

# 空间相位调制对光伏孤子传播的影响<sup>\*</sup>

王红成 王晓生 余卫龙<sup>†</sup>

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2003 年 8 月 21 日收到, 2003 年 11 月 30 日收到修改稿)

利用空间相位调制技术控制高斯光束在光伏晶体中的传播. 数值分析结果表明, 适当地选择各调制参数, 可以使光束以类孤子的形式传播, 或使光束发生自偏转、分束、发散. 还进一步就中心光强、半高全宽的大小对相位调制的影响作了定性的分析.

关键词: 空间光学孤子, 空间相位调制, 光开关, 光偏转, 光分束

PACC: 4265S, 4265J

## 1. 引言

光学空间孤子是指光在传播过程中, 其衍射效应被自聚焦效应所抵消而产生的一种能量不扩散的传播状态. 由于光学空间孤子在全光开关、光波导等全光控制方面有着潜在的应用, 它在 1964 年 Chiao 等<sup>[1]</sup>所做的开创性工作之后引起人们广泛的研究兴趣<sup>[2-14]</sup>. 到目前为止, 空间孤子在全光控制尤其是光开关方面的研究也已非常广泛<sup>[15-17]</sup>. Garzia 和 Sibilina 等提出一种能增加光通信信道容量的相位调制技术, 这种技术也是基于空间孤子开关效应<sup>[18]</sup>. Shi 等<sup>[19]</sup>利用孤子碰撞后的空间位置移动制成一种新型全光开关. Tran 等<sup>[20]</sup>也报道过, 如果孤子对光束的半高全宽(FWHM)可以改变的话, 则孤子对的相互作用也能用作光分束器、光开关以及全光控制光束偏转. Liu 等<sup>[21]</sup>在光折变晶体组成的晶体组中形成新型孤子对, 发现可以通过一束光来控制另外一束光, 从而有潜在的光开关应用. Wang 等<sup>[22]</sup>在研究双色光光伏空间孤子的形成条件时也发现开关一束信号光可以控制另一束信号光孤子的形成, 从而形成光开关. Ryan 和 Agrawal<sup>[23]</sup>基于正弦空间相位调制技术, 将经过相位调制后的光束在克尔介质中传播, 他们用数值的方法模拟出空间相位调制如何改变光束在光克尔媒质中的传播路径, 并发现光束可

以在克尔媒质中发生自偏转. 但由于克尔型孤子存在内在的不稳定性<sup>[2]</sup>, 且需要很高的光功率, 因此不利于实际应用. 光折变空间孤子能在很低功率(微瓦量级<sup>[3]</sup>)下形成, 在应用上有其特殊的优点, 值得深入研究. 本文在文献<sup>[23]</sup>的基础上, 将空间相位调制技术应用到光伏媒质中, 用数值分析方法研究空间相位调制光束在光伏媒质中的演化过程. 数值模拟表明, 只要适当地选择空间相位调制深度、调制频率以及相移常数, 光束有可能类似于孤子在晶体中传播并发生自偏转, 其偏转角由调制相移常数决定. 另外, 如果能适当地选择调制频率, 就可以将光束在传播过程中平均地分成两束, 也能够控制光束是否以类孤子的形式传播, 从而在光开关和光分束器上有潜在的应用价值.

## 2. 理论分析

一般地, 光伏孤子的形成不需要外加电场, 但需要加上一束与信号光同方向传播、并相对于信号光是均匀的背景光. 而且信号光为 e 光, 它沿 x 方向偏振, 背景光为 o 光. 并为了计算的方便, 我们只考虑一维的情况<sup>[24]</sup>. 设光束沿 z 轴传播, 并只沿 x 方向衍射<sup>[13]</sup>. 在忽略由于介质吸收所造成的损耗, 并采用傍轴近似的情况下, 我们得到一束单色平面光的传播演化方程<sup>[24]</sup>

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10074082, 10374121)和广东省自然科学基金(批准号: 001192, 031567)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: stils02@zsu.edu.cn

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{ik}{n_b} (\Delta n) \Psi = 0, \quad (1)$$

式中,  $k = 2n_b \pi / \lambda$ ,  $n_b$  为低频折射率,  $\Psi$  为信号光波的慢变包络, 它与光强  $I_s$  的关系为  $|\Psi|^2 = I_s$ ,  $\Delta n = -0.5n^3 \gamma_{\text{eff}} E_{\text{sc}}$  为折射率在空间电荷场  $E_{\text{sc}}$  作用下的变化,  $\gamma_{\text{eff}}$  是有效电光系数.

再按照文献 [24] 的做法, 从描述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开始<sup>[25]</sup> 考虑背景光的光伏效应<sup>[26]</sup>、忽略扩散场效应<sup>[27]</sup> 并采取载流子小量近似以及空间电荷场慢变振幅近似, 我们得到无量纲化的空间电荷场,

$$E = \frac{r|u|^2 + 1}{|u|^2 + 1}, \quad (2)$$

式中,  $E = E_{\text{sc}}/E_p$ ,  $E_p = k_{\text{eff}}^e \gamma N_A / (q\mu)$  为空间电荷场常数,  $r = k_{\text{eff}}^e / k_{\text{eff}}^o$ ,  $|u|^2 = \frac{S_s I_s}{S_b I_b}$ , 显然,  $u(x, z)$  与  $\Psi$

$(x, z)$  的关系是  $\Psi(x, z) = u(x, z) \left( \frac{s_b I_b}{s_s} \right)^{1/2}$ . 这里,

$I_s$  和  $I_b$  分别是信号光和背景光的光强,  $s_s$  和  $s_b$  分别是晶体对信号光和背景光的吸收截面,  $-q$  为电子的电量,  $\mu$  为电子迁移率,  $N_A$  为补偿已电离施主的电荷受主密度,  $\gamma$  为复合率系数,  $k_{\text{eff}}^o$  和  $k_{\text{eff}}^e$  分别是晶体对信号光和背景光的有效 Glass 常数.

简化上面得到的式子, 可以得到无量纲化后的光伏晶体中光束的演化方程

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = i \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + b \frac{1 + r|u|^2}{1 + |u|^2} u \right), \quad (3)$$

式中,  $\zeta = z / (k x_0^2)$ ,  $\xi = x / x_0$ ,  $b = \frac{1}{2} k^2 x_0^2 n^2 \gamma_{\text{eff}} E_p \cdot x_0$  是任意的横向无量纲化常数.

我们假定输入光束是中心光强为  $I_0$  的相位调制高斯光束,

$$u(\xi, 0) = \sqrt{I_0} \exp(-\xi^2/1.8) \exp[i\phi(\xi)]. \quad (4)$$

设相位调制为正弦的, 即  $\phi(\xi)$  有如下的形式:

$$\phi(\xi) = \phi_0 \sin(2\pi p \xi + \delta). \quad (5)$$

这里,  $\phi_0$  是相位调制深度,  $p$  是空间调制频率,  $\delta$  是相移常数. 将 (3) 式代入 (2) 式, 并利用标准的贝塞尔函数将 (1) 式展开, 可以得到

$$u(\xi, 0) = \sqrt{I_0} \exp(-\xi^2/1.8) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(\phi_0) \times \exp[i m(2\pi p \xi + \delta)]. \quad (6)$$

显然, 这一调制技术使得入射光束分解为许多亚光束, 而每一亚光束的初始振幅都由调制深度  $\phi_0$

的大小决定, 其初始入射角度由贝塞尔函数的阶数决定. 事实上, 对于  $\phi_0 < 1$  的情况仅有  $m = 0$  和  $\pm 1$  的亚光束具有显异于零的光功率. 此时, 调制起不到明显的作用, 调制失效. 但如果  $\phi_0$  太大的话, 很高阶的亚光束都具有明显的光功率, 而高阶亚光束的入射角度较大, 此时傍轴近似不再适用. 我们在本文中, 选择调制深度为 2.405, 即零阶贝塞尔函数  $J_0(\phi_0)$  的第一个零点. 在这种条件下, 可以做到既不会将太多的光功率留在零阶亚光束上, 以至于无明显的调制作用, 也不会引起很高阶的亚光束都具有太多的光功率, 以至于 (1) 式超出其应用的范围. 另外, 调制频率  $p$  对空间光孤子的形成以及光束的控制也具有明显的作用. 从 (4) 式可以看到,  $p$  将决定着每一亚光束波矢的横向分量的大小. 对于太低的调制频率 ( $p \ll 1$ ), 可以得出

$$u(\xi, 0) \approx \sqrt{I_0} \exp(-\xi^2/1.8). \quad (7)$$

这样, 与不加调制不会有太大的区别, 从而同  $\phi_0 < 1$  的情况一样起不到调制的作用. 但是如果  $p$  值太大, 对于一般的非线性方程而言是难以做到形成孤子的条件. 因此, 针对不同中心光强的光束, 只要选择合适的  $p, \phi_0, \delta$ , 就能够很好地控制入射光束, 使之在某些特定的情况下以类孤子形式传播, 或者使得光束发生自偏转、分裂、发散.

### 3. 数值分析

本文选用 Cu:KNSBN<sup>[5,10,11]</sup> 作为光伏晶体, 用波长为  $\lambda = 488 \text{ nm}$  的 e 光作为信号光, 用波长同样为  $\lambda_b = 488 \text{ nm}$  的 o 光作为背景光. 对于 Cu:KNSBN, 上述两种波长的光具有下列参数:  $n^o = 2.33$ ,  $n^e = 2.25$ ,  $E_p = 20 \text{ kV/cm}$ ,  $s^e/s_b^o = 0.688$ ,  $r = k^e/k_b^o = 2.5$ <sup>[5,11]</sup>. 若将晶体的 c 轴沿 x 方向放置,  $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{33} = 200 \text{ pm/V}$ <sup>[5]</sup>. 我们选取无量纲化长度  $x_0 = 8.8 \mu\text{m}$ , 从而通过计算得到  $b = 13$ , 并且此相位调制高斯光束的 FWHM 为  $19.659 \mu\text{m}$ . 为了叙述的方便, 我们约定, 沿着光束的传播方向看去, 若光束中心向 x 轴的正方向移动, 则称之为向右发生偏转, 反之, 则认为光束向左偏转. 下面, 利用数值模拟的方法, 对方程 (3) (4) (5) 进行数值模拟, 得到在不同调制条件光束在晶体中的传播情况.

#### 3.1. 基于空间相位调制技术的光偏转

我们发现, 在其他调制参数选定的情况下 ( $\sqrt{I_0}$

$= 0.3, \phi_0 = 2.405, p = 0.1$ ), 只需改变  $\delta$  的值就可以控制光束的偏折. 图 1(a) 是  $\delta = 90^\circ$  时光束在光折变晶体中的传播情况. 经过空间相位调制的高斯光束进入晶体后, 自身会有少许压缩效应, 峰值增大, FWHM 有所减少, 但进入晶体传播一定距离以后, 基本上能稳定传播, 形成较为稳定的类似孤子传播. 图 1(b) 和 (c) 分别是  $\delta = 0^\circ$  和  $\delta = 180^\circ$  的情况. 在这两种情况下, 光束都能以类孤子形式传播, 只是在  $\delta = 0^\circ$  时光束在晶体中传播时向右发生偏转, 而在  $\delta = 180^\circ$  时, 光束则向左偏转. 事实上, 在  $0^\circ \leq \delta < 90^\circ$  时, 光束都会向右方偏转, 而在  $90^\circ < \delta \leq 180^\circ$  时, 光束又均能向右偏转, 偏转的角度由  $\delta$  值的大小决定,  $\delta$  偏离  $90^\circ$  越远, 则偏转的角度越大. 这意味着可以通过调节  $\delta$  值的大小来控制光束的偏转角度, 从而在光偏转器上有着潜在的应用.

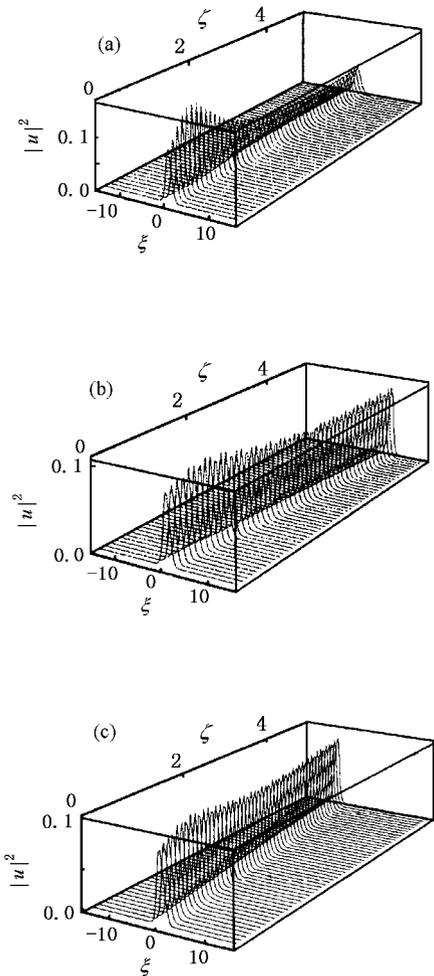


图 1 空间相位调制光束的光偏折情况 (a)  $\delta = 90^\circ$  (b)  $\delta = 0^\circ$ , (c)  $\delta = 180^\circ$ . 其他参数是  $\sqrt{I_0} = 0.3, \phi_0 = 2.405, p = 0.1$

### 3.2. 基于空间相位调制技术的光开关效应

如果取  $\sqrt{I_0} = 0.4, \phi_0 = 2.405, p = 0.2$ , 由于调制频率的加大, 亚光束发散的速度变快, 从而将出现不同于  $p = 0.1$  时的现象. 图 2(a) 和 (b) 分别是  $\delta = 0^\circ$  和  $\delta = 180^\circ$  时光束传播情况. 光束仍然能类似孤子传播, 并向左或向右产生自偏折, 与图 1(b) 和 (c) 的情况类似. 但是, 若取  $\delta = 90^\circ$  时, 光束进入晶体不久后发生分裂并立即发散, 经过不到 3 mm 晶体长度的传播后几乎完全发散. 实际上, 在  $\delta = 60^\circ$  和  $\delta = 120^\circ$  已基本出现这种开关效应. 对于其他中心光强的光束, 也有类似的结果. 但值得注意的是, 中心光强越大时, 为了更好地出现光开关效应, 应适当减小调制频率  $p$  的值, 反之则应增大  $p$  的值. 因此, 只需选定其他相位调制参数, 就可以通过调节  $\delta$  来做光开关.

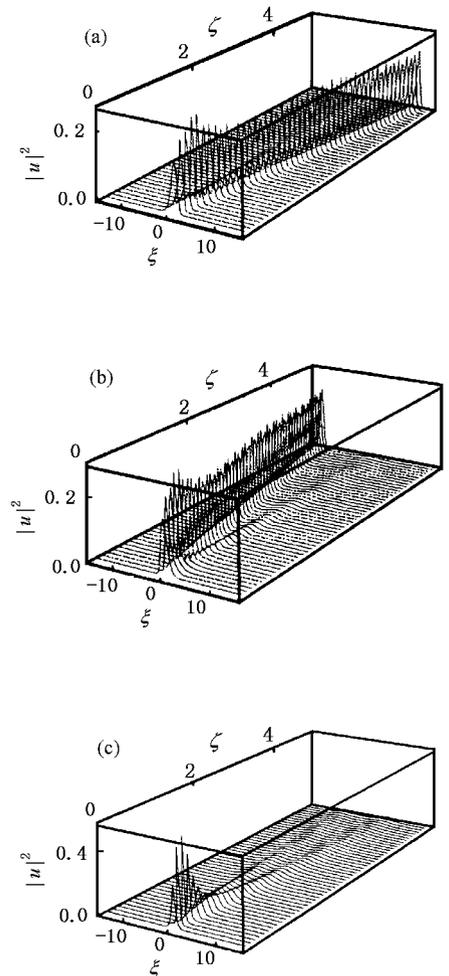


图 2 光折变媒质中空间相位调制光束的开关效应 (a)  $\delta = 0^\circ$  (b)  $\delta = 180^\circ$  (c)  $\delta = 90^\circ$ . 其他参数是  $\sqrt{I_0} = 0.4, \phi_0 = 2.405, p = 0.2$

### 3.3. 基于空间相位调制技术的光分束效应

图 3(a) 是  $\sqrt{I_0} = 0.5$ ,  $\phi_0 = 2.405$ ,  $p = 0.25$ ,  $\delta = 90^\circ$  时空间相位调制光束在光折变晶体中的传播情况. 可以很清楚地看到, 光束进入晶体后由于亚光束的碰撞, 分为两束光束并各自类似孤子传播, 而且它们的能量几乎相等. 图 3(b) 是  $\sqrt{I_0} = 1$ , 而各相位调制参数和图 3(a) 相同时, 光束在晶体中的传播情况. 可以得到与图 3(a) 类似的结果. 和上述光开关效应分析一样, 为了更好地出现光分束效应, 如果光强越大, 则应适当减小调制频率  $p$  的值, 反之则需适当地增大  $p$  的值. 因此, 可以利用这一效应做成新型的光分束器. 在其他光强条件下, 只需适当改变  $p$  的值, 也能够得到类似的效果.

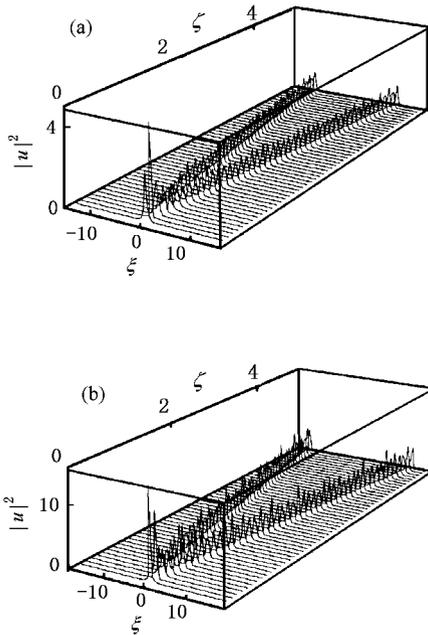


图 3 基于相位调制技术的光分束效应 (a)  $\sqrt{I_0} = 1$ ,  $p = 0.25$  (b)  $\sqrt{I_0} = 2$ ,  $p = 0.32$ . 其他参数是  $\phi_0 = 2.405$ ,  $\delta = 90^\circ$

### 3.4. 光束 FWHM 对调制的影响

在 (4) 式中, 无量纲化 FWHM 的大小是与无量纲化长度直接相关的. 如果无量纲化长度越大, 相应的无量纲化 FWHM 就越小. 然而从 (6) 式可以看到, 无量纲化长度又是与调制频率相关的. 如果无量纲化长度很大, 则相应的调制频率应适当减小, 才能得到类似的结果. 在取定无量纲化长度时, 调制频率并

不是与无量纲化的 FWHM 简单地成反比关系, 这是因为改变无量纲长度的同时, 也改变了非线性方程 (3) 中  $b$  的值. 若仍选取无量纲化常数  $x_0 = 8.8 \mu\text{m}$ , 但光束的 FWHM 为原来的 2 倍, 即经相位调制后光束可以用下面的表达式来描述:

$$u(\xi, 0) = \sqrt{I_0} \exp(-\xi^2/7.2) \times \exp[i\phi_0 \sin(2\pi p\xi + \delta)].$$

这时, 如果仍需要得到前面相似的效果, 应适当地减小调制频率  $p$  的值. 例如, 如图 4 所示, 只要选择调制参数为  $\sqrt{I_0} = 2$ ,  $p = 0.22$ ,  $\phi_0 = 2.405$ ,  $\delta = 90^\circ$ , 就可以得到和图 3(b) 类似的效果.

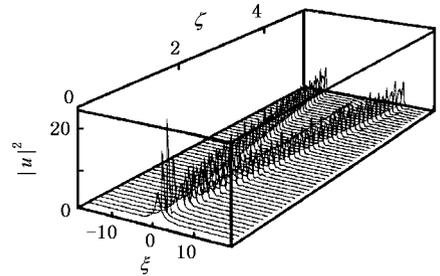


图 4 FWHM 对空间相位调制的影响. 各调制参数是  $\sqrt{I_0} = 2$ ,  $p = 0.22$ ,  $\phi_0 = 2.405$ ,  $\delta = 90^\circ$

## 4. 总 结

将高斯光束进行正弦形式的空间相位调制, 然后让光束在光折变媒质中传播. 计算和分析表明, 在光折变媒质中, 可以通过对高斯光束进行正弦空间相位调制来控制光的传播行为. 如果能适当地选择空间相位调制深度、调制频率以及相移常数, 光束是有可能类似孤子一样在晶体中传播并发生自偏转的, 并且其偏转角的大小由调制相移常数来决定. 相移常数越大, 偏转的角度也就越大, 反之偏转角度越小. 另外, 在选定其他参数的情况下, 也可以适当地改变调制频率, 控制信号光孤子的形成, 或使之发生分裂, 形成一种新型的光开关效应和光分束效应. 本文还就 FWHM 对空间相位调制的影响作了定性的讨论. 分析表明, 如果 FWHM 较宽, 要得到类似的结果, 则需适当减小调制频率  $p$  的值, 反之, 则需增大  $p$  的值.

- [ 1 ] Chiao R Y , Gamire E , Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [ 2 ] Bespalov V I , Talanov V I 1966 *Sov. Phys. JETP Lett.* **3** 307
- [ 3 ] Duree G , Morin M , Salama G *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [ 4 ] Shih M , Leach P , Segev M *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [ 5 ] She W L , Lee K K , Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [ 6 ] Segev M , Crosignani B , Yariv A *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [ 7 ] Lu Y , Liu S M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1300 ( in Chinese ) [ 陆猗、刘思敏 2002 物理学报 **51** 1300 ]
- [ 8 ] Hou C F , Yuan B H , Sun X D *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 ( in Chinese ) [ 侯春风、袁保红、孙秀冬等 2000 物理学报 **49** 1969 ]
- [ 9 ] Liu J S , Zhang D Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 ( in Chinese ) [ 刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880 ]
- [ 10 ] She W L , Lee K K , Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [ 11 ] She W L , Lee W K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 ( in Chinese ) [ 余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886 ]
- [ 12 ] Segev M , Valley G C , Crosignani B *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [ 13 ] Hou C F , Li B , Sun X D *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10** 310
- [ 14 ] Lu K Q , Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 ( in Chinese ) [ 卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070 ]
- [ 15 ] Silberberg Y , Sfez B G 1988 *Opt. Lett.* **13** 1132
- [ 16 ] Mamaev A V , Saffman M , Zozulya A A 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 2079
- [ 17 ] Petter J , Weinhau C , Denz C *et al* 1999 *Opt. Commun.* **170** 291
- [ 18 ] Garzia F , Sibilia C 2001 *IEEE. J. Light. Tech.* **19** 1036
- [ 19 ] Shi T T , Chi S 1990 *Opt. Lett.* **15** 1123
- [ 20 ] Tran H T , Sammut R A , Samir W 1994 *Electron. Lett.* **30** 1080
- [ 21 ] Liu J S , Hao Z H 2003 *Phys. Lett. A* **309** 44
- [ 22 ] Wang X S , She W L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 595 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2003 物理学报 **52** 595 ]
- [ 23 ] Ryan A T , Agrawal G P 1993 *Opt. Lett.* **18** 1795
- [ 24 ] Wang X S , She W L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2001 物理学报 **50** 496 ]
- [ 25 ] Kukhtarev N V 1979 *Ferroelectrics* **22** 949
- [ 26 ] Wang X S , She W L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2166 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2001 物理学报 **50** 2166 ]
- [ 27 ] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095

## Effect of spatial phase modulation on propagation of photovoltaic spatial solitons<sup>\*</sup>

Wang Hong-Cheng Wang Xiao-Sheng She Wei-Long<sup>†</sup>

( State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Zhongshan University , Guangzhou 510275 , China )

( Received 21 August 2003 ; revised manuscript received 30 November 2003 )

### Abstract

Based on the technology of spatial phase modulation , a simple scheme to steer optical Gaussian beams in photovoltaic media is presented. Numerical simulations show that we can realize the self-deflection , soliton-like propagation , divergence and splitting of Gaussian beams in photovoltaic media. The relationship between the intensity profile of the incident beam and the modulation parameters is also discussed.

**Keywords** : soliton , phase modulation , optical switching , optical deflection , beam-splitting

**PACC** : 4265S , 4265J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10074082 , 10374121 ) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China ( Grant Nos. 001192 , 031567 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : stils02@zsu.edu.cn