

文章编号 : 0253-2239(2001)06-0647-05

高斯光束在光伏光折变晶体中的孤波演化

张都应 刘劲松 梁昌洪

(西安电子科技大学技术物理系, 西安 710071)

摘要: 研究了外加电场对高斯光束在光伏光折变晶体中传播特性的影响。结果表明, 对于给定的高斯光束和光伏光折变晶体, 在某些外加电场下, 该光束能演化成稳定的屏蔽光伏空间明孤子。在另一些外加电场下, 高斯光束在传播过程中则呈现出周期性的压缩和膨胀现象。外加电场的强度和极性对稳态屏蔽光伏明孤子的空间波形有显著的影响。相比之下, 极性的影响更大。

关键词: 高斯光束; 光伏光折变晶体; 屏蔽光伏明孤子; 演化

中图分类号: TN012 文献标识码: A

1 引 言

屏蔽光伏孤子是最近从理论上证明存在的一种新型稳态光折变空间孤子^[1,2]。与另外两种稳态光折变空间孤子—屏蔽孤子^[3]和光伏孤子^[4]不同, 屏蔽光伏孤子的特性取决于两个参数 α 和 β 。 α 同光伏场有关, β 同外加电场有关。相比之下, 屏蔽孤子仅同 β 有关, 光伏孤子仅同 α 有关。这是因为, 屏蔽光伏孤子形成于加外电场的光伏光折变晶体中, 源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应两个物理过程, 而屏蔽孤子形成于加外电场的非光伏光折变晶体中, 源于对外加电场的非均匀空间屏蔽, 光伏孤子形成于不加外电场的光伏光折变晶体中, 源于光伏效应。对于一块给定的光伏光折变晶体, 在提供适当的外加电场后, 它便可能支持一种稳定的屏蔽光伏孤子。当入射到晶体上的光波就是这种孤子波时, 在忽略损耗和扩散效应的情况下, 在晶体中自然能形成一个稳定的屏蔽光伏明孤子。但在实际当中, 入射的光束往往不是这种孤子波, 例如, 可能是一种高斯光束。那么, 这个高斯光束在晶体中将如何演化? 本文在忽略扩散效应和损耗的情况下, 通过数值求解光波演化方程, 研究高斯光束在光伏光折变晶体中的演化特性, 并着重研究外加电场对高斯光束在光伏光折变晶体中演化特性的影响以及对稳态屏蔽光伏空间明孤子空间波形的影响。

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 方向施加外电场的光伏光折变晶体中传播。光波满足的傍轴方程为^[1,2]

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

其中, ϕ 为光波的电场分量 E 的慢变化包络, 满足关系

$$E = x\phi(x, z)\exp(ikz), \quad \phi_z = \partial\phi/\partial z, \\ \phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2, \quad k = k_0 n_e, \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0,$$

λ_0 为光波在自由空间的波长, x 表示电场方向的单位矢量, r_{eff} 为有效电光系数, n_e 为晶体非常光折射率, E_{sc} 为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、泊松方程和高斯定律中推出。在忽略扩散场的影响下, 其结果为^[1,2]

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

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, $I_{\infty} = I(x \rightarrow \pm \infty, z)$, $I = I(x, z)$ 为光波的光强, 同 ϕ 的关系满足坡印亭定律, 即 $I = (n_e/2\eta_0)|\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, I_d 为暗辐射光强, N_A 为受主密度, γ_R 为载流子复合速率, μ 为电子迁移率, e 为基本电荷, k_p 为光伏常数。

将(2)式代入(1)式, 并采用下列无量纲变量简化方程:

$$\zeta = \frac{z}{kx_0^2}, \quad s = \frac{x}{x_0}, \quad U = \left(\frac{2\eta_0 I_d}{n_e}\right)^{-1/2} \phi,$$

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

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

其中,

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

$$\alpha = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{\text{eff}}/2) E_p,$$

$$\rho = I_{\infty}/I_d.$$

从(3)式出发,令 $U = r^{1/2}y(s)\exp(i\nu\zeta)$, 其中 $r = I(0)/I_d > 0$, 利用明孤子解的边界条件: $y(0) = 1$, $y'(0) = 0$ 和 $y(s \rightarrow \pm\infty) = \alpha$ 从而 $r = I_{\infty}/I_d = 0$, 可以得到无耗条件下屏蔽光伏明孤子解为^[1,2]

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

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

3 动态演化特性

首先来研究由 $\sqrt{0.1}\exp(-s^2/\sigma^2)$ 所描述的高斯光束入射到一个加外电场的光伏光折变晶体中时,外加电场对其演化特性的影响。式中的 σ 为描述高斯光束的特征参数,这可通过数值求解(3)式而得到。图1给出了 $E_p = 2 \times 10^6$ V/m 以及 E_0 分别为

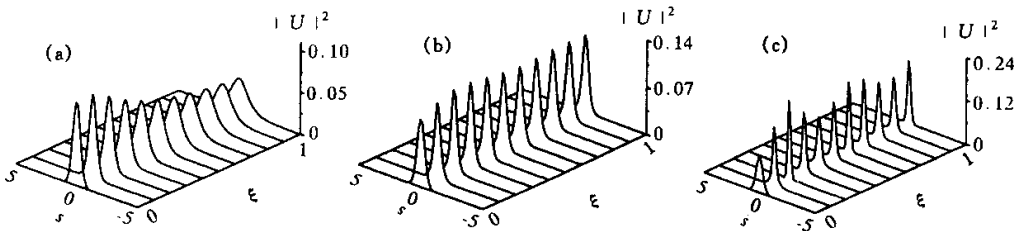


Fig. 1 The evolution of a Gauss beam $U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.62^2)$ as an incident beam in a lithium niobate crystal.

(a) $E_0 = 2.5 \times 10^6$ V/m ($\beta = 222$); (b) $E_0 = 3 \times 10^6$ V/m ($\beta = 266$); (c) $E_0 = 4 \times 10^6$ V/m ($\beta = 355$)

图2给出了 $E_p = 2 \times 10^6$ V/m 以及 $E_0 = 0$ 和 $E_0 = \pm 1.5 \times 10^6$ V/m 时,另一个高斯光束 $U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.54^2)$ 在钛酸钡晶体中的动态演化特性。钛酸钡晶体的参数可取为 $n_e = 2.18$ 和 $\gamma_{\text{eff}} = 80 \times 10^{-12}$ m/V。再取 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$ 和 $x_0 = 40 \mu\text{m}$, 有 $|\alpha| \approx 456$ 。对钛酸钡来说, α 的符号同入射光的偏振方向有关,可正可负^[2]。若取 α 为正,则可有 $\alpha = 456$ 。与铌酸锂不同的是,此时不仅可以调节外加

2.5×10^6 V/m, 3×10^6 V/m 和 4×10^6 V/m 时,高斯光束 $U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.62^2)$ 在铌酸锂晶体中的动态演化特性。铌酸锂晶体的参数可取为 $n_e = 2.2$ 和 $\gamma_{\text{eff}} = 30 \times 10^{-12}$ m/V。再取 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = 40 \mu\text{m}$, 有 $|\alpha| \approx 177$ 。大量实验表明^[2],对铌酸锂晶体来说, $\alpha < 0$, 故取 $\alpha = -177$ 。

从图1中可以看出,外加电场对高斯光束在光伏光折变晶体中的影响是十分显著的。当外电场太弱时,该高斯光束不能演化成孤子波,其横截面随传播距离逐渐增大,如图1(a)所示。当外加电场取值合适时,高斯光束能很快地演化成稳定的屏蔽光伏明孤子,如图1(b)所示。应当注意到,由于铌酸锂的 $\alpha < 0$, 当不施加外电场时,无论入射怎样的高斯光束,在其中都不可能形成空间明孤子。这也是为什么只能在铌酸锂中观测到光伏暗孤子的原因。但是,如果给铌酸锂施加适当的外电场,便有可能在其中形成空间明孤子——屏蔽光伏空间明孤子。这是一种在性质和物理根源上都不同于光伏和屏蔽孤子的标量空间孤子。当电场的强度提高后,会导致晶体中空间电荷场的增强,其结果是导致入射高斯光束难以形成一种稳定的屏蔽光伏孤子,而是呈现出周期性的压缩和膨胀现象,如图1(c)所示。电场越强,压缩和膨胀的跌荡起伏越严重。电场过强后,入射光束很快就会发散。这些结果说明,只有适当选择外加电场,才有可能使一个入射的高斯光束在光伏光折变晶体中演化成稳定的屏蔽光伏明孤子。

电场的强度,而且可以调节极性。但不管怎样调节,都要保证 $(\beta + \alpha) > 0$ 。图2(a)实际上给出的是光伏明孤子的情况。由于晶体参数不合适,入射高斯光束没能演化成稳定的光伏明孤子,而是呈现出周期性压缩现象。对比图2(b)和图2(c),可以看出,外加电场的极性对高斯光束演化特性的影响很大。当 E_0 为正时,加强了光伏场的作用,使得光束得到了更多的压缩,但得不到稳定的屏蔽光伏明孤子,呈现

出周期压缩现象,而当 E_0 为负时,高斯光束则演化成 一个稳定的屏蔽光伏明孤子。

下面讨论对于给定参数的光伏光折变晶体,不同参数的入射高斯光束的演化特性。假设入射高斯光束为 $U = \sqrt{r}\exp(-s^2/0.34^2)$,图 3 给出了 α 为

-177 和 β 为 222 时,以 r 分别取 0.1、0.5 和 5 时的高斯光束作为入射场的动态演化特性。从图 3 可见,并不是任意的高斯光束都可以在给定的光伏光折变晶体中演化成稳定的屏蔽光伏明孤子,只有 $r = 5$ 对应的高斯光束能演化成稳定的屏蔽光伏明孤子。

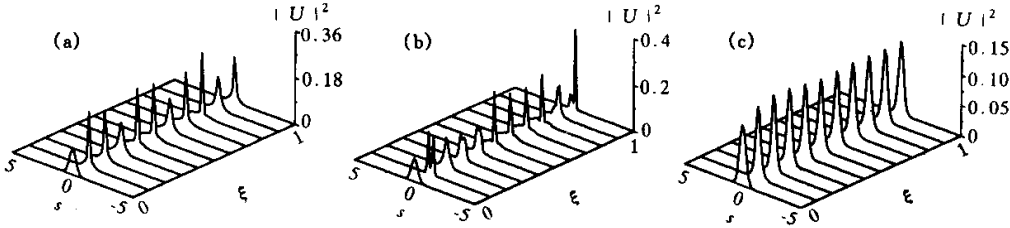


Fig.2 The evolution of a Gauss beam $U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.54^2)$ as an incident beam in a lithium niobate crystal. (a) $E_0 = 0$ ($\beta = 0$); (b) $E_0 = 1.5 \times 10^6$ V/m ($\beta = 342$); (c) $E_0 = -1.5 \times 10^6$ V/m ($\beta = -342$)

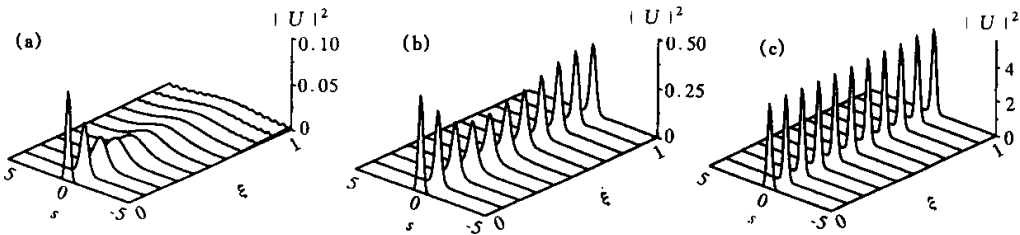


Fig.3 The evolution of a Gauss beam $U = \sqrt{r}\exp(-s^2/0.34^2)$ as an incident beam in a barium titanate crystal. $\alpha = -177, \beta = 222$ (a) $r = 0.1$; (b) $r = 0.5$; (c) $r = 5$

图 4 给出了由从(4)式求得的 $\alpha = -177, \beta = 222$ 时, r 分别取 0.1、0.5 和 5 的屏蔽光伏明孤子的空间包络以及 r 分别取 0.1、0.5 和 5 时的高斯光束 $U = \sqrt{r}\exp(-s^2/0.34^2)$ 的空间包络。可见, $r = 5$ 的高斯光束同 $r = 5$ 的屏蔽光伏明孤子基本相同,而 $r = 0.1$ 和 0.5 时,高斯光束同 $\alpha = -177, \beta = 222$ 的光伏光折变晶体所支撑的同振幅屏蔽光伏明孤子有差异。因此,高斯光束 $U = \sqrt{5}\exp(-s^2/0.34^2)$ 可称为与参数为 $\alpha = -177, \beta = 222$ 的光伏光折变晶体相匹配的高斯光束,而

另两个高斯光束是同此晶体不匹配的高斯光束。匹配的高斯光束能演化成稳定的空间明孤子,不匹配的则不能演化成稳定的空间明孤子。对于给定的光伏光折变晶体, α 是确定的, β 随外加电场而改变,所以,当入射高斯光束给定后,可调节外电场使高斯光束与晶体相匹配,从而使此高斯光束能演化成稳定的空间孤子波。例如,高斯光束

$$U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.34^2)$$

与参数为 $\alpha = -177, \beta = 222$ 的光伏光折变晶体不匹配,通过调节外电场使 $\beta = 462$ 来达到匹配。

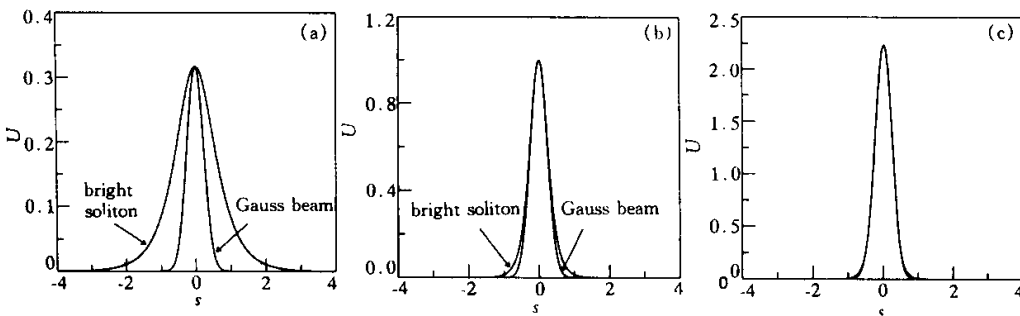


Fig.4 The comparison in envelope of the same amplitude between Gauss beam $U = \sqrt{r}\exp(-s^2/0.34^2)$ and screening photovoltaic bright soliton. $\alpha = -177, \beta = 222$. (a) $r = 0.1$, (b) $r = 1$, (c) $r = 5$

图 5 给出了高斯光束

$$U = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.34^2)$$

在参数为 $\alpha = -177$ 和 $\beta = 462$ 的光伏光折变晶体中的演化特性。此时能形成稳定的空间明孤子波, 调节

节外电场能使入射高斯光束与晶体相匹配, 而匹配的高斯光束能在晶体中演化成稳定的空间明孤子。

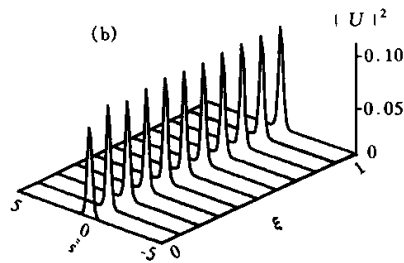
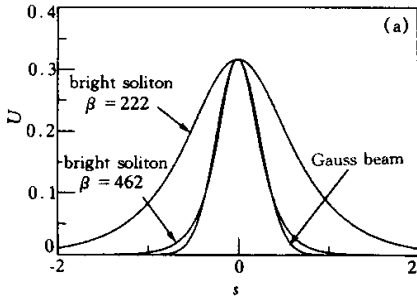


Fig.5 (a) The comparison in envelope of the same amplitude between Gauss beam $U = \sqrt{0.1} \exp(-s^2/0.34^2)$ and screening photovoltaic bright soliton under conditions that $\alpha = -177$ and $\beta = 222$ or $\beta = 462$. (b) The evolution of a Gauss beam $U = \sqrt{0.1} \exp(-s^2/0.34^2)$ in a photovoltaic photorefractive crystal with parameters $\alpha = -177$ and $\beta = 462$

4 稳态输出特性

下面来研究外加电场对稳态屏蔽光伏明孤子空间波形的影响。这可以通过数值求解(4)式而得到。首先以铌酸锂晶体为例。图6(a)给出了由(4)式计算出的铌酸锂中屏蔽光伏明孤子的归一化强度包络 $y^2(s)$ 随 s 变化的理论曲线, 其中外加电场 E_0 取 2.5×10^6 V/m, 3×10^6 V/m 和 4×10^6 V/m 三个值, 分别对应于 $\beta = 222, 266$ 和 355 。对铌酸锂来说, 由于 $\alpha < 0$, 从(4)式可以看出, 外加电场 E_0 的取值必须保证 $\beta > |\alpha|$, 否则不可能形成屏蔽光伏明孤子。

从图中可看出, 外加电场越强, 孤子的横截面越窄。其次, 讨论钛酸钡的情况。图6(b)给出了由(4)式计算出的钛酸钡中屏蔽光伏明孤子的归一化强度包络 $y^2(s)$ 随 s 变化的理论曲线, 其中外加电场 E_0 取 0 和 $\pm 1.5 \times 10^6$ V/m 三个值, 分别对应于 β 为 0 和 ± 342 。由于此时 $\alpha > 0$, 所以, 即使 E_0 取负值, 也可能形成屏蔽光伏明孤子。从图中可以看出, 调节 E_0 的极性比调节其强度更能有效地改变孤子的空间形状。无论是屏蔽孤子, 还是光伏孤子, 都不可能具有这样的特性。

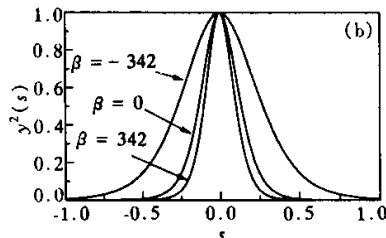
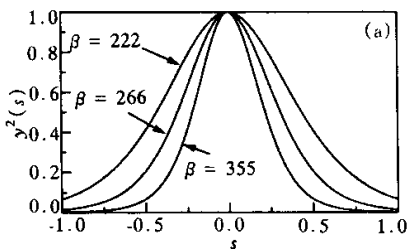


Fig.6 The theoretical curve of the variation of normalized intensity envelope $y^2(s)$ of screening photovoltaic bright soliton with s . (a) Lithium niobate, $n_e = 2.2$, $\gamma_{\text{eff}} = 30 \times 10^{-12}$ m/V, $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = 40 \mu\text{m}$, $r = 0.1$ and $E_p = 2 \times 10^6$ V/m ($\alpha = -177$). (b) Barium titanate, $n_e = 2.18$, $\gamma_{\text{eff}} = 80 \times 10^{-12}$ m/V, $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = 40 \mu\text{m}$, $r = 0.1$ and $E_p = 2 \times 10^6$ V/m ($\alpha = 456$)

结论 外加电场对高斯光束在光伏光折变晶体中的传播特性有显著的影响。对于给定的晶体和高斯光束, 选择适当的外加电场, 能使此高斯光束演化成稳定的屏蔽光伏明孤子, 如果外加电场不合适, 高斯光束在传播过程中就要呈现出周期性的压缩和膨胀现象。外电场的选择包括强度和极性的选择。对于铌酸锂, 只能选择正的外加电场, 并且强度要大于晶体的光伏场; 对于钛酸钡, 在一定的条件下, 外加电场可正可负。比较而言, 外加电场的极性比强度对高斯光束在光伏光折变晶体中传播时所造成的影响更

大。外加电场对稳态屏蔽光伏明孤子的空间波形的影响也是显著的。同样, 极性的影响更大些。

参 考 文 献

- [1] 刘劲松, 卢克清. 外加电场的光伏光折变晶体中的空间孤子波. 物理学报, 1998, 47(9): 1509~1514
- [2] Liu Jinsong, Lu Keqing. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic photorefractive crystals and their self-deflection. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, 16(3): 550~555
- [3] Shih M F, Seger M, Valley G C et al.. Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening

solitons. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(10) 826~836
[4] Valley G C, Seger M, Crosignani B *et al.*. Dark and

bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. (A)*,
1994, **50**(6) R4457~R4460

Solitary Evolution of Gauss Beam in Photovoltaic-Photorefractive Crystal

Zhang Duying Liu Jinsong Liang Changhong

(*Department of Applied Physics, Xidian University, Xi'an 710071*)

(Received 17 January 2000 ; revised 7 April 2000)

Abstract : The impact of an applied field on the propagation of a Gauss beam in the photovoltaic-photorefractive crystal is investigated. It indicates that, in a photovoltaic-photorefractive crystal with a proper applied field, a Gauss beam can evolve into steady-state bright screening-photovoltaic optical soliton. If the applied field is not proper, the Gauss beam will experience cycles of compression and expansion. The intensity and polarity of the applied field have a remarkable influence on the wave shape of steady state bright screening-photovoltaic optical soliton. However, the polarity has a larger influence on it as compared with the intensity of the applied field.

Key words : Gauss beam ; photovoltaic-photorefractive crystal ; bright screening-photovoltaic optical soliton ; evolution