

# 超短光脉冲在分段中空光波导中的 光谱展宽和脉冲压缩<sup>\*</sup>

宋振明 庞冬青 张志刚<sup>†</sup> 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光实验室, 光电信息技术科学教育部重点实验室(天津大学), 天津 300072)

(2004 年 9 月 20 日收到, 2004 年 10 月 28 日收到修改稿)

运用分步傅里叶法解非线性薛定谔方程来对超短脉冲在充满惰性气体的中空光波导中的展宽与压缩进行数值模拟计算. 模拟证明, 分段光纤展宽光谱具有损耗小, 可能压缩脉冲窄等潜在优点, 对在实验中进一步压缩脉冲到周期量级有指导意义.

关键词: 超短脉冲, 中空光波导, 广义非线性薛定谔方程, 脉冲压缩

PACC: 4280W, 4280L, 7220H, 0350D

## 1. 引言

飞秒激光脉冲技术是上世纪八十年代初期产生并迅速发展的激光前沿研究领域, 为物理、化学、生物、材料科学等领域的研究提供了崭新的手段. 飞秒脉冲技术在近几年内取得了显著的进步, 人们在对飞秒脉冲放大系统的色散补偿<sup>[1,2]</sup>以及脉冲相位的数值模拟<sup>[3]</sup>等方面进行了深入的研究, 而目前如何获得更短(单周期或几个周期的)的脉冲, 成为人们研究的焦点和主要方向. 其中最为可行的方案便是利用充惰性气体的中空光纤展宽放大后的脉冲光谱. 2003 年 10 月, 人们获得了  $3.8 \text{ fs}^{[4]}$  的超短脉冲, 同年 11 月, 便达到了  $3.4 \text{ fs}^{[5]}$ . 到了 2004 年, 这个记录又被刷新为  $2.8 \text{ fs}^{[6]}$ . 但是, 这些最短的脉冲 ( $2.8\text{--}3.4 \text{ fs}$ ) 能量都很低 (约  $0.5 \mu\text{J}$ ). 能量的损耗首先来自脉冲展宽时空光纤的耦合和传输损耗, 其次来自压缩系统中光栅以及液晶光调制器<sup>[7]</sup>的损耗. 在采用一根光纤展宽光谱的实验中, 为了获得超宽带光谱, 中空光纤的直径必须特别小 ( $100 \mu\text{m}$ ), 以提高脉冲峰值功率密度. 这样就导致耦合损耗和传输损耗过大, 为了使脉冲在压缩同时保持高能量, 人们提出了分段光纤压缩脉冲的方法<sup>[4]</sup>. 理论<sup>[8]</sup>和实践都告诉我们, 展宽脉冲光谱并不需要特别长的光纤, 因为光谱展宽在有限的长度内已经基本完成. 所

以, 对脉冲进行两次展宽压缩, 以便获得更短的脉冲的做法是有理论依据并且在实践上是可行的.

飞秒脉冲在充惰性气体的中空光纤内的非线性展宽过程是比较复杂的、影响因素众多的非线性过程, 包含自相位调制、自陡峭效应和色散、损耗等因素的互相作用. 广义非线性薛定谔方程就是描述这一物理过程的强有力的工具. 它包含了上面所说的各个物理过程, 因而用广义非线性薛定谔方程来描述飞秒脉冲在充惰性气体的中空光纤内的非线性展宽过程是完全可能的. 解这个方程的有效方法便是分步傅里叶法. 这是一种通过在频域内计算色散, 在时域内计算非线性效应, 来解非线性方程的方法. 本文中, 我们利用计算广义非线性薛定谔方程来证明分段光纤压缩脉冲的可行性和优越性.

## 2. 分步傅里叶法与广义非线性薛定谔方程

本文所采用的为归一化振幅后的广义非线性薛定谔方程<sup>[9]</sup>. 其形式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} = & -i \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\text{sgn}(\beta_3)}{6L_D'} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} \\ & + i \frac{e^{-az}}{L_{NL}} \left( |U|^2 U + i s \frac{\alpha |U|^2 U}{\partial \tau} \right. \\ & \left. - \tau_R U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划项目(批准号: G1999075201-2)资助的课题.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhgzhang@tju.edu.cn

其中  $U(z, \tau)$  为归一化振幅, 若  $A(z, \tau)$  为脉冲包络的慢变振幅, 则有:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} e^{-\alpha z} U(z, \tau), \quad (2)$$

其中  $P_0$  为峰值功率,  $\tau$  为引入的对初始脉宽  $T_0$  归一化时间量:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad (3)$$

式中  $v_g$  为群速度,  $L_D, L'_D, L_{NL}$  为引入的三个长度量, 分别为描述二阶色散、三阶色散和非线性效应的长度量, 其定义分别为:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_0|}, L'_D = \frac{T_0^3}{|\beta_3|}, L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (5)$$

$\gamma$  为非线性系数, 其定义为

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

$A_{\text{eff}}$  为有效纤芯截面.

$s$  和  $\tau_R$  分别描述了自陡峭效应和脉冲内受激拉曼散射, 并定义为

$$s = \frac{1}{\omega_0 T_0}, \tau_R = \frac{T_R}{T_0}, \quad (7)$$

其中  $T_R$  为非线性响应函数的一次矩.

此外, 我们还要定义两个参量, 为:

$$\bar{N}^2 = \frac{L_D}{L_{NL}}, \bar{N}'^2 = \frac{L'_D}{L_{NL}}. \quad (8)$$

受激拉曼效应是由于分子振动引起的, 而对于惰性气体, 是由原子组成, 所以没有拉曼作用, 考虑的非线性效应主要是自相位调制和自陡峭效应.

### 3. 对于惰性气体的参数的计算

我们以氩气为例, 来说明气体参数的计算. 假设传播过程中起主要作用的是  $\text{EH}_{11}$  模. 位相常数  $\beta$  和场衰减常数  $\alpha/2$  可以由公式 (9) 得到<sup>[10]</sup>.

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{2.405\lambda}{2\pi a} \right)^2 \right],$$

$$\frac{\alpha}{2} = \left( \frac{2.405}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{2a^3} \frac{v^2 + 1}{(v^2 - 1)^{1/2}}, \quad (9)$$

而气体的折射率  $n$  依赖于气体的压强  $p$  (atm) 和温度  $T$  (K)<sup>[11]</sup>.

$$n = \left( 2 \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} \times \frac{pT_0}{p_0 T} + 1 \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} \times \frac{pT_0}{p_0 T} \right)^{-1/2} \quad (10)$$

其中  $n_0$  是在标准条件下 ( $p_0 = 1 \text{ atm}$ ,  $T_0 = 273.5 \text{ K}$ ) 的线性折射率, 可以由 (11) 式<sup>[12]</sup> 求得.  $\lambda_0$  是真空中波长.

$$n_0^2 - 1 = 5.547 \times 10^{-4} \left( 1 + \frac{5.15 \times 10^5}{\lambda_0^2} + \frac{4.19 \times 10^{11}}{\lambda_0^4} + \frac{4.09 \times 10^{17}}{\lambda_0^6} + \frac{4.32 \times 10^{23}}{\lambda_0^8} \right) \quad (11)$$

又由 (12) 式我们便可以求得各阶色散值 (其中  $\omega_0$  为中心角频率).

$$\beta = \frac{\omega}{c} n, \beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (12)$$

而对于非线性折射率  $n_2$ , 我们可以由关系式 (13) 求得<sup>[11]</sup>

$$n_2/p = 9.8 \times 10^{-24} \text{ m}^2/\text{W}. \quad (13)$$

### 4. 分段光纤压缩倍数的估计

由公式  $\Delta\omega = 0.86\gamma P_0 z_{\text{eff}}/\tau_0$ <sup>[9]</sup> 我们可以推导出长度为  $l$  的光纤若进行分段展宽压缩<sup>[13]</sup>, 每段为  $l_1 = l_2 = l/2$ , 则分段展宽值  $\Delta\omega_c$  与一段展宽值  $\Delta\omega_1$  的比为

$$\frac{\Delta\omega_c}{\Delta\omega_1} = \frac{0.34}{\kappa} \times \frac{\lambda_0}{A_{\text{eff}}} l, \quad (14)$$

其中  $A_{\text{eff}}$  为有效纤芯截面, 而  $\kappa = \Delta\omega_1 \times \tau_1$ , 依赖于脉冲的形状, 一般情况下其值为  $\kappa \approx 2-5$ <sup>[1]</sup>. 这样, 我们就可以对分段展宽与一段展宽的预想结果进行估算. 例如, 在光纤内半径  $150 \mu\text{m}$ , 长度为  $1 \text{ m}$  的情况下, 在最佳耦合时, 我们可以得到  $\Delta\omega_c/\Delta\omega_1 \approx 2-4$ .

### 5. 计算实例

我们通过分步傅里叶法解广义非线性薛定谔方程来计算超短脉冲通过充满惰性气体的中空光纤后的光谱, 并且给出了在理想状态下的经过压缩后的脉冲形状.

#### 5.1. 一段光纤

首先采用一根中空光纤做光谱展宽的情况. 设

<sup>1)</sup>应该指出, 参考文献 [13] 中的推导过程是正确的, 但其结果是错误的. 因为一开始, 就将  $\Delta\omega = 0.86\gamma P_0 z_{\text{eff}}/\tau_0$  引用成了  $\Delta\omega = 2.86\gamma P_0 z_{\text{eff}}/\tau_0$ . 所以 (14) 式中的系数为 1.12, 而经过我们计算, 应为 0.34.

50fs, 150 $\mu$ J 的高斯脉冲通过 60cm, 内半径 200 $\mu$ m 充满压强为  $3 \times 10^5$  Pa 氩气的中空光纤. 通过光纤后的计算结果如图 1 和图 2 所示. 可以看出, 脉冲光谱展宽本上是自相位调制为主的展宽. 位相也是典型的线性啁啾. 若此脉冲压缩到变换极限, 脉宽为 9.6fs.

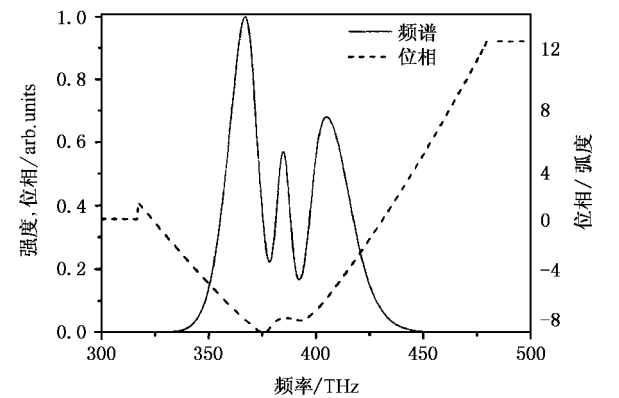


图 1 脉冲通过 60 cm 中空光纤后的频谱及其位相

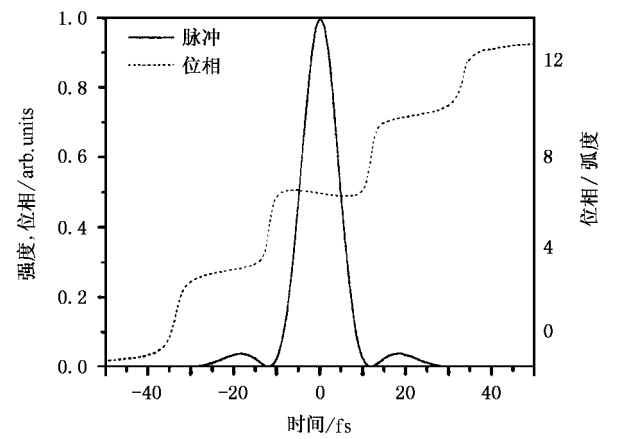


图 2 经理想压缩后脉冲的形状及其位相

5.2. 分段光纤压缩

5.2.1. 在与 5.1 同样条件下的分段展宽压缩

如果把一段光纤分为两段, 即长度均为 30 cm, 中间经过压缩后再送入第二段光纤, 计算的第一段和第二段后的光谱位相和时域强度位相显示在图 3 至图 6. 图 3 为经过第一段后的频谱及其位相, 图 4 为此频谱经过压缩后的脉冲形状以及其位相. 图 5 为经过第二段后的频谱及其位相, 图 6 为此频谱经过压缩后的脉冲形状以及其位相. 比较图 2 和图 6, 可以看出, 脉冲经过这样的两个过程, 虽然质量有所下降, 但确实被极大地压缩了, 由一段的 9.6 fs 压缩到了两段的 2.8 fs. 由于两段光纤的半径比较大, 因

而脉冲的能量损耗仍然比较小. 我们也可以看到, 第二段的压缩效果比第一段大得多, 这是由于, 在损耗比较小的情况下, 经过第一次压缩, 脉冲的峰值功率得到较大增加, 从而增加了第二段光纤中自相位调制效应, 使光谱得到了较大的展宽, 从而得到较窄的脉冲.

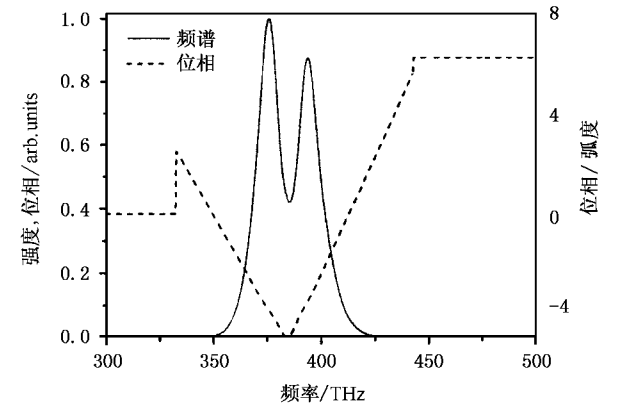


图 3 脉冲经过第一段光纤后的频谱及其位相

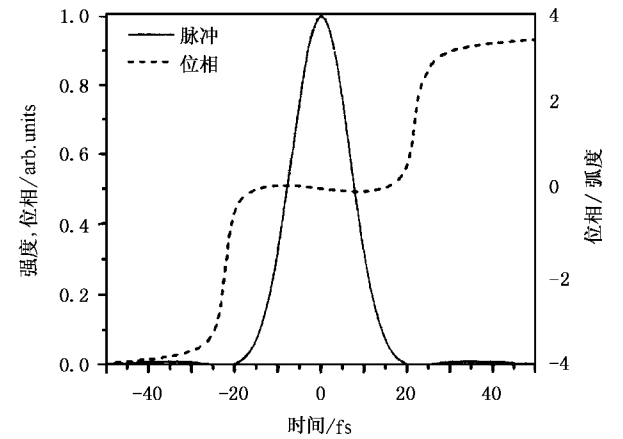


图 4 通过第一段光纤的脉冲经理想压缩后的形状及其位相

5.2.2. 不同直径光纤的分段压缩

在 5.2.1 节中, 由于两段光纤的直径相等, 加上耦合损耗, 总的损耗比一段同样长度的光纤还要大. 但如果光纤的半径比较大, 总的损耗还是比较小的. 这是因为, 由 (9) 式可知, 损耗系数与光纤半径的 3 次方成反比. 半径较小的光纤, 损耗系数较大. 计算表明, 经过一段半径为 50  $\mu$ m 的充满压强为  $3 \times 10^5$  Pa 的氩气的中空光纤 60 cm 后, 脉冲能量会减少 55%. 而在同样条件下, 经过半径为 250  $\mu$ m 的中空光纤后, 脉冲能量减少不足 0.5%. 当然, 这只是理论值, 而在实际工作中, 由于各种原因(例如在耦合

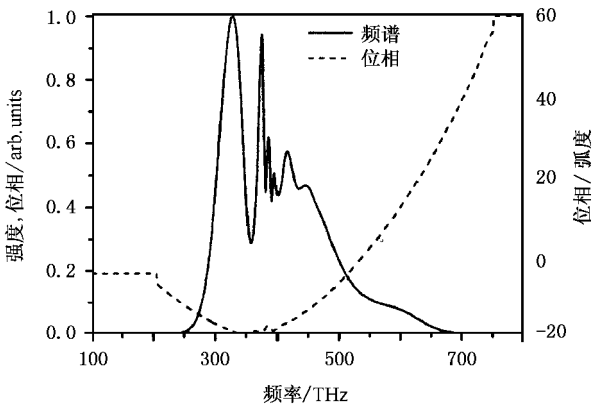


图 5 脉冲经过第二段光纤后的频谱及其位相

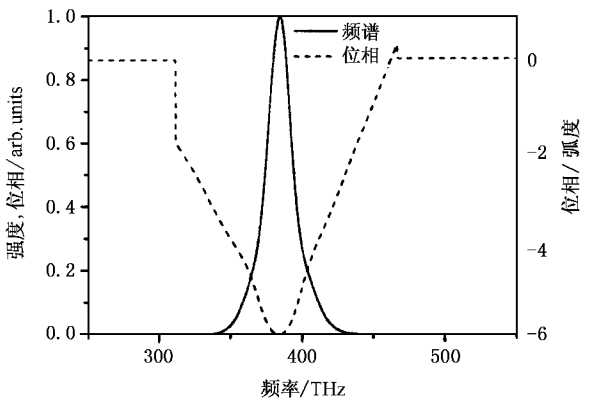


图 7 脉冲经过第一段光纤后的频谱及其位相

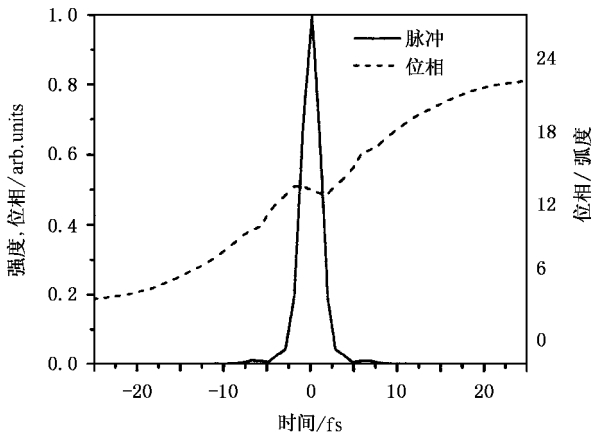


图 6 通过第二段光纤的脉冲经理想压缩后的形状及其位相

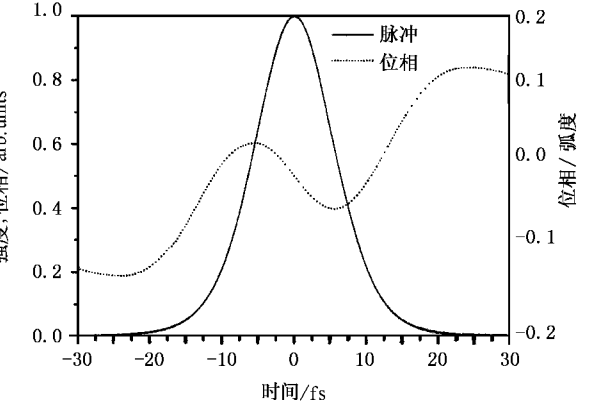


图 8 通过第一段光纤的脉冲经理想压缩后的形状及其位相

过程中的能量损失,脉冲压缩过程中的能量损失等等)能量损失要比这还要大得多.如果采用半径比较大、长度比较短的光纤,能量损失就比较小.在实验中,两段光纤的长度和半径也可以是不同的.一般是第一段半径比较大,而第二段比较小.这样,我们通过第一段后的脉冲能量损失比较小,经过第二段较细的光纤(具有较小的有效纤芯截面,从而增加了自相位调制效应)后,便得到较窄的脉冲.根据这个思想,我们改变光纤的条件如下:脉宽 25 fs,能量 0.5 mJ 的脉冲通过两段长为 30 cm,压强为  $3 \times 10^4$  Pa 的充满氩气的中空光纤,其内半径分别为 250  $\mu\text{m}$  和 150  $\mu\text{m}$ .计算的频谱及其位相和强度位相表示在图 7 至图 10 中.图 7 为经过第一段后的频谱及其位相,图 8 为此频谱经过压缩后的脉冲形状以及其位相.图 9 为经过第二段后的频谱及其位相,图 10 为此频谱经过压缩后的脉冲形状以及其位相.在这种条件下,脉冲被压缩到了小于 2.0 fs.

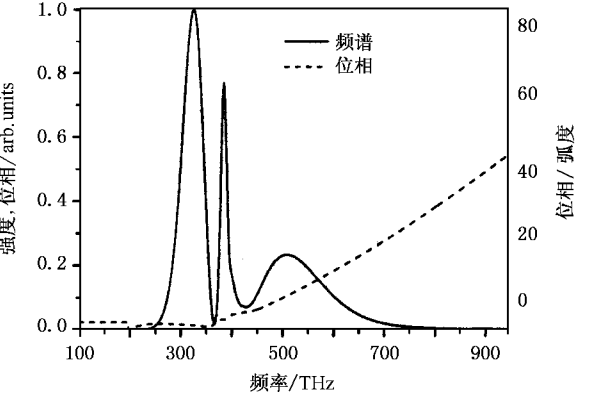


图 9 脉冲经过第二段光纤后的频谱及其位相

经过上面的计算,我们可以看到,在同样的条件下,两段光纤的确能得到比一根光纤更窄的光脉冲,从另一方面来说,用一根较细的光纤,损耗则比较大,而用两根较粗的光纤,损耗较小,又因为经过第一次压缩,加强了自相位调制作用,便能得到同样

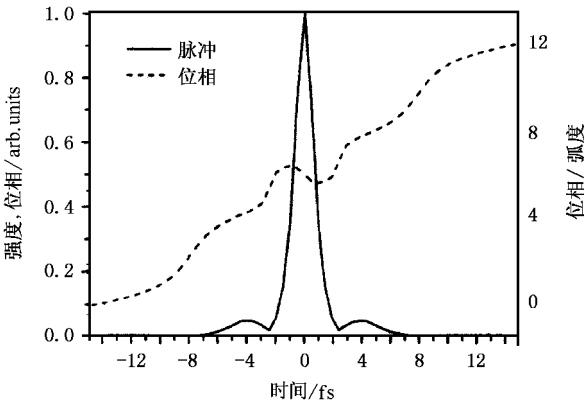


图 10 通过第二段光纤的脉冲经过理想压缩后的形状及其位相

窄的脉冲 ,也同时提高了脉冲的峰值功率 .

6. 结 论

本文使用分步傅里叶法解广义非线性薛定谔方程 ,计算了超短脉冲在充满惰性气体的中空光纤中传播后的光谱、位相 ,以及其经过压缩后的脉冲形状及其位相 ,并对一段及分段展宽压缩的情况给出了理论估算公式和具体实例 .模拟证明 ,采用两段较粗直径的中空光纤压缩脉冲 ,可以获得比单独一根光纤宽得多的光谱 ,也就可能得到更短的脉冲 (例如小于 2 fs ) ,同时保持较低的损耗 .

[ 1 ] Sun D R ,Song Y R ,Zhang Z G ,Liu Y J ,Chai L and Wang Q Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 870( in Chinese ) 孙大睿、宋晏蓉、张志刚、刘永军、柴路、王清月 2003 物理学报 **52** 870 ]

[ 2 ] Sun Z H ,Chai L ,Zhang Z G and Wang Q Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 777( in China ) 孙振红、柴路、张志刚、王清月等 将发表于 2005 物理学报 **54** 777 ]

[ 3 ] Chai L ,He T Y ,Gao F , Wang Q Y , Xiang Q R and Zhang Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1487

[ 4 ] Bchenkel B ,Biegert J ,Keller U ,Vozzi C ,Nisoli M ,Sansone G , Stagira S ,De Silvestri S and Svelto O 2003 *Opt. Lett.* **28** 1987

[ 5 ] Yamane K ,Zhang Z ,Oka K ,Morita R and Yamashita M 2003 *Opt. Lett.* **28** 2258

[ 6 ] Yamane K ,Kito T ,Morita R and Yamashita M ,2.8-fs Transform-Limited Optical-Pulse Generation in the Monocycle Region ,CLEO ' 2004 , Post deadline paper

[ 7 ] Wei H Z ,Zhang Z G ,Cheng S H ,Chai L and Wang Q Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1391( in Chinese ) 位恒正、张志刚、陈盛华、柴路、王清月 2004 物理学报 **53** 1391 ]

[ 8 ] Tomlinson W J ,Stolen R A and Shank C V 1984 *J. Opt. Soc. Am.* **B1** 139

[ 9 ] Agrawla G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics*( San Diego :Academic )

[ 10 ] Marcatili E A J and Schmeltzer R A 1964 *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783

[ 11 ] Lehmeier H J ,Leupacher W and Penzkofer 1985 *Opt. Commun.* **56** 67

[ 12 ] Dalgarno A and Kingston A E 1960 *Proc. R. Soc. London A* **259** 424

[ 13 ] Nisoli M ,Sansone G ,Stagira S ,Vozzi C ,De Silvestri S and Svelto O 2002 *Appl. Phys. B* **75** 601

Spectrum broadening of ultrashort pulse propagation in cascaded hollow fibers and pulse compression \*

Song Zhen-Ming Pang Dong-Qing Zhang Zhi-Gang<sup>†</sup> Wang Qing-Yue  
( Ultrafast Laser Laboratory , School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering , University of Tianjin ,  
Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science , EMC , Tianjin 300072 ,China )  
( Received 20 September 2004 ; revised manuscript received 28 October 2004 )

Abstract

The spectrum broadening and pulse compression of the ultrashort pulse propagation in cascaded hollow fibers ,by solving the generalized nonlinear Schrödinger equation with the split-step Fourier Method ,are discussed. The simulation shows that the technique using cascaded hollow fibers is a reliable route to achieve few to mono-cycle pulses of high energy.

**Keywords :** ultrashort pulse , hollow fiber , generalized nonlinear Schrödinger equation , pulse compression  
**PACC :** 4280W , 4280L , 7220H , 0350D

\* Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation of China( Grant No. G1999075201-2 ).  
<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : zhgzhang@tju.edu.cn