

文章编号: 1001-3806(2013)05-0610-08

## 高相干度超连续谱的产生和脉冲压缩的研究

成纯富<sup>1,2</sup>, 王又青<sup>1\*</sup>, 欧艺文<sup>3</sup>, 张金业<sup>2</sup>

(1. 华中科技大学 光学与电子信息学院, 武汉 430074; 2. 湖北工业大学 理学院, 武汉 430068; 3. 武昌工学院 信息工程系, 武汉 430065)

**摘要:** 为了研究全波段正常色散光子晶体光纤中高相干度超连续谱的产生及其脉冲压缩, 采用分步傅里叶法数值模拟了超短光脉冲在全波段正常色散光子晶体光纤中的非线性传输和超连续谱的产生; 利用 1 阶相干因子分析了抽运波长和入射峰值功率对超连续谱相干特性的影响。结果表明, 色散效应越弱, 越有利于高相干度超连续谱的产生; 在色散效应较小处抽运时, 获得了带宽为 587nm、平坦度小于 7dB 的高相干度的超连续谱; 超连续谱的相干性越高, 越有利于脉冲压缩, 采用光栅对压缩器对高相干度超连续谱脉冲进行压缩, 获得了 8.4fs、压缩质量因子为 88.88% 的超短光脉冲。因此, 抑止色散效应, 利用自相位调制可获得高相干度的超连续谱及高质量的脉冲压缩。

**关键词:** 光纤光学; 超连续谱; 相干特性; 脉冲压缩

中图分类号: O437 文献标识码: A doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2013.05.011

## Study on generation of high coherent supercontinuum and pulse compression

CHENG Chun-fu<sup>1,2</sup>, WANG You-qing<sup>1</sup>, OU Yi-wen<sup>3</sup>, ZHANG Jin-ye<sup>2</sup>

(1. School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China; 2. School of Science, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, China; 3. Department of Information Engineering, Wuchang Institute of Technology, Wuhan 430065, China)

**Abstract:** In order to study the generation of high coherent supercontinuum and pulse compression in an all-normal dispersion photonic crystal fiber, the nonlinear propagation of an ultrashort pulse and supercontinuum generation in an all-normal dispersion photonic crystal fiber were simulated with the standard split-step Fourier algorithm. The impact of center wavelength and input peak power of the pump pulse on the coherence properties of supercontinuum was simulated and analyzed. It is found the weaker the dispersion effect is, the more advantageous to the high coherent supercontinuum generation. A high coherent supercontinuum with band width of 587nm and flatness of less 7dB can be obtained by pumping the fiber under which the dispersion effect is small. It is also found the higher the coherence properties of supercontinuum is, the more advantageous to the supercontinuum pulse compression. An ultrashort pulse with pulse duration of 8.4fs and compression quality factor of 88.88% can be obtained by using a grating pair compressor to compress the high coherent supercontinuum pulse. Therefore, the high coherent supercontinuum and high quality pulse compression can be obtained by using the effect of self phase modulation and suppressing the dispersion effect.

**Key words:** fiber optics; supercontinuum; coherence characteristics; pulse compression

### 引 言

超连续谱 (supercontinuum, SC) 是指一束强度

较大的超短光脉冲通过非线性介质时, 由于非线性效应和色散效应的共同作用而使出射光谱极大展宽的一种物理现象。近年来, 随着光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 的出现<sup>[1]</sup>, PCF 以其奇特的色散特性<sup>[2-3]</sup> 和增强的非线性特性<sup>[4]</sup> 成为产生 SC 的优良介质, 从而使 PCF 中 SC 现象的研究成为当前的热门研究课题。

2000 年, RANKA 等人首次在 PCF 反常色散区中观察到了 SC 现象, 获得了带宽达 1200nm 的 SC<sup>[5]</sup>。2001 年 ~ 2002 年, 德国研究小组 HUSAKOU

基金项目: 湖北省自然科学基金资助项目 (2012FFB00704); 湖北省教育厅科研计划资助项目 (B20121403)

作者简介: 成纯富 (1976-), 男, 博士研究生, 主要从事超连续谱光源及其应用的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: yqwang13@163.com

收稿日期: 2013-01-01; 收到修改稿日期: 2013-03-04

和 HERRMANN 等人对 PCF 中反常色散区的 SC 现象进行了系统的研究,并指出其产生机制主要是高阶孤子的分裂和受 3 阶色散效应的影响所造成的非孤子辐射<sup>[6-7]</sup>。2002 年~2003 年, DUDLEY 和 GU 等人对 SC 的相干特性进行了系统的研究<sup>[8-9]</sup>,研究发现:反常色散区中 SC 相干性的退化是由调制不稳定性引起的。在正常色散区,调制不稳定性不起作用,起作用的主要是自相位调制,所以其相干性总比反常色散区的要好,但由于正常色散区中产生的 SC 带宽较窄,未能引起人们的兴趣。2004 年~2005 年, HILLIGSØE 研究小组、GENTY 研究小组研究了具有两个零色散点的 PCF 中的 SC 现象,获得了更为平坦、相干性更好的 SC<sup>[10-11]</sup>。2006 年~2010 年, KUDLINSKI 研究小组和 TRAVERS 研究小组研究了锥形 PCF 中的 SC 现象,成功地将 SC 扩展到紫外波段<sup>[12-13]</sup>。反常色散区中产生的 SC 虽带宽很宽,但相干性较差,这严重影响了 SC 在光学相干层析(optical coherence tomography, OCT)<sup>[14-15]</sup>、高精密度光学频率测量<sup>[16]</sup>、光通信<sup>[17]</sup>、脉冲压缩<sup>[18-20]</sup>等领域的应用。2011 年~2012 年,正常色散区中产生 SC 引起了人们的兴趣,人们成功拉制出全波段正常色散 PCF。HEIDT 研究小组<sup>[21-22]</sup>、HOOPER<sup>[23]</sup>研究小组和 HOU 研究小组<sup>[24]</sup>研究了全波段正常色散 PCF 中的 SC 现象,获得了高平坦度、高相干度的 SC,并利用啁啾镜压缩器将 SC 脉冲压缩到 5fs<sup>[22]</sup>。但 SC 脉冲压缩是如何得到的,以上文献中都缺乏详细的理论推导。

本文中详细研究了全波段 PCF 中高相干度 SC 的产生及其脉冲压缩,获得了带宽为 587nm、平坦度小于 7dB 的高相干度的 SC。利用平行光栅对压缩器对 SC 脉冲进行压缩,获得了 8.4fs、压缩质量因子为 88.88% 的超短光脉冲。

### 1 理论模型

为研究全波段正常色散 PCF 中高相干度 SC 的产生及其脉冲压缩,本文中采用分步傅里叶方法数值求解了 1 维非线性薛定鄂方程<sup>[25-27]</sup>:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1} \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \frac{\alpha}{2} A + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \times \left[ A(z, \tau) \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' R(\tau - \tau') |A(z, \tau')|^2 \right] \quad (1)$$

式中,  $A$  为脉冲包络振幅;  $z$  为沿光纤方向的传输距离;  $\beta_m$  为模传输常数  $\beta$  沿抽运光脉冲的中心频率  $\omega_0$  处进行泰勒级数展开的  $m$  阶色散系数;  $\tau = t - v_g$  是

以群速率为参考系的时间参量,  $\tau'$  表示  $\tau$  的平移量;  $\alpha$  为光纤传输损耗;  $\gamma = n\omega_0 / (cA_{\text{eff}})$  为非线性系数;  $A_{\text{eff}}$  为光纤有效模面积。对于光纤,  $n \approx 3.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ;  $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$  为响应函数,  $f_R$  表示延时喇曼响应对非线性极化的贡献,其值约为 0.18,  $h_R$  为喇曼响应函数,其表达式为<sup>[25]</sup>:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (2)$$

式中,参量  $\tau_1$  和  $\tau_2$  是两个可调节的参量,通常使用的数值分别是 12.2fs 和 32fs<sup>[25]</sup>。

作者模拟中所采用的全波段正常色散 PCF 的色散曲线如图 1 所示<sup>[21]</sup>。由色散曲线可知,在全波段范围内,均为正常色散。入射脉冲采用高斯型脉冲  $A(z=0, \tau) = P_0^{1/2} \exp[-\tau^2 / (2\tau_p^2)]$ , 式中,  $P_0 = A_0^2$  为入射脉冲的峰值功率,  $\tau_p$  为脉冲半峰全宽(在光强度峰值的 1/e 处),对于高斯脉冲,它与脉冲半极大全宽  $T_0$  的关系为:  $\tau_p = T_0 / 1.665$ 。其它参量取值如下:在波长 1050nm 处,有效纤芯面积  $A_{\text{eff}} = 7.55 \mu\text{m}^2$ ,非线性系数  $\gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{\text{eff}}) = 2.378510^{-2} (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$ ,  $n_2 \approx 3.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 。在仿真中由于所用光纤的长度较短,所以忽略了光纤的损耗。色散系数考虑到 10 阶,忽略更高阶的色散系数,在波长 1050nm 处,色散系数分别为:  $\beta_2 = 6.4068 \times 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\beta_3 = -1.6902 \times 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$ ,  $\beta_4 = 3.9898 \times 10^{-7} \text{ ps}^4/\text{m}$ ,  $\beta_5 = -3.1 \times 10^{-9} \text{ ps}^5/\text{m}$ ,  $\beta_6 = 3.6 \times 10^{-12} \text{ ps}^6/\text{m}$ ,  $\beta_7 = 6.743 \times 10^{-13} \text{ ps}^7/\text{m}$ ,  $\beta_8 = -1.3549 \times 10^{-14} \text{ ps}^8/\text{m}$ ,  $\beta_9 = -5.3174 \times 10^{-18} \text{ ps}^9/\text{m}$ ,  $\beta_{10} = 6.4702 \times 10^{-18} \text{ ps}^{10}/\text{m}$ 。

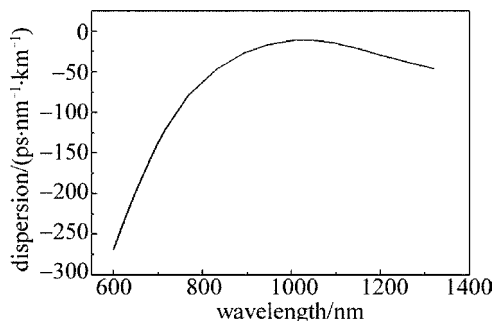


Fig. 1 Dispersion profile of the all-normal dispersion photonic crystal fiber

### 2 高相干度超连续谱的产生

为研究 SC 的相干特性,入射的高斯脉冲中引入了高斯白噪声,其表达式为<sup>[28]</sup>:

$$A(z=0, \tau) = P_0^{1/2} \times \exp[-\tau^2 / (2\tau_p^2)] \exp[i\delta\phi(\tau)] \quad (3)$$

式中,  $\delta\phi(\tau)$  为高斯白噪声,它满足如下条件:

$\langle \delta\phi(\tau) \rangle = 0$ , 其中  $\langle \rangle$  表示取平均值。FROSZ 指出, 在入射脉冲的谱宽(半峰全宽)大于 6nm 时, 高斯白噪声模型较量子噪声模型(每个模式一个光子)更好, 即与实验结果符合得更好<sup>[28]</sup>。本文中入射脉冲的谱宽均大于 6nm, 故采用高斯白噪声模型。作者采用 1 阶相干因子来分析 SC 的相干特性, 其表达式为<sup>[26]</sup>:

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \frac{|\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle|}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \quad (4)$$

式中, 角括号表示对独立产生的 SC 对  $[E_1(\lambda, t_1), E_2(\lambda, t_2)]$  求平均, 本文中对 190 对具有不同高斯白噪声的入射脉冲产生的 SC 取平均。作者着重考虑 SC 每个波长处的相干性, 故设  $t_1 - t_2 = 0$ 。  $g_{12}^{(1)}$  越接近于 1, 表示 SC 的相干性越好, 越有利于 SC 的应用(上标(1)表示 1 阶相干因子)。

DUDLEY 指出, 脉宽越短, 自相位调制效应起主要作用, SC 的相干性越好<sup>[26]</sup>。为此, 作者使用了脉宽为 50fs 的超短脉冲。图 2 为抽运波长  $\lambda_0 = 1050\text{nm}$ 、脉宽为 50fs 的高斯脉冲抽运全波段正常色

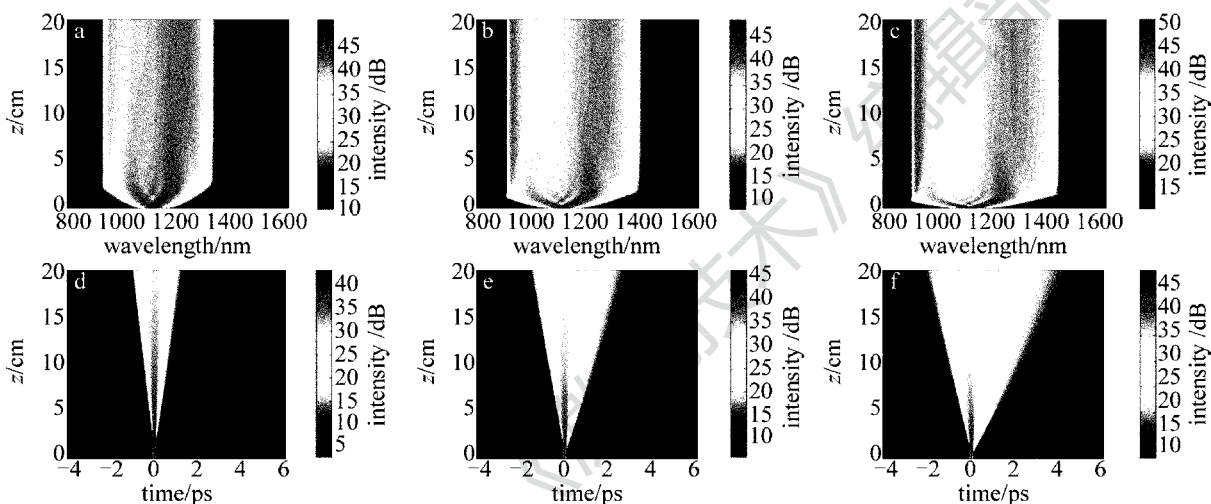


Fig. 2 Effect of the input peak power on the spectral and time domain evolution of the SC ( $\lambda_0 = 1050\text{nm}$ )  
a, d— $P_0 = 20\text{kW}$  b, e— $P_0 = 40\text{kW}$  c, f— $P_0 = 60\text{kW}$

散 PCF 时, 入射峰值功率对 SC 演变的影响。为了更好地体现 SC 特性, 频谱图中采用了对数坐标, 色标范围为 40dB, 以后 SC 特性频谱图中均采用了这种表示方法, 就不再一一说明。由图 2a ~ 图 2c 中的频域演变可知, SC 随距离的演变规律大致相同: 起初是由于自相位调制 (self phase modulation, SPM) 效应导致的 SC 的迅速展宽, 随后, 受 SPM 效应和色散效应的影响而很快达到饱和, 但对应的时域演变 (见图 2d ~ 图 2f) 受色散效应的影响却一直被展宽。随着入射峰值功率的增加, SC 的带宽也逐渐展宽, 对应的时域的脉宽也逐渐展宽, 而且较频域的展宽更为明显, 但两者在展宽过程中均未出现明显的分裂现象。这说明 SC 的质量很好, 即平坦度、相干度均很好, 这一点从图 3 看得更为明显。从图 3 输出的 SC 及其相干度可以看出: 随着入射峰值功率的增加, SC 的带宽逐渐展宽, 当入射峰值功率增加到 60kW、传输距离  $z = 20\text{cm}$  时, SC 的带宽 (半峰全宽) 达到 587nm (见图 3a), 而且平坦度小于 7dB, 相干度

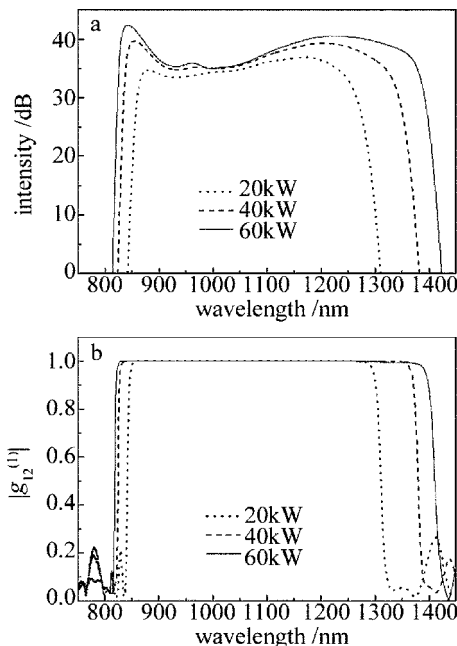


Fig. 3 Effect of the input peak power on the SC and its coherence properties ( $L = 20\text{cm}$ ,  $\lambda_0 = 1050\text{nm}$ )  
一直保持为 1 (见图 3b), 即产生了高相干度的 SC。

图 4 为抽运波长  $\lambda_0 = 790\text{nm}$ 、脉宽为 50fs 的高斯脉冲抽运全波段正常色散 PCF 时,入射峰值功率对 SC 演变的影响。从图 4a ~ 图 4c 可知,SC 随传输距离的演变规律和图 2 大致相同。不同的是,随着入射峰值功率的增加,SC 的带宽虽也逐渐展宽,但在展宽过程中出现了明显的分裂现象(见图 4b 和图 4c),这说明 SC 的质量变差,即平坦度、相干度均变差,这一点从图 5 就看得更为明显。从图 5 输出的 SC 及其相干度可以看出:随着入射峰值功率的增加,SC 的带宽逐渐展宽,但其平坦度迅速变差(见

图 5a),相干度也迅速劣化(见图 5b)。与图 3 产生的 SC 相比,图 5 产生的 SC 质量明显差很多,这主要是由于群速率色散值(即  $\beta_2$  值)及 3 阶色散系数(即  $\beta_3$  值)在 790nm 处比 1050nm 处大得多(见图 1 的色散曲线),也就是说,在 790nm 处抽运时,色散效应的影响比 1050nm 处要大,从而使 SC 产生了分裂现象,进而导致了 SC 的平坦度、相干度迅速退化,这也说明人们可以通过设计群速率色散小、色散平坦(即  $\beta_3$  值小)的全波段正常色散 PCF 可获得高质量的 SC。

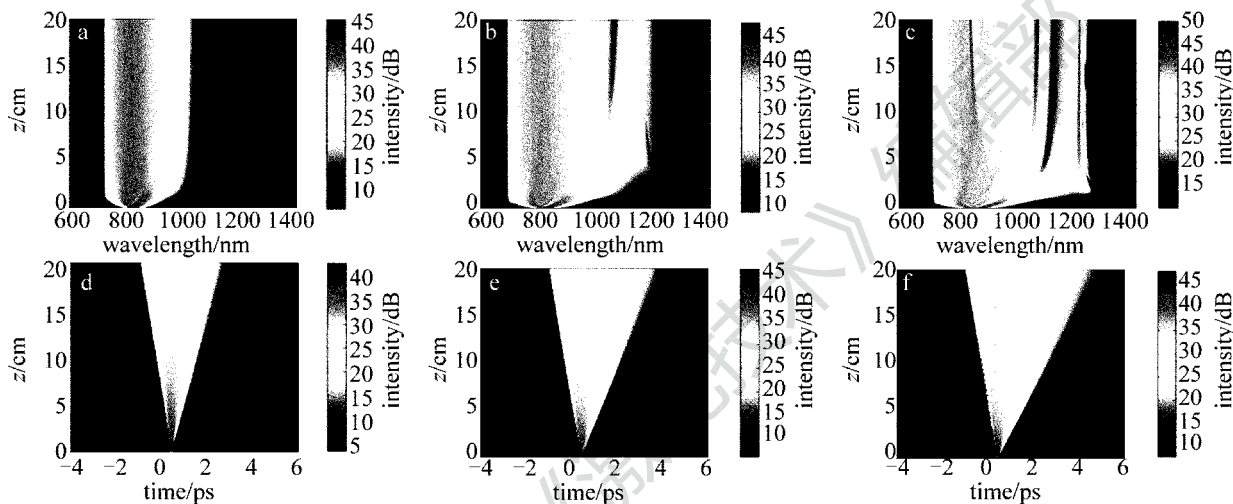


Fig. 4 Effect of the input peak power on the spectral and time domain evolution of the SC ( $\lambda_0 = 790\text{nm}$ )  
a, d— $P_0 = 20\text{kW}$  b, e— $P_0 = 40\text{kW}$  c, f— $P_0 = 60\text{kW}$

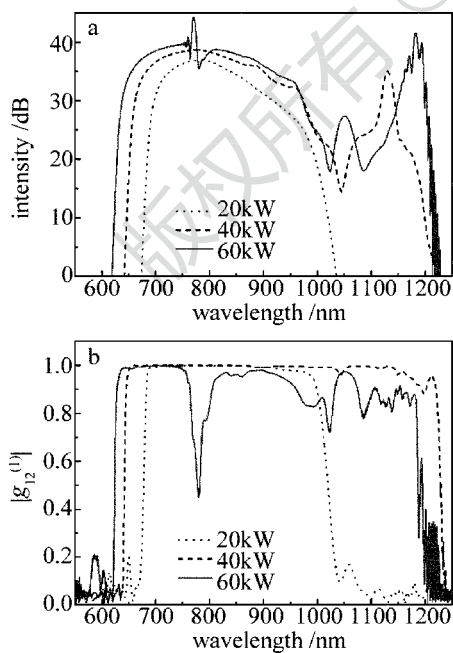


Fig. 5 Effect of the input peak power on the SC and its coherence properties ( $L = 20\text{cm}$ ,  $\lambda_0 = 790\text{nm}$ )

### 3 超连续谱脉冲的压缩

常用的光栅对压缩器是 TREACY 提出的,主要用作色散补偿元件<sup>[29]</sup>,其结构如图 6 所示。它主要由一对平行放置的光栅 ( $G_1$ ,  $G_2$ ) 构成,光栅对间的垂直距离为  $L_g$ 。超连续谱脉冲入射到光栅  $G_1$  上发生衍射,经过第 2 个光栅  $G_2$  后,在与入射光平行的方向射向反射镜 M,经过平面镜反射后沿原路返回。设输出光束入射到第 1 个光栅上的入射角为  $\theta$ ,对于  $\omega_0$  的衍射光,其衍射角为  $\alpha$ ,对于  $\omega$  的任意衍射光,其衍射角为  $\alpha + \beta$ (见图 6),衍射角随频率的变化可由如下光栅方程描述:

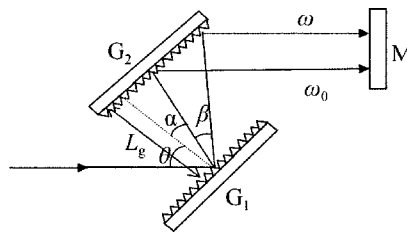


Fig. 6 Structure diagram of the grating pair compressor

$$d \sin \theta + d \sin (\alpha + \beta) = \lambda \quad (5)$$

式中,  $d$  为光栅常数。本文中选用的是 100line/mm 光栅, 故取  $d = 10 \mu\text{m}$ 。为了保证衍射效率, 入射角均接近利特罗角, 在 1050nm 处, 利特罗角为  $3^\circ$ , 入射角为  $9^\circ$ 。

光脉冲连续两次经过图 6 所示的光栅对时所造成的相位延迟为<sup>[30-31]</sup>:

$$\varphi(\omega) = \frac{4\omega L_g}{c} \left[ 1 - \left( \frac{2\pi c}{\omega d} - \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

将(6)式对  $\omega$  求导两次, 可得群速率色散 (group velocity dispersion, GVD) 为<sup>[30-31]</sup>:

$$\left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = - \frac{-\lambda_0^3 L_g}{2\pi c^2 d^2} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \theta \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (7)$$

将(6)式对  $\omega$  求导 3 次, 可得 3 阶色散 (three-order dispersion, TOD) 为<sup>[30-31]</sup>:

$$\left. \frac{\partial^3 \varphi}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} = - \frac{-3\lambda_0}{2\pi c} \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \theta \right) \sin \theta \right]}{1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \theta \right)^2} \left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \quad (8)$$

由(7)式和(8)式可以看出: 这种光栅对可以提供负色散, 也就是说, 这种光栅对可以补偿光脉冲的正啁啾。当光脉冲在正色散光纤中传输时, 它同时受到光纤的群色散和自相位调制的作用而形成具有近似线性的正啁啾脉冲。如果再让该光脉冲通过平行光栅对, 调节光栅对的间隔就可以提供压缩正啁啾脉冲所需的反常色散, 从而使脉宽得到有效地压缩。对于平行光栅对压缩器, 其 3 阶以上的色散效应可以忽略不计<sup>[29]</sup>, 所以平行光栅对压缩器是一个线性色散元件, 即最适合于压缩具有线性啁啾的光脉冲。

忽略光栅对 3 阶以上的色散效应, 只考虑 GVD 和 TOD, 则由全波段正常色散 PCF 输出的光脉冲经光栅对压缩器后, 压缩脉冲的表达式为:

$$A_c(z, T) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \left( \exp(i\phi_2 \omega^2 / 2 + i\phi_3 \omega^3 / 6) \right) \cdot \mathcal{F}[A(z, T)] \right\} \quad (9)$$

式中,  $\mathcal{F}$  表示傅里叶变换,  $\mathcal{F}^{-1}$  表示傅里叶逆变换,  $\phi_2$  表示光栅对提供的 GVD,  $\phi_3$  表示光栅对提供的 TOD,  $A(z, T)$  表示经全波段正常色散 PCF 传输到任意距离  $z$  处的输出的光脉冲,  $A_c(z, T)$  表示经光栅对压缩器后的压缩脉冲。

TOMLINSON 从理论上研究了传统光纤中脉冲压缩的最佳条件, 并提出最佳压缩因子  $F_c$  的表达式为<sup>[32]</sup>:

$$F_c = \frac{T_0}{T_c} = 0.63 \sqrt{\frac{L_d}{L_{NL}}} \quad (10)$$

式中,  $T_0$  为初始脉冲的半极大全宽,  $T_c$  为压缩脉冲的半极大全宽,  $L_d = T_0^2 / |\beta_2|$  为色散长度,  $L_{NL} = 1 / (\gamma P_0)$  为非线性长度。由(10)式不难看出:  $|\beta_2|$  越小, 峰值功率  $P_0$  越高, 越有利于脉冲压缩。故本文中重点研究了抽运波长为 1050nm 处(因为此处的  $|\beta_2|$  值比 790nm 处要小得多)、入射峰值功率为 60kW 时的压缩情况。

图 7 为不同入射波长条件下, 输出的 SC 脉冲经光栅对完全补偿 SC 脉冲的 GVD 和 TOD 时压缩脉冲的脉宽随传输距离的变化情况。由图 7b 可以看出, 压缩脉冲的脉宽出现了不规则的振荡现象, 这主要是由于 SC 受色散效应的影响产生了分裂现象(见图 4 和图 5), 使超连续谱的相干度退化而造成的, 这种不规则的振荡现象很明显将不利于 SC 脉冲的压缩。但在入射波长为 1050nm 处, 色散效应的影响较小, 故在这种条件下获得了高相干度、高平坦度的超连续谱(见图 3c), 对于这种高相干度超连续谱的压缩; 从图 7a 可以看出, 在 SC 迅速展宽的阶段, 压缩脉冲的脉宽振荡也比较厉害, 但压缩脉冲的脉宽随着 SC 稳定后也迅速稳定下来, 这就非常有利于脉冲的压缩。由此可见, 高平坦度、高相干度的 SC 将有利于 SC 脉冲的压缩。此外, 色散效应越小越有利于脉冲的压缩, 这和 TOMLINSON 在传统光纤

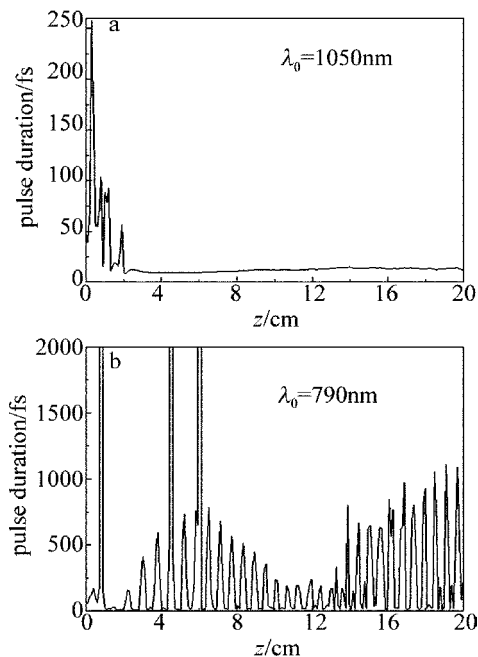


Fig. 7 Duration of the compressed pulse evolves on the propagation distance ( $P_0 = 60\text{kW}$ )

中的脉冲压缩的结论也符合得很好。由图 7a 可以看出,在传输距离  $z = 2.1\text{cm}$  处获得了最佳压缩脉冲,其脉宽为  $8.4\text{fs}$ ,如图 8a 所示。在传输距离  $z = 20\text{cm}$  处也获得了脉宽为  $12.4\text{fs}$  的超短脉冲(见图 8b)。

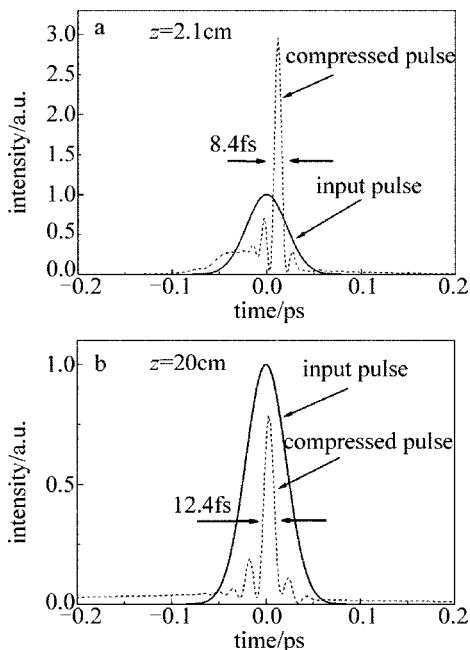


Fig. 8 Temporal intensity distributions of the optimally compressed pulses when the GVD and TOD of the SC pulse completely compensated

为了评价压缩脉冲的压缩质量,定义压缩脉冲的压缩质量因子  $QF$  为压缩脉冲主峰的能量和压缩脉冲的总能量之比,其表达式为<sup>[20]</sup>:

$$QF = \frac{\int_a^b |A(z, T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A(z, T)|^2 dT} \quad (11)$$

式中,  $a, b$  分别为压缩脉冲主峰两边最小值的位置坐标。

由(11)式可计算出  $z = 2.1\text{cm}$  处的最佳压缩脉冲的压缩质量因子  $QF = 88.88\%$ ,  $z = 20\text{cm}$  处的压缩质量因子  $QF = 85.82\%$ , 这都说明采用光栅对压缩器在  $1050\text{nm}$  处可获得高质量的压缩脉冲。这主要是由于 SC 稳定后所形成的 SC 脉冲的频率啁啾近似是线性的,如图 9 中实线所示,而光栅对压缩器最适合于压缩具有线性啁啾的光脉冲,从而获得了高质量的压缩脉冲,但在 SC 迅速展宽的阶段,输出脉冲的啁啾是非线性的,如图 9 中虚线所示,故不利于压缩,从而形成了不规则的振荡现象。进一步研究,还发现调整光栅对间的距离,使其提供的色散偏离补偿最佳传输距离  $z = 2.1\text{cm}$  处输出脉冲的 GVD 和 TOD 时,压缩脉冲的脉宽还可以得到进一步的压缩,如图 10 所示。由图 10 可以看出,在光栅对距离

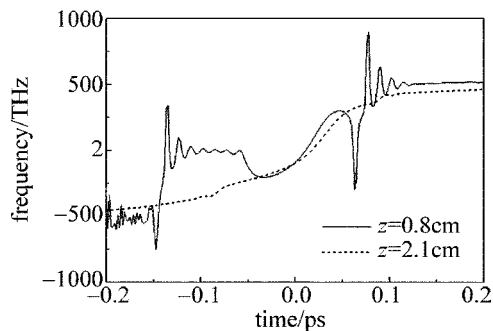


Fig. 9 Frequency chirp distributions of the SC pulses

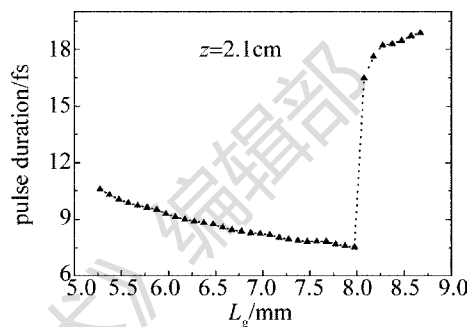


Fig. 10 Duration of compressed pulses evolves on the distance of the grating pair when the GVD and TOD of the SC pulse offset compensation

$L_g = 8\text{mm}$  处,获得了最窄的压缩脉冲,其脉宽达  $7.5\text{fs}$ ,如图 11 所示,但其压缩质量因子  $QF$  下降到  $76.45\%$ 。当入射峰值功率进一步增加时,压缩脉冲的脉宽还可以得到进一步的压缩,但其压缩质量因子也逐步下降。图 12 和图 13 为完全补偿 SC 脉冲的 GVD 和 TOD 时,入射峰值功率对 SC 脉冲压缩的影响,当入射峰值功率增加到  $90\text{kW}$  时,在传输距离  $z = 0.8\text{cm}$  处,获得了脉宽为  $6.9\text{fs}$  的超短脉冲,但压缩质量因子  $QF$  下降为  $85.4\%$ 。当入射峰值功率降为  $40\text{kW}$  时,在传输距离  $z = 3.7\text{cm}$  处,获得了脉宽为  $8.7\text{fs}$  的超短脉冲,但压缩质量因子  $QF$  下降为  $78.5\%$ ,这说明入射峰值功率越高,越有利于脉冲压缩,所需的压缩距离也越短,但入射峰值功率也不能太高,太高的话,压缩质量因子会变差而不利于脉冲压缩。

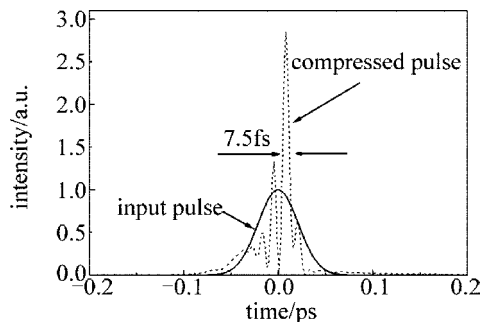


Fig. 11 Temporal intensity distributions of the narrowest compressed pulses when the GVD and TOD of the SC pulse offset compensation

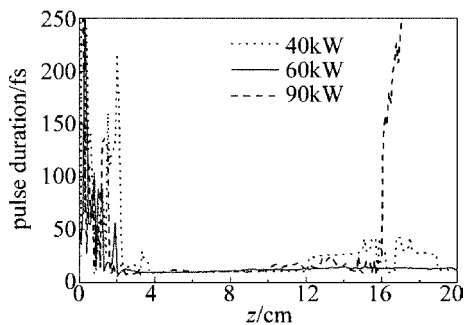


Fig. 12 Effect of the input peak power on the evolution of the duration of the compressed pulse as the propagation distance

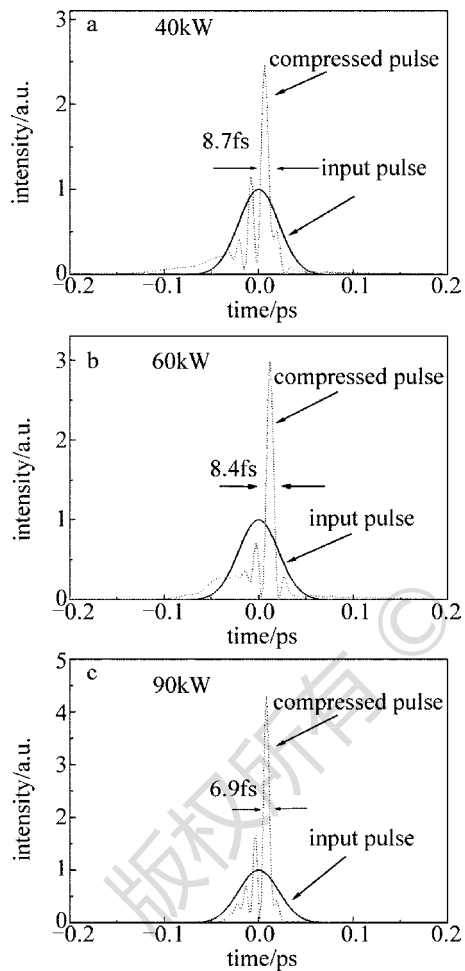


Fig. 13 Effect of the input peak power on the compression of the SC pulse

#### 4 结 论

主要研究了 SC 的相干特性及其脉冲压缩。利用 1 阶相干因子分析了抽运脉冲的抽运波长、入射峰值功率对 SC 相干特性的影响,并利用平行光栅对压缩器对 SC 脉冲进行压缩。研究表明:色散效应对 SC 的相干度及其脉冲压缩有重要的影响。色散效应越弱,越有利于高相干度 SC 的产生及其脉冲压缩。在群速率色散小、色散平坦处(即 1050nm

处),采用入射峰值功率为 60kW 的高斯脉冲抽运 20cm 全波段正常色散 PCF,可获得带宽为 587nm、平坦度小于 7dB 的高相干度的 SC。利用光栅对压缩器对 SC 脉冲进行压缩,在最佳传输距离  $z = 2.1\text{cm}$  处,获得了 8.4fs、压缩质量因子为 88.88% 的超短光脉冲。在色散效应较大处抽运时(即 790nm 处),色散效应会导致 SC 产生分裂现象,从而使 SC 的平坦度、相干度迅速退化,导致无法利用光栅对压缩器对 SC 脉冲进行压缩,这说明人们可以通过设计群速率色散小、色散平坦的全波段正常色散 PCF 就可以获得高相干度、高平坦度的 SC。SC 的平坦度、相干度越高,越有利于 SC 脉冲的压缩。

#### 参 考 文 献

- [1] RUSSELL P St J. Photonic crystal fibers[J]. Science,2003,299(5605):358-362.
- [2] BIRKS T A, KNIGHT J C, RUSSELL P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. Optics Letters,1997,22(13):961-963.
- [3] FERRANDO A, SILVESTRE E, MIRET J J, et al. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. Optics Letters,2000,25(11):790-792.
- [4] BRODERICK N G R, MONRO T M, BENNET P J, et al. Non-linearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities[J]. Optics Letters,1999,24(20):1395-1397.
- [5] RANKA J K, WINDELER R S, STENTZ A J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm[J]. Optics Letters,2000,25(1):25-27.
- [6] HUSAKOU A V, HERRMANN J. Supercontinuum generation of high-order solitons by fission in photonic crystal fibers[J]. Physical Review Letters,2001,87(20):203901.
- [7] HERRMANN J, GRIEBNER U, ZHAVORONKOV N, et al. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers[J]. Physical Review Letters,2002,88(17):173901.
- [8] DUDLEY J M, COEN S. Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers[J]. Optics Letters,2002,27(13):1180-1182.
- [9] GU X, KIMMEL M, SHREENATH A P, et al. Experimental studies of the coherence of microstructure-fiber supercontinuum[J]. Optics Express,2003,11(21):2697-2703.
- [10] HILLIGSØE K M, ANDERSEN T V, KEIDING S, et al. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. Optics Express,2004,12(6):1045-1054.
- [11] GENTY G, LEHTONEN M, LUDVIGSEN H. Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30fs pulses[J]. Optics Express,2004,12(19):4614-4624.
- [12] KUDLINSKI A, GEORGE A K, KNIGHT J C, et al. Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation[J]. Optics Express,2006,14(12):5715-5722.

- [13] TRAVERS J C. Blue extension of optical fibre supercontinuum generation [J]. *Journal of Optics*, 2010, 12 ( 11 ): 113001-113020.
- [14] HARTL I, LI X D, CHUDOBA C, *et al.* Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber[J]. *Optics Letters*, 2001, 26 ( 9 ): 608-610.
- [15] WANG Y, ZHAO Y, NELSON J S, *et al.* Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2003, 28 ( 3 ): 182-184.
- [16] BELLINI M, HANSCH T W. Phase-locked white-light continuum pulses; toward a universal optical frequency comb synthesizer. [J]. *Optics Letters*, 2000, 25 ( 14 ): 1049-1151.
- [17] ZHANG L, XIN X, LIU B, *et al.* OFDM modulated WDM-ROF system based on PCF Supercontinuum [J]. *Optics Express*, 2010, 18 ( 14 ): 15003-15008.
- [18] SCHENKEL B, PASCHOTTA R, KELLER U. Pulse compression with supercontinuum generation in microstructure fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2005, B22 ( 3 ): 687-693.
- [19] McCONNELL G, RIIS E. Ultra-short pulse compression using photonic crystal fibre [J]. *Applied Physics*, 2004, B78 ( 5 ): 557-563.
- [20] VARALLYAY Z, FEKETE J, BANYASZ A, *et al.* Optimizing input and output chirps up to the third-order for sub-nanojoule, ultra-short pulse compression in small core area PCF [J]. *Applied Physics*, 2007, B86 ( 4 ): 567-572.
- [21] HEIDT A M, HARTUNG A, BOSMAN G W, *et al.* Coherent octave spanning near-infrared and visible supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers[J]. *Optics Express*, 2011, 19 ( 4 ): 3775-3787.
- [22] HEIDT A M, ROTHHARDT J, HARTUNG A, *et al.* High quality sub-two cycle pulses from compression of supercontinuum generated in all-normal dispersion photonic crystal fiber[J]. *Optics Express*, 2011, 19 ( 15 ): 13873-13879.
- [23] HOOPER L E, MOSLEY P J, MUIR A C, *et al.* Coherent supercontinuum generation in photonic crystal fiber with all-normal group velocity dispersion [J]. *Optics Express*, 2011, 19 ( 6 ): 4902-4907.
- [24] LI Y, HOU J, WANG Y B, *et al.* Theoretical research on the generation of coherent supercontinuum[J]. *Acta Physics Sinica*, 2012, 61 ( 9 ): 094212 (in Chinese).
- [25] AGRAWAL G P. *Nonlinear fiber optics* [M]. 3rd ed. New York, USA: Academic Press, 2001: 34-35.
- [26] DUDLEY J M, GENTY G, COEN S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Review of Modern Physics*, 2006, 78 ( 4 ): 1135-1184.
- [27] DUDLEY J M, TAYLOR J R. *Supercontinuum generation in optical fibers*[M]. New York, USA: Cambridge University Press, 2010: 33-37.
- [28] FROSZ M H. Validation of input-noise model for simulations of supercontinuum generation and rogue waves[J]. *Optics Express*, 2010, 18 ( 14 ): 14778-14787.
- [29] TREACY E B. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5 ( 9 ): 454-458.
- [30] DIELS J C, RUDOLPH W. *Ultrashort laser pulse phenomena* [M]. New York, USA: Academic Press, 1996: 120-122.
- [31] SHARMA I. Grating-pair chirped pulse amplification system for a low power femto-second pulse source [D]. New York, USA: Cornell University, 2011: 19-20.
- [32] TOMLINSON W J, STOLEN R H, SHANK C V. Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1984, B1 ( 2 ): 139-149.