

色散渐减光纤中自相似脉冲传输特性研究*

张巧芬,徐文成,冯杰,刘颂豪

(华南师范大学 光子信息技术广东省高校重点实验室,广州 510006)

摘 要:研究了在高阶色散影响下,自相似脉冲在具有正常色散的色散渐减光纤中的演化情况. 结果表明:当考虑高阶色散的影响时,脉冲的啁啾仍然具有很强的线性特性,只是中心变得不对称,产生中心漂移. 这种啁啾特性使得自相似脉冲在时域中的抛物线形状产生畸形,导致了脉冲峰向一边延迟,并使脉冲的中心位置漂移,同时伴随着脉冲边沿的振荡. 但是通过采用色散补偿技术,自相似脉冲强的线性啁啾仍然可以得到高质量的飞秒量级压缩脉冲,与忽略三阶色散影响时得到的压缩脉冲的脉宽近似相等.

关键词:非线性光纤光学;自相似脉冲;色散渐减光纤;三阶色散

中图分类号: TN25

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2008)01-0030-5

0 引言

自相似是自然界的一种普遍现象,它由非线性 Schrodinger (NLS) 方程来描述. 早在 1981 年, Ablowitz M J 和 Segur H 就指出自相似解和孤子解都存在于 NLS 方程中^[1]. 一直以来,自相似特性在物理学及其他学科中有着广泛的研究和应用,比如,流体动力学、凝聚态物理、等离子物理、量子场论和生物物理学^[2]等领域. 但在光学中,这种特性的研究还处于初级阶段. 最近,自相似性在研究光辐射模式的形成^[3]、Hill 光栅的生长^[4]、受激喇曼散射^[5]、自写波导的演化^[6]和光波塌陷^[7]中都取得了一定的进展,而在非线性光纤光学中的研究则刚刚起步.

众所周知,普通孤子在功率提高时会产生光波分裂而无法获得高功率传输^[8],尽管色散管理孤子可以承受比普通孤子大一个数量级的非线性相移,但其脉冲能量也只能比孤子能量大同样的倍数. 而自相似脉冲很好地解决了传输中脉冲的强度限制问题,它在高功率传播时,脉冲形状不改变(始终保持抛物线形状),具有抵御光波分裂的能力. 另外,所有的入射脉冲能量都转化在输出的自相似脉冲之中,能量没有损耗. 这与众所周知的 NLS 方程在没有增益的情况下的孤子解是不同的^[9],因为在没有增益的情况下,给定的初始脉冲最终演化成一个具有固定振幅的孤子,其余的能量则以色散波的形式散发掉. 此外,自相似脉冲另一个吸引人的特性就是它严格的线性啁啾特性,这种严格线性啁啾导致高效的脉冲压缩,易于获得高功率的超短压缩脉冲.

特别地,这种脉冲自相似特性只由入射脉冲能量和光纤参量决定,而与初始脉冲形状无关. 所以光纤中脉冲的自相似性特性对于高功率的超短脉冲输出以及科学研究等领域具有非常重要的应用前景. 本文研究了三阶色散对自相似脉冲的影响,提出了三阶色散导致自相似脉冲的畸变,同时自相似脉冲的线性啁啾仍然具有很强的线性特性,利用色散补偿技术可以获得飞秒量级的压缩超短光脉冲.

1 自相似脉冲产生的理论分析

自相似脉冲是在正的群速度色散、自相位调制和非线性介质的放大效应相互作用下产生的^[10-11],它由 NLS 方程描述

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} D(z) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma |\Psi|^2 \Psi \quad (1)$$

式中, Ψ 为脉冲包络的慢变振幅, T 是随脉冲以群速度 v_g 移动的参考系中的时间量度 ($T = t - z/v_g$). $D(z)$ 是色散纵向变化参量. 利用变换 $\xi = \int_0^z D(z') dz'$, 方程(1)可以变成

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \frac{\gamma}{D(\xi)} |\Psi|^2 \Psi \quad (2)$$

再令 $u(\xi, T) = \frac{\Psi(\xi, T)}{\sqrt{D(\xi)}}$, 方程(2)可变为

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + \gamma |u|^2 u = i \frac{u}{2} \left(-\frac{1}{D} \frac{dD}{d\xi} \right) = i \frac{\Gamma(\xi)}{2} u \quad (3)$$

式中 $\Gamma(\xi) = -\frac{1}{D} \frac{dD}{d\xi} = -\frac{1}{D^2} \frac{dD}{dz} > 0$ 是增益系数.

当色散是双曲变化时,即 $D(z) = \frac{1}{1 + g_0 z}$, 得到 $\Gamma = g_0$, 于是方程(3)就变成了有增益的 NLS 方程的形式

* 广东省自然科学基金(04010397)资助

Tel: 020-39310882 Email: zhqfbaby@tom.com

收稿日期: 2006-08-31

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma |\Psi|^2 \Psi + i \frac{g_0}{2} \Psi \quad (4)$$

当 $z \rightarrow \infty$ 时,可以得到方程(1)的解为

$$\Psi(z, T) = \begin{cases} \sqrt{P(z)} \left\{ 1 - \left[\frac{T}{\tau(z)} \right]^2 \right\}^{1/2} \cdot \\ \exp [i\varphi(z, T)] & |T| \leq \tau(z) \\ 0 & |T| > \tau(z) \end{cases}$$

$$\text{式中 } P(z) = \frac{E_0^{2/3}}{4} \left[\frac{2g_0^2}{\gamma\beta_2(1+g_0z)} \right]^{1/3}$$

$$\tau(z) = 3E_0^{1/3} \left[\frac{\gamma\beta_2(1+g_0z)}{2g_0^2} \right]^{1/3}$$

$$\varphi(z, T) = -\frac{g_0}{6\beta_2} T^2 + \gamma \int_0^z P(z') dz'$$

从解中可以看出,对于任意初始脉冲,传输后都最终演化为抛物线形式,其啁啾形式

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\varphi}{\partial T} = \frac{g_0}{3\beta_2} T \quad (5)$$

式(5)表明啁啾是线性的,并且 g_0 的增大将相应地提高脉冲啁啾的线性.

2 三阶色散对自相似脉冲产生的影响

当考虑三阶色散(TOD)时^[12],光脉冲在色散渐减光纤中的传输方程可以写成

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} D(z) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial T^3} + \gamma |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (6)$$

变换后可以得到

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} - i \frac{\beta_3}{6D(\xi)} \frac{\partial^3 u}{\partial T^3} + \gamma |u|^2 u = i \frac{g_0}{2} u \quad (7)$$

从式(7)可以看出,当三阶色散存在时,方程左边第三项将影响自相似脉冲精确的自相似特性.目前,方程(7)无解析解,为了研究色散渐减光纤中自相似脉冲的传输特性,采用数值方法求解方程.在双曲型渐减的色散渐减光纤(即 $D(z) = \frac{1}{1+g_0z}$)中,选取的参量是 $\beta_2 = 1.35 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.0025 \text{ ps}^3/\text{km}$

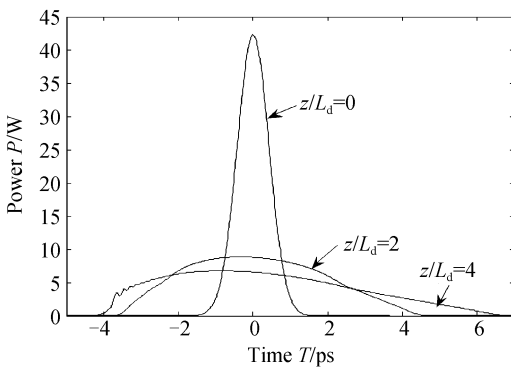


图1 $z=0, 2L_d$ 和 $4L_d$ 时脉冲在色散渐减光纤中的时域演化情况

Fig. 1 The pulse evolution in the ND-DDF by plotting power at $z=0, 2L_d$, and $4L_d$ waveform

($\text{km} \cdot \text{nm}^2$), $\gamma = 3.6 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$, $g_0 = 22 \text{ km}^{-1}$. 输入的抽运脉冲是满足波长变化极限的高斯脉冲,脉冲的半峰全宽为 $T_{\text{FWHM}} = 1.0 \text{ ps}$, 初始能量为 $E_0 = 45 \text{ pJ}$. 从这些参量中可以算出色散长度 $L_d = 267.2 \text{ m}$ 、非线性长度 $L_{\text{NL}} = 6.6 \text{ m}$ 、以及 $N^2 = L_d/L_{\text{NL}} = 40.5$. 图1给出了 $z=0, 2L_d$ 和 $4L_d$ 时脉冲在色散渐减光纤中的时域演化情况.

在 $4L_d = 1069 \text{ m}$ 处,对忽略三阶色散以及考虑三阶色散时输出脉冲的波形以及脉冲啁啾进行了比较,如图2(a)以及(b). 结果表明,脉冲在传输过程中演化成具有非对称线性啁啾的变形脉冲,而不是精确的抛物线型自相似脉冲.从模拟结果中可以计算出输出脉冲的半峰全宽为 $T_{\text{FWHM}} = 7.0 \text{ ps}$, 其时间带宽积为 50.4.

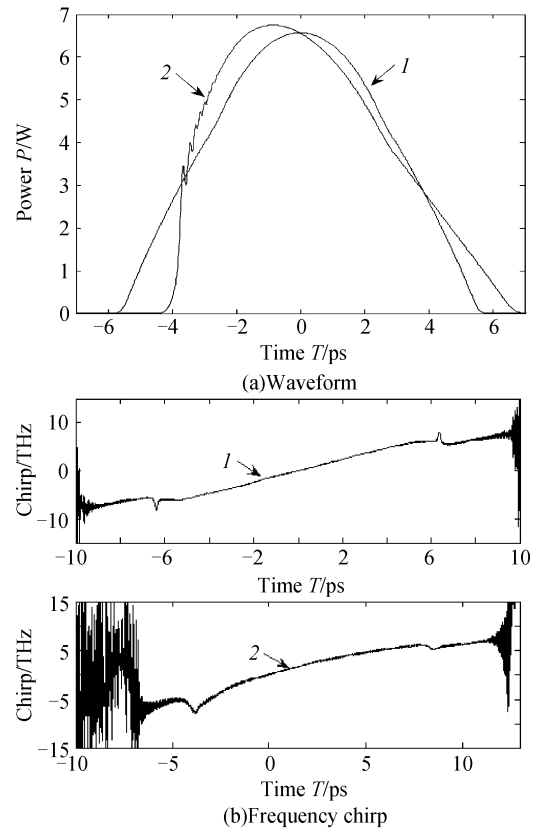


图2 $z=4L_d=1069 \text{ m}$ 处,忽略三阶色散(曲线1)以及考虑三阶色散(曲线2)时脉冲输出情况

Fig. 2 The output pulse after propagating over $4L_d$ (curve 2) comparing with the case when TOD is ignored (curve 1)

比较图2(a)的曲线1和曲线2可知,三阶色散导致自相似脉冲的抛物线型发生畸变,脉冲峰产生了延迟,脉冲中心发生漂移,同时在脉冲的前沿产生了振荡,其漂移以及振荡方向取决于三阶色散的正负.这种现象可以从脉冲的啁啾特性中得到解释,当只考虑群速度色散时,由群速度色散和自相位调制引入的啁啾复合后在脉冲存在的时间范围内是线性的,从图2(a)的曲线1和图2(b)的曲线1可以

很明显地看出. 但是当考虑三阶色散时, TOD 引入的啁啾在整个脉冲内却是非线性的, 这导致复合后啁啾的线性变得不对称. 可以从式 $\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega}$ 中解释啁啾的不对称问题^[13]: 在色散渐减光纤中, 由 β_3 的表达式可以得到

$$\beta_2(\omega) = \beta_2(\omega_0) - \beta_3 d\omega \quad (8)$$

忽略三阶色散时, 脉冲的啁啾形式如式(5). 在 $\beta_3 > 0$ 的情况下, 当脉冲红移时, $d\omega$ 是负值, 则由式(8)可知 β_2 值增大了, 再由式(5)可知 β_2 的增大导致了啁啾的绝对值减小; 而当脉冲蓝移时, $d\omega$ 是正值, 则由式(8)可知 β_2 值减小, 再由式(5)可知 β_2 的减小导致了啁啾的绝对值增大. 另外, 脉冲在正群速度色散区域传输时, 前沿产生了红移, 而后沿产生了蓝移, 这就使脉冲啁啾的线性部分在正群速度色散的色散渐减光纤中传输时表现为整体的上移, 导致了啁啾的不对称性, 如图 2(b) 中的曲线 2. 线性啁啾的中心向脉冲后沿移动, 因此啁啾就不能给脉冲前沿部分的展宽提供足够的线性范围, 这就导致脉冲的后沿展宽的比前沿快, 使得脉冲的峰值延迟在前沿区域, 脉冲的中心波长也相应地发生了转变; 同时, 在啁啾的非线性区域, 脉冲前沿附近的红移光传输较快, 超越了脉冲前尾部的非红移光, 这两种不同频率的光之间发生了干涉, 图 2(a) 中曲线 2 脉冲前沿附近的振荡正是这种干涉的结果.

3 对畸变的自相似脉冲的色散补偿

上一节分析了三阶色散效应会引起超短光脉冲形成非对称的拖尾振荡结构, 脉冲形状发生畸变. 但是自相似脉冲仍然保持良好的线性啁啾特性, 可以采用色散补偿技术^[14-15] 获得压缩光脉冲. 在光纤 GVD 和 TOD 的共同影响下^[16-17], 色散补偿必须满足关系式 $\beta_{31} L_1 + \beta_{32} L_2 = 0$, 于是得到 $\beta_{32} = -\frac{\beta_{31} L_1}{L_2}$. 从展宽因子 σ/σ_0 (σ 为均方根脉宽) 在传输距离上的演化趋势(图 3(a)), 可以得到 σ/σ_0 最小时的最佳补偿长度为 $L_2 = 100$ m, 在这一点处脉冲的啁啾被完全补偿. 图 3(b) 给出了产生畸变的自相似脉冲在补偿光纤中的演化情况, 进一步验证了在 $L_2 = 100$ m 可以得到最强的脉冲功率, 即最佳的压缩脉冲.

图 4(a) 中, 将压缩后的脉冲波形图以及初始输入脉冲和畸变的自相似脉冲在线性坐标上进行了比较, 同时在图 4(b) 给出了它们在对数坐标上的比较.

从图 4 可以看出, 抛物线型产生了畸变的自相似脉冲经过色散补偿后可以得到很好的压缩脉冲. 当忽略 TOD 时, 压缩脉冲的半峰全宽为 $T_{FWHM} = 80$ fs,

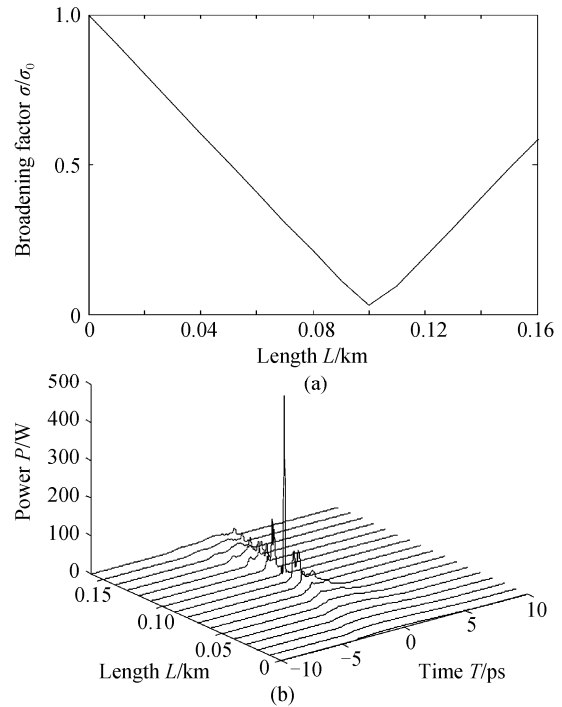


图 3 (a) 展宽因子 σ/σ_0 ; (b) 畸变的自相似脉冲的演化图
Fig. 3 (a) Broadening factor σ/σ_0 ; (b) The evolution of distorted parabolic pulse

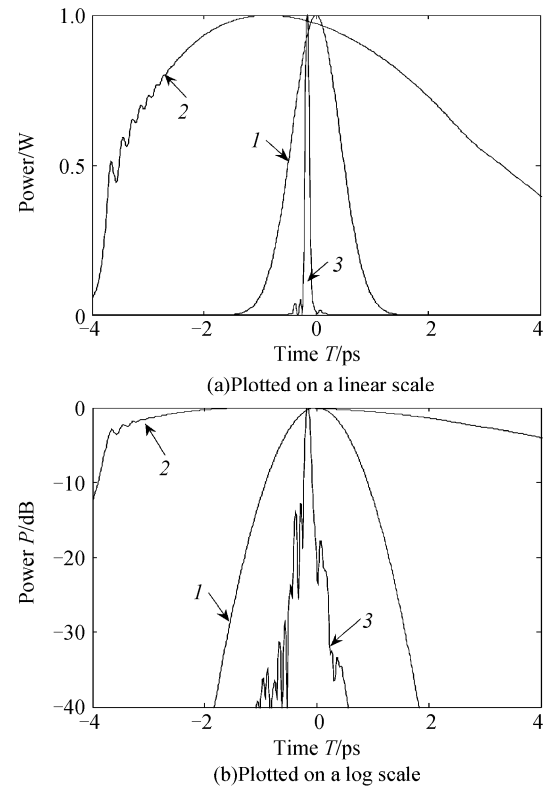


图 4 压缩脉冲(曲线 3)、初始脉冲(曲线 1)和畸变的自相似脉冲(曲线 2)的时域图

Fig. 4 Waveform of the compressed pulse (curve 3), the initial pulse (curve 1), and the parabolic pulse before compression (curve 2)

相应的压缩因子为 12.5, 压缩后脉冲的时间带宽积为 0.704, 输出后脉冲峰值功率为 504.7 W. 当考虑 TOD 的影响时, 从图 4 中可以得到脉冲的峰值功率

为 471.2 W,半峰全宽为 83 fs,同时脉冲的时间带宽积为 0.606,压缩因子为 12.1. 从输出脉冲图中可以看到,脉冲峰值功率的减小主要是对振荡部分进行压缩时,有一部分能量转化成为脉冲基座. 另外,输出脉冲的对数坐标图中脉冲的基座离峰值小于一13 dB,这就表明了高质量的飞秒脉冲的产生. 更重要的是,在 TOD 得到补偿后,脉冲的中心开始向初始的脉冲中心靠拢,即压缩后脉冲中心的瞬时位置漂移程度减小. 可见,三阶色散补偿对畸变的自相似脉冲的压缩是非常有效的,相反,若不对三阶色散作补偿,由于脉冲展宽、峰的时移及边沿部的振荡,则脉冲难以传输较远距离^[18].

4 结论

本文研究了高阶色散对色散渐减光纤中自相似脉冲产生的影响,并数值模拟了脉冲在光纤中的演化情况. 结果表明,三阶色散导致自相似脉冲峰值能量逐渐减小,失去原有的对称方式,脉冲峰发生漂移,即改变了脉冲的群速度,脉冲的中心位置向一侧发生了漂移,漂移的方向决定于三阶色散项的符号. 进一步研究发现,当对三阶色散进行补偿时,仍然可以获得高质量的压缩脉冲,压缩脉冲的半峰全宽达到 80 fs 左右,与忽略三阶色散影响时得到的压缩脉冲的脉宽近似相等,只是由于基座的存在而使脉冲的峰值功率减小.

参考文献

- [1] ABLOWITZ M J, SEGUR H. Solitons and the inverse scattering transform[M]. Philadelphia:SIAM,1981.
- [2] BARENBLATT G I. Scaling, self-similarity, and intermediate asymptotics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [3] FERMAN M E, KRUGLOV V I, THOMSEN B C, et al. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulse in optical fibers[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(26):6010-6013.
- [4] SUNGHYUCK A, SIPE J E. Universality in the dynamics of phase grating formation in optical fibers[J]. *Opt Lett*, 1991, **16**(19):1478-1480.
- [5] MENYUK C R, LEVI D, WINTERNITZ P. Self-similarity in transient stimulated raman scattering[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **69**(21):3048-3051.
- [6] TANYA M M, PETER D M. Self-similar evolution of self-written waveguides[J]. *Opt Lett*, 1998, **23**(4):268-270.
- [7] MARIN S, MORDECHAI S, CURTIS R M. Self-similarity and fractals in soliton-supporting systems[J]. *Phys Rev E*, 2000, **61**(2):1048-1051.
- [8] XU Wen-cheng, ZHANG Shu-min, LUO Ai-ping, et al. Adiabatic compression of ultra-short pulses in fibers with slowly decreasing dispersion[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(4):389-392.
- [9] 徐文成,张书敏,罗爱平,等. 色散渐变光纤中超短光脉冲的绝热压缩[J]. *光学学报*, 2002, **22**(4):389-92.
- [9] TIAN Jin-ping, HE Ying-ji, ZHOU Guo-sheng. A new exact solitary wave solution for the higher order nonlinear schrodinger equation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **34**(2):252-254.
- [10] 田晋平,何影记,周国生. 高阶非线性薛定谔方程的一个新型孤波解[J]. *光子学报*, 2005, **34**(2):252-254.
- [10] LEVI D, MENYUK C R, WINTERNITZ P. Similarity reduction and perturbation solution of the stimulated-raman-scattering equations in the presence of dissipation[J]. *Phys Rev A*, 1994, **49**(4):2844-2852.
- [11] TOSHIHIKO H, MASATAKA N. Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion[J]. *Opt Lett*, 2004, **29**(5):498-500.
- [12] LIU Qun, LI Qiang-hua, MOU Yan-qiu. Research of ultra-short optical pulse distortion by third order group velocity dispersion[J]. *Natural Sciences Journal of Harb in Normal University*, 2005, **21**(2):26-29.
- [13] 刘群,励强华,牟艳秋. 三阶群速度色散导致超短脉冲畸变的研究[J]. *哈尔滨师范大学自然科学学报*, 2005, **21**(2):26-29.
- [13] WANG Run-xuan. The applicability of initial chirp compensating for fiber dispersion function[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **34**(1):78-81.
- [14] 王润轩. 初始啁啾补偿光纤色散效应的适用范围[J]. *光子学报*, 2005, **34**(1):78-81.
- [14] ZHANG Shu-min, LÜ Fu-yun, DONG Fa-jie, et al. Optimal compression of higher-order soliton with a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **34**(4):554-557.
- [15] 张书敏,吕福云,董法杰,等. 色散渐减光纤组成的环形镜对高阶孤子的理想压缩[J]. *光子学报*, 2005, **34**(4):554-557.
- [15] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. New York: Academic Press, 1995.
- [16] XU Wen-cheng. Higher-order dispersion and soliton pulse compression in the dispersion-decreasing fibers[J]. *Chin Phys Lett*, 1997, **14**(4):298-301.
- [17] XU Wen-cheng. Enhanced pulse compression induced by the interaction between the third-order dispersion and the cross-phase modulation in birefringent fibres[J]. *Chin Phys*, 2002, **11**(4):352-357.
- [18] GUO Shu-qin, XUE Wen-rui, LI Zhong-hao, et al. Third-order dispersion compensation in pico-second pulse transmission system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(6):652-655.
- [18] 郭淑琴,薛文瑞,李仲豪,等. 皮秒脉冲传输系统中三阶色散补偿的研究[J]. *光学学报*, 2001, **21**(6):652-655.

Propagation Properties of Self-Similar Pulse in a Dispersion-Decreasing Fiber with Normal Group-Velocity Dispersion

ZHANG Qiao-fen, XU Wen-cheng, FENG Jie, LIU Song-hao

(*Lab of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

Received date: 2006-08-31

Abstract: Considering higher-order dispersion effect, the properties of the self-similar parabolic pulse evolution in a dispersion-decreasing optical fiber with normal group-velocity dispersion are investigated. The results show that parabolic pulses are distorted and the characteristic of exactly self-similarity will be lost due to the higher-order dispersion. The pulse still reveals highly linear chirp but glows into asymmetric. The highly linear chirp in optical pulse allows for efficient and high-quality pulse compression by use of dispersion compensation technique.

Key words: Nonlinear fiber optics; Self-similar pulse; Dispersion-decreasing fiber; Third-order dispersion



ZHANG Qiao-fen was born in 1982. She received her B. S. degree from South China University of Technology in 2004. Now she is a M. S. candidate in South China Normal University. Her current research focuses on the self-similarity of parabolic pulse in a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion.