

文章编号: 0253-2239(2007)01-0166-5

高斯光束在外加空间调制电场的光折变晶体中的演化 *

陈守满^{1,2} 石顺祥¹ 董洪舟¹

(¹ 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)
(² 安康学院物理系, 安康 725000)

摘要: 研究了高斯光束在外加空间调制电场的光折变晶体中的演化, 结果表明, 在不同的外加调制电场作用下高斯光束的光场分布会随着外电场变化而被调制。重点研究了同相位和反相位以及相位差为 $\pi/2$ 的高斯光束在外加空间调制电场的光折变晶体中的相互作用, 在外加空间分布线性增加电场作用下出现了许多新的实用特性, 通过调整外加电场分布, 可以让两同相位相干光靠得更近而不发生融合, 也可以让两靠得很近的反相位光束可控偏转, 还可以控制相位差为 $\pi/2$ 的两相干光束进行能量转移。这种连续变化的电场可以用阶梯分布的电场替代, 为工程实现提供了可能。

关键词: 非线性光学; 高斯光束; 空间调制电场; 演化; 相互作用

中图分类号: O437 文献标识码: A

Evolution of Gaussian Beams in Photorefractive Crystal Biased Spatial Modulation Electric Field

Chen Shouman^{1,2} Shi Shunxiang¹ Dong Hongzhou¹

(¹ School of Technological Physics, Xidian University, Xian 710071)
(² Department of Physics, Ankang College, Ankang 725000)

Abstract: The evolution of Gaussian beams in photorefractive crystal biased by spatial modulation electric field is investigated. The results show that the field distribution of the Gaussian beams is modulated and varies with the applied external field. The interactions of the beams with same-phase, anti-phase and phase difference of $\pi/2$ in the photorefractive crystal are studied emphatically. Many novel and practical properties are found when the distribution of applied external field is linearly increased. By adjusting the distribution of external electric field, one can make the separation of the same-phase beams closer without merge, deflection of the anti-phase beams and power transfer of the beams with phase difference of $\pi/2$ controllable. In simulation, it is found that the linearly increased field distribution can be substituted by a stepped one, so it is possible to realize it in engineering.

Key words: nonlinear optics; Gaussian beams; spatial modulation electric field; evolution; interaction

1 引言

理论和实验证明: 在光折变介质上通过外加电场可以改变介质的非线性量, 选择合适的外加电场, 在晶体中可以形成稳定的空间孤子^[1~6]。对于一块给定的光折变晶体, 在忽略损耗和扩散效应的情况下, 提供适当的外加均匀电场后, 当入射到晶体上的光波是孤子波时, 在晶体中自然能稳定传播。一般

的激光器产生的是高斯光束, 所以张都应等^[7]研究了高斯光束在外加均匀电场下的演化: 选择适当的外加均匀电场, 高斯光束能演化成稳定的屏蔽亮孤子; 如果外加电场不合适, 高斯光束在传播过程中会呈现出周期性的压缩和膨胀现象。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, 研究高斯光束在外加空间调制电场分布分别为线性

* 陕西省教育厅专项基金(04JK309)资助课题。

作者简介: 陈守满(1968—), 男, 陕西安康人, 副教授, 博士, 从事光折变非线性光学理论与实验研究。

E-mail: chenshouman@sohu.com

收稿日期: 2006-01-25; 收到修改稿日期: 2006-04-18

增加和正弦的光折变晶体中的演化特性。并着重研究在这两种外加电场作用下同相和反相以及相位差为 $\pi/2$ 高斯光束在光折变晶体中相互作用的演化特性并与外加均匀电场的情况进行对照,发现了一些新的特性。为了工程实现的便利,同时还研究了外加电场为离散阶梯分布时的演化。

2 基本理论

假定一束只在 x 方向衍射的入射光束沿 z 轴射入光折变晶体(例如 SBN 晶体),晶体光 c 轴沿 x 方向放置,外加电场和光束偏振方向均平行于 x 轴,利用 z 方向慢变化包络近似,则傍轴方程为^[6]

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

其中 ϕ 为 z 方向光场慢变化包络, $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$, n_e 为晶体未受扰动的非常光折射率, r_{33} 为晶体的电光系数, $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0)n_e$, λ_0 为真空中的波长, E_{sc} 是晶体内的空间电荷场,其简化表达式为

$$E_{sc} = E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} + E_p \frac{I_\infty - I}{I + I_d} - \frac{K_B T}{e} \frac{1}{I + I_d} \frac{\partial I}{\partial x}, \quad (2)$$

其中 E_0, E_p 分别为外加电场和光伏场, K_B 为波尔兹曼常量, T 为绝对温度, e 为单位电荷量, I_d 为暗辐射强度, $I_\infty = I(x, z) |_{x \rightarrow \infty}$ 。

不考虑晶体的光伏性和忽略扩散的影响,再通过一些无量纲坐标和变量代换:即令 $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 和 $\phi = (2\eta_0 I_d/n_e)^{1/2} u$, x_0 是光束的特征宽度, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)$, $\eta_0, \mu_0, \epsilon_0$ 分别为自由空间的阻抗、磁导率和介电常量,从而得到光波包络 u 的动态演化方程

$$iu_\xi + \frac{1}{2}u_{ss} - \beta(\rho + 1) \frac{u}{1 + |u|^2} = 0, \quad (3)$$

其中 $\beta = (k_0 x_0)^2 n_e^4 r_{33} E_0 / 2$, 考虑到高斯光束入射 $\rho = I_\infty / I_d = 0$ 。如果外加电场是空间调制的,可设 $\beta(\xi) = (k_0 x_0)^2 n_e^4 r_{33} E_0(\xi) / 2$, 则(3)式可变为

$$iu_\xi + \frac{1}{2}u_{ss} - \beta(\xi) \frac{u}{1 + |u|^2} = 0. \quad (4)$$

3 演化特性

首先研究外加电场的空间分布为线性的和正弦的光折变晶体中高斯光束的演化。设入射的高斯光束为 $u = \sqrt{r}\exp(-s^2/\sigma^2)$, 式中 $r = I(0)/I_d$, $I(0)$ 为光束的中心光强, σ 为描述高斯光束束腰的特征参

量。外加电场的特征参量 $\beta = \beta_0(1 + p\xi)$ 和 $\beta = \beta_0(1 + |\sin 2\pi\xi|)$, 其中 $p\beta_0$ 为随空间调制电场线性变化特征参量的斜率, β_0 为其初值, β_0 按照高斯光束与亮孤子匹配的原则选取。下面简单介绍 β_0 的选取方法,详细的选取方法见参考文献[8]。

在外加均匀电场其电场特征参量 β_0 为的光折变晶体中,可以稳定传输某一空间屏蔽亮孤子 $u = \sqrt{ry}(s)$, 该亮孤子归一化包络必然满足

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = \frac{2\beta_0}{r} [\ln(1 + ry^2) - y^2 \ln(1 + r)], \quad (5)$$

如果某一高斯光束 $u = \sqrt{r}\exp(-s^2/\sigma^2)$ 归一化包络也满足(5)式,则称该高斯光束与此亮孤子匹配,此时对应的外加电场参量 β_0 就是要选择的初始电场参量。

以 SBN:60 晶体为例,系统参量如下: $n_e = 2.33$, $r_{33} = 237$ pm/V, $\lambda_0 = 0.5$ μm , $x_0 = 40$ μm 。图 2 给出了入射高斯光束为 $u = \sqrt{0.1}\exp(-s^2/0.62^2)$, 则 $\beta_0 = 89.2$, 对应的 $E \approx 1.01 \times 10^5$ V/m 时,在各种空间分布的外加电场(如图 1 所示,文中所有图的坐标均为归一化单位)下的演化以及入射与出射时强度包络的归一化比较。从图 2 中可以看出:在外加一定的均匀电场时高斯光束可以演化为亮孤子,与文献[2, 7, 8]结果一致,如图 2(a)、图 2(d)所示;外加空间调制电场对光束的空间分布有调制作用,单调增加的电场分布可以压缩光束,使之能量集中,如图 2(b)、图 2(e)所示;周期变化的电场分布会使光场的分布周期性地压缩与膨胀,如图 2(c)所示。

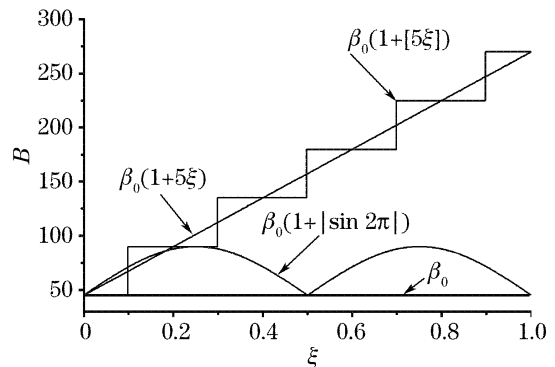


图 1 四个空间调制电场的特征参量
(坐标单位均为归一化单位)

Fig. 1 Four characteristic parameters of spatial modulation electric fields

图 3 是入射高斯光束为 $u = \sqrt{5}\exp(-s^2/0.34^2)$, 则 $\beta_0 = 45$, 对应的 $E_0 \approx 5.01 \times 10^4$ V/m 时,在不同外加电场空间分布系统中的演化。从结果中可以看出相对光强的变化对演化结果几乎没有影响。

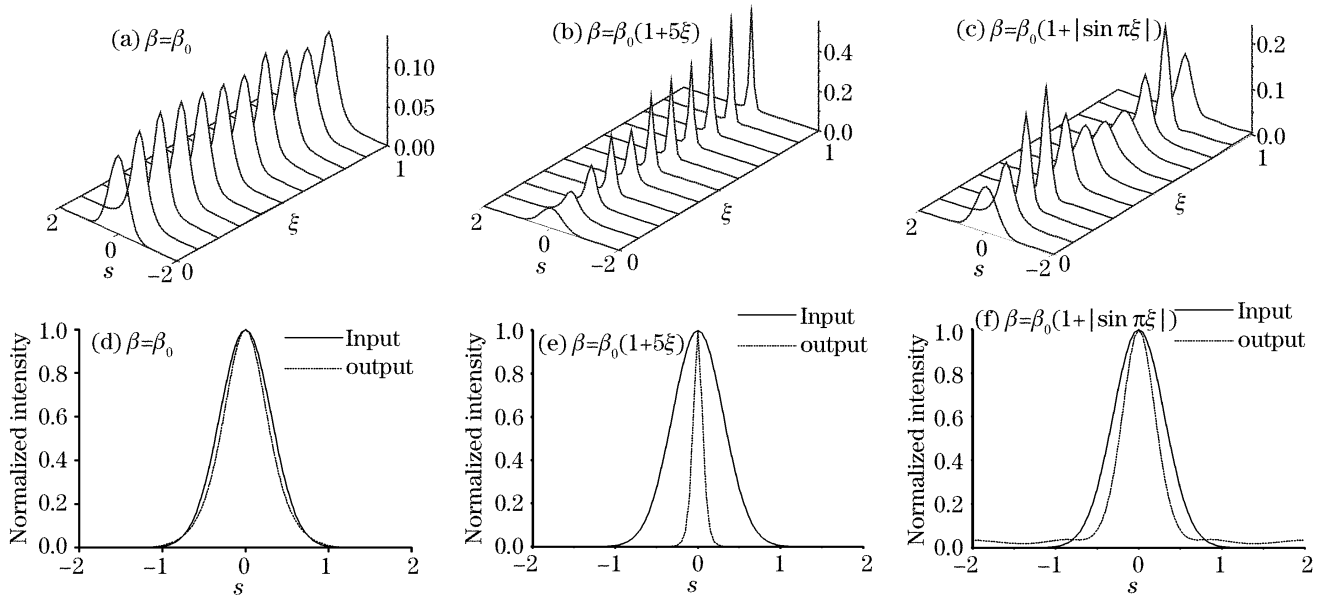


图 2 高斯光束 $u = \sqrt{0.1} \exp(-s^2/0.62^2)$ 在外加调制电场 SBN:60 晶体中的演化[(a)~(c)]和晶体输入与输出面强度归一化包络[(d)~(f)]

Fig. 2 (a)~(c) are the evolution of the Gaussian beam $u = \sqrt{0.1} \exp(-s^2/0.62^2)$ and (d)~(f) are the beam's normalized intensity profiles at the input and output surface in SBN:60 biased spatial modulation electric field

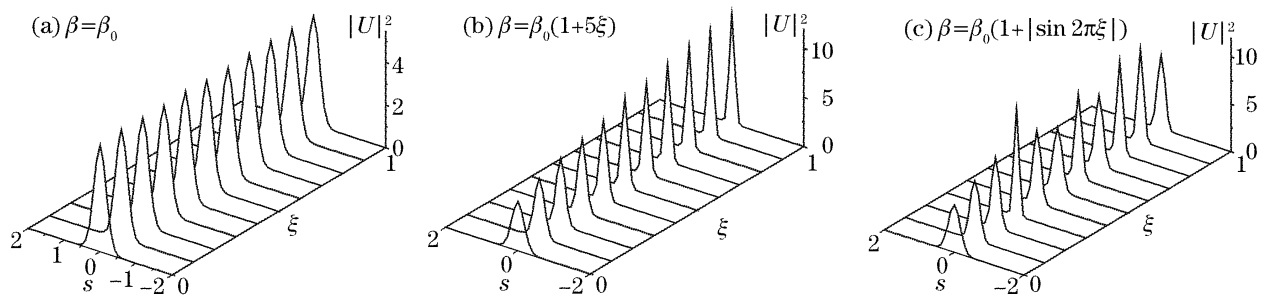


图 3 高斯光束 $u = \sqrt{5} \exp(-s^2/0.34^2)$ 在外加调制电场 SBN:60 晶体中的演化

Fig. 3 Evolution of the Gaussian beam $u = \sqrt{5} \exp(-s^2/0.34^2)$ in SBN:60 biased spatial modulation electric field

由图 2、图 3 可看出,在光折变晶体中,高斯光束在一定外加电场作用下,可以演化成亮孤子,而在其它的外加电场作用下,光束的形状受外加电场的分布而调制。这主要是因为在一一定的均匀电场作用下,使光折变晶体的自聚焦与衍射发散达到平衡,从而形成孤子,如图 2(a)和图 3(a)所示;当自聚焦作用大于衍射发散作用时,光束会被进一步压缩,如图 2(b)和图 3(b)所示;当自聚焦作用小于衍射发散作用时,光束会展宽;当自聚焦作用与衍射发散作用大小关系交替变化时,就会出现压缩与展宽交替变化,如图 2(c)和图 3(c)所示。

下面讨论在外加电场空间分布分别为均匀、线性和正弦的系统结构中,一对同相位和一对反相位以及一对相位差为 $\pi/2$ 的高斯光束间相互作用,同时还对外加电场为离散阶梯分布时的演化与线性连续变化的情况作了比较。图 4 给出了两束同相位的以图 3 的高斯光束入射到四种不同系统中的相互作

用情况,光束的半峰全宽约为 $10 \mu\text{m}$,中心间距约为 $40 \mu\text{m}$,相应的归一化间距 $\Delta s = 1$ 。从图 4 中看出,同相传播的两束高斯光束中心间距与光束宽度可比时,将相互吸引。当外加电场变化不大时它们将经历融合、分离、再融合、再分离等过程,最终会融合在一起,如图 4(a)、图 4(c)所示。当外加电场较大时,完全融合在一起,不过还要经历一段压缩与膨胀的过程,如图 4(b)所示,这一特性可以用来形成 Y 型波导。图 4(d)给出了外加电场为离散阶梯分布时的演化,与图 4(b)作一比较。

图 5 给出了与图 4 相同的两同相高斯光束的相互作用,不过它们的间距为 $48 \mu\text{m}$,相应的归一化间距 $\Delta s = 1.2$ 。由图 5(b)、图 5(d)可以看出,两光束一直保持很好的分离状态,利用这种方法可以让两相干光束靠得更近而不发生融合,可以利用相干光制作距离很近的平行波导。

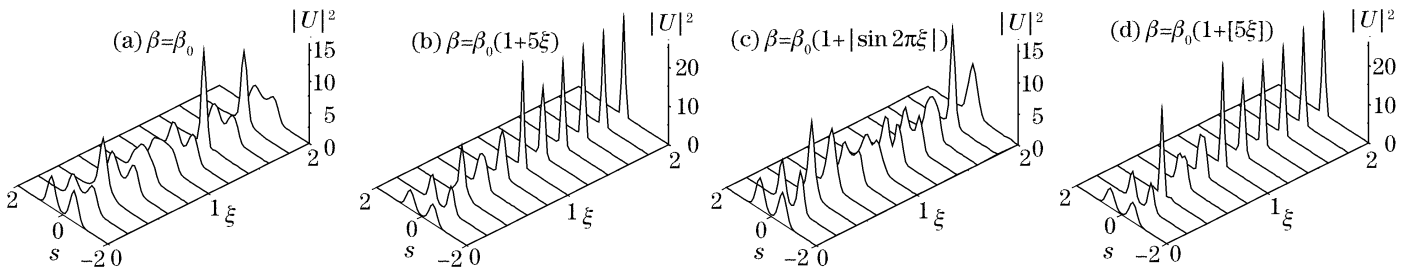


图 4 相对间距 $\Delta s=1$ 的同相位高斯光束间的相互作用

Fig. 4 Interaction between a pair of same-phase Gaussian beams with a separation $\Delta s=1$

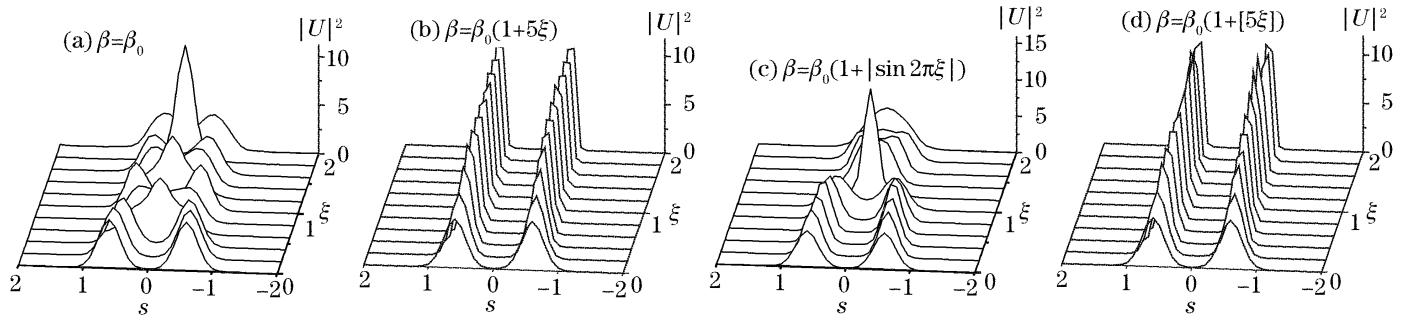


图 5 相对间距 $\Delta s=1.2$ 的同相位高斯光束间的相互作用

Fig. 5 Interaction between a pair of same-phase Gaussian beams with a separation $\Delta s=1.2$

从图 4 和图 5 可以看出,两平行传播的同相相干光是否发生融合,与两光束的中心间距和光束宽度之比(相对间距)有关,相对间距越小,光束越容易发生融合,这是因为两光束交叠区域的光强增加,引起了该区域折射率的增大(对于 $n_2 > 0$ 的情况而言),吸引更多的光到这个区域,从而使两入射光束的中心向该区域移动,最终发生融合。对于图 5 (b)、图 5(d),随着电场的增大,会使光束相对间距增大,因此它们可以很好地分离。

图 6 给出了两束反相的以图 3 的高斯光束入射到四种不同系统中的相互作用情况,光束的半峰全宽约为 $10 \mu\text{m}$,中心间距约为 $24 \mu\text{m}$,相应的归一化间距 $\Delta s=0.6$ 。从图 6 中看出,反相传播的两束高斯光束将相互排斥而分开。如图 6(a)所示,当外加均匀电场时,两光束将偏离原来的传播方向沿直线轨迹传播,两光束传播方向的夹角与初始时两光束

的间距成反比,两光束靠得越近,将分得越开,光束的宽度和幅度基本不变;当外加空间调制电场时,光束在晶体里的轨迹不是直线,稍微向内弯曲,如图 6 (b)~图 6(d)所示。当外加单调增加的电场时,光束完全分离后将不再偏转而平行传播,随着外加电场的增大,光束宽度被压缩,幅度增大,如图 6(b)、图 6(d)所示。在模拟中还发现:对于图 6(b)、图 6(d)的结构,当外加电场变化的斜率越大时,光束分开的距离越小,这一特性可以实现用外加电压控制光束的偏转。图 6(d)给出了外加电场为离散阶梯分布时的演化,与图 6(b)作一比较。

图 7 给出了两束相位差为 $\pi/2$ 的高斯光束入射到四种不同系统中的相互作用情况,光束的半峰全宽约为 $10 \mu\text{m}$,中心间距约为 $32 \mu\text{m}$,相应的归一化间距 $\Delta s=0.8$ 。从图 7 中看出,两束相位差为 $\pi/2$ 的高斯光束的相互作用除了具有图 6 的特性外,能

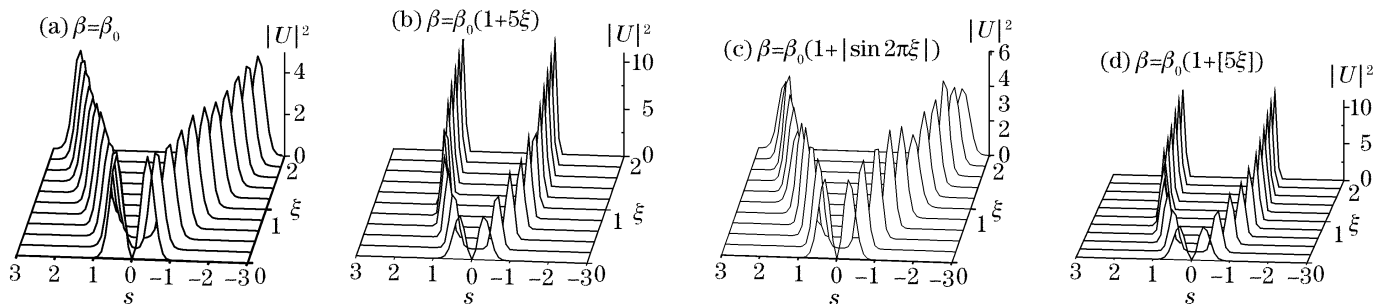


图 6 相对间距为 $\Delta s=0.6$ 的反相位高斯光束间的相互作用

Fig. 6 Interaction between a pair of anti-phase Gaussian beams with a separation $\Delta s=0.6$

量将会从一束光转移到另一束光中。通过调整外加电场的分布可以改变光束能量的转移量,外加电场越大转移的能量越少;调整两入射光束的相位差可

以改变能量转移的方向,当相位差 $0 < \phi < \pi$ 时能量向右转移,当相位差 $\pi < \phi < 2\pi$ 时能量向左转移。

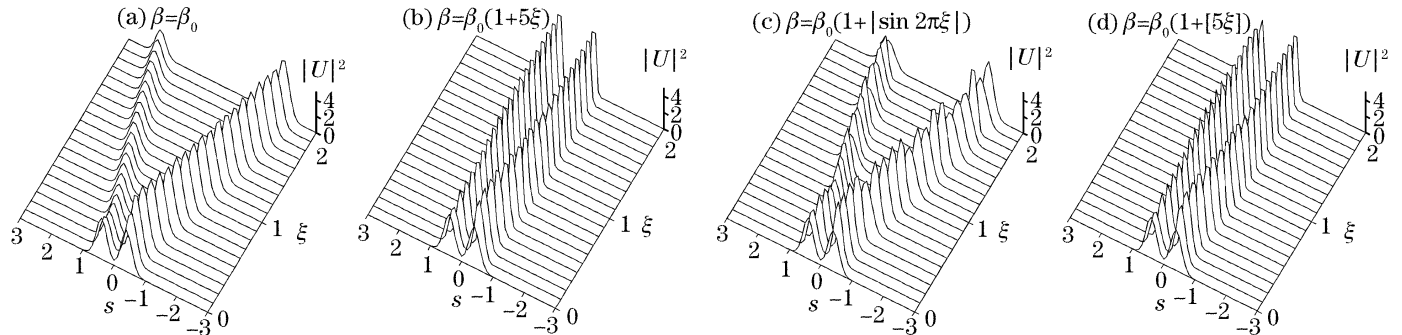


图 7 相对间距 $\Delta s=0.8$, 相位差为 $\pi/2$ 的高斯光束间的相互作用

Fig. 7 Interaction between a pair of Gaussian beams with $\pi/2$ phase difference and a separation $\Delta s=0.8$

综上所述,在外加空间调制电场的作用下,两束高斯光束发生相互作用会呈现出许多新的特性,通过调整外加电场的分布可以有效地控制光束在晶体中的传播。通过以上的研究还发现,线性单调增加的空间分布电场具有许多优秀的特性,但在工程实际中,这种电场分布很难实现,把空间分布为线性连续变化的外加电场参量 $\beta=\beta_0(1+p\xi)$ 变为离散阶梯分布的形式 $\beta=\beta_0+[p\xi]$, 式中 $[p\xi]$ 表示取整,通过研究发现两种情况的结果基本相同[如图 4(d), 图 5(d), 图 6(d), 图 7(d) 所示], 这就为工程实践提供了可能。

4 结 论

高斯光束入射到外加空间调制电场的光折变晶体中,其空间分布会受到外加电场的调制。对于给定的高斯光束,选择合适的电场分布初始值,适当地调整空间电场分布,可以有效地控制光束在晶体中的传播,形成各种形状的波导,比如说: X 形, Y 形, 以及冰糖葫芦形的波导;利用反相位光束的相互作用,可以通过调整外加电场控制光束的偏转;调整外加电场的分布可以让两束同相位的相干光在晶体中靠得更近而不发生融合;利用任意相位差高斯光束的相互作用,通过调整外加电场的分布可以控制光

束能量的转移量。

参 考 文 献

- 1 Bruno Crosignani, Mordechai Segev, Doruk Engin *et al.*. Self-trapping of optical beams in photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(3): 446~453
- 2 S. R. Singh, D. N. Christodoulides. Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **118**: 569~576
- 3 Ming-feng Shih, Patrick Leach, Mordechai Segev *et al.*. Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(5): 324~326
- 4 Galen C. Duree, Jr, John L. Shultz, Gergory J. Salamo *et al.*. Observation of self-trapping of an optical beams due to the photorefractive effect[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(4): 533~536
- 5 Mordechai Segev, George C. Valley, Bruno Crosignani *et al.*. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive matials with external applied field[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(24): 3211~3214
- 6 D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(9): 1628~1633
- 7 Zhang Duying, Liu Jingsong, Liang Changhong. Solitary evolution of Gauss beam in photorefractive crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(6): 647~651 (in Chinese)
张都应,刘劲松,梁昌洪. 高斯光束在光伏光折变晶体中的孤波演化[J]. *光学学报*, 2001, **21**(6): 647~651
- 8 Zhang Duying, Liu Jingsong, Liang Changhong. The match of Gaussian wave with one brightsoliton and their solitary evolution [J]. *J. Xidian University*, 2003, **30**(4): 497~501 (in Chinese)
张都应,刘劲松,梁昌洪. 高斯波与明孤波的匹配及其演化[J]. *西安电子科技大学学报*, 2003, **30**(4): 497~501