

反常色散锥形微结构光纤中 高效率脉冲压缩研究*

马文文 李曙光[†] 尹国冰 冯荣普 付 博

(燕山大学理学院, 亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2009 年 9 月 24 日收到; 2009 年 10 月 27 日收到修改稿)

设计了一种沿光纤轴向线性变化的锥形微结构光纤, 该光纤在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处具有反常色散. 利用自适应分步傅里叶方法求解非线性薛定谔方程, 对中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、初始脉宽为 1 ps 的脉冲在锥形微结构光纤中的传输进行了模拟, 利用 1 m 长的锥形微结构光纤实现了光脉冲的高效压缩, 获得了压缩因子为 56.9、品质因子为 27 的脉冲压缩效果. 从脉冲在光纤中的演化发现, 在反常色散区基于非线性渐增、色散渐减的锥形微结构光纤有利于实现脉冲的高效率压缩. 与普通非线性光子晶体光纤相比, 锥形微结构光纤粗端具有较大的有效模式面积, 这有利于激光脉冲耦合进入光纤.

关键词: 锥形微结构光纤, 反常色散, 脉冲压缩, 自相位调制

PACC: 4280M, 4281D

1. 引 言

光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 也叫微结构光纤 (microstructure optical fiber, MOF), 因其独特的性质备受人们的关注^[1-5], 它是在光纤中沿轴向均匀排列空气孔, 从光纤截面看是一个周期性的二维结构, 在其中移走一个或几个空气孔就形成缺陷, 光能够在缺陷中传输, 其传输特性完全取决于截面空气孔的分布, 可以根据需要进行灵活设计. 光子晶体光纤由于它自身独特的结构, 具有灵活可调的非线性和色散特性使其成为研究非线性现象的合适媒介^[6-8].

光纤中非线性效应研究的一个重要领域是对光脉冲进行压缩. 高速、大容量光通信是现代光通信技术的发展趋势, 其中高质量的超短脉冲的产生是其中的关键技术之一. 光子晶体光纤为光脉冲的压缩提供了新的方法. 已经有文献证实在微结构光纤中色散渐减有利于实现脉冲的压缩^[9-11], 锥形微结构光纤 (tapered microstructure photonic optical fibers, TMOFs) 是在微结构光纤的基础上进行二次

拉锥处理得到的^[12], 人们利用锥形微结构光纤实现耦合波导^[13]、数值孔径转化^[14]、多模与单模的转化^[15], 产生超连续谱^[16]和孤子自频移^[17,18]. 而使用锥形微结构光纤来实现脉冲的压缩的研究较少, 且压缩效率不是很高. 2006 年, Hu 等^[19]理论模拟使用中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、初始脉宽为 3 ps 、平均功率为 400 mW 的光脉冲通过长为 28 m 的含有四层空气孔的锥形微结构光纤获得了压缩因子为 10 的压缩效果. 2007 年, Traves 等^[20]通过实验研究, 将中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 、初始脉宽为 830 fs 的光脉冲通过长为 50 m 的色散渐减、非线性也渐减的锥形微结构光纤, 获得了压缩因子为 15 的压缩效果. 近年来, 国内利用光纤进行脉冲压缩的压缩因子也都在 20 以内^[21,22].

本文设计了一种沿光纤轴向线性变化的含有 多层空气孔的长为 1 m 的锥形微结构光纤, 这样的多层结构对光具有更好的约束作用, 有利于光在光纤中较好的传输, 在数值模拟过程中忽略了光纤的损耗. 该光纤从始端到末端在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 附近均表现出了反常色散, 且非线性系数逐渐增大. 中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 、初始脉宽为 1 ps 的高斯脉冲通过

* 国家自然科学基金 (批准号: 10874145)、河北省自然科学基金 (批准号: F2009000481) 和中国博士后科学基金 (批准号: 20080440014) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

锥形微结构光纤,理论上获得了脉宽为 17.6 fs 的激光脉冲,压缩因子高达 56.9. 利用较短的锥形微结构光纤达到了较高的压缩因子,实现了由皮秒到飞秒脉冲的高效率压缩.

2. 光纤参数与脉冲传输原理

锥形微结构光纤孔节距随传输距离变化的表达式为

$$\Lambda(z) = \Lambda(0) + [\Lambda(0) - \Lambda(L)] \times \left[\left(1 - \frac{z}{L}\right)^\eta - 1 \right], \quad (1)$$

其中 $\Lambda(z)$ 是锥形微结构光纤在 z 处的孔节距, $\Lambda(0)$ 是锥形微结构光纤的始端孔节距, $\Lambda(L)$ 是锥形微结构光纤的末端孔节距, L 为锥形微结构光纤的长度, η 为锥度, 其结构如图 1 所示(该图为示意图, 仅给出了三层气孔, 实际上为了增强对光的限制, 同时减小损耗, 包层气孔需要 7 层以上). 在本文中, $\Lambda(0) = 4.5 \mu\text{m}$, $\Lambda(L) = 1.8 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$, $L = 1.0 \text{ m}$, $\eta = 1.0$. 对于这样的结构参数在实际拉制过程中是比较容易实现的, 为了使在拉锥过程中保持光纤的线性变化, 我们可以采用 CCD 成像来监控光纤的外径变化, 同时在空气孔中充入惰性气体避免气孔的塌陷. 然而在实际的拉制过程中不可避免地要产生误差, 因此我们同时考虑了锥度 η 分别为 1.05 和 0.95 时的微结构光纤对脉冲压缩效果的影响.

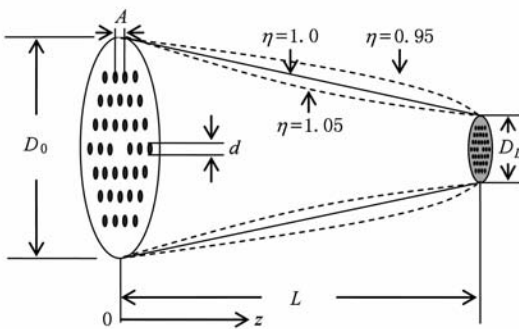


图 1 锥形微结构光纤结构示意图

图 2(a) 给出了波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处锥形微结构光纤非线性系数和有效模式面积沿光纤轴向 z 的变化, 图 2(b) 给出了色散沿光纤轴向 z 的变化. 从图 2(a) 可以看出在锥形微结构光纤中非线性系数沿 z 轴方向逐渐增大, 在线性微结构光纤中, 光纤的始末端非线性系数分别为 $\gamma(0) = 0.00284 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma(1.0) = 0.01468 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 同时模式面积也越来

越小, 始末端的有效模式面积分别为 45.67 和 $8.83 \mu\text{m}^2$, 始端有效模式面积较大有利于脉冲耦合进入光纤; 图 2(b) 表示的色散系数 D 从始端到末端均为正值, 表明中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的入射脉冲在整个传输过程中都处于反常色散区, 且线性微结构光纤在 $0-0.7 \text{ m}$ 色散从 49.58 增大到 $67.15 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$, 在 $0.7-1.0 \text{ m}$ 色散从 67.15 迅速减小到 $25.90 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. 图 2(a), (b) 表明: 与线性微结构光纤相比, 锥度为 1.05 和 0.95 时的锥形微结构光纤, 其非线性系数、有效模式面积以及色散系数变化不是很大.

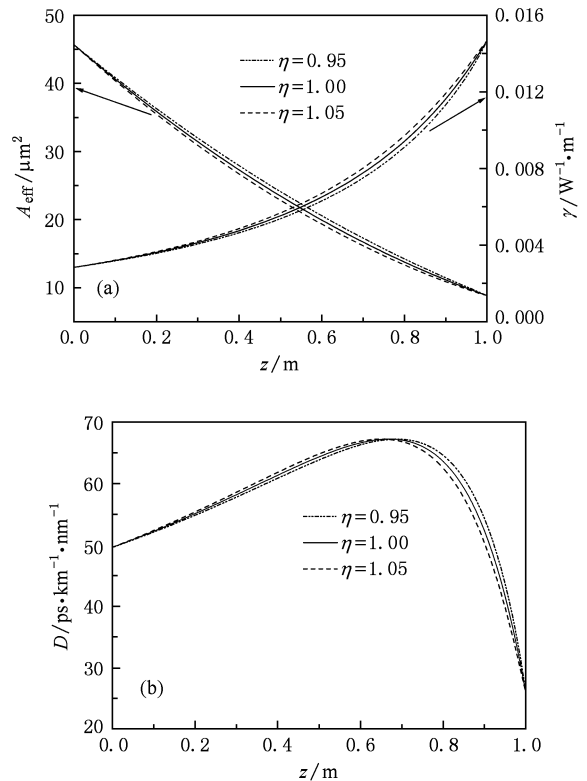


图 2 锥形微结构光纤在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处非线性系数、有效模式面积和色散沿传输距离的变化 (a) 非线性系数 γ 和有效模式面积 A_{eff} 随传输距离 z 的变化, (b) 色散系数 D 随传输距离 z 的变化

本文模拟所用的脉冲为无初始啁啾的高斯脉冲, 初始脉冲的形式为

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (2)$$

其中 P_0 为脉冲的峰值功率, T_0 为初始脉冲半宽度 (在光强度峰值的 $1/e$ 处), 而实际上常用半峰全宽 (FWHM) 来表示脉宽, 对于高斯脉冲, 它们之间的关系为 $T_{\text{FWHM}} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0$.

由于锥形微结构光纤的纤芯沿着轴向逐渐减小,所以它的色散不仅是波长的函数而且沿轴向不断变化.为了提高模拟的精度,我们将锥形微结构光纤分成 N 等份,使每一小段始末端的孔节距近似相等.在模拟过程中考虑到高阶色散 ($\beta_2 - \beta_{15}$),则脉冲在光纤中传输满足的广义非线性薛定谔方程为

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \left[\sum_{n=2}^{15} \beta_n(\omega) \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right] U = i\gamma(\omega) \left[|U|^2 U + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial(|U|^2 U)}{\partial T} - T_R U \frac{\partial|U|^2}{\partial T} \right], \quad (3)$$

式中, U 为脉冲包络的归一化慢变振幅, z 是传输距离; $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ 是以群速度移动的参考系中的时间坐标, $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 为非线性系数, n_2 为非线性折射率, A_{eff} 表示光纤的有效模式面积, ω_0 为中心角频率,方程左边表示线性效应;右边表示非线性效应,有自相位调制、自陡峭、脉冲内受激拉曼散射诱发的自频移效应. 式中的 $T_R = f_R \times \int t \times h_R(t) dt$ 是拉曼响应的时间参数, $h_R(t)$ 是拉曼响应函数, f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献. 其中色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} 表征了沿光纤长度 L 方向脉冲演变的长度量,它们之间的相对大小 $L_D/L_{NL} = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$ 可以说明在脉冲演变过程中哪个起主要作用. 一般情况下,当 $L_D/L_{NL} \gg 1$ 时,自相位调制在光脉冲的演变过程中起主要作用,导致脉冲被压缩. 反之,群速度色散起主要作用,导致脉冲被展宽.

本文利用自适应分步傅里叶方法^[23]数值求解方程(3)来分析脉冲在锥形微结构光纤中的传输特性,这种方法可以根据脉冲传输峰值波长的移动以及脉冲在光纤中的传输距离自动调节相应的光纤参数,具有较高的数值精度.

衡量脉冲压缩质量的两个参数为压缩因子 F_C 和品质因子 Q_C . 定义压缩因子 F_C 为初始脉冲的宽度 T_0 与压缩后脉冲的宽度 T_C 之比,品质因子 Q_C 为压缩脉冲的峰值功率 P_C 与初始脉冲峰值功率 P_0 之比^[24],即

$$F_C = \frac{T_0}{T_C}, \quad (4)$$

$$Q_C = \frac{P_C}{P_0}. \quad (5)$$

3. 数值模拟与结果分析

图3给出了输入的脉冲中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$, 初始脉宽 $T_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps}$, 单脉冲能量为 70.3 nJ 的无啁啾高斯型脉冲在微结构光纤中传输的时域谱. 从图3(a)可以看出,在线性锥形微结构光纤中,随着传输距离的增大脉冲的峰值功率逐渐增大且从 0.7 至 1.0 m 增加的幅度越来越大,基底的能量越来越小,说明在这段距离内脉冲被高效率压缩. 在 $L = 1.0 \text{ m}$ 时, $P_0 = 27024 \text{ W}$, $T_0 = 17.6 \text{ fs}$. 压缩因子达到了 56.9 . 虽然在末端出现了一些底边畸变、自频移、脉冲内分裂现象,这是因为受到了高阶色散、自陡峭、脉冲内的拉曼散射的影响. 从图3(b)可以看出,在结构参数与锥形微结构光纤始端相同的粗细均匀的微结构光纤中,随着脉冲在光纤中传输距离的增加,脉冲的峰值功率逐渐增大,在 $0.7 - 1.0 \text{ m}$ 范围明显增大,脉冲逐渐被压缩,但是没有图3(a)明显. 当 $L = 1.0 \text{ m}$ 时, $P_0 = 2796 \text{ W}$, $T_0 = 209.8 \text{ fs}$. 其压缩因子大约为 5 ,与锥形微结构光纤相比,其压缩的幅度很小而且基底的能量还是占很大的比例,使得压缩后的脉冲的质量不是很好.

图4给出了色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} 的比值沿光纤轴向 z 的变化. 利用此锥形微结构光纤可以实现高效率的脉冲压缩,这是因为在传输过程中群速度色散和自相位调制 (SPM) 对脉冲的形状起着主要作用. 群速度色散的作用使得脉冲被展宽; SPM 的作用使得脉冲频谱被展宽,使脉冲前后沿产生不同的频率分量 (前沿红移、后沿蓝移),同时这些新的频率分量在反常色散区传播速度不同 (蓝移快过红移) 从而使后沿追赶前沿,导致脉冲被压缩. 当 SPM 产生的压缩效应大于色散导致的展宽效应时,脉冲得到压缩. 从图4可以看出, L_D 在传输的前 0.7 m 大于 L_{NL} , 且大于锥形微结构光纤的长度,说明 SPM 在光脉冲传输的前 0.7 m 过程中一直在起主要的作用. 在 $0.7 - 1.0 \text{ m}$ 范围, P_0 在增大, $|\beta_2|$ 在减小, γ 在增大,由 $L_D/L_{NL} = T_0^2 \gamma P_0 / |\beta_2|$ 可知, L_D/L_{NL} 应该是迅速增大,这似乎与图4相矛盾. 其实并不矛盾,因为在这段距离内, T_0 从 0.112 ps 急剧减小为 0.015 ps , 脉宽几乎缩到 $1/7.5$, T_0^2 就缩至 $1/56.25$. 这是因为脉冲被压缩而使脉宽变得越来越小,所以就导致 L_D/L_{NL} 在光纤的末端急剧下降. 图5给出了压缩因子随传输距离的变化,从中可以看

出,在 0—0.7 m 范围压缩因子变化很小,即脉冲的宽度没有发生明显的改变,在 0.7—1.0 m 范围压缩因子从 5.34 迅速增大到 56.9.

光纤,而脉冲的形状和压缩效率几乎是不变的,即微结构光纤的锥度误差对压缩效果的影响是很小的.

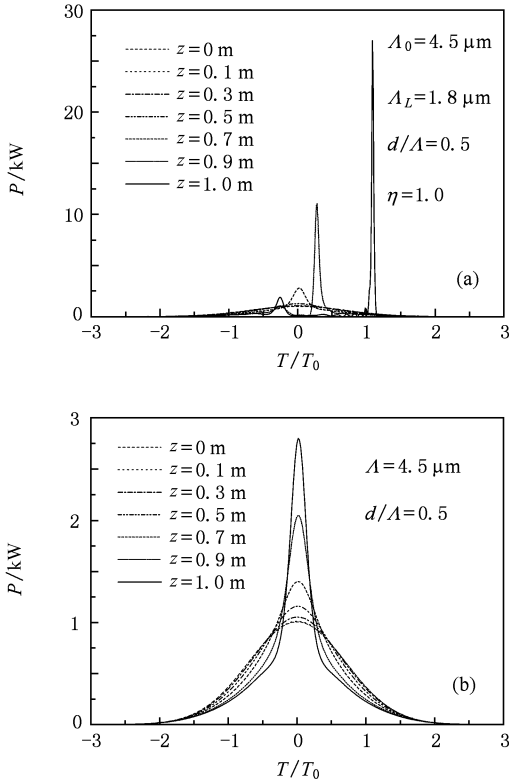


图 3 脉冲在锥形微结构和粗细均匀微结构光纤中传输的时域谱 (a)锥形微结构光纤中,(b)粗细均匀微结构光纤中

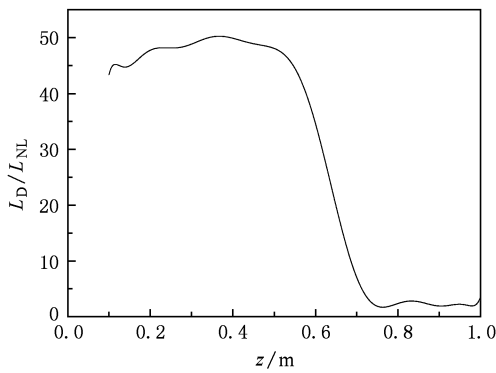


图 4 色散长度和非线性长度的比值沿光纤轴向的变化

为了考察光纤拉锥过程中的锥度误差对脉冲压缩效果的影响,图 6 给出了 $\eta = 0.95, 1.0, 1.05$ 时,脉冲通过长度为 1 m 的锥形微结构光纤的时域谱.从图 6 中可以看出, $\eta = 1.05$ 的凹形微结构光纤在脉冲时延上略先于 $\eta = 1.0$ 的线性微结构光纤,而 $\eta = 0.95$ 凸形微结构光纤则略后于线性微结构

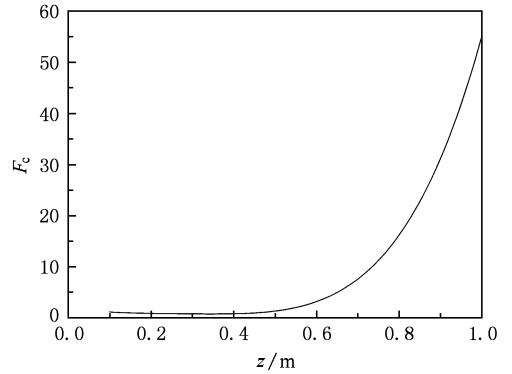


图 5 压缩因子随传输距离的变化

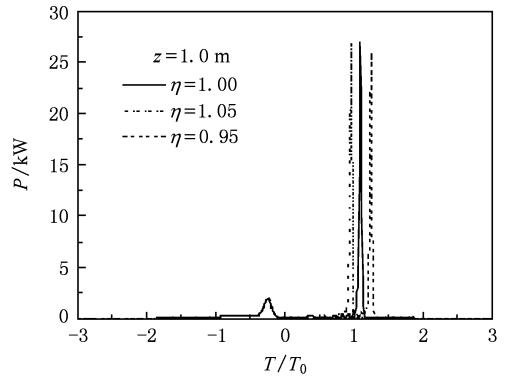


图 6 锥度 $\eta = 0.95, 1.00, 1.05$ 时脉冲通过长度为 1 m 的锥形微结构光纤的时域谱

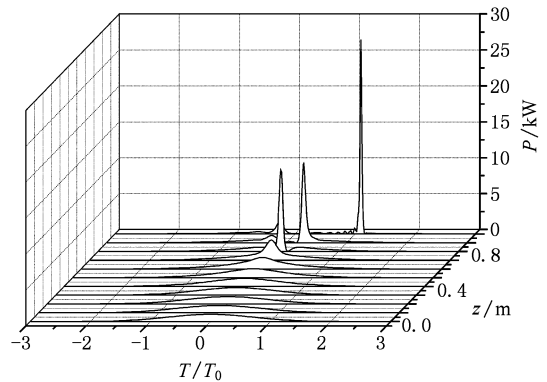


图 7 脉冲在线性锥形微结构光纤中传输立体图

结合图 2、图 3 和图 6 可以得出:当轴向不是理想线性时,在 5% 的误差范围内,即锥度为 1.05 与 0.95 时对光脉冲的色散、非线性系数、有效模式面

积与 1.0 相比变化很小,而且在光纤末端脉冲形状基本保持不变,只是在脉冲时延上有所提前和滞后,这并不影响脉冲的压缩效果.因此在误差允许范围内,本文所设计的线性锥形微结构光纤容易拉制,且压缩效果显著,这就为该光纤的实际应用提供了坚实的理论依据.

为了更清楚地说明脉冲在线性锥形微结构光纤中的变化情况,图 7 给出了脉冲在线性锥形光纤中传输的立体图.其中横坐标为归一化的时间,纵坐标为传输的距离,竖坐标为脉冲的功率.从图中可以看出,随着脉冲在锥形微结构光纤中的传输,脉冲逐渐变窄.但在传输的前 0.7 m,脉冲的变化不是很明显,在 0.7—0.8 m 范围脉冲突然变窄,基底能量也随之减少,在 0.9—1.0 m 范围,脉冲急剧变窄.由此可见,在 0.7—1.0 m 范围实现了脉冲的高效压缩,而这一段正好对应于光纤的色散渐减区.以上分析充分说明了在反常色散区基于色散渐减、非线性渐增的锥形微结构光纤能实现高效的脉冲

压缩.

4. 结 论

本文设计了一种锥形微结构光纤,利用自适应分步傅里叶方法数值求解非线性薛定谔方程,模拟了光脉冲在这种光纤中的传输.研究表明:1)在整个光纤中,中心波长 1.55 μm 处为反常色散;2)在长为 1 m 的锥形微结构光纤中获得了压缩因子为 56.9 的压缩效果,得到了目前利用光纤所产生的最高的压缩效率;3)在反常色散区,基于色散渐减、非线性渐增能实现高效的脉冲压缩.本文设计的这种锥形微结构光纤使初始脉宽由 1 ps 压缩为 17.6 fs,有望利用这种色散渐减、非线性渐增的锥形微结构光纤对于皮秒激光器(Genki-10HP, PSL-10XX, PSL-40G)的输出脉冲进行压缩,从而得到相应的飞秒脉冲.

- [1] Li S G, Liu X D, Hou L T 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2811 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2003 物理学报 **52** 2811]
- [2] Knight J C, Birk T A, Russell P S J, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [3] Ranka J K, Russell P S J 2003 *Science* **299** 358
- [4] Birks T A, Knight J C, Russell P S J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [5] Yamamoto T, Kubota H, Kawanishi S, Tanaka M, Yamaguchi S 2003 *Opt. Express* **11** 1537
- [6] Miret J J, Silvestre E, Andres P 2009 *Opt. Express* **17** 9197
- [7] Fang X H, Hu M L, Li Y F, Wang Q Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2495 (in Chinese) [方晓惠、胡明列、栗岩峰、柴路、王清月 2009 物理学报 **58** 2495]
- [8] Wei D B, Zhou G Y, Zhao X T, Yuan J H, Meng J, Wang H Y, Hou L T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3011 (in Chinese) [魏东宾、周桂耀、赵兴涛、苑金辉、孟佳、王海云、侯蓝田 2008 物理学报 **57** 3011]
- [9] Nikolov N I, Sorensen T, Bang O, Bjarklev A 2003 *JOSA B* **20** 2329
- [10] Zhang S M, Lu F Y, Xu W C, Yang S P, Wang J, Dong X Y 2004 *Opt. Commun.* **237** 1
- [11] Pelusi M D, Liu H F 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1430
- [12] Chen S H, Liu H P, Zhang S W, Yi L 2006 *Phys. Lett. A* **353** 493
- [13] Mägi E C, Steinvurzel P, Eggleton B J 2004 *Opt. Express* **12** 776
- [14] Khoo E H, Liu A Q, Wu J H 2005 *Opt. Express* **13** 7748
- [15] Town G E, Lizier J T 2001 *Opt. Lett.* **26** 1042
- [16] Yang Y, Lee J, Reichard K, Ruffin P, Liang F, Ditto D, Yin S Z 2005 *Opt. Commun.* **249** 129
- [17] Birks T A, Wadsworth W J, Russell P S J 2000 *Opt. Lett.* **25** 1415
- [18] Liu X, Xu C, Knox W H, Chandalia J K, Eggleton B J, Kosinski S G, Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 359
- [19] Hu J, Marks B S, Menyuk C R 2006 *Opt. Express* **14** 4026
- [20] Travers J C, Stone J M, Rulkov A B, Cumberland B A, George A K, Popov S V, Knight J C, Taylor J R 2007 *Opt. Express* **15** 1320
- [21] Zhang H, Xie K, Jiang H M 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 1951 (in Chinese) [张浩、谢康、姜海明 2008 中国激光 **35** 1951]
- [22] Zhang X F, Zheng Y, Li A P, Xu Y F 2007 *Laser Technol.* **31** 268 (in Chinese) [张兴坊、郑义、李爱萍、徐云峰 2007 激光技术 **31** 268]
- [23] Li S G, Xing G L, Zhou G Y, Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 238 (in Chinese) [李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报 **55** 238]
- [24] Li S H, Yang A M, Cui J M, Sun Y N 2009 *Opt. Techn.* **35** 280 (in Chinese) [李少晖、杨爱英、崔健民、孙雨南 2009 光学技术 **35** 280]

High efficiency pulse compression in tapered microstructure fibers in anomalous dispersion region^{*}

Ma Wen-Wen Li Shu-Guang[†] Yin Guo-Bing Feng Rong-Pu Fu Bo

(*State Key Laboratory of Metastable Materials Science and Technology, College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

(Received 24 September 2009; revised manuscript received 27 October 2009)

Abstract

A kind of linearly tapered microstructure fiber has been proposed in this paper. The central wavelength, which is located in the anomalous dispersion region, is 1550 nm. We use an adaptive split-step Fourier method to numerically study the propagation of 1 ps laser pulse in this microstructure optical fiber. For the tapered fiber under consideration, a compression factor of 56.9 and a quality factor of 27 can be achieved in a fiber 1 m long. With the pulse shape evolution in the fiber, we find that in anomalous dispersion region, the pulse can be highly efficiently compressed by the increasing of nonlinearity coefficient and the decreasing of dispersion coefficient. Compared with the normal photonic crystal fibers, the thicker end of the tapered fiber is apt to be coupled to the laser pulse which has a larger effective mode area.

Keywords: tapered microstructure optical fiber, anomalous dispersion, pulse compression, self-phase modulation

PACC: 4280M, 4281D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874145), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2009000481), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20080440014).

[†] Corresponding author. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn