

文章编号: 1001-3806(2009)02-0209-04

光孤子在高斯变迹光栅中传输特性的数值分析

迎春^{1,2}, 贾维国^{1*}, 敖特根³, 周彦勇¹, 包红梅¹

(1. 内蒙古大学 物理系, 呼和浩特 010021; 2. 内蒙古工业大学 物理系, 呼和浩特 010062; 3. 内蒙古化工职业学院, 呼和浩特 010010)

摘要: 为了研究光纤光栅中布喇格孤子的传输特性, 基于耦合波理论采用有限差分法在孤子传播速度与传输距离无关的条件下, 数值模拟了布喇格孤子在高斯变迹光纤光栅中的传输以及孤子之间的相互作用, 得到一些有意义的结果。结果表明, 输入功率和初始脉宽等初始条件的不同将导致孤子峰值强度的周期变化; 具有初始频率啾啾时布喇格孤子在传输过程中被展宽(正啾啾)或被窄化(负啾啾), 并始终受到高斯变迹光栅的制约。当输入两个孤子时, 它们之间的相互作用对其相对相位和相对振幅参量敏感。

关键词: 光纤光学; 布喇格孤子; 有限差分法; 光纤光栅; 反常色散区

中图分类号: TN253 **文献标识码:** A

Numerical analysis of transmission characteristic of optical solitons in Gaussian-apodized fiber Bragg gratings

YING Chun^{1,2}, JIA Wei-guo¹, AO Te-gen³, ZHOU Yan-yong¹, BAO Hong-mei¹

(1. Department of Physics, Inner Mongolia University, Huhhot 010021, China; 2. Department of Physics, Inner Mongolia Polytechnic University, Huhhot 010062, China; 3. Inner Mongolia Chemical Engineering Professional Collage, Huhhot 010010, China)

Abstract: Based on the framework of the coupled modes theory, transmission of the Bragg solitons and interaction of the Bragg solitons were simulated with the finite-difference scheme in Gaussian-apodized fiber Bragg gratings under the condition with the transmission speed irrelevant to the transmission distance. According to the numerical results, the peak power of Bragg solitons changes with different incident peak power and pulse width. And interaction of two solitons relies on their relative phase and amplitude. When the initial pulse is chirped, transmission of Bragg solitons is broadened (positive chirp) or narrowed (negative chirp) and restricted by Gaussian-apodized gratings all the time.

Key words: fiber optics; Bragg solitons; finite difference method; fiber gratings; abnormal dispersion regime

引言

在描述周期结构中传播的电磁波时, 人们一般用耦合波理论^[1]来处理, 这是因为所考虑的问题一般都属于受到较弱的周期性的微扰作用, 并且入射频率又比较接近布喇格频率的情况; 其解可写为前向波与后向波之和, 在缓变振幅近似下, 可获得两个耦合方程^[2]。当考虑非线性效应时, 两个模式之间通过交叉相位调制发生耦合, 这时对应的耦合波方程是非线性的。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, 如果群速度色散效应和交

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^[3]。在光纤光栅中, 当入射频率位于布喇格频率附近时, 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忽略不计, 由结构色散造成的群速度色散效应和由自相位调制、交叉相位调制引起的非线性效应的相互作用, 可导致光纤光栅中布喇格孤子的形成^[4,5]。变迹光纤光栅就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^[6-7], 它可以改善光纤光栅的反射谱、时延特性和色散特性等, 有助于改善布喇格孤子的传输特性。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3种方法^[8]: (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

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60468001)

作者简介: 迎春(1979-), 女, 硕士研究生, 从事非线性光学研究。

* 通讯联系人。E-mail: jwg1960@163.com

收稿日期: 2008-01-02; 收到修改稿日期: 2008-05-19

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,研究光纤光栅中明孤子的传播特点与相互作用,作者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^[9],在反常色散区,利用有限差分法^[10-11]数值模拟了布喇格明孤子在高斯变迹光纤光栅中的演化以及孤子之间的相互作用,并得到了一些结论,这些结论为耦合光纤器件的设计、实际孤子通信提供了一种实用的消除光孤子之间相互作用的方法。

1 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:

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

式中, β_B 为布喇格波数,缓变振幅 E_+ , E_- 满足耦合薛定谔方程:

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

式中, n_0 为光纤光栅的平均折射率; c 为真空中的光速; $\delta(z)$ 为布喇格光栅的失谐量; γ 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。当用 2 束高斯紫外光束照射在紫外敏感的光纤芯区产生干涉,其强度为:

$$I(z) = I_0 \exp\{-[(z-L/2)/L]^2\} \times [1 + \cos(2k_0 z)] \quad (3)$$

式中, k_0 为波数。由于这一光强度的分布导致与之成比例的折射率分布:

$$n(z) = n_0 + \delta n \exp\{-[(z-L/2)/L]^2\} \times [1 + \cos(2k_0 z)] \quad (4)$$

这样的折射率分布光栅称为高斯变迹光纤光栅。其中 δn 为折射率的起伏(或微扰)。

对于高斯变迹光纤光栅,其耦合系数 κ 为:

$$\kappa(z) = \kappa_0 \exp\{-[(z-L/2)/L]^2\} \quad (5)$$

式中, $\kappa_0 = \delta n/2n$ 为常数, L 为高斯光束的宽度(即光栅长度)。为了确定失谐量 $\delta(z)$ 和耦合系数 $\kappa(z)$,假设光纤光栅中布喇格孤子的传播速度与传输距离无关^[1,9],孤子传播速度为:

$$v_k = \frac{c}{n} v \quad (6)$$

式中, v 为速度减小因子:

$$v = \sqrt{1 - \frac{\kappa^2(z)}{\delta^2(z)}} \quad (7)$$

因此:

$$\frac{\kappa(z)}{\delta(z)} = \text{const} \quad (8)$$

选取反常色散区 $\delta(z) > 0$,根据(5)式、(7)式、(8)式,可得:

$$\delta(z) = \frac{\kappa(z)}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{\kappa_0}{\sqrt{1-v^2}} \exp\left[-\left(\frac{z-L/2}{L}\right)^2\right] \quad (9)$$

把(5)式和(9)式代入(2)式可得:

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

2 数值模拟与分析

2.1 输入单孤子无初始频率啁啾

采用有限差分法对布喇格明孤子非线性方程(10)式中的演化作数值模拟,选取光栅长度 $L = 5.0\text{cm}$,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^[9-10] $E_+(z,0) = 0, E_-(z,0) = 0$,右边界条件 $E_-(L,t) = 0$,左边界条件 $E_+(0,t) = I_0 \text{sech}(t/T_0)$ 。

模拟结果见图 1,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,形成布喇格孤子;随着输入功率的逐渐增大,非线性效应加强,孤子峰值强度呈现周期性演化并且孤子周期具有变短的趋势。初始脉宽 $T_0 = 3\text{ps}$ 不变的条件下,当输入功率 $I_0 = 1.5\text{GW/cm}^2$ 时光栅中形成孤子,虽然孤子峰值强度随传输距离呈现周期性演化,但其变化幅度较小。孤子基本稳定的传输,见图 1a;当输入功率 $I_0 = 3.0\text{GW/cm}^2$ 时,布喇格孤子振幅的变化明显受到高斯变迹的制约,出现高斯型,见图 1b;当输入功率继续增加,非线性效应加强,这将导致孤子峰值强度的周期变化,并使孤子变得不稳定,见图 1c、图 1d;并且随着输入功率的增大 $I_0 = 11\text{GW/cm}^2$ 时,孤子边缘产生较强的振荡现象,孤子稳定性被破坏,见图 1d。

图 2 为输入功率 $I_0 = 5.317\text{GW/cm}^2$ 保持不变、初

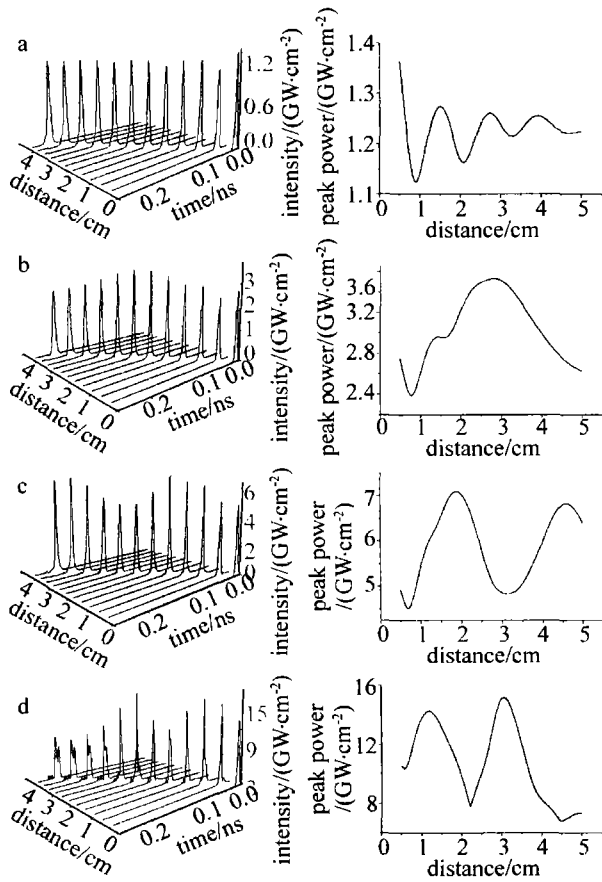


Fig. 1 Evolution of solitons with the same width ($T_0 = 3\text{ps}$) and different initial peak power in fiber Bragg gratings
 a— $I_0 = 1.5\text{GW}/\text{cm}^2$ b— $I_0 = 3.0\text{GW}/\text{cm}^2$ c— $I_0 = 5.317\text{GW}/\text{cm}^2$ d— $I_0 = 11.0\text{GW}/\text{cm}^2$

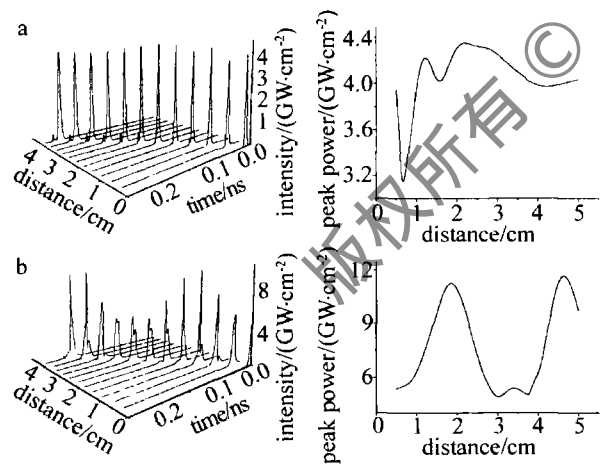


Fig. 2 Evolution of solitons with the same initial peak power $I_0 = 5.317\text{GW}/\text{cm}^2$ and different width in fiber Bragg gratings
 a— $T_0 = 2\text{ps}$ b— $T_0 = 5\text{ps}$

始脉宽取值不同的孤子在光栅中的演化。当初始脉宽 $T_0 = 2\text{ps}$ 时演化过程中孤子峰值强度变化较缓慢,孤子经过震荡之后又恢复原来形状,并基本稳定的传输,如图 2a 所示;初始脉宽逐渐变宽 $T_0 = 3\text{ps}$ 时孤子传播过程中其峰值强度出现高斯型演化,如图 1c 所示;初始脉宽继续变宽,当 $T_0 = 5\text{ps}$ 时布喇格孤子峰值强度呈现周期性变化并且孤子变得不稳定,如图 2b 所示。

2.2 初始频率啁啾的影响

输入孤子具有初始频率啁啾时,左边界条件为 $E_+(0, t) = I_0 \text{sech}(t/T_0) \exp(-iCt^2/2T_0^2)$, 其它条件不变。

图 3 为输入脉冲 ($T_0 = 3\text{ps}$, $I_0 = 5.317\text{GW}/\text{cm}^2$) 具有初始频率啁啾的情况,当初始啁啾为正啁啾 $C = 0.5$

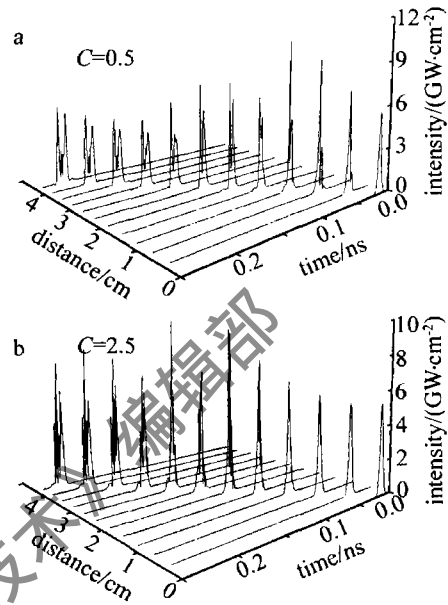


Fig. 3 Evolution of chirped pulse in fiber Bragg gratings

时,布喇格孤子在最初传输中被窄化压缩,原因是自相位调制 (self phase modulation, SPM) 致啁啾为上啁啾, $C > 0$ 产生初始上啁啾,二者叠加为较大的上啁啾,在反常色散区产生初始窄化;随着传输距离的增大布喇格孤子分裂成两个孤子并且交换能量,如图 3a 所示。当 $C = 2.5$ 时孤子经初始稳定传输之后明显窄化,并且,窄化速度比 $C = 0.5$ 时的慢;随着传输距离的增大边缘处产生振荡现象,如图 3b 所示。当初始啁啾为负啁啾 ($C < 0$) 时也出现类似的情况。

2.3 两个孤子之间的相互作用

输入两个孤子时,左边界条件为:

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

式中, $2t_s/T_0$, θ , r 分别为两个孤子脉冲的初始时间间隔、初始相位差和相对振幅参量,其它初始条件不变。图 4 为初始间隔 $2t_s/T_0 = 3.5$ 的一个孤子对在高斯变迹光栅中的演化过程。孤子之间的相互作用对它们的相对相位 θ 和相对振幅参量 r 敏感。对于等振幅孤子 ($r = 1$) 当相对相位 $\theta = \pi/4$ 时,两个孤子经过初始吸引、碰撞之后彼此分开,如图 4a 所示;当相对相位 $\theta = \pi$ 时,两个孤子之强烈的排斥并且发生能量的转移,如图 4b 所示。对于不同振幅孤子, $r = 1.5$ 的同相位孤子经过初始相互吸引、能量交换之后彼此分开,如图

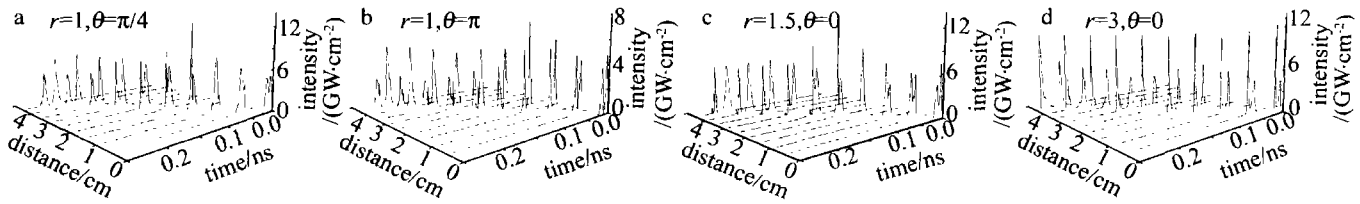


Fig. 4 Interaction of two Bragg solitons

4c 所示;当 $r=3, \theta=0$ 时, 孤子间的相互吸引消失、能量转移不明显, 但孤子间的排斥作用显著, 如图4d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量会使孤子间不会产生吸引作用, 只有排斥作用。

3 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, 形成布喇格孤子。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, 随着初始脉宽的变宽, 孤子传输由稳定变成受到高斯变迹光栅制约峰值强度呈现高斯型演化; 当初始脉宽保持不变, 输入功率逐渐增大时, 非线性效应加强, 孤子峰值强度演化呈现周期性。输入孤子具有初始频率啁啾, 而且初始啁啾为正啁啾 ($C > 0$) 时, 布喇格孤子在传输过程中分裂成两个孤子并且交换能量。对于初始间隔较近的两个孤子, 随着它们之间的相对相位差和相对振幅参量的不同而发生相互吸引、相互排斥、交换能量等现象。以上对布喇格明孤子的传输特性及孤子间相互作用的参量理论分析为耦合光纤器件的设计、实际孤子通信提供了一种消除光孤子之间相互作用的方法。

参考文献

- [1] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. 3th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 287-299 (in Chinese).
- [2] LIU Y M, YU Zh Y, YANG H B, *et al.* The investigation of the nonlinear characteristics of fiber Bragg gratings [J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 101-106 (in Chinese).
- [3] AMNON Y. Optical electronics in modern communications [M]. 5th Ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 530-537 (in Chinese).
- [4] EGGLETON B J, de STERKE C M, SLUSHER R E. Bragg solitons in the nonlinear Schrödinger limit experiment and theory [J]. J O S A, 1999, B16(4): 587-599.
- [5] EGGLETON B J, de STERKE C M, SLUSHER R E. Nonlinear pulse propagation in Bragg gratings [J]. J O S A, 1997, B14(11): 2980-2993.
- [6] LEE S, KHOSRAVAND R, PENG J, *et al.* Adjustable compensation of polarization mode dispersion using a high-birefringence nonlinearly chirped fiber Bragg grating [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1999, 11(10): 982-983.
- [7] de STERKE C M, EGGLETON B J. Coupled modes and the nonlinear Schrödinger equation [J]. Phys Rev, 1990, A42(1): 550-555.
- [8] GUO Q, ZHAO G Sh, WEN Q. Propagation properties of a pair of soliton pulses in a fiber [J]. Acta Optica Sinica, 1990, 10(7): 651-655 (in Chinese).
- [9] WANG Ch Y, YANG X Y. 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).
- [10] de STERKE C M, SIPE J E. Switching behavior of finite periodic nonlinear media [J]. Phys Rev, 1990, A42(5): 2558-2569.
- [11] de STERKE C M, JACHSON K R, ROBERT B D. Nonlinear coupled mode equations on a finite interval: a numerical procedure [J]. J O S A, 1991, B8(2): 403-412.
- [6] SEMAK V, MATSUNAWA A. The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing [J]. J Phys, 1997, D30(18): 2541-2552.
- [7] SOLANA P, KAPADIA P, DOWDEN J M, *et al.* An analytical model for the laser drilling of metals with absorption within the vapor [J]. J Phys, 1999, D32(8): 942-952.
- [8] YILBAS B S, SHUJA S Z. Laser non-conduction limited heating and prediction of surface recession velocity in relation to drilling [J]. Journal of Mechanical Engineering Science, 2003, 217(9): 1067-1075.
- [9] YILBAS B S, MANSOUR S B. Laser heating: jet emanating from laser induced cavity [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2007, 46(4): 385-398.
- [10] LI J Ch. Calculation of laser diffraction and thermal [M]. Beijing: Science Press, 2002: 350-499 (in Chinese).
- [11] ZHENG Q G, GU J H. Laser interaction with the material [M]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 1996: 46-109 (in Chinese).

(上接第 208 页)