

无偏压的串联光折变晶体回路中高斯光束传播特性调节*

郝中华¹⁾ 刘劲松^{2)†}

¹⁾ 西安电子科技大学技术物理系, 西安 710071)

²⁾ 华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2002 年 3 月 18 日收到, 2002 年 5 月 13 日收到修改稿)

根据串联光折变晶体回路中独立空间孤子对理论, 研究了明暗孤子对之间的相互依赖特性. 假设一束暗孤子波和一束高斯光束分别入射到回路中两块晶体上, 利用数值计算方法讨论了改变其中暗孤子光束的强度对高斯光束在另外一个晶体中传播特性的影响. 结果表明, 调节暗孤子的强度能够影响高斯光束的传播特性, 可以决定高斯光束在晶体中是否能够演化为稳定传播的明孤子波.

关键词: 非线性光学, 光折变效应, 光折变空间孤子对, 高斯光束

PACC: 4265J, 4265S

1. 引 言

20 世纪 90 年代, 人们对光折变空间光孤子的研究表现出了极大的兴趣. 目前从理论上证明存在三种稳态光折变空间孤子: 屏蔽孤子、光伏孤子以及屏蔽光伏孤子. 与此同时, 关于孤子对、孤子的相干与非相干耦合以及高斯光束孤波演化等问题也得到了广泛的研究^[1-11]. 但是所有这些都是局限在一块光折变晶体中研究孤子光束之间的相互作用或者演化特性的, 从未涉及两块串联光折变晶体回路中的相应问题. 最近, 刘劲松等^[12, 13]提出了在串联光折变晶体回路中存在空间上独立的空间孤子对, 即两束光分别入射到两块串联着的光折变晶体上, 在一定条件下, 入射光束能够保持形状不变在各自晶体中传播, 且两束光不是相互独立的, 具有一定的相互依赖特性, 这种依赖性因这两光束所属的类型而异^[13].

单块晶体中高斯光束的演化问题已经得到了较多的理论研究^[10, 11], 在合适的条件下, 入射的高斯光束可以演化为明孤波, 改变外界条件或者晶体本身条件可以影响高斯光束在晶体中的传播特性. 在提出串联晶体回路中独立空间孤子对理论以及研究了

两孤子之间作用之后, 我们自然会想到如果其中一束入射的光为高斯光束, 那么另外一束光的改变是否影响高斯光束的演化? 高斯光束演化特性是否还与在单块晶体中类似? 基于这些问题, 本文从独立空间孤子对基本理论出发, 先讨论了回路中明暗孤子对之间的相互影响, 然后用高斯光束代替明暗孤子对中的明孤波, 研究了暗孤子强度改变对高斯光束在晶体中传播特性的影响, 从理论上给出了调节高斯光束在晶体中演化特性的一种新的方法. 本文仅对一维的光束进行了理论计算.

2. 基本理论

如图 1 所示, 串联光折变晶体回路由两块光折变晶体通过电极引线串联而组成. 电极镀在法线与晶体 c 轴相平行的晶体表面. 两块晶体中, 至少有一块是光伏光折变晶体^[12]. 两束 x 方向极化, 并只在 x 方向(与 c 轴相平行)衍射的一维类孤子激光束 I_0 和 \hat{I}_0 分别入射到两块晶体上, 并沿 z 方向在晶体中传播. 其中 P 和 \hat{P} 分别表示两块晶体, c 和 \hat{c} 表示晶体光轴.

设晶体 $P(\hat{P})$ 沿 x 方向的厚度即两电极间距和面积分别为 $w(\hat{w})$ 和 $S(\hat{S})$, 对于单块晶体 $P(\hat{P})$,

* 国家自然科学基金(批准号: 10174025)资助的课题.

† 通讯联系人.

光波在晶体中传播时,满足如下傍轴方程^[6]:

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

式中 ϕ 为光波的电场分量 E 的慢变化包络,满足关系 $E = x\phi(x, z)\exp(ikz)$, $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$,

$k = k_0 n_e$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为光波在自由空间的波长, 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.

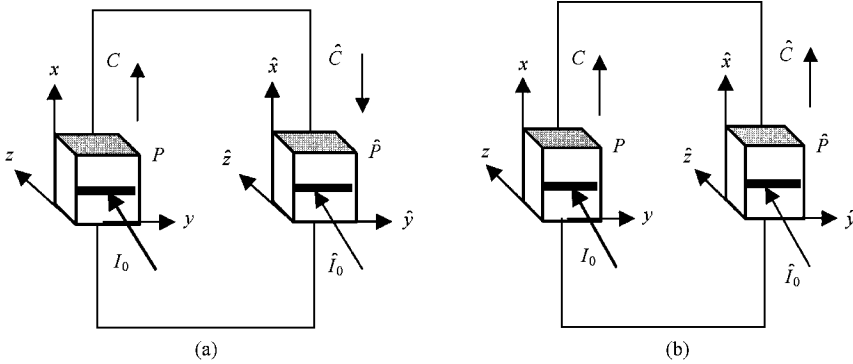


图 1 串联光折变晶体回路结构示意图 (a)为两个晶体的 c 轴都为右手螺旋方向,用 $\uparrow\uparrow$ 表示; (b)为一个晶体的 c 轴为右手螺旋方向,另一个晶体的 c 轴为左手螺旋方向,用 $\uparrow\downarrow$ 表示

我们利用文献 [3] 中相似的近似和简化方法,根据光折变效应动力学方程,泊松方程和电流连续性方程,在光束的空间展宽 Δx ($\Delta \hat{x}$) 远远小于晶体在 x (\hat{x}) 方向的宽度 W (\hat{W}) 的条件下,即 $\Delta x \ll W$ ($\Delta \hat{x} \ll \hat{W}$),可以求出晶体 P (\hat{P}) 中产生的空间电荷场 E_{sc} 和 \hat{E}_{sc} ^[12],

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

$$\hat{E}_{\text{sc}} = \hat{E}_0 \frac{\hat{I}_\infty + \hat{I}_d}{\hat{I} + \hat{I}_d} + \hat{E}_p \frac{\hat{I}_\infty - \hat{I}}{\hat{I} + \hat{I}_d} - \frac{k_B \hat{T}}{e} \frac{1}{\hat{I} + \hat{I}_d} \frac{\partial \hat{I}}{\partial \hat{x}}, \quad (3)$$

式中 $I_\infty = I(x \rightarrow \pm \infty, z)$, I_d 为晶体 P 的暗辐射光强, $E_p = k_p \gamma_r N_a / e \mu$ 为晶体光伏场常量, k_p 为光伏常量, s_i 为光电离截面, γ_r 为载流子复合速率, μ 为电子迁移率, e 为基本电荷, N_a 为施主密度;晶体 \hat{P} 的相应参量用对应的各变量上加帽子符号 $\hat{\cdot}$ 表示. 对于图 1 所示两种情况以及两晶体中形成孤子的类型不同,回路中的孤子对类型也各不相同. 当两入射光在两晶体中均形成明孤子波,则称回路中形成了明-明孤子对;若一个晶体中形成明孤子,一个晶体中形成暗孤子,则为明-暗孤子对;若两晶体中均形成暗孤子,则在晶体回路中会形成暗-暗孤子对. 针对上述不同情况,得出 E_0 和 \hat{E}_0 的表达式见表 ^[13].

表 1 不同回路结构、不同孤子对类型对应的 E_0 和 \hat{E}_0 表达式

	回路结构 $\uparrow\uparrow$	回路结构 $\uparrow\downarrow$
明-明	$E_0 = \hat{E}_0 = 0$	$E_0 = \hat{E}_0 = 0$
明-暗	$E_0 = g\hat{E}_p, \hat{E}_0 = -\hat{\Gamma}\hat{E}_p$	$E_0 = -g\hat{E}_p, \hat{E}_0 = -\hat{\Gamma}\hat{E}_p$
暗-暗	$E_0 = g\hat{E}_p - \Gamma E_p, \hat{E}_0 = gE_p - \hat{\Gamma}\hat{E}_p$	$E_0 = -g\hat{E}_p - \Gamma E_p, \hat{E}_0 = -gE_p - \hat{\Gamma}\hat{E}_p$

$$g = \frac{\delta \hat{I}_\infty \hat{W} \Phi}{W}, \Phi = 1 / [\delta(I_\infty + I_d) + \hat{\delta}(\hat{I}_\infty + \hat{I}_d)], \Gamma = \delta I_\infty \Phi, \hat{\Gamma} = \delta \hat{I}_\infty \Phi, g = \delta I_\infty W \Phi / \hat{W},$$

$$\delta = S_1 s_i (N_d - N_a) \chi, \hat{\delta} = \hat{S}_1 \hat{s}_i (\hat{N}_d - \hat{N}_a) \chi, \hat{\chi} = \hat{\gamma}_r \hat{N}_a \hat{W}$$

采用下列无量纲变量简化方程将(2)式代入(1)式, $\xi = z\mathcal{K}(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 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 在 P 中传播时满足如下动态演化方程:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \beta(\rho + 1)\frac{U}{1+|U|^2} - \alpha\frac{(\rho - |U|^2)U}{1+|U|^2} + \gamma\frac{(|U|^2)_s U}{1+|U|^2} = 0, \quad (4)$$

式中 $\rho = I_\infty/I_d$, $\beta = \sigma E_0$, $\alpha = \sigma E_p$, $\gamma = \sigma k_B T\mathcal{K}(x_0 e)$, $\sigma = (k_0 x_0)\mathcal{Y}(n_e^4 r_{33}/2)$. 同理可以得出另外一束光波归一化包络 \hat{U} 在晶体 \hat{P} 中的动态演化方程

$$i\hat{U}_\xi + \frac{1}{2}\hat{U}_{ss} - \hat{\beta}(\hat{\rho} + 1)\frac{\hat{U}}{1+|\hat{U}|^2} - \hat{\alpha}\frac{(\hat{\rho} - |\hat{U}|^2)\hat{U}}{1+|\hat{U}|^2} + \hat{\gamma}\frac{(|\hat{U}|^2)_s \hat{U}}{1+|\hat{U}|^2} = 0, \quad (5)$$

式中 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d$, $\hat{\beta} = \hat{\sigma}\hat{E}_0$, $\hat{\alpha} = \hat{\sigma}\hat{E}_p$, $\hat{\gamma} = \hat{\sigma}k_B \hat{T}\mathcal{K}(\hat{x}_0 e)$, $\hat{\sigma} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)\mathcal{Y}(\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2)$.

从形式上看(4)和(5)式相同, 两束孤子光束 U 和 \hat{U} 分别与两块晶体各自的参量有关, 但由于参量 β , $\hat{\beta}$ 的大小分别由 E , \hat{E}_0 决定, 由表 1 看出 E_0 , \hat{E}_0 之间通过 g , \hat{g} 和 $\hat{\Gamma}$, Γ 相互联系. 因此可以知 U 和 \hat{U} 不是独立存在于两个晶体中的, 两者之间可以相互影响. 对于明-暗孤子对, 在给定晶体参量下, 明孤子耦合系数 g 的大小取决于暗孤波在 ∞ 处的强度即最大强度值 \hat{I}_∞ , 因此暗孤子入射强度改变将会影响到明孤子的传播特性.

3. 明暗孤子对包络

这里我们假设在晶体 P 中形成明孤子, \hat{P} 中形成暗孤子. 对于明孤子而言, $I_\infty = 0$, 因此 $\rho = I_\infty/I_d = 0$. 从表 1 中得出若回路结构为 $\uparrow\uparrow$ 则 $\hat{g} = 0$, $\Gamma = 0$, $E_0 = g\hat{E}_p$ 以及 $\hat{E}_0 = -\hat{\Gamma}\hat{E}_p$; 若回路为 $\uparrow\downarrow$, 则 $E_0 = -g\hat{E}_p$, $\hat{E}_0 = -\hat{\Gamma}\hat{E}_p$. 由(4)式可知明孤子传播方程为

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \beta\frac{U}{1+|U|^2} + \alpha\frac{|U|^2 U}{1+|U|^2} + \gamma\frac{(|U|^2)_s U}{1+|U|^2} = 0. \quad (6)$$

我们采用与文献[3]中相同的方法, 忽略扩散项影响, 令 $U = r^{1/2}y(s)\exp(i\nu\xi)$, 其中 $r = I_0/I_d = \mathcal{K}(0, 0)/I_d$, $y(s)$ 为归一化明孤子场强包络. 利用明孤子解的边界条件: $y(0) = 1$, $y'(0) = 0$ 和 $y(s \rightarrow \pm\infty) =$

0, 可以得出明孤子数值积分形式

$$(2G)^{1/2} s = \pm \int_{y(s)}^1 \frac{r^{1/2} d\tilde{y}}{[\ln(1+r\tilde{y}^2) - \tilde{y}^2 \ln(1+r)]^{1/2}}, \quad (7)$$

式中对于回路 $\uparrow\uparrow$ $G = \sigma(g\hat{E}_p + E_p)$, 对于 $\uparrow\downarrow$, $G = \sigma(-g\hat{E}_p + E_p)$.

同理, 对于暗孤子, 令 $\hat{U} = \hat{\rho}^{1/2}\hat{y}(s)\exp(i\hat{\nu}\xi)$, $\hat{y}(s)$ 为归一化暗孤子场强包络, 利用暗孤子的边界条件 $\hat{y}(0) = 0$, $\hat{y}'(0) = 1$ 以及 $\hat{y}(s \rightarrow \pm\infty) = 1$ 可以得出晶体 \hat{P} 中形成的暗孤子数值积分解

$$(-2\hat{G})^{1/2} s = \pm \int_{\hat{y}(s)}^0 \frac{d\tilde{y}}{[(\tilde{y}^2 - 1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln(\frac{1+\hat{\rho}\tilde{y}^2}{1+\hat{\rho}})]^{1/2}}, \quad (8)$$

式中 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d$, $\hat{G} = \hat{\alpha}(1+\hat{\Gamma})\hat{E}_p$.

由上两式看出, 当 $G > 0$ 以及 $\hat{G} < 0$ 时, 在晶体回路中就能够形成独立的空间明-暗孤子对, 且明暗孤子包络随 G 和 \hat{G} 的不同取值而发生变化, 选择晶体合适参量, 就可以计算出两个孤子的强度包络. 由 G 和 \hat{G} 的表达式并且利用表 1, 我们可以知道明-暗孤子对中暗孤子的入射强度可以影响明孤子的特

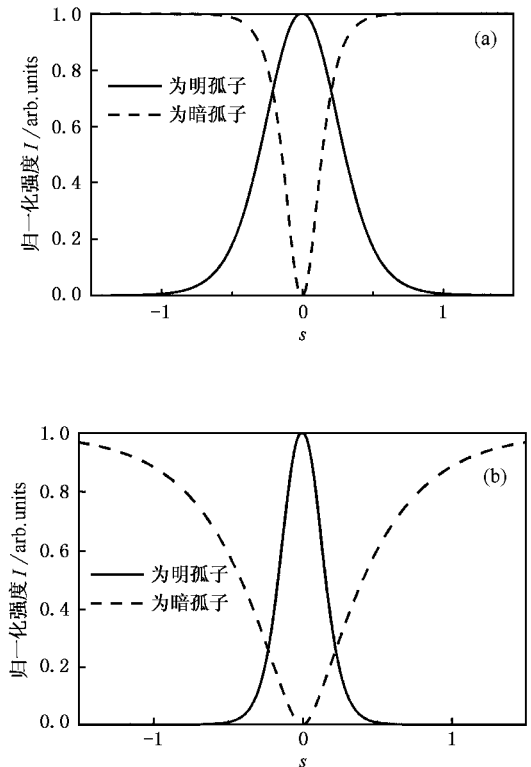


图 2 晶体回路中支持的明暗孤子对归一化强度包络 (a) 为 $r=1, \hat{\rho}=1$ (b) 为 $r=1, \hat{\rho}=100$

性,而明孤子却无法影响暗孤子的特性.

本文以 $\uparrow \downarrow$ 型晶体回路(图 1(b))为例.由 $G = \alpha(-g\hat{E}_p + E_p) > 0, \hat{G} = \hat{\sigma}(1 - \hat{\Gamma})\hat{E}_p < 0$ 可得 $\hat{E}_p < 0, E_p < g|\hat{E}_p|$.本文中用两块 LiNbO_3 晶体通过导线串联起来组成回路,两块晶体分别为 P 和 \hat{P} ,晶体参量为 $\delta = \hat{\delta}, W = \hat{W}, I_d = \hat{I}_d, n_e = \hat{n}_e = 2.2, \gamma_{33} = \hat{\gamma}_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}, E_p = -10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}, \hat{E}_p = -10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$,令入射光波 $r = I_0/\hat{I}_d = 1, \rho = I_\infty/\hat{I}_d = 0, \hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d = 1$.取 $\lambda_0 = \hat{\lambda} = 0.5 \mu\text{m}, x_0 = \hat{x}_0 = 40 \mu\text{m}$.由上述参量可得到 $\sigma = \hat{\sigma} = 8.88 \times 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$.由 $I_\infty = 0, \hat{I}_\infty \neq 0$,可得 $g = \hat{\Gamma} = 1/3, \hat{g} = \Gamma = 0, G = 20.7, \hat{G} = -59.2$.数值求解(7)和(8)两式可以得到该参量下晶体回路中支持的明暗孤子对归一化强度包络,如图 2(a)所示.

4. 演化调节

下面研究一下暗孤子对明孤子的影响.我们保持晶体 P 的条件参量以及入射光明孤光波 I_0 不变,改变晶体 \hat{P} 入射暗孤波的大小,如调节暗孤子入射光强 $\hat{I}_\infty = 100\hat{I}_d$,使其他参量均保持上述数值不变,数值求解(7)和(8)两式,得出明暗孤子对包络如图 2(b)所示.由图 2(b)看出,在晶体回路中形成的明暗孤子对中不仅暗孤子的包络发生变化,明孤子波的包络也发生了变化,这表明改变暗孤波强度,的确能影响明孤波的特性.

实际中经常用激光器输出的基模高斯光束作为类明孤子光束入射到晶体上来研究孤波的形成以及演化^[4,5].因此本文就以一束高斯光束代替孤子对中的明孤波入射到晶体中,高斯光束场强分布表示为 $U = \sqrt{r} \exp(-s^2/\sigma^2)$,我们知道如果高斯光束和其入射到的晶体相匹配,则此光束可在晶体中稳定传播,反之若不与晶体匹配时候,就不能稳定传播,而是其强度包络在晶体中传播方向上呈现振荡起伏现象或者迅速发散^[10,11].而这种高斯光束与晶体的相互匹配特性又可以通过调节光束本身或者外界条件来实现.因此本文中将高斯光束作为回路中一个类明孤子光束入射到其中一个晶体上,通过控制回路中另外一束暗孤波的大小达到调节高斯光束与晶体相匹配的目的,从而使其在晶体中可以稳定传播.

我们将一束暗孤波入射到晶体 \hat{P} 上,一束高斯光束入射到晶体 P 上.令高斯光束 $r = 1, \sigma = 0.4$,暗孤子波强度幅值为 $\hat{\rho} = 1$,晶体各种参量与前面保持

相同,将高斯光束场强分布作为初始条件,数值求解(4)式,可以解出高斯光束 $U = \sqrt{I} \exp(-s^2/0.4^2)$ 在晶体内不同截面处的光强分布.

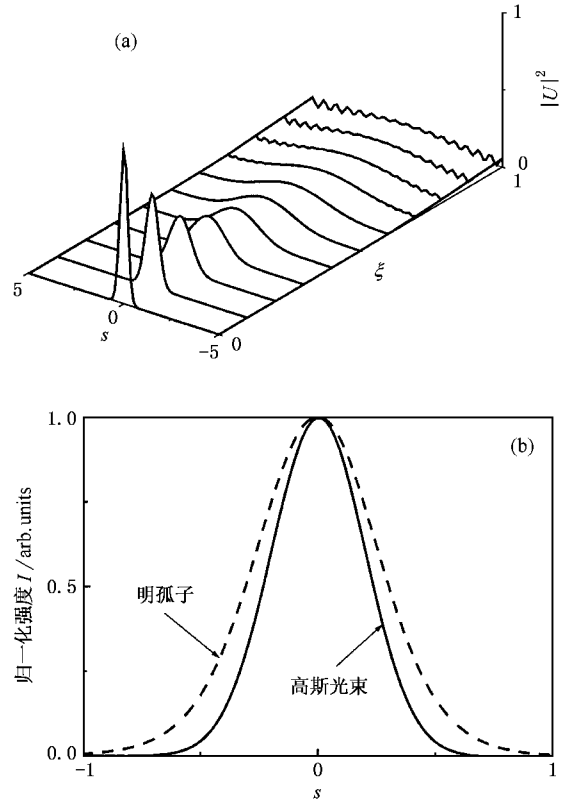


图 3 (a)为 $\rho = 1$ 时,高斯光束在晶体 P 中的动态演化图;(b)为该高斯光束和 $r = 1, \hat{\rho} = 1, E_p = -10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}, \hat{E}_p = -10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ 时晶体 P 支持的空间明孤子包络对比图

由图 3 看出,高斯光束与同样参量下晶体支持的明孤子包络差别较大,我们称高斯光束不与该参量下的晶体匹配^[11],因此在晶体 P 中不能稳定传播,而是在传播很短距离后迅速发散.这在有些实际工程中,是极为不利的.我们采取改变暗孤子波强度方法来调节高斯光束的演化特性.

保持入射高斯光束和晶体的各种参量不变,只调节入射暗孤子波的峰值强度大小 $\hat{\rho}$ 而保持其归一化强度包络不变,由前面理论公式知 G 和 \hat{G} 因此发生变化,导致晶体 P 所支持的空间明孤子归一化包络发生改变.当 $\hat{\rho} = 2.2$ 时,由图 4(b)看出,晶体支持的明孤子包络与高斯光束的包络形状几乎相同,我们称此时高斯光束与晶体 P 匹配,可以在晶体中稳定传播如图 4(a)所示.

进一步调节暗孤子强度峰值大小 $\hat{\rho} = 3$,由图 5(b)可以看到此时晶体支持的明孤子包络与入射高

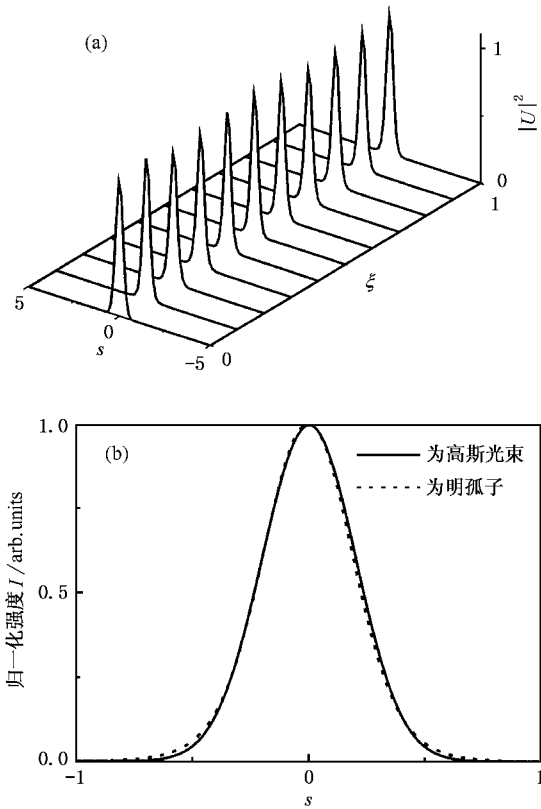


图 4 (a)为 $\rho = 2.2$ 时, 高斯光束在晶体中的传播特性 (b)为高斯光束和 $r = 1, \hat{\rho} = 2.2, E_p = -10^5 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}, \hat{E}_p = -10^6 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 参量下晶体支持的空间明孤子包络对比图

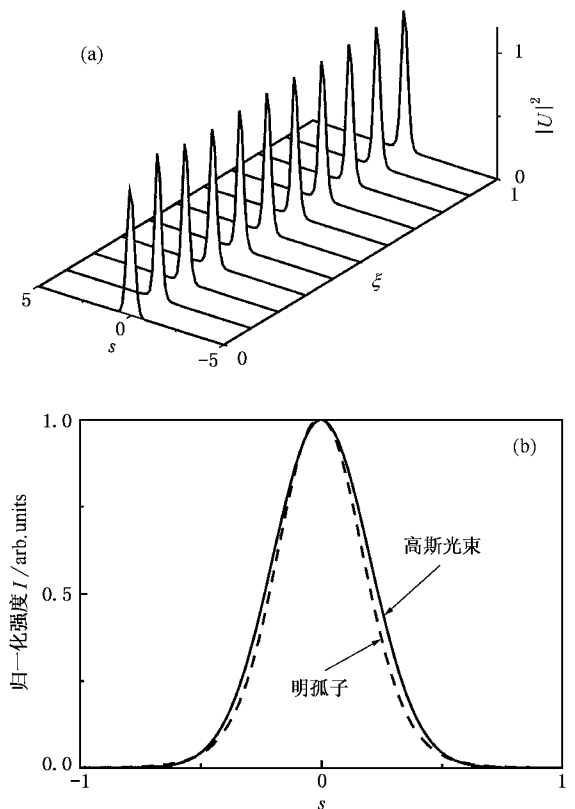


图 5 (a)为 $\rho = 3$ 时, 高斯光束在晶体中传播特性; (b)为高斯光束和 $r = 1, \hat{\rho} = 3, E_p = -10^5 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}, \hat{E}_p = -10^6 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 参量下晶体支持的空间明孤子包络对比图

斯光束有了差别, 由于差别较小, 高斯光束在晶体中传播短距离后, 仍能演化为稳定传播的明孤波。

如果保持其他各项条件不变, 继续增大暗孤子强度幅值, 可以看出, 此时高斯光束与晶体不匹配, 不能在晶体中稳定传播。

综合上述演化计算可以得出, 在串联光折变晶体回路中, 调节其中一束暗孤子光束的强度能够改变传播于另外一个晶体中的高斯光束的演化特性, 使得高斯光束与其所在晶体的匹配状态发生变化。其物理本质是入射暗孤子光强的改变, 导致其所在晶体的内建空间电荷场大小发生变化, 这样两块晶体间的串联导线中就有光电流流过, 使得高斯光束所在晶体的电场发生变化, 从而改变了晶体本身支持的明孤子波, 再根据单块晶体中高斯光束的孤波演化特性^[10], 便可以知道高斯光束在该晶体中的传播特性也会发生变化。通过调节一个晶体上的入射光束来改变另外一个晶体中传播光束的特性, 这种方法在光控光开关或者光耦合器等光学器件上有潜在的应用价值。

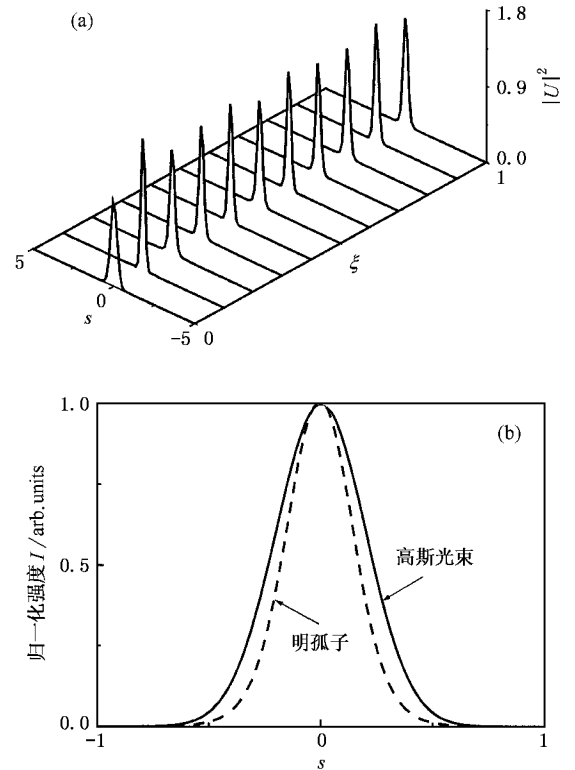


图 6 (a)为 $\rho = 10$ 时, 高斯光束在晶体中传播特性; (b)为高斯光束和 $r = 1, \hat{\rho} = 10, E_p = -10^5 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}, \hat{E}_p = -10^6 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 参量下晶体支持的空间明孤子包络对比图

- [1] Hou C F Li S Q , Li B and Sun X D 2001 *Progress in Physics* **21** 237 (in Chinese) [侯春风、李师群、李 斌、孙秀冬 2001 物理学进展 **21** 237]
- [2] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037
- [3] Christodoulides D N , Singh S R and Carvalho M I 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [4] Duree G C Jr *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [5] Shih M F *et al* 1995 *Electronics Lett.* **31** 3095
- [6] Liu J S and Zhang D Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 (in Chinese) [刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880]
- [7] Liu J S and Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [8] Liu J S and Hao Z H 2001 *Phys. Lett. A* **285** 377
- [9] Liu J S and Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [10] Hao Z H and Liu J S 2001 *J. Shenzhen University (Science and Engineering)*, **18** 15 (in Chinese) [郝中华、刘劲松 2001 深圳大学学报(理工版) **18** 15]
- [11] Zhang D Y *et al* 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 647 (in Chinese) [张都应等 2001 光学学报 **21** 647]
- [12] Liu J S 2001 *Chin. Laser (Supplement)* **5** (in Chinese) [刘劲松 2001 中国激光(增刊) **5**]
- [13] Liu J S and Hao Z H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066601

Modulation on dynamical evolution of Gaussian beam in an unbiased serial photorefractive crystal circuit *

Hao Zhong-Hua¹⁾ Liu Jin-Song²⁾

¹⁾ (Institute of Technical Physics , Xidian University , Xi ' an 710071 , China)

²⁾ (State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

(Received 18 March 2002 ; revised manuscript received 13 May 2002)

Abstract

Based on the theory of one-dimensional separate spatial soliton pair formed in an unbiased serial photorefractive(PR) crystal circuit consisting of two PR crystals connected by electrodes , the mutual dependences of the two solitons are investigated . When a dark soliton beam and a Gaussian beam are incident on the two PR crystals , respectively , the effects of changing the peak intensity of the dark soliton on the propagating property of the Gaussian beam are discussed by numerical calculations . The result shows that the dynamical evolution of Gaussian beam in one crystal can be modulated by changing the intensity of the dark soliton in the other in the circuit . By this way one can determine whether the Gaussian beam could evolve into a solitary wave or not .

Keywords : nonlinear optics , photorefractive effects , spatial soliton pairs , Gaussian beam

PACC : 4265J , 4265S

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174025).