为反射和透射光束. 反射光束(复色光)经旋光器和偏振器 1 成为 e 光作信号光(旋光器正起着调节信号光光强的作用), 透射光束经窄带滤光片 1 成为单色光 514.5 nm, 经偏振器 2 变成 o 光作背景光. 具体实验装置图及光路图如图 2 所示, 窄带反射镜 2 使背景光反射, 信号光通过, 调节反射镜 3 及窄带反射镜 2, 使背景光与信号光平行且信号光位于背景光中心, 偏振器 3、窄带滤光镜 3 使 e 光通过并使 o

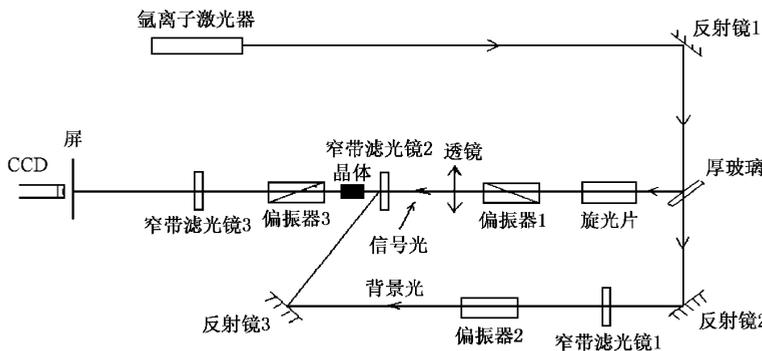


图 2 实验装置图

光截止.它们滤掉背景光,以便于复色光孤子的观察.观察屏为薄描图纸,以便 CCD 能更好地在屏后拍像.

实验所用晶体为 $2.5\text{mm} \times 6\text{mm} \times 7\text{mm}$ 的 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体,其通光厚度为 6mm ,外电路开路 $J=0$.调节激光器输出模式,使输出光束中间部分最亮,边缘渐暗,以便形成亮孤子.复色信号光成分见图 3,从左至右依次为 $457.9, 465.8, 476.4, 488.0, 496.5, 514.5\text{nm}$.形成孤子时,焦点到晶体入射面距离为 2.30mm ,信号光在晶体入射面处光束半高宽为 $36.7\mu\text{m}$,背景光半高宽为 $1020.8\mu\text{m}$,远大于信号光入射光束半高宽,所以在孤子形成时,可以认为背景光是均匀的.信号光功率取 $358\mu\text{W}$,背景光功率取 311mW ,所以信号光与背景光入射光强比为 $I_s/I_b=0.943$.记 \bar{s}_s 为晶体对信号光束的平均吸收截面,已测得 $\bar{s}_s/s_b=1.113$,所以 $I_s\bar{s}_s/I_b s_b=1.0497$.发现在这种实验条件下可以获得复色光光伏空间亮孤子.

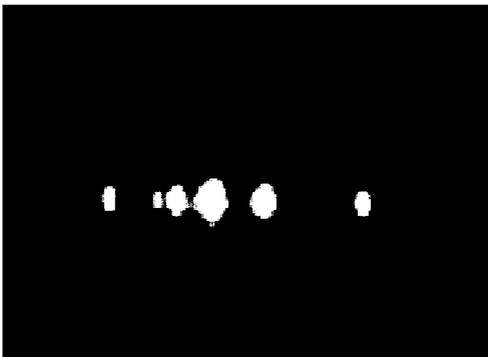


图 3 复色信号光光谱图 从左至右依次为 $457.9, 465.8, 476.4, 488.0, 496.5, 514.5\text{nm}$

实验中观察到无背景光、无晶体时对应晶体出射面处光束半高宽为 $111.2\mu\text{m}$,无背景光、有晶体时晶体出射面光束半高宽为 $71.6\mu\text{m}$ (因为信号光本身的光伏效应使光束自聚焦),有背景光、有晶体时晶体出射面光束半高宽为 $37.0\mu\text{m}$.实验结果如图 4 所示,上面为光斑图,下面为对应的光束横截面(水平)的光强分布曲线.

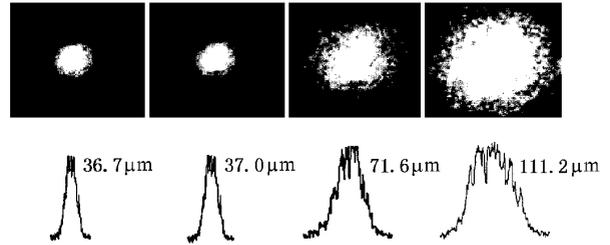


图 4 复色光光伏空间亮孤子实验结果 下图从左至右为晶体入射面信号光光斑;有背景光时晶体出射面光斑;无背景光有晶体时晶体出射面信号光光斑;无晶体时对应出射面处信号光光斑

由实验结果可知,在上述条件下已观察到了复色光光伏空间亮孤子.这组实验结果可作为上述理论的一个证据.

4 结 论

本文提出了双色信号光、单色背景光的光伏空间孤子理论.并利用数值解法获得了亮孤子解.这说明在光伏晶体中允许存在复色光光伏空间孤子.对多色光光伏空间孤子可作类似讨论.实验中用 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体作介质,获得了复色信号光、单色背景光的复色光光伏空间亮孤子.

- [1] W. Krolikowski, N. Akhmediev, B. Luther-Davies, *Phys. Rev.* **E59**(1999) A654.
- [2] D. Kop, M. Wesner, C. Herden, V. Shandarov, *Appl. Phys.*, **B68**(1999) 971.
- [3] M. Shih, M. Segev, G. Salamo, *Phys. Rev. Lett.* **78**(1997), 2551.
- [4] C. Anastassia, M. Segev, K. Steiglitz, J. A. Giordmaine, M. Mitchell, M. Shih, S. Lan, J. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **83**(1999) 2332.
- [5] D. N. Christodoulides, S. R. Singh, M. I. Carvalho, *Appl. Phys. Lett.* **68**(1996) 1763.
- [6] G. S. Garcia-Quirino, M. D. Iturbe-Castillo, V. A. Vysloukh, J. J. Sanchez-Mondragon, S. I. Stepanov, G. Lngo-Martinez, G. E. Torres-Cisneros, *Opt. Lett.* **22**(1997) 154.
- [7] W. Krolikowski, S. A. Holmstrom, *Opt. Lett.* **22**(1997), 369.
- [8] M. Shih, M. Segev, *Opt. Lett.* **21**(1996) 1538.
- [9] T. T. Shi, S. Chi, *Opt. Lett.* **15**(1990) 1123.
- [10] M. Shalaby, A. Barthelemy, *Opt. Lett.* **16**(1991) 1472.
- [11] M. Taya et al., *Phys. Rev.* **A52**(1995) 3095.
- [12] M. Taya et al., *Opt. Lett.* **21**(1996) 943.
- [13] G. C. Duree, Jr., J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di. Porto, E. J. Sharp, R. R. Neurgaonker, *Phys. Rev. Lett.* **71**(1993) 533.
- [14] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **68**(1992) 923 J. Maufoy, N. Fressengeas, D. Wolfers-

- berger, G. Kugel, *Phys. Rev.* **59**(1999) 6116.
- [15] G. Duree, M. Morin, G. Salama *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995), 1978.
- [16] M. D. I. I. Castillo, P. A. M. Aguilar, J. J. Sanchez-Mondragon, S. Stepanov, V. Vysloukh, *Appl. Phys. Lett.* **64**(1994), 408; M. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. Salamo, G. C. Valley, *Opt. Lett.* **21**(1996) 324.
- [17] M. Segev, M. Shih, G. C. Valley *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3211.
- [18] M. Segev, M. Shih, G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am.* **B13** (1996), 706; D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am.* **B12**(1995) 1628.
- [19] K. Kos, H. Meng, G. Salamo, M. Shih, M. Segv, G. C. Valley, *Phys. Rev.* **E53**(1996), R4330; R. Ryf, M. Wiki, G. Montemezzani, P. Guter, A. A. Zozulya, *Opt. Commun.* **159** (1999) 339.
- [20] M. Segev, G. C. Vally, M. C. Bashaw, M. Taya, M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am.* **B14**(1997) 1772.
- [21] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, *Phys. Rev.* **A50**(1994) R4457.
- [22] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.* **A52**(1995) 3095.
- [23] W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3182.
- [24] Z. G. Chen, M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, *Science* **280**(1998) 889.
- [25] M. Mitchell, Z. G. Chen, M. F. Shih, M. Segev, *Phys. Rev. Lett.* **77**(1996) 490.
- [26] M. Mitch, M. Segev, *Nature* **387**(1997) 880.
- [27] M. F. Shih, M. Segev, G. Salamo, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 2551.
- [28] J. S. Liu, K. Q. Lu, *Acta Physica Sinica* **74**(1998) 1509 [in Chinese] 刘劲松、卢克清, *物理学报* **74**(1998) 1509.]
- [29] Z. G. Chen, M. Mitchell, D. W. Wilson, R. E. Muller, P. D. Maker, *Phys. Rev. Lett.* **78**(1997) 2948.
- [30] Z. F. Ling, R. Guo, S. M. Liu, G. Y. Zhang, *Acta Physica Sinica* **49**(2000) A55 [in Chinese] 凌振芳、郭儒、刘思敏、张光寅, *物理学报* **49**(2000) A55.]
- [31] N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectrics* **22**(1979) 949.

POLYCHROMATIC PHOTOVOLTAIC SPATIAL SOLITON^{*}

WANG XIAO-SHENG HE GUO-GANG SHE WEI-LONG JIANG SHAO-JI

(State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

(Received 15 September 2000)

ABSTRACT

A photovoltaic spatial soliton theory of duotone signal beam with monochrome background beam is presented, and a solution of bright soliton has been obtained by a numerical method. We have observed bright photovoltaic spatial solitons of polychromatic signal beam with monochrome background beam in a Cu:KNSBN crystal.

Keywords : photovoltaic spatial soliton, polychromatic light

PACC : 4265S, 4265J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074082), the Science Foundation from Ministry of Education of China (Grant No. 99197), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 001192).