

基于运动光栅光折变双光束耦合的刚性全息明孤子的动态演化^{*}

刘劲松[†] 杜泽明

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2004 年 7 月 12 日收到, 2004 年 10 月 15 日收到修改稿)

研究基于运动光栅双光束耦合的耗散光折变系统中的空间光孤子的动态演化问题。数值计算表明, 系统参数同这种孤子的稳定性密切相关。在某组系统参数下, 孤子可以在晶体中稳定传播足够远的距离。双光束耦合的相位与强度耦合系数之比越大, 孤子的稳定性越好。讨论了将这种系统应用于光学开关、中继及分路器件的可能性。

关键词: 空间光孤子, 光折变非线性光学, 耗散系统, 全息光栅

PACC: 4265J, 7820, 7240

1. 引言

迄今为止, 关于光折变空间光孤子的理论和实验研究都是在哈密顿系统中进行的, 不包括增益和损耗的影响^[1-20]。因此, 现有的光折变孤子理论都是忽略晶体损耗后的近似结果, 仅适用于晶体损耗很小或者传输距离很短的情况。以形成孤子的物理机制来划分, 稳态光折变孤子可划分为基于屏蔽效应的屏蔽孤子^[1-7]、基于光伏效应的光伏孤子^[8-10]以及同时基于屏蔽与光伏效应的屏蔽光伏孤子^[11-20]。入射到光折变晶体上的一束高斯光束, 在这些非线性效应的作用下, 光束通过自相位调制自聚焦效应而发生自陷, 并在适当条件下形成稳态孤子。光折变孤子还可以利用全息聚焦效应而得到, 称为光折变全息孤子^[21], 其物理机制是: 两束光波在非线性介质中通过干涉而产生折射率光栅, 并通过布拉格反射而相互耦合, 导致每一束光波能够相干地进入另一光束之中, 当被反射的光束相对于原光束来说存在 $\pi/2$ 相位延迟时, 就会产生聚焦效应而导致两束光波同时变窄而发生自陷, 并在适当条件下形成稳态孤子。全息自聚焦源于两束入射的高斯光束在光折变晶体中通过双光束耦合而产生的折射率光栅。以加外电场的光折变晶体为例, 适当选取两束光波的夹角和外加电场的大小, 使得双光束耦合的强度

耦合系数远远小于相位耦合系数, 不仅能保证任意一束光以 $\pi/2$ 的相位延迟耦合到另一束光波中, 同时能保证在两束光波之间没有单向的能量传递, 从而使得两束光波能够同时演化为空间孤子^[21]。

无论以那种机制产生的光折变孤子, 当孤子在晶体中的传播距离足够长, 或者晶体的损耗系数足够大时, 损耗将导致孤子的塌陷^[22, 23]。如果能够引入增益, 就有可能克服损耗的影响。问题在于, 首先, 如何引入增益? 其次, 引入增益后能否形成稳态孤子? 最后, 这样的孤子具有怎样的特性?

以光折变全息孤子为例, 将两束入射光中的一束扩展为空间均匀分布的光, 并作为抽运光, 另一束入射光仍为高斯光束, 并作为信号光。合理选取系统参数, 使得抽运光能够通过光折变双光束耦合向信号光传递能量, 为信号光提供增益。业已证明, 在这样的光折变系统中, 信号光能够演化成稳态光孤子^[24]。此时的光折变系统已经成为一种耗散系统, 其中包含了增益和损耗的影响。光束在这样的系统中要想形成稳态空间孤子, 就必须达到以下两个平衡: 衍射和自陷相平衡, 增益和损耗相平衡。以往对光折变孤子的研究都是在忽略了损耗的系统中进行的。这种不包括增益和损耗的系统属于哈密顿系统, 其中孤子的形成只需要衍射和自陷相平衡。平衡过程的这种差异, 导致两种系统中的孤子有本质上的不同。例如, 哈密顿系统中的光折变孤子具有任意的

^{*} 国家自然科学基金(批准号 10174025)和教育部科学技术研究重点项目(批准号 01118)资助的项目。

[†] E-mail: jsliu4508@vip.sina.com

振幅,取决于入射孤子波和背景光的强度,耗散系统中的光折变孤子具有固定的振幅和宽度,完全取决于系统参数.孤子的这种具有固定振幅和宽度的特性通常被称为“刚性”^[25].

通过开展耗散系统光折变空间光孤子的研究,将光折变孤子从“柔性”即具有任意的振幅和宽度,扩展到“刚性”,即具有固定的振幅和宽度,拓宽了人们对光折变空间光孤子的认识,具有深刻的学术意义.孤子的这种刚性能有效地抑制系统的噪声,再加上损耗的影响被克服,耗散系统中的光折变孤子可望广泛应用于孤子驱动的光子器件.为此,需要全面掌握刚性全息孤子的基本特性.从应用的角度讲,需要了解到,通过改变那些参数可以方便地控制孤波的状态.文献[24]中讨论的是通过施加外电场来增强双光束耦合.通过调节这个电场,就能够控制孤子的状态.然而,这个电场通常很强,达到每厘米几千伏,从而不易控制.事实上,利用运动光栅技术,同样可以增强双光束耦合^[26]:在抽运光的光路上,放置一个装有压电陶瓷的反射镜,可以在晶体内部产生运动光栅.压电陶瓷可以由一个斜波发生器来控制,通过改变它的输出频率,就能方便地调节信号光与抽运光的频率失谐,从而控制孤子的状态.本文从理论上论证这种方案的可行性,为开展相关的实验提供依据.

2. 基本公式

考虑如图1所示的光折变运动光栅双光束耦合系统.将光折变晶体SBN(strontium barium niobate)的c轴所在的方向取为x方向.抽运光和信号光的传播方向与z方向的夹角都为θ.信号光具有一维类明孤子的空间分布,即在x方向具有有限的分布,在y方向具有无限的扩展(非衍射).抽运光具有二维均匀的空间分布.通过双光束耦合,抽运与信号光在晶体中发生相互作用,使得信号光获得增益.在抽运光的光路上,通过放置一个装有压电陶瓷的反射镜,可以在晶体内部产生运动光栅,从而提高双光束耦合的效率^[26].在实际实验中,要将抽运光的光束半径扩束得足够大,两光束的夹角θ取得足够小,这样的设置能保证两束光在整个晶体范围内都能发生相互作用,作用长度基本上与晶体在z方向上的长度一样.这一长度也就是孤子的传输距离,孤子的动态演化与形成也是在此区域内完成的.

令 ϕ 为信号光电场分量的慢变化包络, $U = \phi / (2\eta_0 I_p / n_e)^{1/2}$, $|U|^2 = I/I_p$,其中 $I(x, z) = (n_e/2\eta_0) \times |\phi(x, z)|^2$ 为信号光强度, I_p 为抽运光强度, n_e 为晶体非常光折射率, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, μ_0 和 ϵ_0 分别是真空中的磁导率和介电常数.对图1所示的系统, U 满足以下偏微分方程^[24]

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + (g_0 - ig) \frac{U}{1 + |U|^2} + i\alpha U = 0, \quad (1)$$

式中, $s = x/x_0$, $\xi = z/(z_0 \cos \theta)$, $z_0 = kx_0^2$, x_0 是一个任意的空间宽度, $k = n_e k_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 是光波在真空中的波长, $g_0 = z_0 \Gamma_0$, $g = z_0 \Gamma/2$, Γ 和 Γ_0 分别是双光束耦合的强度与相位耦合系数, $\alpha = z_0 \alpha_0/2$, α_0 是晶体吸收系数.

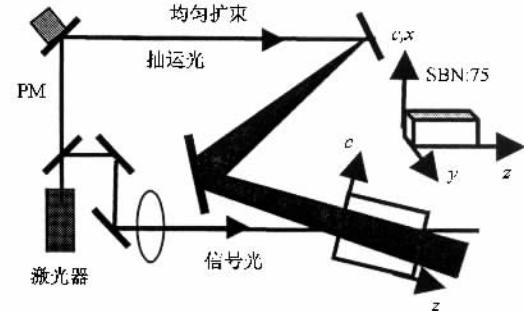


图1 光折变运动光栅双光束耦合系统示意图. PM是压电陶瓷驱动的反射镜. c表示晶体的光轴

对于具有运动光栅的双光束耦合来说, g 和 g_0 可分别表示为^[26, 27]: $g = \gamma(1 + \Delta^2)$ 和 $g_0 = \gamma\Delta(1 + \Delta^2)$,其中 Δ 是两束光的频差, $\gamma = \delta E_s E_d / (E_s + E_d)$,其中 $E_d = 4\pi k_B T \sin \theta / (\lambda_0 e)$ 是扩散场, $E_s = e N_A \lambda_0 / (4\pi \epsilon_r \epsilon_0 \sin \theta)$ 是饱和场, N_A 是受主密度, ϵ_r 是相对介电常数, k_B 是波耳兹曼常数, e 是电子电荷, T 是绝对温度, $\delta = (n_e^2 k_0 x_0 / 2)^2 \gamma_{\text{eff}}$, γ_{eff} 是有效电光系数.对于图1所示的结构,有 $\gamma_{\text{eff}} = \bar{n}^3 \gamma_{33} \cos^2 \theta - \bar{n}^{-1} \gamma_{13} \sin^2 \theta$,其中 $\bar{n} = n_e / n_0$, n_0 是晶体寻常光折射率^[28].

文献[24]给出了小信号条件下,即 $|U|^2 = I/I_p \ll 1$ 时,方程(1)的明孤子解析解:

$$U(s, \xi) = F \operatorname{sech}(Bs) \exp\{ib\ln[\operatorname{sech}(Bs)]\} \times \exp(-i\nu\xi), \quad (2)$$

式中, $F = [3(g - \alpha)(2g)]^{1/2}$ 是振幅, $b = [3g_0 + (9g_0^2 + 8g^2)^{1/2}](2g)$ 是啁啾参数, $B = [(g - \alpha)/b]^{1/2}$ 是与孤子宽度相关的参数, $\nu = (b^2 - 1)g$.

$\alpha)(2b)-g_0$ 表示传播常数的非线性移动。

3. 动态演化

下面研究当入射光波是(2)式给出的刚性全息明孤子时,它在晶体内的动态传播过程。也就是说,首先给定一组系统参数 g, g_0 和 α ,由此得到一组孤子参数 F, B, b 和 ν 。这样,由(2)式,可以得到一个刚性光折变全息孤子 $U(s, \xi)$ 。将其作为入射光束,在同一组系统参数 g, g_0 和 α 之下,数值求解方程(1),即可给出这个孤子在晶体内的动态传播过程。对于 SBN 75 晶体来说,当 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$ 且 $T = 300\text{K}$ 时,有 $n_e = 2.35, n_0 = 2.37, \epsilon_r = 3400, \gamma_{42} = 42\text{pm/V}$ 和 $\gamma_{33} = 1340\text{pm/V}^{[29]}$ 。取 $\alpha_0 = 2.39\text{cm}^{-1}, 2\theta = 3^\circ, N_A = 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 以及 $x_0 = 25\mu\text{m}$,有 $\alpha = 2.21$ 和 $\gamma = 17.26$ 。表 1 给出了不同频差 Δ 下的系统参数。图 2 给出了由(2)式确定的相应孤子的横向空间分布。从中可以看出, $\Delta = \pm 1$ (或 ± 2)对应的两个孤子具有相同的峰值强度,这是因为它们对应的 g 参数的值相同,但却具有不同的宽度,这是因为它们对应的 g_0 参数的值不同。 $\Delta = -1$ (或 -2)对应的孤子宽度比 $\Delta = 1$ (或 2)对应的孤子宽度小很多。当 $\Delta = 0$ 时,对应的 g 值较大,导致此时对应的孤子具有较强的峰值强度。然而, $\Delta = 0$ 对应的孤子宽度仍比 $\Delta = -1$ 对应的孤子宽度大。以上结果表明,调节频差 Δ ,可以有效地改变孤子宽度。

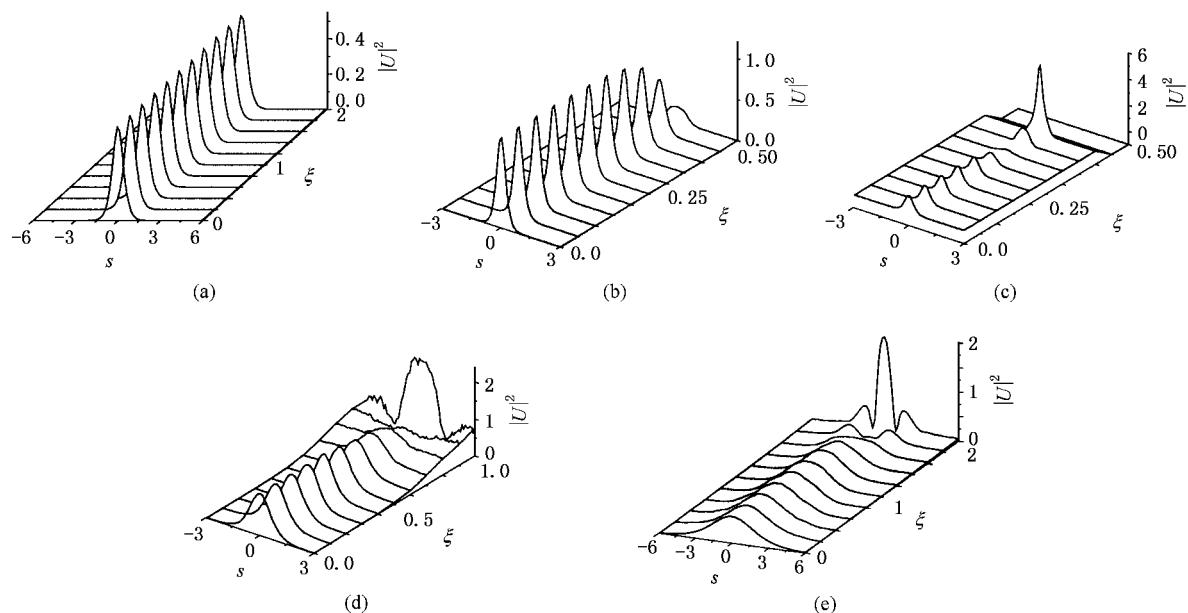


图 3 不同频差 Δ 下刚性全息明孤子在晶体内的动态演化。从(a)到(e) Δ 依次为 $-2, -1, 0, 1, 2$ 相应的系统参数见表 1

表 1 不同频差 Δ 下的系统参数 $\alpha = 2.21$

Δ	-2	-1	0	1	2
g	3.445	8.63	17.23	8.63	3.445
g_0	-6.89	-8.63	0	8.63	6.89

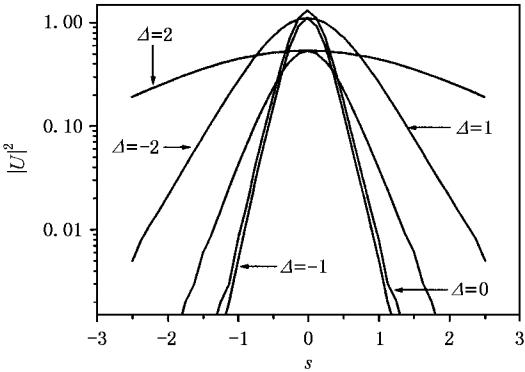


图 2 不同频差 Δ 下刚性全息明孤子的横向空间分布。系统参数见表 1

虽然在给定一组系统参数后,可以由(2)式确定一个刚性光折变全息孤子。然而,孤子的动态演化特性同系统参数密切相关。某一组系统参数决定的孤子有较好的稳定性,在晶体内部稳定传播的距离很长,而另一组参数给定的孤子,其稳定性可能较差,在晶体内部稳定传播的距离较短。图 3 给出了五组系统参数对应的孤子在晶体内的动态演化,从中可以看出, $\Delta = -2$ 对应的孤子有最好的稳定性,它在 $\xi = 2z = 3.7\text{cm}$ 的范围内能够一直保持空间形状不变,如

图3(a)所示. $\Delta = 2$ 对应的孤子, 其稳定性就差些, 它在 $\xi = 1.2$ ($z = 2.2\text{cm}$) 的范围内能够保持空间形状不变, 之后就要发散. 如图3(e)所示. 其余三组系统参数对应的孤子, 稳定性更差一些, 能够稳定传播的距离更短.

对于这种基于运动光栅双光束耦合过程的刚性全息孤子来说, g 和 g_0 强烈依赖于频差 Δ , 且 $|g_0|$ 比 g 大 $|\Delta|$ 倍. 一般说来, $|g_0|$ 比 g 越大, 孤子的稳定性越好. 图4给出 $\Delta = -10$ 时所对应的孤子在晶体内的动态演化. 我们计算到 $\xi = 5$, 至少在此范围内 ($z = 9.25\text{cm}$) 此孤子能够稳定地传播.

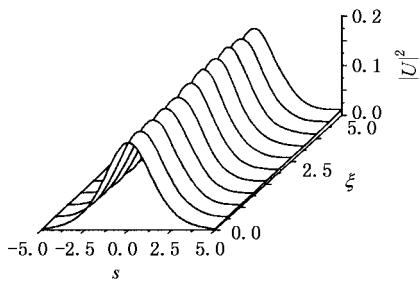


图4 刚性全息明孤子在晶体内的动态演化. $\Delta = -10$, $g =$
 $g_0 = -1.7$, $\alpha = 0.15$

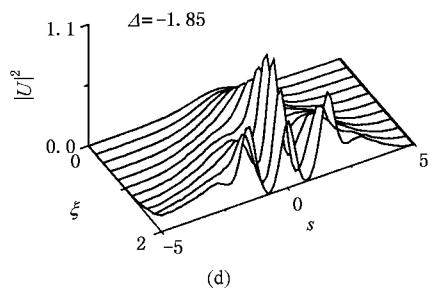
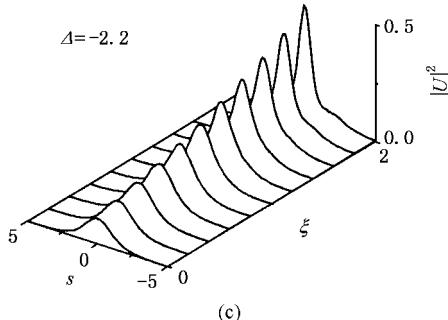
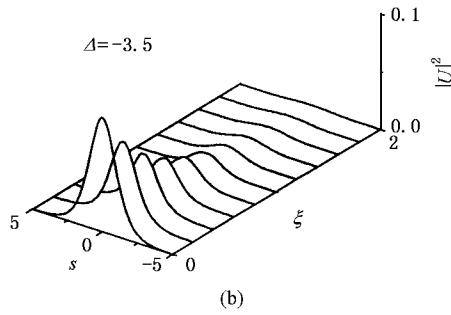
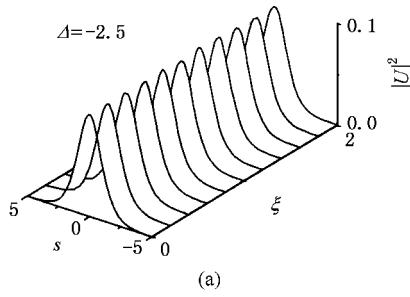


图5 入射孤子波在运动光栅双光束耦合光折变耗散系统中的传输特性同信号与抽运光频差 Δ 之间的关系. 入射孤子参数为 $F = 0.33$, $B = 0.8$, $b = 0.258$ 和 $\nu = 5.64$. 系统参数为 $\alpha = 2.21$, $g = \gamma(1 + \Delta^2)$ 和 $g_0 = \gamma\Delta(1 + \Delta^2)$, $\gamma = 17.24$, (a) $\Delta = -2.5$; (b) $\Delta = -3.5$; (c) $\Delta = -2.2$; (d) $\Delta = -1.85$

4. 讨 论

基于运动光栅双光束耦合的刚性全息明孤子, 其稳定性要比基于加偏压双光束耦合的刚性全息明孤子的差^[24]. 这是因为, 对后者来说, 通过调节外加电场 E_0 和抽运与信号光的夹角 θ , 易于使得 $|g_0|$ 比 g 大许多倍. 例如, 当 $\theta = 0.1^\circ$ 和 $E_0 = -1700\text{ V/cm}$ 时, 可以得到 $g = 0.434$ 和 $g_0 = -58.6$, 此时 $|g_0|$ 是 g 的 135 倍. 当 $\alpha = 0.415$ 时, 这组系统参数决定的孤子具有非常好的稳定性^[24]. 对于本文讨论的运动光栅全息孤子来说, 虽然通过增大 $|\Delta|$ 可以增大 $|g_0|$ 与 g 的比, 但却使得 $|g_0|$ 和 g 的值同时急剧减少. 如果 g 比 α 还小, 孤子则无法形成.

虽然稳定性对于孤子的观测及其自身属性的研究来说是非常重要的, 但对于孤子驱动的光子器件来说, 往往要利用孤子在稳定与不稳定传播之间进行相互切换来实现某种功能. 为了说明这一点, 我们首先给定一组参数 F , B , b 和 ν , 利用(2)式给出一个刚性全息明孤子, 让其入射到 γ 和 α 给定的运动光栅双光束耦合光折变系统中, 通过改变频差 Δ 来

改变系统参数,从而控制光束在晶体内的传输特性,进而实现开关、中继、分路等功能.图5给出了数值模拟结果,采用的方法是:在 $F = 0.33$, $B = 0.8$, $b = 0.258$ 和 $\nu = 5.64$ 下,由(2)式得到一个刚性光折变全息孤子 $U(s, \xi)$,将其作为入射光束,通过数值求解方程(1)来获得它在晶体内的传输特性.方程(1)的参数为 $\alpha = 2.21$, $g = \gamma(1 + \Delta^2)$, $g_0 = \gamma\Delta(1 + \Delta^2)$.固定 $\gamma = 17.24$ 取不同的 Δ 值,来观察入射光束的不同演化特性.结果表明,当 $\Delta = -2.5$ 时,入射波能够稳定传播,表明此时光波获得的增益恰好能克服晶体的损耗,如图5(a)所示.若将 Δ 从 $\Delta = -2.5$ 切换到 $\Delta = -3.5$, $|\Delta|$ 的增大使得 g 减小,光波获得的增益不再能克服晶体的损耗,导致光波

被晶体完全吸收,如图5(b)所示.这样一来,将 Δ 从 $\Delta = -2.5$ 切换到 $\Delta = -3.5$,就实现了开关功能: $\Delta = -2.5$ 为开通状态,而 $\Delta = -3.5$ 为关断状态.若将 Δ 从 $\Delta = -2.5$ 切换到 $\Delta = -2.2$, $|\Delta|$ 的减小使得 g 增大,光波获得的增益大于晶体的损耗,导致光波在晶体中被持续放大,如此便实现了中继功能,如图5(c)所示.若将 Δ 从 $\Delta = -2.5$ 切换到 $\Delta = -1.85$,此时拥有了更大的 g 值,光波被过度放大而分岔,如此便实现了分路功能,如图5(d)所示.可见,通过控制频差 Δ ,可望实现某些基于刚性全息明孤子的全光子器件.本文的工作为设计和制作这些新型器件提供了思路和理论依据.

- [1] Segev M *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [2] Chen Z G *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 629
- [3] Shih M F *et al* 1995 *Electron. Lett.* **31** 826
- [4] Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [5] Segev M, Shih M F and Valley G C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 706
- [6] Kos K *et al* 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
- [7] Shih M F *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [8] Valley G C *et al* 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [9] Segev M *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [10] She W L, Lee K K and Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [11] Liu J S and Liu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [12] Liu J S and Hao Z H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066601
- [13] Andrade-Lucio J A *et al* 1998 *Opt. Quantum Electron.* **30** 829
- [14] Liu J S and Hao Z H 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 513
- [15] Liu J S *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松等 1998 *物理学报* **47** 1509]
- [16] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037
- [17] Liu J S, Zhang D Y and Liang C H 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [18] Liu J S and Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [19] Hou C F *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 (in Chinese) [候春风等 2001 *物理学报* **50** 1709]
- [20] Hou C F *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2159 (in Chinese) [候春风等 2001 *物理学报* **50** 2159]
- [21] Cohen O, Carmon T and Segev M 2002 *Opt. Lett.* **22** 2031
- [22] Singh R and Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [23] Liu J S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 (in Chinese) [刘劲松 2001 *物理学报* **50** 880]
- [24] Liu J S 2003 *Opt. Lett.* **28** 2239
- [25] Akhmediev N N and Afanasjev V V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2320
- [26] Huignard J P and Marrakchi A 1981 *Opt. Commun.* **38** 249
- [27] Yeh P 1989 *IEEE J. Quan. Electron.* **25** 484
- [28] Oda I, Otani Y, Liu L and Yoshizawa T 1998 *Opt. Commun.* **148** 95
- [29] Vazquez R A, Ewbank M D and Neurgaonkar R R 1991 *Opt. Commun.* **80** 253

Dynamical evolution of rigid holographic bright solitons based on photorefractive two-wave mixing with moving grating^{*}

Liu Jin-Song[†] Du Ze-Ming

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

(Received 12 July 2004; revised manuscript received 15 October 2004)

Abstract

It has been investigated that dynamical evolutions of spatial optical solitons in dissipative photorefractive systems based on two-wave mixing with a moving grating. Numerical results show that the stability of rigid photorefractive holographic solitons in such systems depends strongly on the system parameters. The soliton for some sets of system parameters can propagate stably in the crystal over a distance that is long enough. The larger the ratio of the phase to intensity coupling coefficient of two-wave mixing, the better the stability of solitons. Potential application in optical switches, repeaters or splitters is discussed.

Keywords : spatial optical solitons, photorefractive nonlinear optics, dissipative system, holographic grating

PACC : 4265J, 7820, 7240

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174025) and the Key Project Foundation of the Education Ministry of China (Grant No. 01118).

[†]E-mail: jsliu 4508@vip.sina.com