

文章编号:1001-5078(2009)11-1170-04

· 光纤技术 ·

# 亮孤子在升余弦变迹光纤布拉格光栅中传输特性的数值分析

迎春<sup>1</sup>, 敖特根<sup>2</sup>, 林琳<sup>1</sup>

(1. 内蒙古工业大学理学院物理系, 内蒙古 呼和浩特 010051; 2. 内蒙古化工职业学院, 内蒙古 呼和浩特 010010)

**摘要:**在耦合模理论的基础上,运用有限差分法数值模拟了布拉格孤子在升余弦变迹光纤光栅中的传输以及孤子之间的相互作用。模拟结果表明,合适选择输入功率和初始脉宽等初始条件,可以实现升余弦变迹光纤光栅中孤子的稳定传输。输入两个孤子时,发现两个孤子之间的相互作用对它们的相对相位和相对振幅参数敏感。初始间隔较近的孤子对,随着它们之间的相对相位差和相对振幅参数的不同而发生相互吸引、相互排斥、交换能量等现象。

**关键词:**布拉格孤子;升余弦变迹光栅;有限差分法;反常色散区

**中图分类号:**TN253      **文献标识码:**A

## Numerical analysis of transmission parameters of bright-solitons in raised cosine-apodized fiber Bragg gratings

YING Chun<sup>1</sup>, AO Te-gen<sup>2</sup>, LIN Lin<sup>1</sup>

(1. Department of Physics, Inner Mongolia University of Technology, Huhhot 010051, China;

2. Inner Mongolia Chemical Engineering Professional Collage, Huhhot 010010, China)

**Abstract:** With the framework of the coupled modes theory, transmission of the Bragg solitons and interaction of the Bragg solitons are simulated with the finite-difference scheme in raised cosine apodized-fiber bragg gratings. According to the numerical results, the raised cosine apodized-gratings lead the stable transmission of Bragg solitons under the condition of suitable choice of input power and the initial width of pulse. And interactions of two solitons rely on their relative phase and amplitude. The mutual attraction, rejection and energy exchange happened between two solitons with the different parameters of relative phase and amplitude.

**Key words:** Bragg solitons; raised cosine apodized-gratings; finite-difference scheme; anomalous dispersion regime

### 1 引言

光纤光栅作为一种光通信中的无源器件,由于其小体积、低成本、与光纤系统兼容性好、低插入损耗、不受电磁干扰等优点已成为光纤通信系统的重要光学元件,在波分复用(DWDM)、信道均衡、解复用以及色散管理等方面得到广泛应用<sup>[1-2]</sup>。布拉格光栅是指光纤纤芯的折射率沿轴向周期性变化而引起的,其中变迹光栅是使光纤光栅中的折射率沿轴向呈现一个类似钟型函数的形状变化,它可以改善光纤光栅的反射谱、时延特性和色散特性等,有助于

改善布拉格孤子的传输特性。光孤子在光栅中的传输遵循耦合波理论<sup>[3-6]</sup>,此时光纤光栅中传播的光场可表示为一个前向波与一个反向波之和,当缓变振幅近似下,可以获得两个耦合方程。在光纤光栅中,当入射频率接近布拉格频率时,结构色散在系统中占主导地位,材料色散和波导色散等因素可以忽

基金项目:内蒙古工业大学校基金项目(No. X200928)资助。

作者简介:迎春(1979-),女,讲师,从事非线性光学研究。

E-mail: yyspring5131@126.com

收稿日期:2009-06-06

略不计。在反常色散区,红移频率分量比蓝移频率分量传输得慢,因此,脉冲前沿部分传输速度慢,而后沿部分传输则变快,脉冲形状变窄,如果 GVD(群速度色散)和 SPM(交叉相位调制)效应相互抵消,则脉冲在传输过程中形状不变,形成孤子,即(时间)光孤子是在空间传播方向  $z$  的各点上,时间包络保持不变的光脉冲<sup>[7]</sup>。自从光孤子通信的概念提出以后,其传输码率极高的优越性,引起了人们极大的兴趣和广泛关注<sup>[8-9]</sup>。光孤子作为信息载体,大大提高通信比特率,但是孤子间的相互作用,比如孤子间相互吸引、彼此靠拢等效应将会降低通信的比特率。为了减小孤子间的相互作用,人们陆续提出三种方法<sup>[10]</sup>:①对孤子脉冲进行相位调制,使彼此产生相位差;②利用高阶色散效应;③改变孤子脉冲的振幅分布,使相互产生振幅差。从利用相位调制法和改变孤子脉冲的振幅分布法来减少孤子之间的相互作用的角度,研究光纤光栅中亮孤子的传播特点与相互作用,本文在耦合波理论基础上,孤子传播速度与传输距离无关的条件下<sup>[11]</sup>,在反常色散区,利用有限差分法<sup>[12-13]</sup>数值模拟了布拉格亮孤子在升余弦变迹光纤光栅中的演化以及孤子之间的相互作用。

## 2 理论

考虑一个长度  $L$  的光纤光栅,在光纤光栅中的总场为两个反向传播的波的和:

$$E(z,t) = [E_+(z,t) \exp(i\beta_B z) + E_-(z,t) \exp(-i\beta_B z)] \exp(-i\omega_0 t) \quad (1)$$

缓变振幅  $E_+, E_-$  满足耦合薛定谔方程:

$$i \frac{\partial E_+}{\partial z} + i \frac{n_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} + \delta(z) E_+ + \kappa(z) E_- + \gamma(|E_+|^2 + 2|E_-|^2) E_+ = 0 \quad (2)$$

$$-i \frac{\partial E_-}{\partial z} + i \frac{n_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + \delta(z) E_- + \kappa(z) E_+ + \gamma(|E_-|^2 + 2|E_+|^2) E_- = 0 \quad (3)$$

式中,  $n_0$  为光纤光栅的平均折射率;  $c$  为真空中的光速;  $\delta(z)$  为布拉格光栅的失谐量;  $\gamma$  为非线性系数;  $\kappa(z)$  为耦合系数,对于不同的变迹光栅其耦合系数不同。对于升余弦变迹光纤光栅,其耦合系数  $\kappa$  为:

$$\kappa(z) = \kappa_0 \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \right] \quad (4)$$

其中,  $\kappa_0 = \delta n / 2n$  为常数;  $L$  为升余弦光束的宽度(即光栅长度)。为了确定失谐量  $\delta(z)$  和耦合系数  $\kappa(z)$ ,假设光纤光栅中布拉格孤子的传播速度与传

输距离无关<sup>[1,9]</sup>,孤子传播速度为:

$$V_G = \frac{c}{\bar{n}} \times v \quad (5)$$

其中,速度减小因子为:

$$v = \sqrt{1 - \frac{\kappa^2(z)}{\delta^2(z)}} \quad (6)$$

因此:

$$\frac{\kappa(z)}{\delta(z)} = \text{const} \quad (7)$$

选取反常色散区  $\delta(z) > 0$ ,根据式(5)~(7),可得:

$$\delta(z) = \frac{\kappa(z)}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{\kappa_0}{\sqrt{1-v^2}} \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \right] \quad (8)$$

把式(4)和式(8)代入式(2)和式(3)可得:

$$i \frac{\partial E_+}{\partial z} + i \frac{n_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} + \frac{\kappa_0}{\sqrt{1-v^2}} \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \right] \cdot E_+ + \kappa_0 \exp\left(-\left(\frac{z-L/2}{L}\right)^2\right) E_- + \gamma(|E_+|^2 + 2|E_-|^2) E_+ = 0 \quad (9)$$

$$-i \frac{\partial E_-}{\partial z} + i \frac{n_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + \frac{\kappa_0}{\sqrt{1-v^2}} \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \right] \cdot E_- + \kappa_0 \exp\left(-\left(\frac{z-L/2}{L}\right)^2\right) E_+ + \gamma(|E_-|^2 + 2|E_+|^2) E_- = 0 \quad (10)$$

## 3 数值模拟与分析

### 3.1 输入单孤子

我们采用有限差分法对布拉格亮孤子非线性耦合波方程(9)和(10)中的演化作数值模拟,选取光栅长度  $L = 8.0 \text{ cm}$ ,光纤光栅平均折射率  $n_0 = 1.46$ ,非线性系数  $\gamma = 0.5 \text{ cm} \cdot \text{GW}^{-1}$ ,初始耦合系数  $\kappa_0 = \delta n / 2n_0 = 5.0 \text{ cm}^{-1}$ ,初始失谐量  $\delta(0) = 16.0 \text{ cm}^{-1}$ ,初始条件<sup>[11-12]</sup>  $E_+(z,0) = 0, E_-(z,0) = 0$ ,右边界条件  $E_-(L,t) = 0$ ,左边界条件  $E_+(0,t) = I_0 \text{sech}(t/T_0)$ 。模拟结果如图1所示,光栅中在一定的初始脉宽和一定功率条件下光栅色散和非线性效应达到平衡,形成布拉格孤子。图1为输入功率  $I_0 = 1.0 \text{ GW/cm}^2$  保持不变的条件下,初始脉宽取值不同的孤子在光栅中的演化及峰值随传输距离的变化曲线。当初始脉宽  $T_0 = 3 \text{ ps}$  时孤子震荡展宽,其峰值周期性变化,如图1(a)所示;初始脉宽逐渐变宽  $T_0 = 6 \text{ ps}$  时孤子传输过程中其峰值出现升余弦型演化之后孤子基本恢复原来形状,如图1(b)所示;初始脉宽继续变宽,当  $T_0 = 9 \text{ ps}$  时布拉格孤子峰值具

有较平滑的升余弦型变化,但传输过程中孤子周围产生微弱的震荡现象,如图1(c)所示。

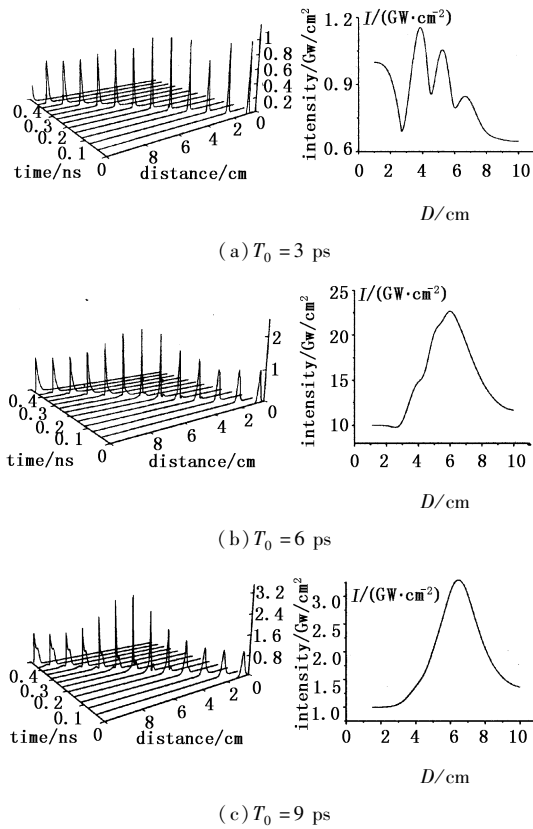


图1 相同的输入功率,不同的初始脉宽下的孤子演化  
Fig. 1 evolution of solitons with same initial peak power and different width in fiber Bragg gratings

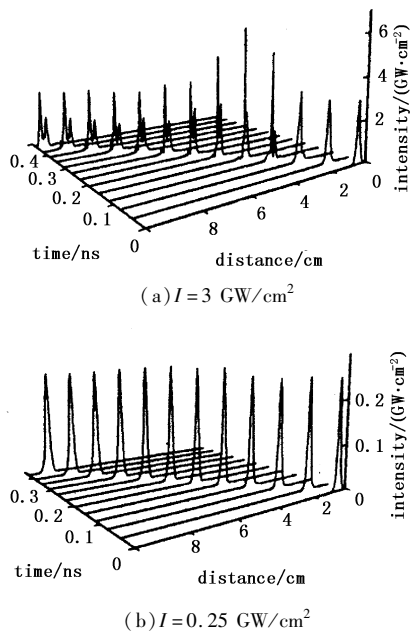


图2 相同初始脉宽  $T_0 = 6$  ps,不同输入功率下的布拉格孤子演化  
Fig. 2 evolution of solitons with same width and different initial peak power in fiber Bragg gratings

图2为初始脉宽  $T_0 = 6$  ps 不变的条件下,输入

功率不同的孤子在光栅中的演化图。输入功率  $I_0 = 3.0 \text{ GW/cm}^2$  时光栅中孤子峰值强度随传输距离呈现升余弦型演化,有趣的是单孤子演化产生两个孤子,如图2(a)所示;当输入功率  $I_0 = 0.25 \text{ GW/cm}^2$  时,光栅中的非线性效应减弱,孤子峰值变化幅度较小,孤子基本稳定的传输,如图2(b)所示。以上结果说明,在升余弦变迹光纤光栅中,其他条件不变的情况下,合适选择输入功率和初始脉宽来实现布拉格孤子在光栅中的稳定传输。

### 3.2 两个孤子之间的相互作用

输入两个孤子时,左边界条件为:

$$E_+(0, t) = I_0 \text{sech}(t/T_0 - t_s/T_0) + rI_0 \text{sech}[(t/T_0 + t_s/T_0)] \exp(i\theta) \quad (11)$$

其中,  $2t_s/T_0, \theta, r$  分别为两个孤子初始间隔、初始相位差和相对振幅参数,其他初始条件不变。

图3所示为初始间隔  $2t_s/T_0 = 3.5$ , 输入功率  $I_0 = 0.25 \text{ GW/cm}^2$  的不同振幅孤子对在光栅中的演化图,当相对振幅  $r = 3$ , 相对相位  $\theta = \pi$ , 孤子间的相互吸引消失、能量转移不明显、孤子间的排斥作用不显著,孤子对稳定传输,如图3(a)所示;而  $r = 3$  的同相位孤子对在传输过程中强烈吸引、合二为一,图3(b)所示。

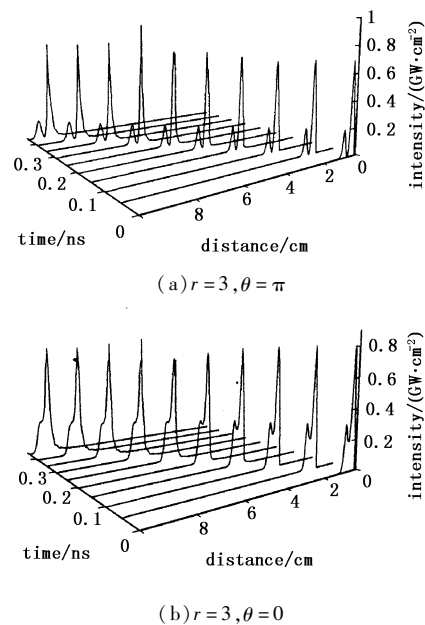


图3 同振幅布拉格孤子对之间的相互作用  
Fig. 3 interaction of two Bragg solitons with different amplitude

图4为同振幅( $r = 1$ )孤子对在升余弦变迹光栅中的演化过程。结果显示,孤子之间的相互作用对它们的相对相位  $\theta$  和相对振幅参数  $r$  敏感。当相对

相位  $\theta=0$  时两个同振幅孤子之间具有强烈的吸引作用,如图 4(a) 所示;当相对相位  $\theta=\pi/2$  时,虽然两个孤子相互作用不明显,但发生能量的转移,如图 4(b) 所示;当相对相位  $\theta=\pi$ ,两个孤子之间排斥作用明显,同时也发生能量的转移,如图 4(c) 所示。数值计算结果表明合适选择两个孤子间的相对相位差和相对振幅参数会使孤子间的相互作用消失,提高通信比特率。

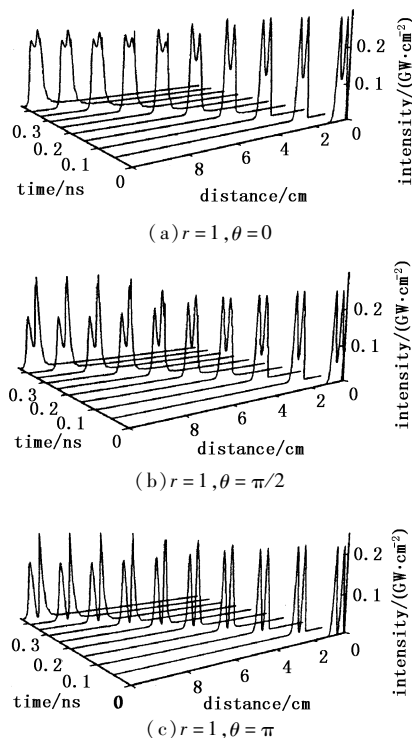


图 4 同振幅布拉格孤子对之间的相互作用

Fig.4 interaction of two Bragg solitons with same amplitude

#### 4 结论

在一定初始脉宽和一定功率条件下,光纤光栅的色散和非线性效应达到平衡,形成布拉格孤子。孤子传播速度与传输距离无关的条件下,当输入功率保持不变时,孤子在传输过程中受到升余弦变迹光栅制约峰值呈现升余弦型演化。合适选择初始脉宽,能使孤子在光栅尾段恢复原来状态。当初始脉宽保持不变,输入功率相对较大时,非线性效应较强,单孤子演化成为两个脉冲。对于初始间隔较近的孤子对,随着它们之间的相对相位差和相对振幅参数的不同而发生相互吸引、相互排斥、交换能量等现象。以上对布拉格亮孤子的传输特性及孤子间相互作用的理论分析为耦合光纤器件的设计、实际光孤子通信具有一定的参考价值。

#### 参考文献:

- [1] Liu Yu-min, Yu Zhong-yuan, Yang Hong-bo, et al. The investigation of the nonlinear characteristics of fiber Bragg gratings[J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 101 - 106. (in Chinese)
- [2] Cao Jian-lin, Huang Pei, Song Ning. Analysis of nonlinear gap soliton properties of fiber Bragg grating[J]. Information Technology, 2007, 12: 57 - 60. (in Chinese)
- [3] K Senthilnathan, K Porsezian, P Ramesh Babu, et al. Bright and dark Bragg solitons in a fiber Bragg grating [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2003, 39(11): 1492 - 1497.
- [4] Amnon Yariv. Optical electronics in modern communications[M]. 5ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 530 - 537. (in Chinese)
- [5] S Lee, R Khosravani, J Peng, et al. Adjustable compensation mode dispersion using a high-birefringence nonlinearly chirped fiber Bragg gratings[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1999, 11(8): 982 - 983.
- [6] C Martijn de Sterke, J E Sipe. Coupled modes and the nonlinear Schrodinger equation[J]. Physical review A., 1990, 42(1): 550 - 555.
- [7] B J Eggleton, C M de sterke, R E Slusher. Bragg solitons in the nonlinear Schrodinger limit experiment and theory [J]. J. Opt Soc Am. B, 1999, 16(4): 587 - 599.
- [8] Govind P Agrawal. Nonlinear fiber optics[M]. 3ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 287 - 299. (in Chinese)
- [9] A Hasegawa, F Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers [J]. Appl. Phys. Lett., 1973, 23: 142.
- [10] Guo Qi, Zhou Guo-sheng, Wen Qun. Propagation properties of a pair of soliton pulses in a fiber[J]. Acta Optica Sinica, 1990, 10(7): 651 - 655. (in Chinese)
- [11] Wang Chun-yu, Yang Xing-yu. Effects of dispersion decreasing and loss on transmission of Bragg solitons in fiber Bragg gratings [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(5): 383 - 385. (in Chinese)
- [12] Martijn de Sterke, J E Sipe. Switching behavior of finite periodic nonlinear media[J]. Physical review A, 1990, 42(5): 2558 - 2569.
- [13] C M de Sterke, K R Jackson, B D Roobert. Nonlinear coupled mode equations on a finite interval; a numerical procedure [J]. J Opt. Soc. A m. B, 1991, 8(2): 403 - 412.