第 56 卷 第 6 期 2007 年 6 月
1000-3290/2007/56(06)/3266-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.56,No.6,June,2007
©2007 Chin. Phys. Soc.

基于光折变双光束耦合的刚性全息明孤子的温度依赖特性研究*

张光勇[1)2)] 刘劲松[1)†] 刘时雄[1)] 张绘蓝[1)] 王 程[1)]

1)(华中科技大学光电子科学与工程学院激光技术国家重点实验室,武汉 430074)

2)(中国地质大学物理系,武汉 430074)

(2006 年 9 月 19 日收到;2006 年 10 月 14 日收到修改稿)

研究了基于双光束耦合的光折变耗散系统中全息明孤子的温度演化特性.数值计算结果表明,晶体温度与刚性全息孤子的稳定性密切相关.在一定温度下,全息孤子能在晶体中传播足够远的距离;当晶体温度漂移不大时,入射孤子能演化成稳定的全息孤子继续传播;而当晶体温度变化足够大时,孤子波强度随传播距离增加或减小,入射孤子不能以稳定的全息孤子态传播.讨论了将刚性全息孤子的温度特性应用于光学衰减、中继器件的可能性.

关键词:空间光孤子,光折变非线性光学,耗散系统,全息聚焦

PACC:4265J,7820,7240

1. 引 言

光折变空间光孤子是近年来非线性光学的一个研究热点.光折变介质中形成空间孤子的物理机制可分为两类:自相位调制自聚焦[1—18]和交叉相位调制自聚焦[19—24].自相位调制自聚焦的物理机制是:光折变晶体在入射光束的照射下,产生折射率变化,形成折射率波导,当入射光束正好是这一折射率波导的一个模式时,光束产生自陷,在适当条件下形成稳态孤子.目前,理论预言并实验观察到基于自相位调制自聚焦的稳态孤子可划分为基于屏蔽效应的屏蔽孤子[1—4]、基于光伏效应的光伏孤子[5—11]以及同时基于屏蔽效应和光伏效应的屏蔽光伏孤子[12—18].交叉相位调制自聚焦又称为全息自聚焦,其物理机制是:两束光波在光折变晶体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束光波之中,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使两束光束同时变窄而产生自陷,并在适当条件下形成稳态全息孤子[19].全息孤子源于全息自聚焦效应,其形成条件是双光束耦合的每一束光都以 $\pi/2$ 相位延迟耦合到另一束光波中,同时要求两束光波之间没有单向的能量传递,此时两束光波能够同时演化为空间孤子,因此,全息孤子是以孤子对形式出现的[19,22,23].

光折变双光束耦合允许抽运光向信号光传递能量,为信号光提供增益.在抽运光为空间均匀分布且强度远大于信号光条件下,考虑晶体的损耗,刘劲松等[20]证明了在这样的光折变系统中,信号光亦能够演化成稳态全息孤子.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.信号光在耗散系统中要形成稳态孤子,就必须满足以下两个平衡:衍射和自陷平衡,增益和损耗平衡.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,这种不包含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的平衡.平衡过程的差异导致耗散系统中的空间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"[21].因此,光折变耗散系统中的稳态全息孤子又称为刚性全息孤子.孤子的这种刚性能有效抑制系统的噪声,又因为光束的损耗影响被克服,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.文献[23]和[24]讨论了通过调节外加电场和调节信号光与抽运光的频率失谐方法来控制孤子的状态.光子器件

* 国家自然科学基金(批准号:10174025,10574051)和中国地质大学(武汉)优秀青年教师资助计划(批准号:CUGQNL0621)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:jsliu4508@vip.sina.com

在实际应用中总是处于一定的系统环境中，环境条件的变化可能会引起晶体器件温度的漂移，而光折变双光束耦合强烈依赖于晶体的温度[25,26]，温度漂移导致双光束耦合系数变化，从而改变系统参数，进而影响到孤子的动态演化特性．本文采用数值方法研究了刚性全息孤子的温度特性，为刚性全息孤子的实际应用提供了理论依据．

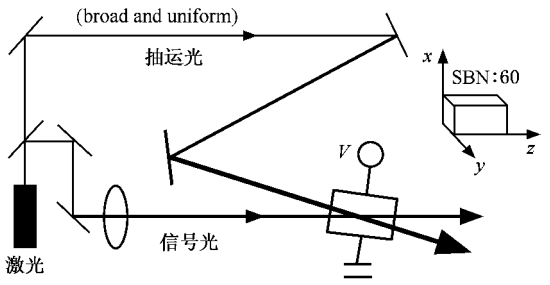

图 1　刚性全息孤子示意图　信号光和抽运光通过光折变双光束耦合相互耦合

2. 基本公式

考虑如图 1 所示的光折变双光束耦合系统．光折变晶体 SBN 的 c 轴所在的方向取为 y 方向．抽运光和信号光的传播方向与 z 方向的交角都为 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．信号光和抽运光都是 e 光，外加电场施加于 y 方向．在这一装置中，x 方向不会产生屏蔽非线性聚焦效应．通过双光束耦合，抽运光与信号光在晶体中发生相互作用，使得信号光获得增益．

令 ϕ 为信号光电场分量的慢变化包络，在慢变化近似条件下，ϕ 满足如下近轴方程[20]：

$$\frac{1}{2k}\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \mathrm{i}\cos\theta\frac{\partial\phi}{\partial z} + \left(\Gamma_0 - \frac{\mathrm{i}}{2}\Gamma\right) \times \frac{I_\mathrm{P}}{I_\mathrm{P}+I}\phi + \mathrm{i}\frac{1}{2}\alpha_0\phi = 0, \tag{1}$$

式中，$k = n_\mathrm{e}k_0$，$k_0 = 2\pi/\lambda_0$，λ_0 是光波在真空中的波长，n_e 为晶体非常光折射率，α_0 是晶体的吸收系数，Γ 和 Γ_0 分别是双光束耦合的强度与相位耦合系数，I 和 I_P 分别是信号光和抽运光的光强度．令 $U = (2\eta_0 I_\mathrm{P}/n_\mathrm{e})^{-1/2}\phi$，$|U|^2 = I/I_\mathrm{P}$，其中，$I(x,z) = (n_\mathrm{e}/2\eta_0)|\phi(x,z)|^2$，$\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$，$\mu_0$ 和 ε_0 分别是真空中的磁导率和介电常数．在小信号条件下，即 $|U|^2 = I/I_\mathrm{P} \ll 1$，由方程(1)我们可以得到 U 满足如下的动态演化方程：

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

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，$g = z_0\Gamma/2$，$g_0 = z_0\Gamma_0$，$\alpha = z_0\alpha_0/2$．对于加外电压的光折变晶体中的双光束耦合来说，g 和 g_0 可分别表示为[27]

$$g = \delta\frac{E_0^2 + E_\mathrm{d}(E_\mathrm{d}+E_\mathrm{s})}{(E_\mathrm{d}+E_\mathrm{s})^2 + E_0^2}E_\mathrm{s}, \tag{3}$$

$$g_0 = \delta\frac{E_0 E_\mathrm{s}}{(E_\mathrm{d}+E_\mathrm{s})^2 + E_0^2}E_\mathrm{s}, \tag{4}$$

这里，E_0 是外加电压，$E_\mathrm{d} = 4\pi k_\mathrm{B}T\sin\theta/(\lambda_0 e)$ 是扩散场，$E_\mathrm{s} = eN_\mathrm{A}\lambda_0/(4\pi\varepsilon_\mathrm{r}\varepsilon_0\sin\theta)$ 是饱和场，N_A 是受主密度，ε_r 是相对介电常数，k_B 是玻耳兹曼常数，e 是电子电荷，T 绝对温度，$\delta = (n_\mathrm{e}^2 k_0 x_0)^2\gamma_\mathrm{eff}/2$，$\gamma_\mathrm{eff}$ 是有效电光系数，对于图 1 所示的结构，有 $\gamma_\mathrm{eff} = \bar{n}^3\gamma_{33}\times\cos^2\theta - \bar{n}^{-1}\gamma_{13}\sin^2\theta$，其中，$\bar{n} = n_\mathrm{e}/n_\mathrm{o}$，$n_\mathrm{o}$，是晶体寻常光折射率[28]．

文献[20]给出了方程(2)的小信号明孤子解析解

$$U(s,\xi) = F\mathrm{sech}(Bs)\exp\{b\ln[\mathrm{sech}(Bs)]\} \times \exp(-\mathrm{i}v\xi), \tag{5}$$

式中，$F = [3(g-\alpha)/2g]^{1/2}$ 是振幅，$B = [(g-\alpha)/b]^{1/2}$ 是和孤子宽度相关的参数，$b = [3g_0 + (9g_0^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$ 是啁啾参数，$v = (b^2-1)(g-\alpha)/(2b) - g_0$ 表示传播常数的非线性移动．

3. 温度对动态演化特性的影响

下面研究当入射光波是(5)式给出的刚性全息明孤子时，它在一定温度的晶体中动态演化过程．首先给定晶体温度，存在一组系统参数 g，g_0 和 α，由此得到一个刚性光折变全息孤子 $U(s,\xi)$．将其作为入射光束，在同一组系统参数下，数值求解方程(2)，即可给出这个孤子在晶体内的动态传播过程．对于 SBN:60 晶体来说，当 $T = 300$ K 且 $\lambda_0 = 0.5$ μm 时，有，$n_\mathrm{e} = 2.35$，$n_\mathrm{o} = 2.37$，$\varepsilon_\mathrm{r} = 880$，$\gamma_{33} = 235$ pm/V 和 $\gamma_{13} = 47$ pm/V[29]．取 $E_0 = -1700$ V/cm，$2\theta = 0.1°$，$N_\mathrm{A} = 4.5\times10^{16}$ cm^{-3} 以及 $x_0 = 25$ μm．这样，我们在 $T = 300$ K 时得到晶体中能够形成的刚性孤子的系统

参数：$g=0.432$，$g_0=-58.614$ 和 $\alpha=0.415$. 于是我们得到一个 $F=0.239$，$B=1.827$，$B=4.9\times10^{-3}$ 和 $v=56.94$ 的刚性全息孤子，此时孤子的 FWHM 约等于 24 μm，而孤子峰值 I_s/I_p 约为 0.06. 图 2 给出了这一刚性孤子在晶体中的动态演化过程. 结果表明，入射光束能在温度 $T=300$ K 的晶体中以稳定传播足够远的距离（我们计算到 $\xi=5$，即 $z\approx9.2$ cm）.

现在考虑晶体温度漂移对孤子演化特性的影响. 孤子的动态演化特性同系统参数密切相关. 当晶体温度变化时，光折变双光束耦合的强度耦合系数随之变化，导致了孤子系统参数的改变，这一变化将导致初始入射刚性全息孤子在不同温度漂移时有不

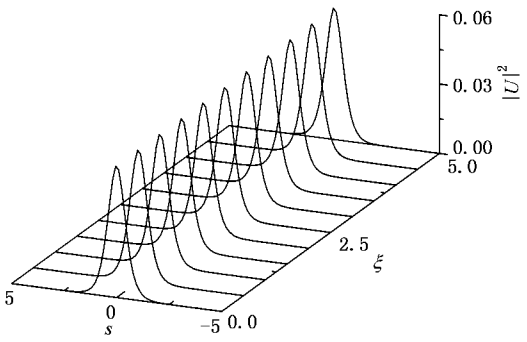

图 2 刚性全息孤子的动态演化 系统参数为 $T=300$ K，$g=0.432$，$g_0=-58.614$ 和 $\alpha=0.415$

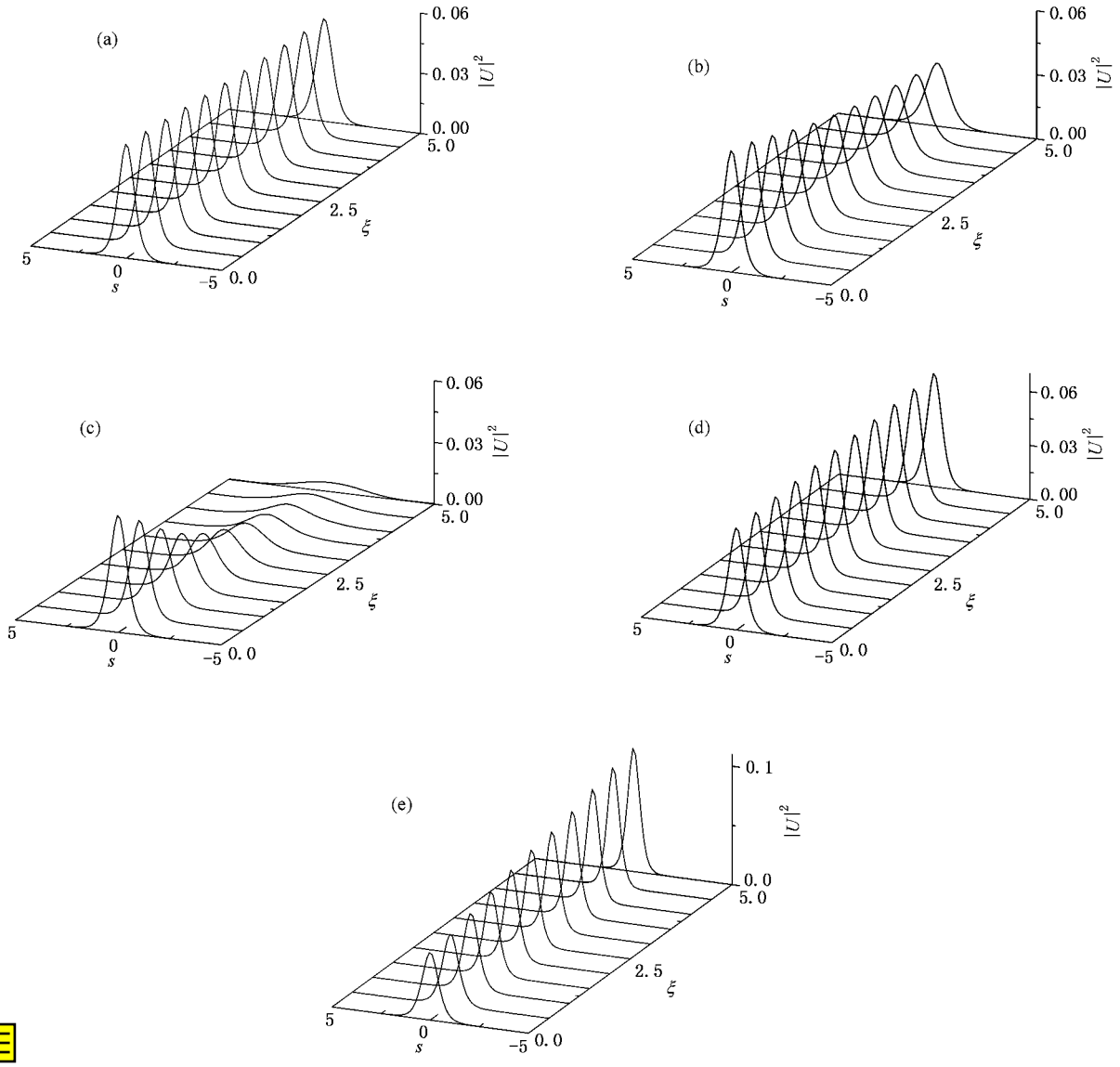

图 3 不同温度下刚性全息孤子在晶体中的动态演化 (a)—(e) T 依次为 290，240，200，310 和 360 K

同的演化特性.图 3 给出了在 5 个不同温度下初始入射的孤子在晶体中的动态演化,从中可以看出,温度对刚性全息孤子的动态演化特性具有明显的影响.当晶体温度小于 300 K 时,光折变双光束耦合的强度耦合系数变小,导致系统参数 g 变小,信号光不能从抽运光获得足够的能量来克服损耗的影响,为过损耗状态.但是当温度漂移不大时,如 $T = 290$ K 时,光波获得的增益仍能基本弥补损耗的影响,从而仍可演化成稳态孤子,如图 3(a)所示.然而,当晶体温度进一步减小时,由于光波获得增益不能克服晶体损耗的影响,光波强度随传播距离逐渐减弱,光波可能会被晶体完全吸收,这种情况下,入射孤子是不能演化成稳态刚性全息孤子在晶体中传播的,如图 3(b),(c)所示.而当晶体温度大于 300 K 时,系统参数 g 变大,信号光可获得足够能量克服损耗的影响,此时为过增益状态.同样的,当温度漂移不大时,如图 3(d)所示的 $T = 310$ K 的情况,增益变化不大,从而增益仍可克服损耗的影响,光波演化成稳态孤子.而当晶体温度继续增加时,如 $T = 360$ K 时,增益远大于损耗,光波强度随传播距离逐步变大,光波的 FWHM 随传播距离逐渐变小,此时入射孤子同样不能以稳定孤子态在晶体中传播,如图 3(e)所示.

孤子稳定性对孤子的观测和实际应用的研究是非常重要的.在本文所考虑的情况下,晶体温度漂移在 ± 10 K 范围内,刚性全息孤子都可以实现稳态传播.因此,对于基于刚性孤子的光子器件,若其所处的环境温度变化不大时,光波可以很好的实现稳定传输.然而,当温度变化很大时,光波不仅不能稳定传播,而且还随传播距离或逐步衰减或持续放大,如图 3(b),(e)所示.此时的光子器件实际上对光波起到了衰减和中继放大的作用.由此可见,基于刚性全息孤子的温度特性,可望实现孤子驱动的光子器件的某些功能.

为了对温度对刚性全息孤子动态演化特性的影响有更全面的理解,我们在图 4 中给出了光波峰值强度和 FWHM 的动态演化过程.对于温度远大于 300 K 的情况,光波增益大于损耗,全息聚焦效应超过衍射效应,这样两种不平衡导致光波传播过程中强度变大,宽度变窄,光波不能演化成稳定孤子态.温度远小于 300 K 时,光波增益小于损耗,全息聚焦效应不能补偿衍射效应,这样两种不平衡导致光波传播过程中强度变小,宽度变宽,光波同样也不能演化成稳定孤子态.然而,当晶体温度变化不大时,光波增益基本能克服损耗,自聚焦也刚好平衡衍射的影响,此时入射光波可以在晶体中演化成稳态刚性全息孤子,即刚性全息孤子对小的温度漂移是稳定的.

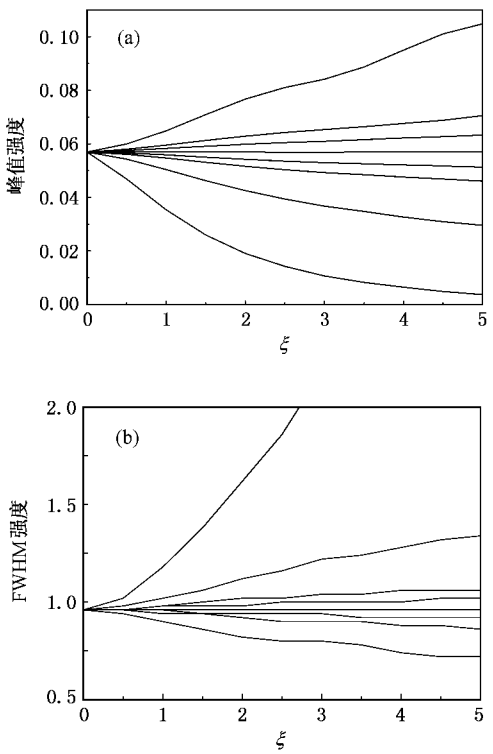

图 4　温度对峰值强度和 FWHM 演化的影响　入射刚性全息明孤子的参数为：$F = 0.239$, $B = 1.827$, $b = 4.9 \times 10^{-3}$ 和 $v = 56.94$. 系统参数 $\alpha = 0.415$. (a)峰值强度随温度的演化, $T = 360, 320, 310, 300, 290, 280, 240, 200$ K(由上到下)；(b) FWHM 随温度的演化, $T = 200, 240, 280, 290, 300, 310, 320, 360$ K(由上到下)

4. 结　论

本文根据光折变双光束耦合的温度依赖特性,数值研究了光折变耗散系统中的刚性全息明空间孤子的温度演化特性.一定温度、一定系统参数下,获得的刚性全息孤子入射到相应温度的晶体中能够稳定传播足够远的距离.刚性全息孤子对小的温度漂移是稳定的,当晶体的温度变化足够大时,孤子的峰值强度和 FWHM 都随传播距离变化,入射孤子不能演化成稳定的孤子态传播.通过对刚性全息孤子的温度特性的了解,可控制孤子由稳定状态到非稳态的转变,为孤子驱动的光子器件的传输、中继和衰减等功能的实现提供了理论支持.

[1] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Porto P D, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211

[2] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am.* B **12** 1628

[3] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Carmon T, Segev M 2004 *J. Opt. Soc. Am.* B **21** 1354

[4] Facao M, Parker D F 2003 *Phys. Rev.* E **68** 016610

[5] Valley G C, Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fejer M M, Bashaw M C 1994 *Phys. Rev.* A **50** R4457

[6] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am.* B **14** 1772

[7] She W L, Lee K K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3183

[8] Lu Y, Liu S M, Guo R, Yang L S, Huang C F, Wang D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3075(in Chinese) [陆 猗、刘思敏、郭儒、杨立森、黄春福、王大云 2003 物理学报 **52** 3075]

[9] Jiang D S, She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2090 (in Chinese) [江德生、佘卫龙 2005 物理学报 **54** 2090]

[10] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, Sun X D 2005 *Chin. Phys.* **14** 349

[11] Zhang G Y, Liu J S, Liu S X, Zhang H L, Wang C 2006 *J. Opt. A*: *Pure Appl. Opt.* **8** 442

[12] Liu J S, Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am.* B **16** 550

[13] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037

[14] Liu J S, Hao Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1124

[15] Hou C F, Li S Q, Li B, Sun X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 (in Chinese) [候春风、李师群、李 斌、孙秀冬 2001 物理学报 **50** 1709]

[16] Hou C F, Du C G, Abdurusul, Li S Q 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 63

[17] Hou C F, Yao F F, Zhou Z X, Pei Y B, Sun X D 2004 *Chin. Phys.* **13** 1738

[18] Fazio E, Renzi F, Rinaldi R, Bertolotti M, Chauvet M, Ramadan W, Petris A, Vlad V I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2193

[19] Cohen O, Carmon T, Segev M, Odoulov S 2002 *Opt. Lett.* **27** 2031

[20] Liu J S 2003 *Opt. Lett.* **28** 2237

[21] Akhmediev N N, Afanasjev V V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2320

[22] Liu J S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3014(in Chinese) [刘劲松 2004 物理学报 **53** 3014]

[23] Liu J S, Hao Z H 2004 *Chin. Phys.* **13** 704

[24] Liu J S, Du Z M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2739(in Chinese) [刘劲松、杜泽明 2005 物理学报 **54** 2739]

[25] Cheng L J, Partovi A 1986 *Appl. Phys. Lett.* **49** 1456

[26] Liu J S, Liang C H, An Y Y, Li M H, Xu Y H, Wu Z K 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 2020

[27] Yeh P 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 484

[28] Oda I, Otani Y, Liu L, Yoshizawa T 1998 *Opt. Commun.* **148** 95

[29] Vazqez R A, Vazqez R A, Ewbank M D, Neurgaonkar R R 1991 *Opt. Commun.* **80** 253

Study of temperature characteristic of rigid holographic bright solitons based on photorefractive two-wave mixing *

Zhang Guang-Yong[1)2)]　Liu Jin-Song[1)†]　Liu Shi-Xiong[1)]　Zhang Hui-Lan[1)]　Wang Cheng[1)]

1)(*School of Optoelectronics Science and Engineering*, *State Key Laboratory of Laser Technology*, *Huazhong University of Science and Technology*, *Wuhan* 430074, *China*)

2)(*Department of Physics*, *China University of Geosciences*, *Wuhan* 430074, *China*)

(Received 19 September 2006; revised manuscript received 14 October 2006)

Abstract

The temperature dependence of the dynamical evolution of rigid holographic bright solitons in photorefractive dissipative systems based on two-wave mixing is studies. Numerical results show that the stability of rigid holographic bright solitons in such systems depends strongly on the crystal temperature. The soliton formed at a given temperature can propagate stably in the crystal over a distance that is long enough. The input solitary beam can evolve into a stable soliton and propagate in the crystal when the temperature drift is quite small, whereas it will not evolve into a stable soliton and its intensity becomes increasing or decreasing with propagation if the temperature difference is large. A potential application of temperature properties of rigid holographic solitons in optical attenuators or repeaters is discussed.

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

PACC: 4265J, 7820, 7240

* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 10174025, 10574051) and the Research Foundation for Outstanding Young Teachers, China University of Geosciences (Wuhan) (Grant No. CUGQNL0621).

† Corresponding author. E-mail: jsliu4508@vip.sina.com