

折射率改变为正的光折变晶体中形成 一维光伏暗孤子*

余卫龙^{1)†} 王晓生¹⁾ 何国岗¹⁾ 陶孟仙^{1)††} 林励平^{1)††} 李荣基²⁾

¹⁾ 中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275)

²⁾ 香港中文大学物理系和材料科学技术研究中心, 香港)

(2001 年 4 月 16 日收到)

提出了一个考虑背景光光伏效应贡献的光伏孤子理论, 它指出在折射率变化为正的晶体中, 既可产生光伏亮孤子, 也可产生光伏暗孤子. 当背景光对信号光的有效 Glass 系数之比为 R 小于 1 时, 孤子是亮的; R 大于 1 时, 孤子是暗的. 对亮孤子而言, R 值越大, 孤子越宽, 而对暗孤子, R 值越大, 孤子越窄. 当 R 为 1 时, 不能形成光伏孤子. 一维暗孤子实验结果与理论一致.

关键词: 光折变空间孤子, 光伏孤子, 暗孤子, 正折射率改变

PACC: 4265S, 4265J

1 引 言

在很低的入射功率(微瓦至毫瓦^[1])下, 光折变非线性完全补偿光的衍射效应, 使光束产生自陷, 从而形成光折变型光学空间孤子. 近 10 年来, 光折变空间孤子吸引了许多研究者. 现已知道的光折变空间孤子有三种基本类型: 准稳态空间孤子^[1-3]、屏蔽孤子^[4-7]和光伏孤子^[8-11]. 最近相继报道了非相干白光孤子^[12]、部分非相干光孤子^[13-16], 以及光伏屏蔽孤子^[17-20]、全光准稳态孤子^[21]、全光双准稳态孤子^[22]、复色光光伏孤子^[23]的研究工作. 孤子对^[24-26]和孤子对碰撞^[27-31]也受到人们的关注, 并发展成一个新的研究分支.

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, 它既可以是一维的, 也可以是二维的. 这与屏蔽孤子有某些相似性, 但产生机制又与屏蔽孤子不同. 关于光伏孤子, 以前已有较为详细的理论^[8,9]. 按照这些理论, 人们可以预料, 如果光伏空间电荷场通过线性电光效应(Pockels 效应)

引起的折射率变化是正的, 则应获得光伏亮孤子; 反之则是应获得暗孤子. 实验已证实了这种预期. Taya 等人在折射率改变为负的 LiNbO_3 晶体中观察到光伏空间暗孤子^[10], 我们则在折射率改变为正的 Cu:KNSBN 晶体中观察到二维光伏空间亮孤子^[11]. 最近我们在实验中观察到, 当采用不同波长的激光作为信号光和背景光, 且后者的光伏效应比前者强(后者的 Glass 系数比前者大)时, 在折射率改变为正的光折变晶体中, 也可以形成光伏暗孤子. 本文报道一个考虑了背景光光伏效应贡献的光伏孤子理论, 理论与我们观察到的现象一致. 目前已见报道的孤子相互作用^[27-33]基本上都是屏蔽型的, 这可能是因为准稳态孤子不稳定, 而光伏亮孤子和暗孤子的制备没有像屏蔽孤子那么随意. 可以在同一块光折变晶体中随意制备出光伏亮孤子和暗孤子, 这将有利于进一步研究光伏孤子的相互作用.

2 理 论

为更容易获得光伏孤子, 实验中除了信号光束 I_s 外, 一般都加上一个均匀的背景光 I_b . I_s 通常为 e 光, 而 I_b 则通常为 o 光. 背景光的光伏效应一般

* 国家自然科学基金(批准号: 10074082)、国家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.

† 通讯联系人, †† 访问学者.

不可忽略,所以在下面的理论中,考虑了背景光光伏效应的贡献.理论分析从描述光折变的速率方程、电流方程和空间电荷场的泊松方程开始^[34].忽略了扩散场效应的贡献^[9],这些方程的稳态形式为

$$(S_s I_s + S_b I_b + \beta)(N_d - N_d^i) - \gamma n_c N_d^i = 0 \quad (1)$$

$$J = q\mu n_c E_{sc} + (S_s \kappa_{\text{eff}}^e I_s + S_b \kappa_{\text{eff}}^o I_b)(N_d - N_d^i), \quad (2)$$

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

这里 κ_{eff}^e 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, I_b 为信号光和背景光光强; S_s, 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 为低频介电常量; $-q$ 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,空间电荷场一般是二维的,由它通过线性光电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.为方便起见,作一维处理.设信号光近似地沿垂直于晶体 c 轴方向入射,取 c 轴方向为坐标系的 x 轴,于是有^[9]

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_{sc} = \frac{\partial E_{sc}}{\partial x}.$$

再作截流子小量近似 $n_c \ll N_d^i, N_d, N_a$ 和空间电荷场慢变近似^[9]

$$\left| \frac{\epsilon}{q\mu} \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right| \ll 1,$$

类似于文献 8 的处理,得无量纲空间电荷场的表达式为

$$E(\xi) = \frac{J' - R - u^2(\xi)}{1 + u^2(\xi)}, \quad (4)$$

这里 $\xi = x/d, d = (\pm k^2 n_b^2 r_{\text{eff}} E_p)^{-1/2}$, k 为真空中信号光波长, n_b 为晶体对信号光本底折射率, r_{eff} 为有效光电系数, $E_p = \kappa_{\text{eff}}^e \gamma N_a / (q\mu)$, $E(\xi) = E_{sc} / E_p$, $J' = J\gamma N_a / (q\mu\beta N_d E_p)$, $R = \kappa_{\text{eff}}^o / \kappa_{\text{eff}}^e, u^2(\xi) = S_s I_s(\xi) / (S_b I_b)$. 在上面的处理中,已假定暗辐射相对于背景光而言可略.考虑晶体无接外电路的情况,这时 $J = 0$,由(4)式得

$$E(\xi) = -\frac{R + u^2(\xi)}{1 + u^2(\xi)}. \quad (5)$$

对信号光场 $E_{\text{opt}}(x, z, t) = A(x, z) \exp(ikz - \omega t)$ 在傍轴近似、慢变振幅近似和吸收可略近似下, $A(x, z)$ 由下列方程决定:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{ik\Delta n}{n_b} A(x, z), \quad (6)$$

这里 $\Delta n = -\frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} E_{sc}$. 令

$$A(x) = u(x) \sqrt{\frac{I_b S_b}{S_s}} \exp(i\Gamma z), \quad (7)$$

这里 Γ 为孤子传播常数.代入(6)式,并用(5)式及 ξ 和 x 的关系式,得到

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} = \pm \left(\delta - \frac{R + u^2}{1 + u^2} \right) u, \quad (8)$$

这里 $\delta = \Gamma/b$ ($b = \frac{1}{2} n_b^3 \kappa_{\text{eff}} E_p$). 当背景光光伏效应贡献可略 ($R = 0$) 且信号光与背景光有相同的吸收截面 ($S_s = S_b$) 时, (8) 式就退化为文献 8 的 (22) 式. 当 $\Delta n > 0$ 时, 方程 (8) 等号右边括号前取正号, 反之取负号. 下面考虑 $\Delta n > 0$ 的情况 ($\Delta n < 0$ 可作类似讨论) 并对亮暗两种孤子进行讨论.

A 暗孤子 这要求 (I) $\partial u(\infty) / \partial \xi = 0$ (II) $u(\infty) = u_\infty \neq 0$ (III) $u(0) = 0$ (IV) $\partial u / \partial \xi$ 为实数. 对(8)式求首次积分,并用这些条件,得

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = \frac{(1 - R)(u_\infty^2 - u^2)}{1 + u_\infty^2} + (1 - R) \ln \left[\frac{1 + u^2}{1 + u_\infty^2} \right]. \quad (9)$$

令

$$F(u) = \frac{u^2 - u_\infty^2}{1 + u_\infty^2} - \ln \frac{1 + u^2}{1 + u_\infty^2},$$

对暗孤子,应有 $u \ll u_\infty$. 图 1 的数值结果表明要使 $\partial u / \partial \xi$ 为实数并有孤子解, R 值必须大于 1 (即 $1 - R < 0$). 换言之,当折射率改变为正时,如果背景光的 Glass 系数大于信号光的 Glass 系数,则可获得光伏暗孤子. 下面的数值计算结果将进一步说明这一点.

B 亮孤子 这要求 (I) $\partial^2 u(\infty) / \partial \xi^2 = \partial u(\infty) / \partial \xi = 0$ (II) $\partial u(0) / \partial \xi = 0$ (III) $\partial^2 u(0) / \partial \xi^2 < 0$. 同样对(8)式求首次积分,并用这些条件,得

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = (1 - R) \left[\ln(1 + u^2) - \frac{u^2}{u_0^2} \ln(1 + u_0^2) \right]. \quad (10)$$

对亮孤子,应有 $u \leq u_0$, 由(10)式可看到,要获得亮孤子解, R 值必须小于 1, 即背景光的 Glass 系数必须小于信号光的 Glass 系数. 图 2 分别给出亮孤子和暗孤子的数值解. 计算时,对暗孤子取 $R = 1.2$, $u(\infty) = 1$, 而对亮孤子则取 $R = 0.5$, $u(0) = 1$. 图 3

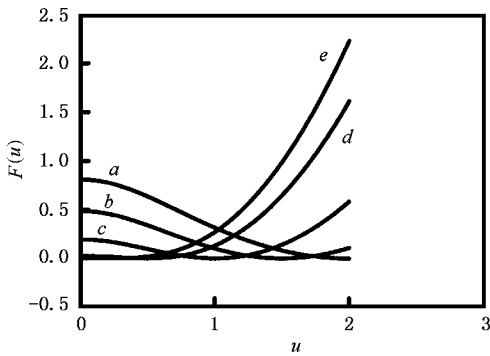


图 1 函数 $F(u)$ 的变化曲线 $u_\infty = 2.0$ (曲线 a), 1.5 (曲线 b), 1.0 (曲线 c), 0.5 (曲线 d), 0.0 (曲线 e)

分别给出 (9) 和 (10) 式关于归一化 $u(\xi)$ 的半高宽 W 的数值解. 计算时, 暗孤子仍取 $R = 1.2$, 而亮孤子也取 $R = 0.5$. 可以看出, 对暗孤子, 当 $u(\infty)$ 取值在 $0.9 \sim 1$ 之间时, 孤子宽度几乎一样; 对亮孤子, 当 $u(0)$ 取值在 $1.3 \sim 2$ 之间时, 也有类似的情况. 进一步的计算表明, 对不同的 R 值, 不管是暗孤子还是亮孤子, 上述半高宽曲线都具有几何相似性. 半高宽曲线归一化后就互相重合, 只不过 R 值改变会导致半高宽数值的改变, 所以图 3 具有普遍性. 图 4 给出 u_0 (亮孤子) 和 u_∞ (暗孤子) 取值为 1 时, 孤子宽度随 R 值变化的情况. 图 4 表明, 对暗孤子, 宽度随 R 值的增大而减小; 而对亮孤子, 情况则相反. 当 $R = 1$ 时, 无法获得光伏孤子. 图 1 表明, 当 u_0 (或 u_∞) 的值落在上述两个数字区间时, $\left(\frac{u(\xi)}{u_0}\right)^2$ [或 $\left(\frac{u(\xi)}{u_\infty}\right)^2$] 可能有很相近的分布.

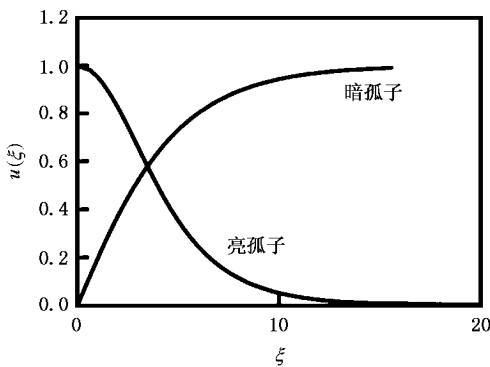


图 2 微分方程 (9) 和 (10) 的暗 (亮) 孤子解

对 $\Delta n > 0$ 的光折变晶本, 要获得光伏暗孤子, 如上所述, 必须满足 R 大于 1 这一条件. 一般情况

下信号光和背景光采用不同的线偏振光, 例如, 信号光用 e 光, 背景光用 o 光, 或反之. 如果采用同一波长的光作为信号光和背景光, 则很难观察到光伏暗孤子, 因为同波长的 o 光和 e 光的有效 Glass 系数一般都较接近, 即 R 近似于 1. 所以, 为了容易获得光伏暗孤子, 必须采用不同波长的光作为信号光和背景光. 一般而言, 短波长的光有效 Glass 系数比长波长的大, 所以, 用短波长的光作为背景光有利于形成光伏暗孤子.

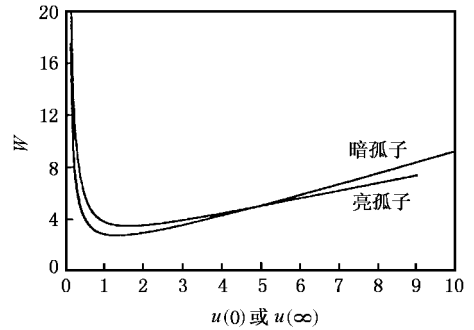


图 3 孤子宽度随 $u(0)$ (亮孤子) 和 $u(\infty)$ (暗孤子) 的变化曲线

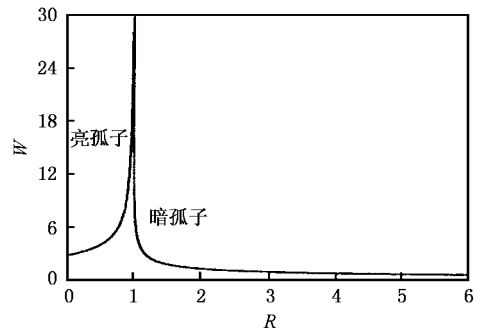


图 4 孤子半高宽随 R 变化曲线. 计算时, 暗孤子的 $u(\infty)$ 和亮孤子的 $u(0)$ 皆取 1

3 实验及结果

实验中观察到光折变晶体 Ce:KNSBN 的光诱导折射率改变 Δn 是正的. 对 488nm 的 o 光和对 514nm 的 e 光, 晶体两个有效 Glass 常数之比为 $1.1 > 1$. 所以, 它是检验上述理论的合适介质. $\Delta n > 0$ 情况下的光伏亮孤子已在文献 [11] 中报道, 现在感兴趣的是用这种晶体获得光伏暗孤子. 实验所用的 Ce:KNCBN 晶体的尺寸为 $4.5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 6\text{mm}$. 透光厚度为 5mm. 信号光 (e 光, 514nm) 和背景光 (o

光 (488nm) 皆来自一台全线运转的 Ar^+ 离子激光器. 激光器输出光是垂直于台面振动的线偏振光. 用一三角棱镜将输出光分光, 其中 514.5nm 光经一旋光器后变成基本上平行于台面振动的线偏振光. 这束光经一光衰减器衰减后再经过一透偏方向平行于台面的格兰棱镜. 格兰棱镜保证 514.5nm 光为纯的线偏振光. 接着, 让这一束光射到一块厚度约为 0.15mm 的盖玻片边缘上. 玻片这样放置, 使得其垂直边缘刚好处于光束的中间. 这样, 经空气传播和透过玻片的两部分光再次会合后, 由于干涉效应, 使得光束形成一系列干涉条纹, 且中间的暗条纹最宽. 再将这含有暗条纹的光束用一焦距为 15cm 的凸透镜聚焦入射到晶体上, 成为信号光. 晶体入射面处于透镜焦点后约 2mm 处. 入射面处最宽暗纹的半高宽从两最高峰的较低者到谷底的一半处测量, 下同, 约为 $38\mu\text{m}$, 如图 5(a) 所示 (图 5 是用与文献 [1] 类似的 CCD 探测系统获得的, 其中上面的图为光斑图, 下面是光斑中间水平方向光强分布). 信号光经过透镜后, 在入射晶体前还经过一块干涉滤光片, 该滤光片对 514.5nm 光高透射, 对 488nm 光高反射. 经棱镜分光后的 488nm 光在经两个反射镜反射后, 通过一个透偏方向垂直于台面的格兰棱镜, 投射到上述干涉滤光片上, 反射后与信号光共线传播成为背景光. 背景光在晶体入射面处光斑直径约为 2.5mm, 远大于信号光中间暗纹的宽度. 这样, 信号光中间暗纹及旁边的亮纹所处的位置上, 背景光可近似看成是均匀的. 实验中, 信号光和背景光的入射角均取 5° . 将信号光的平均光强近似地取为 $I_s(\infty)$, 然后取 $u(\infty) = \sqrt{\frac{S_s I_s(\infty)}{S_b I_b}} \approx 1.1$. 这样所取的 $u(\infty)$ 比信号光中间暗纹旁边的亮纹光强对背景光光强之比实际上会小些, 但从图 2 看到, 当 $u(\infty)$ 在 1 和 2 之间时, 孤子的宽度几乎不变, 所以还是能得到最窄的孤子. 还观察到当挡去背景光而让信号光单独在晶体中传播时, 信号光由于衍射而

发散, 在晶体出射面处中间暗纹变宽, 约为 $51\mu\text{m}$, 如图 5(b) 所示. 然后, 让背景光与信号光同时入射, 晶体出射面处信号光中间暗纹变窄, 在 0.1s 时间内形成孤子, 结果如图 5(c) 所示. 应该指出, 图 5 中出射光斑从总体上看比入射光斑小, 是由于晶体对信号光有吸收, 使光斑的边缘衰减到低于 CCD 的能探测光强所致. 总之, 实验的结果支持了我们的理论.

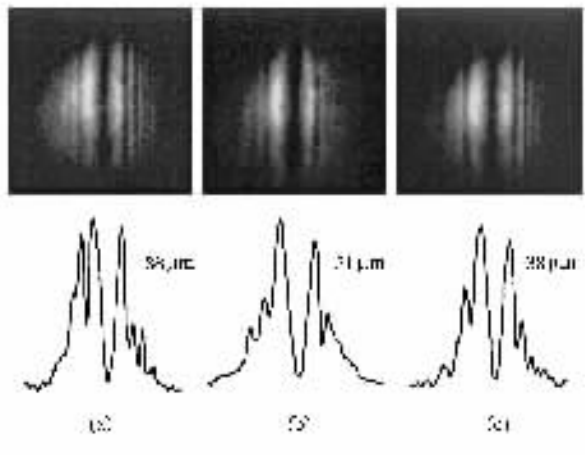


图 5 在折射率改变 $\Delta n > 0$ 的 Ce:KNSBN 晶体中形成一维暗孤子. 信号光和背景光波长分别为 514.5 和 488nm

4 结 论

本文提出了一个考虑背景光光伏效应贡献的光伏孤子理论. 该理论指出, 在折射率改变为正的晶体中, 既可以产生光伏亮孤子, 也可以产生光伏暗孤子. 当背景光对信号光的有效 Glass 系数之比 R 小于 1 时, 孤子是亮的; R 大于 1 时, 孤子是暗的. 对亮孤子而言, R 值越大, 孤子越宽; 而对暗孤子, R 值越大, 孤子越窄. R 为 1 时, 不能形成孤子. 为了在 $\Delta n > 0$ 的晶体中获得暗孤子, 最好采用短波长的光作为背景光而长波长的光作信号光. 我们已在 $\Delta n > 0$ 的 Ce:KNSBN 晶体中获得一维光伏暗孤子, 这与理论相一致.

- [1] G. C. Duree, Jr., J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. D. Porto, E. J. Sharp, R. R. Neurgaonker, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993) 533.
- [2] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992) 923; J. Maufooy, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, G. Kugel, *Phys. Rev.*, **E59**(1999), 6116.

- [3] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. D. Porto, E. Sharp, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 1978.
- [4] M. D. 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.

- [5] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. D. Porto, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 3211.
- [6] 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.
- [7] K. Kos, H. Meng, G. Salamo, M. Shih, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.*, **E53**(1996), R4330; R. Ryf, M. Wiki, G. Montemazzani, P. Guter, A. A. Zozulya, *Opt. Commun.*, **159**(1999), 339.
- [8] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**(1997), 1772; Z. F. Ling, R. Guo, S. M. Liu, G. Y. Zhang, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 455 [凌振芳、郭 儒、刘思敏、张光真, *物理学报*, **49**(2000), 455].
- [9] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), R4457; J. S. Liu *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 880 [刘劲松等, *物理学报*, **50**(2001), 880].
- [10] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 3095; Z. Chen, M. Segev, D. W. Wilson, R. E. Muller, P. D. Maker, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 2948.
- [11] W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 3182.
- [12] M. Mitchell, M. Segev, *Nature*, **387**(1997), 880.
- [13] D. N. Christodoulides *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 646.
- [14] M. Mitchell, Z. Chen, M. Shih, M. Segev, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 490.
- [15] D. N. Christodoulides *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 5113.
- [16] Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, *Science*, **280**(1998), 889.
- [17] J. S. Liu *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **47**(1998), 1509 [刘劲松等, *物理学报*, **47**(1998), 1509].
- [18] K. Q. Lu *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **48**(1999), 2070 [卢克清等, *物理学报*, **48**(1999), 2070].
- [19] C. F. Hou *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 1969 [侯春风等, *物理学报*, **49**(2000), 1969].
- [20] J. S. Liu *et al.*, *Chin. Phys.*, **9**(2000), 667.
- [21] W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **85**(2000), 2498.
- [22] W. L. She *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 886 [余卫龙等, *物理学报*, **50**(2001), 886].
- [23] X. S. Wang *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 496 [王晓生等, *物理学报*, **50**(2001), 496].
- [24] D. N. Christodoulides, S. R. Singh, M. I. Carvalho, *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 1763.
- [25] Z. Chen *et al.*, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1436.
- [26] Z. Chen *et al.*, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1821.
- [27] M. Shih, M. Segev, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1538.
- [28] W. Krolikowski, S. A. Holstrom, *Opt. Lett.*, **22**(1997), 369.
- [29] G. S. Garcia-Quirino *et al.*, *Opt. Lett.*, **22**(1997), 154.
- [30] W. Krolikowski, N. Akhmediev, B. Luther-Davies, *Phys. Rev.*, **E59**(1999), 4654.
- [31] C. Anastassia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 2332.
- [32] D. Kip, M. Wesner, C. Herden, V. Shandarov, *Appl. Phys.*, **B68**(1999), 971.
- [33] W. Krolikowski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 3240.
- [34] N. V. Kukhtarev, *Ferroelectrics*, **22**(1979), 949.

ONE-DIMENSIONAL DARK SOLITONS IN PHOTOVOLTAIC MEDIA WITH A POSITIVE PERTURBATION REFRACTIVE INDEX^{*}

SHE WEI-LONG¹⁾ WANG XIAO-SHENG¹⁾ HE GUO-GANG¹⁾ TAO MENG-XIAN¹⁾ LIN LI-PING¹⁾ LEE WING-KEE²⁾

¹⁾ (State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

²⁾ (Department of Physics and Materials Science & Technology Research Center, The Chinese University of Hong Kong, Hong Kong, China)

(Received 16 April 2001)

ABSTRACT

We present a theory of photovoltaic (PV) spatial solitons (SS's), that includes the PV contribution of a background beam (BB). The theory predicts that a dark or a bright SS can be formed in the same crystal with positive refractive index perturbation (Δn). If the ratio (R) of the effective Glass constants (EGC) of the BB to that of the signal beam (SB) is < 1 , a bright SS can be formed. A dark SS can be formed if $R > 1$. We have formed a one-dimensional dark PV SS in a crystal, as predicted.

Keywords : photorefractive spatial soliton, photovoltaic soliton, dark soliton, positive perturbation refractive index

PACC : 4265S, 4265J

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