

损耗对屏蔽光伏空间孤子演化特性的影响*

刘劲松

(华中科技大学激光技术国家重点实验室 A30074 武汉)

张都应

(西安电子科技大学 710071 西安)

(2000 年 9 月 24 日收到)

研究了晶体损耗对屏蔽光伏空间孤子在加偏压的光伏光折变晶体中演化特性的影响. 结果表明, 损耗除了造成屏蔽光伏孤子光波振幅的减小外, 还造成了孤子横截面的改变. 对于明孤子, 当入射波光强较低时, 横截面随传播距离的增长而不断增大, 而当入射波光强较高时, 起初横截面不断压缩, 而后再膨胀, 并在某一传播距离上孤子横截面恢复到入射时的尺寸. 对于暗孤子, 不论入射光孤子光强的高低, 横截面都随传播距离的增长而不断增大. 虽然在传播距离足够短时, 可以不考虑损耗的影响, 但距离较大时, 损耗将最终导致孤子崩溃.

关键词: 非线性光学, 空间光孤子, 光折变效应

PACC: 4265J, 7820, 7240

1 引 言

人们已预言并实验验证在光折变晶体中存在三种空间光孤子: 准稳态孤子^[1-3], 屏蔽孤子^[4-8]和光伏孤子^[9,10]. 其中, 屏蔽孤子存在于加外电场的非光伏光折变晶体中, 光伏孤子存在于不加外电场的非光伏光折变晶体中. 我们最近的工作表明^[11-13], 在加外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应两个物理过程, 其性质不同于屏蔽孤子和光伏孤子这两种稳态光折变空间孤子. 事实上, 屏蔽光伏孤子可看作是屏蔽孤子和闭路条件下的光伏孤子的统一形式, 在忽略晶体损耗的条件下, 其演化特性已得到了充分讨论^[11-13].

虽然 Singh 等人分析了晶体损耗对屏蔽明孤子演化特性的影响^[14], 但损耗对屏蔽光伏孤子演化特性的影响一直未得到讨论. 本文在忽略扩散效应的条件下, 通过数值求解包含损耗因子在内的光波演化方程, 研究了损耗对屏蔽光伏明、暗空间孤子演化特性的影响, 得到了这种孤子波在有耗介质中传播时的演化特性. 结果表明, 损耗除了造成屏蔽光伏孤

子光波振幅随传播距离的增大而不断减小这一必然结果外, 还造成了孤子横截面的改变, 并且明、暗屏蔽光伏孤子表现出了不同的变化特征. 同时, 入射光强不同的明孤子, 也表现出了不同的变化特征. 也就是说, 损耗不仅仅只造成孤子的衰减, 还改变了孤子的空间形状, 使得空间光孤子在介质中传播时能保持其空间形状不变这一基本特性受到影响, 造成其应用受到一定的限制. 所以, 研究损耗对空间光孤子演化特性的影响, 无论是对于了解孤子本身的特性, 还是对孤子应用去向的预测, 都是十分有意义的.

2 基本理论

设有一束只在 x 方向衍射的光波沿 z 方向在一个沿 x 方向施加外电场的非光伏光折变晶体中传播. 采用同文献^[11-13]中类似的推导, 得到光波满足的傍轴方程为

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

其中, ϕ 是光波的电场分量 E 的慢变化包络, 满足关系 $E = \phi(x, z)\exp(ikz)$, $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$, Ω 是晶体的损耗系数, $k = k_0 n_e$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 是光波在自由空间的波长 (\hat{n}_e)² = $n_e^2 - n_e^2 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}}$, r_{eff} 是

* 国家自然科学基金(批准号 69878022)资助的课题.

电光系数, n_e 是晶体非常光折射率, E_{sc} 是光波感应出的空间电荷场, 可从光伏光折变晶体满足的速率方程、连续性方程、Poisson 方程和 Gauss 定律中推出. 在忽略扩散场的影响下, 其结果为^[11-13]

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

其中, $E_p = k_p \gamma_R N_A (\epsilon \mu)$ 为光伏场常数, E_0 为外加电场, $I_\infty = I(x \rightarrow \pm \infty, z)$, $I = I(x, z)$ 是光波的光强, 同 ϕ 的关系满足 Poynting 定律, 即 $I = (n_e/2\eta_0) |\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, I_d 是暗辐射光强, N_A 是施主密度, γ_R 是载流子复合速率, μ 是电子迁移率, e 是基本电荷, k_p 是光伏常数.

将 (2) 式代入 (1) 式, 并采用下列无量纲变量简化方程: $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$, $\Gamma = kx_0^2 \Omega/2$ 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), 得到归一化的光波包络 U 满足如下动态演化方程

$$iU_\xi + i\Gamma U + \frac{1}{2} U_{ss} - (\beta + \rho + 1) \frac{U}{1 + |U|^2} - \alpha \frac{(\rho - |U|^2)U}{1 + |U|^2} = 0, \quad (3)$$

其中, $\beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_0$,

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

从 (3) 式出发, 利用明孤子解的边界条件 $y(0) = 1$, $y(\infty) = 0$ 和 $y(s \rightarrow \pm \infty) = \alpha$ 从而 $\rho = I_\infty/I_d = 0$, 并令 $U = r^{1/2} y(s) \exp(iv\xi)$, 其中 v 表示光波传播常数的空间移动, $y(s)$ 是一个归一化的实函数, $0 \leq y(s) \leq 1$, $r = I(0)/I_d > 0$, 在 $\Omega = 0$ 的条件下, 可以得到无耗条件下屏蔽光伏明孤子解为^[11-13]

$$[(\beta + \alpha)]^{1/2} s = \pm \int_y^1 \frac{r^{1/2} dy}{[\ln(1 + ry^2) - y^2 \ln(1 + r)]^{1/2}}. \quad (4)$$

显然, 只有当 $(\beta + \alpha) > 0$ 时, 外加电场的光伏光折变晶体中才能形成屏蔽光伏明孤子.

从 (3) 式出发, 利用暗孤子解的边界条件

$$y(0) = 0, \quad y(\infty) = 0 \quad \text{和} \quad y(s \rightarrow \pm \infty) = 1,$$

并令 $U = \rho^{1/2} y(s) \exp(iv\xi)$, 在 $\Omega = 0$ 的条件下, 同样可以得到无耗条件下屏蔽光伏暗孤子解为^[11-13]

$$[-(\beta + \alpha)]^{1/2} s = \pm \int_y^0 \frac{dy}{\left[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{\rho + 1}{\rho} \ln \left(\frac{1 + \rho \hat{y}^2}{1 + \rho} \right) \right]^{1/2}}. \quad (5)$$

显然, 只有当 $(\beta + \alpha) < 0$ 时, 外加电场的光伏光折变

晶体中才能形成屏蔽光伏暗孤子.

3 屏蔽光伏明孤子

3.1 无耗条件下屏蔽光伏明孤子的强度 FWHM 的光强依赖特性

损耗将无疑会造成孤子波在晶体中传播时振幅的减小. 然而, 损耗造成孤子波在演化中表现出的一些现象, 需要用无耗条件下屏蔽光伏明孤子的强度 FWHM (半高全宽, full width half maximum) 的光强依赖特性来解释. 为此, 首先利用 (4) 式来计算出屏蔽光伏明孤子的归一化强度包络 $|U(s)/U(0)|^2$ 随 s 的变化形式^[11-13], 从而可以进一步得到屏蔽光伏明孤子的强度 FWHM 随归一化入射光强 r 的变化规律如图 1 所示. 在下面的讨论中, 将会用到图 1 的结果.

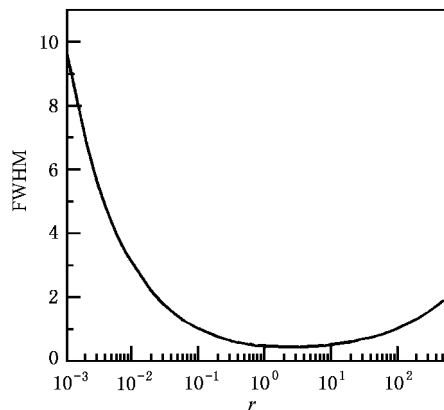


图 1 屏蔽光伏明孤子的强度 FWHM 随归一化入射光强 $r = I(0)/I_d$ 的变化规律 ($\alpha = -100$, $\beta = 135$)

3.2 屏蔽光伏明孤子在无耗晶体中的演化特性

如果将从 (4) 式中在某组参数下得到的屏蔽光伏明孤子解作为初始入射场, 通过数值求解 (3) 式, 可以得到这种入射场在晶体中传播时的动态演化特性. 图 2 给出了在 $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 1$ 时, 从 (4) 式中解出的屏蔽光伏明孤子解作为初始入射场, 在 (3) 式中再取 $\Gamma = 0$, $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 1$ 时, 屏蔽光伏明孤子的演化特性. 结果表明, 在忽略损耗的情况下, 屏蔽光伏明孤子将在保持其振幅大小和空间形状不变的情况下直线传播. 这一结果是必然的.

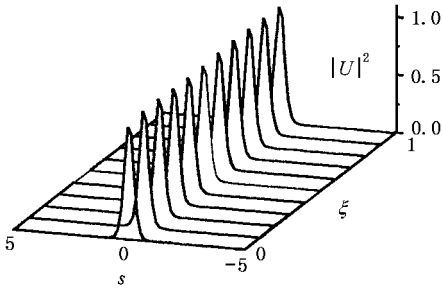


图 2 入射波是参数为 $\alpha = -100$, $\beta = 135$, $r = 1$ 的屏蔽光伏明孤子在 $\Gamma = 0$, $\alpha = -100$ 和 $\beta = 135$ 的光伏光折变晶体中的演化特性

3.3 低光强明孤子在有耗晶体中的演化特性

由于实际的晶体总存在损耗,这必然会影

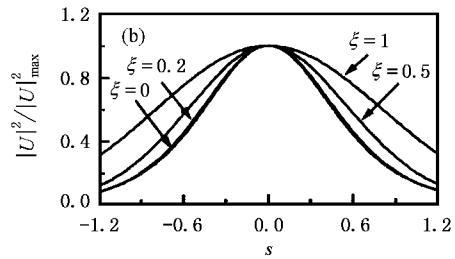
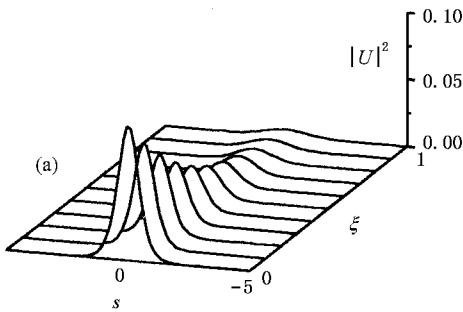


图 3 低光强明孤子在有耗晶体中的演化特性

(a) 入射波是 $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 和 $r = 0.1$ 的屏蔽光伏明孤子在 $\Gamma = 1.2$, $\alpha = -100$ 和 $\beta = 135$ 的光伏光折变晶体中的演化特性 (b) 这一孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.5, 1$ 时的归一化强度包络

3.4 高光强明孤子在有耗晶体中的演化特性

下面来研究入射孤子波的光强较高时的演化特性.图 4(a)给出了在 $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 5$ 时,从(4)式中解出的屏蔽光伏明孤子解作为初始入射场,再在(3)式中取 $\Gamma = 1.2$, $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 5$ 时,屏蔽光伏明孤子的演化特性.图 4(b)给出了这一孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ 时的归一化强度包络.同弱光强时的情况类似,损耗造成了孤子波光强随传播距离的增长而不断减弱这一必然结果.但在对孤子波横截面的影响方面,则表现出不同于弱光强时的现象.在传播的起初阶段,损耗造成孤子波横截面的压缩,随后又逐渐增大并恢复到入射时的尺寸,之后则不断增大,并将最终导致孤子崩溃.所以,在高光强入射波的情况下,虽然在长距离

子波的传播和演化.先来讨论低光强入射时的情况.图 3(a)给出了在 $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 0.1$ 时,从(4)式中解出的屏蔽光伏明孤子解作为初始入射场,再在(3)式中取 $\Gamma = 1.2$, $\alpha = -100$, $\beta = 135$ 以及 $r = 0.1$ 时,屏蔽光伏明孤子的演化特性.图 3(b)给出了这一孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.5, 1$ 时的归一化强度包络.这些结果表明,损耗除了造成孤子波的光强随传播距离的增长而不断减弱这一必然结果外,还造成了孤子波横截面的不断增大.所以,在长距离传播时,损耗最终将导致屏蔽光伏空间明孤子崩溃.从图 1 中可以看出,对于弱光强入射的孤子波来说,当光强受到损耗的影响进一步减小时,其强度 FWHM 将不断增大.这就是为什么弱光强入射的屏蔽光伏明孤子在有耗晶体中传播时横截面不断增大的原因.

传播时损耗最终将破坏屏蔽光伏空间明孤子,但存在着一个距离,使得光波的横截面又恢复到入射时的大小.如果在此距离上截断晶体,让孤子波输出,注入到一个放大介质中对其放大从而恢复最初的光强,再输入到晶体中继续传播.这种传输-放大-传输的方式,或许能解决长距离传输时损耗对孤子的破坏问题.

从图 1 中可以看出,对于高光强入射的孤子波来说,当光强受到损耗的影响而减弱时,起初阶段,其强度 FWHM 将减小.这就是为什么高光强入射的屏蔽光伏明孤子在有耗晶体中传播时,起初阶段横截面会被压缩的原因.随着传播距离的增加,损耗将导致光强的进一步减小,达到一定的程度后,其强度 FWHM 将增大.这就是为什么后来孤子波横截面又增大的原因.

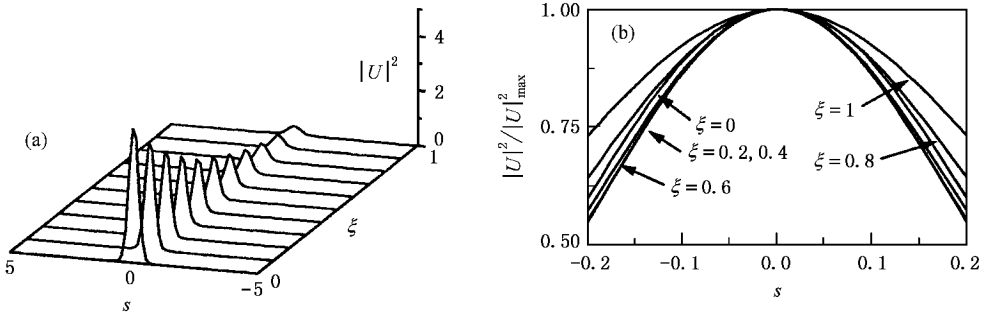


图 4 高光强明孤子在有耗晶体中的演化特性

(a)入射波是 $\alpha = -100, \beta = 135$ 和 $r = 5$ 的屏蔽光伏明孤子在 $\Gamma = 1.2, \alpha = -100$ 和 $\beta = 135$ 的光伏光折变晶体中的演化特性 (b)这一孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ 时的归一化强度包络

4 屏蔽光伏暗孤子

4.1 无耗条件下屏蔽光伏暗孤子的强度 FWHM 的光强依赖特性

利用(5)式可以计算出屏蔽光伏暗孤子的归一化包络 $|U(s)/U(\infty)|^2$ 随 s 的变化形式,从中可以得到屏蔽光伏暗孤子的强度 FWHM 随归一化入射光强 ρ 的变化规律如图 5 所示.与明孤子不同,暗孤子的 FWHM 随 ρ 的增大总是单调下降.

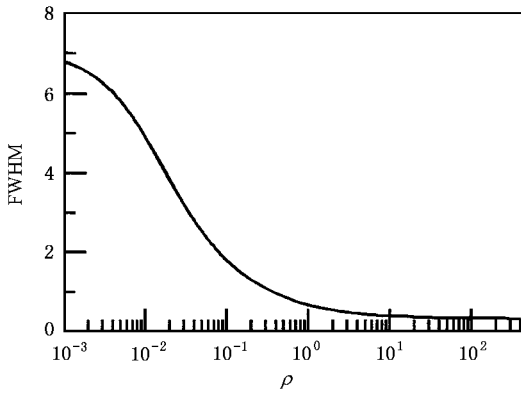


图 5 屏蔽光伏暗孤子的强度 FWHM 随归一化入射光强 $\rho = |U(\infty)/U_0|^2$ 的变化规律 ($\alpha = 100, \beta = -110$)

4.2 无耗时暗孤子波的演化特性

如果将从(5)式中在某组参数下得到的屏蔽光伏暗孤子解作为初始入射场,通过数值求解(3)式,可以得到这种入射场在晶体中传播时的动态演化特性.图 6 给出了在 $\alpha = 100, \beta = -110$ 以及 $\rho = 1$ 时,从(5)式中解出的屏蔽光伏暗孤子解作为初始入射场,再在(3)式中取 $\Gamma = 0, \alpha = 100, \beta = -110$ 以及 ρ

$= 1$ 时,屏蔽光伏暗孤子的演化特性.结果表明,在忽略损耗的情况下,屏蔽光伏暗孤子波将在保持其振幅大小和空间形状不变的情况下直线传播.这一结果是必然的.

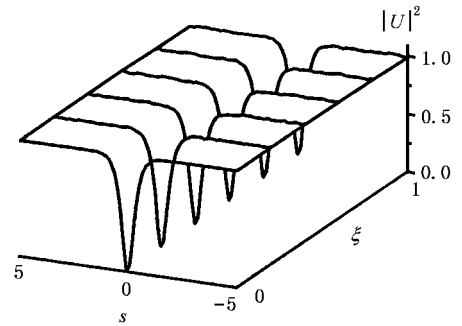


图 6 入射波是参数为 $\alpha = 100, \beta = -110, \rho = 1$ 的屏蔽光伏暗孤子在 $\Gamma = 0, \alpha = 100$ 和 $\beta = -110$ 的光伏光折变晶体中的演化特性

4.3 暗孤子波在有耗晶体中的演化特性

现在来讨论暗孤子波入射时损耗对孤子演化特性的影响.图 7(a)与(b)分别给出了 $\rho = 0.1$ 和 $\rho = 1$,以及 $\alpha = 100, \beta = -110$ 时,从(5)式中解出的屏蔽光伏暗孤子解作为初始入射场,再在(3)式中分别取 $\rho = 0.1$ 和 $\rho = 1$ 以及 $\Gamma = 1.2, \alpha = 100$ 和 $\beta = -110$ 时,屏蔽光伏暗孤子的演化特性.图 7(c)和(d)分别给出了这两种孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.6, 1$ 时的归一化强度包络.这些结果表明,损耗除了造成孤子波的光强随传播距离不断减弱这一必然结果外,还造成了孤子波横截面的不断增大.所以,在长距离传播时,损耗最终将导致屏蔽光伏空间暗孤子的崩溃.与明孤子的情况不同的是,无论光强高低如何,暗孤子波的横截面随传播距离的增长都不断增大.从图 5 中

可以看出,光强越低,FWHM 越大.当暗孤子的光强受到损耗的影响而不断减小时,其强度 FWHM 将增

大.这就是为什么暗孤子在有耗晶体中传播时其横截面不断增大的原因.

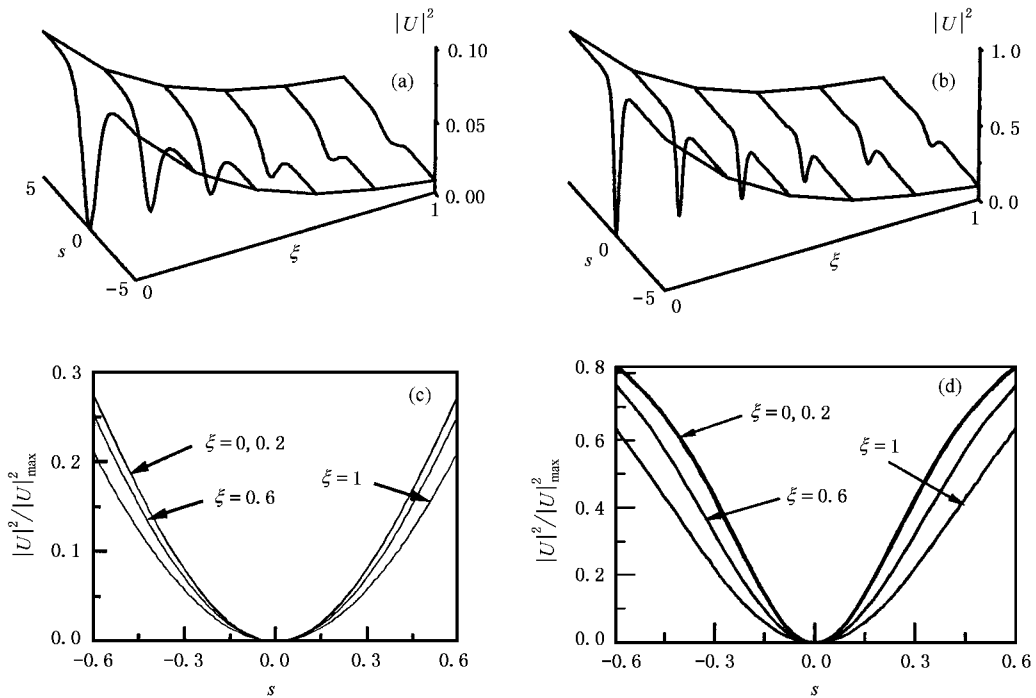


图 7 暗孤子波在有耗晶体中的演化特性

(a)入射波是 $\alpha = 100, \beta = -110, \rho = 0.1$ 的屏蔽光伏暗孤子在 $\Gamma = 1.2, \alpha = 100$ 和 $\beta = -110$ 的光伏光折变晶体中的演化特性 (b) $\rho = 1$ 时的情况 (c) $\rho = 0.1$ 对应的孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.6, 1$ 时的归一化强度包络 (d) $\rho = 1$ 对应的孤子在 $\xi = 0, 0.2, 0.6, 1$ 时的归一化强度包络

5 结 论

损耗将造成屏蔽光伏孤子在加偏压的光伏光折变晶体中传播时振幅的不断减弱和横截面的变化,长距离传播时将最终导致孤子波崩溃.对屏蔽光伏明孤子,损耗对强弱不同的入射波所造成的影响不同.弱光强条件下,光波横截面随传播距离的增长而

不断扩大.而强光强条件下,横截面先压缩,后膨胀,并且存在某一特定距离,横截面又恢复到入射时的尺寸.对屏蔽光伏暗孤子,无论光强高低,光波横截面随传播距离的增长都不断扩大.当传播距离足够短(如 ξ 在 0.2 以内,对应实际传播距离为 1cm),损耗的影响很小,可忽略不计.而当传播距离较长后,损耗的影响将十分显著.

- [1] Mordechai Segev , Bruno Crosignani , Amnon Yariv and Baruch Fischer , *Phys. Rev. Lett.* **68**(1992) 923 .
- [2] Galen C. Duree Jr. , John L. Shultz , Gregory J. Salamo , M. Segev , A. Yariv , B. Crosignani , Paolo Di Porto , E. J. Sharp , R. R. Neurgaonkar , *Phys. Rev. Lett.* **71**(1993) 533 .
- [3] Matthew Morin , Galen Duree , *Opt. Lett.* **20**(1995) 2066 .
- [4] M. F. Shih , M. Segev , G. C. Valley , G. Salamo , B. Crosignani , P. Di Porto , *Electronics Letters* **31**(1995) 826 .
- [5] Z. G. Chen , Matthew Mitchell , Ming-feng Shih , M. Segev , Mark H. Garrett , G. C. Valley , *Opt. Lett.* **21**(1996) 629 .
- [6] C. Montemezzani , P. Gunter , *Opt. Lett.* **22**(1997) 451 .
- [7] M. Segev , G. C. Valley , Bruno Crosignani , Paolo Diporto and Amnon Yariv , *Phys. Rev. Lett.* **73**(1994) 3211 .
- [8] D. N. Christodoulides , M. I. Carvalho , *J. Opt. Soc. Am.* , **B12**(1995) 1628 .
- [9] G. C. Valley , M. Segev , B. Crosignani , A. Yariv , M. M. Fejer , M. C. Bashaw , *Phys. Rev.* **A50**(1994) R4457 .
- [10] M. Taya , M. Bashaw , M. M. Fejer , M. Segev , G. C. Valley , *Phys. Rev.* **A52**(1995) 3095 .
- [11] J. S. Liu , K. Q. Lu , J. Xu , Z. H. Hao , *SPIE* **3554**(1998) 81 .
- [12] J. S. Liu , K. Q. Lu , *Acta Physica Sinica* **47**(1998) 1509(in Chinese] 刘劲松等 物理学报 **47**(1998) 1059] .
- [13] J. S. Liu , K. Q. Lu , *J. Opt. Soc. Am.* **B16**(1999) 550 .
- [14] S. R. Singh , D. N. Christodoulides , *Opt. Commun.* , **118**(1995) 569 .

THE IMPACT OF THE LOSS ON THE EVOLUTION OF SCREENING-PHOTOVOLTAIC SPATIAL SOLITONS *

LIU JIN-SONG[†]

(State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

ZHANG DU-YING

(Xidian University , Xi ' an 710071 , China)

(Received 24 September 2000)

ABSTRACT

The impact of linear loss on the evolution of screening-photovoltaic (SP) spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals is investigated. Our numerical study indicates that the loss not only results in the decrease of the amplitude of the soliton beam , but also results in the change of the shape of the soliton beam. For the bright SP soliton , the soliton width increases as the propagation distance increases for the SP soliton with low-intensity at the input , whereas the soliton width decreases initially and then increases as the propagation distance increases , and there is a propagation distance in which the soliton width returns to its value at the input for the SP soliton with high-intensity at the input. For the dark SP soliton , the soliton width increases as the propagation distance increases whether the SP soliton has low- or high-intensity at the input. Though the effect of loss on the evolution of SP soliton can be ignored if the propagation distance is short enough , the loss is eventually expected to destroy these solitons at long distance .

Keywords : Nonlinear Optics , Spatial Optical Solitons , Photorefractive Effects

PACC : 4265J , 7820 , 7240

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69878022) .

[†] E-mail : jslu@xidian.edu.cn