

飞秒光脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输 和超连续谱产生*

成纯富^{1)†} 王晓方¹⁾ 鲁波¹⁾²⁾

¹⁾中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

²⁾上海大学理学院, 上海 200436)

(2003 年 8 月 4 日收到, 2003 年 10 月 14 日收到修改稿)

采用分步傅里叶方法数值模拟了飞秒光脉冲在光子晶体光纤中非线性传输和超连续谱的产生. 计算和分析了高阶色散和非线性效应对超连续谱形状和带宽的影响. 结果表明在光子晶体光纤中产生了孤子自频移现象. 同时也发现脉冲内拉曼散射和自相位调制的联合作用导致了超连续谱中精细结构的出现. 另外, 还发现高阶色散和初始光脉冲的峰值功率对超连续谱的带宽和平滑也有直接影响.

关键词: 光子晶体光纤, 孤子自频移, 超连续谱

PACC: 4265, 4280M, 4225B, 4265S

1. 引 言

光子晶体光纤 (photonic crystal fiber) 的概念最早由 Russell 等人于 1992 年提出^[1], 即在石英光纤中沿轴向均匀排列着空气孔. 从光纤的端面看, 折射率存在周期的二维结构. 如果将其中一个孔变为“缺陷”如图 1(a) 中光纤芯的中心无空气孔, 则光能够在“缺陷”内传播. 与普通单模光纤不同, 光子晶体光纤是由其中周期性排列空气孔的单一石英材料构成, 而且空气孔的排列、大小以及形状有很大的控制余地. 光子晶体光纤中的这种微结构从根本上改变了传统光纤的许多传输特性, 所以自 1996 年第一根光子晶体光纤诞生以来, 就受到了人们广泛的关注. 光子晶体光纤具有特殊的色散和非线性特性: 通过理论和实验的研究, 人们发现光子晶体光纤中光场能被高度局域集中, 从而可以极大地提高非线性光学相互作用的效率. 另外, 光子晶体光纤能够在很宽的谱带范围内支持单模传输并且在可见光波段具有反常色散^[2] (如图 1(b) 所示), 这些特性决定了光子晶体光纤较传统光纤更容易产生超连续谱.

超连续谱对于非线性光学中超短脉冲产生、光谱分析、光学相干层析、光计量学、光通信等许多应用都有重要意义^[3-5].

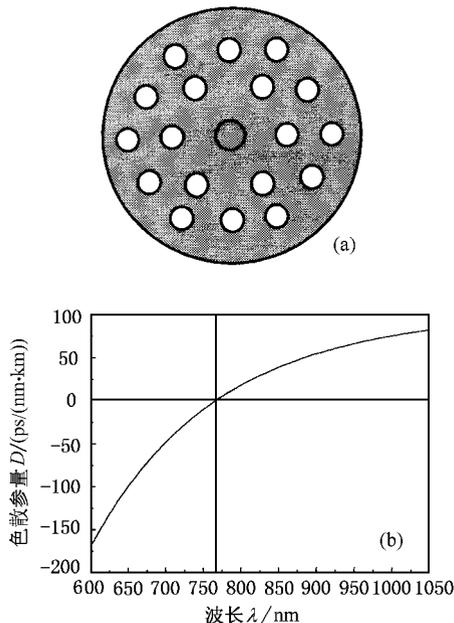


图 1 (a) 光子晶体光纤纤端面示意 (b) 色散参量 D 随波长的变化曲线 (图 (b) 由 Crystal Fiber 公司提供数据)

* 中国科学院“百人计划”和“知识创新工程”资助的课题.

† E-mail: zcfu@mail.siom.ac.cn

光子晶体光纤中超连续谱的产生是一复杂的非线性过程. 虽然从 2000 年以来, 有关光子晶体光纤中超连续谱产生的实验有不少报道^[6-8], 但人们对其产生机理目前还没有清楚的认识. 很多非线性过程都可能起作用, 诸如自相位调制、受激拉曼散射、四波混频、孤子形成、自变陡效应、色散效应等. 为此, 本文采用分步傅里叶方法数值模拟了飞秒光脉冲在光子晶体光纤中非线性传输和超连续谱的产生. 计算和分析了高阶色散和非线性效应对光谱形状和谱宽的影响. 发现随着传输距离或随着入射功率的增加, 频谱逐渐展宽并且发生明显的红移现象. 还发现谱精细结构的出现不但与脉冲的内拉曼散射和自相位调制有关而且对初始光脉冲的功率也很敏感. 这些结果能较好地解释最近观察到的一些重要实验现象^[6,9,10].

2. 理论分析与数值模型

激光脉冲在光子晶体光纤中的传输由 Maxwell 方程组描述. 由于光纤是无源介质, 从 Maxwell 方程组可直接得到以下波动方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{E}(r, t)$ 是电场强度矢量, c 是真空中光速, $\mathbf{P}(r, t)$ 为极化强度矢量. 将电极化强度分为线性和非线性两部分, 即

$$\mathbf{P}(r, t) = \mathbf{P}_L(r, t) + \mathbf{P}_{NL}(r, t), \quad (2)$$

则方程 (1) 可写成

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (3)$$

为了进一步简化方程 (3), 作了以下近似: 1) 将 \mathbf{P}_{NL} 看成 \mathbf{P}_L 的微扰项; 2) 准单色近似, 介质色散在激光中心频率处作泰勒展开; 3) 光束在光纤中传输时保持其偏振度不变, 电场采用标量近似; 4) 电场采用慢变振幅包络近似.

在上述近似下, 色散考虑到四阶, 并计入自变陡、脉冲内拉曼散射等效应, 最后得到^[11]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \\ - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{i}{24} \beta_4 \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} \\ = i \gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_{RA} \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 A 为电场的慢变振幅, 左边第二项为损耗, 后四项为色散效应, 右边分别为自相位调制、自变陡、脉冲内拉曼散射. 对谱宽较大的脉冲, 从同一脉冲的高频分量转移能量, 使其通过拉曼增益放大其低频分量, 这种效应被称为脉冲内拉曼散射^[11].

对方程 (4) 再进行归一化和参量变换

$u = A(z, t) A_0$, 其中 $A(z=0, t) = A_0 \exp(-t^2/2\tau_p^2)$ 为高斯型激光脉冲. $\tau = (t - z/v_g)/\tau_p$, $\xi = z/L_{ds}$, $\tau_r = T_R/\tau_p$, $T_R = f_R \times \int_{-\infty}^{\infty} t \times h_R(t) dt$ 其中 f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献, h_R 为拉曼响应函数^[12,13]. $L_{ds}^{(n)} = \tau_p^n/\beta_n$ 为 N 阶色散长度, β_n ($n \geq 2$) 为 N 阶色散系数, 色散长度 $L_{ds} = |L_{ds}^{(2)}|$, 非线性长度 $L_{nl} = 1/\gamma P_0$, P_0 为输入脉冲峰值功率, 非线性系数 $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$, A_{eff} 为光纤芯有效截面积, 同时由于通常所用光纤长度比吸收长度小很多 ($\alpha L \ll 1$), 故忽略光纤的损耗是合理的, 则飞秒光脉冲在无损耗的光子晶体光纤中传输的方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \xi} = & -\frac{i}{2} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(2)}} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(3)}} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \frac{i}{24} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(4)}} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} \\ & + i \frac{L_{ds}}{L_{nl}} (|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u) \\ & - \tau_r u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau}). \end{aligned} \quad (5)$$

由于方程 (5) 中 ξ, τ 均为无量纲量, 故方程可很方便数值求解. 分步傅里叶方法由于采用快速傅里叶变换方法 (FFT), 使得计算速度比许多其他数值解法要快得多, 故本文采用分步的傅里叶方法进行数值求解^[11,14].

本文模拟了初始脉宽为 100 fs ($\tau_p = 60$ fs) 中心波长为 800 nm 的光脉冲在直径为 2 μm 的光子晶体光纤 (零色散点波长为 767 nm) 中的传输情况, 其色散曲线如图 1(b) 所示. 其他参数取值如下: 非线性折射率系数 $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $A_{eff} = \pi r^2 = 3.14$ (μm^2), $\gamma = 0.075 \text{ (Wm)}^{-1}$, $L_{ds} = 60 \text{ cm}$, $\omega_0 \tau_p =$

141.37 , $\frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(3)}} = 0.1679$, $\frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(4)}} = -1.559 \times 10^{-3}$, $\tau_r =$

0.0244 . 对于峰值功率为 1 kW 的情况, $\frac{L_{ds}}{L_{nl}} = 45.01$. 在实际计算中, 我们选取对脉冲的抽样取点为 2^{12} (即 $\Delta\tau = 0.0073$), 在奔四 (CPU 为 2.40 GHz) PC 机上即可获得可靠的模拟结果.

3. 计算结果与分析

首先考虑了初始脉宽为 100 fs ($\tau_p = 60\text{ fs}$) 中心波长为 800 nm (位于反常色散区即 $\beta_2 < 0$) 的光脉冲在直径为 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的光子晶体光纤中的传输情况. 由图 2 可以看出, 在功率较低 (1 kW) 传输距离较短时, 随着传输距离的增加, 光脉冲由于受高阶色散、脉冲内拉曼散射和自变陡效应的影响, 频谱逐渐呈现出一种不对称的结构. 而且随着传输距离的增加, 光谱逐渐展宽, 谱的红移现象越来越显著, 这种红移现象可用孤子的自频移来解释^[15]. 图 2 中的光谱具有高阶孤子传输和分裂的特征: 开始时脉冲宽度变窄, 然后在 $\xi = 0.12$ 处发生了明显的分裂现象, 随着传输距离的增加, 这种分裂现象越来越明显, 并

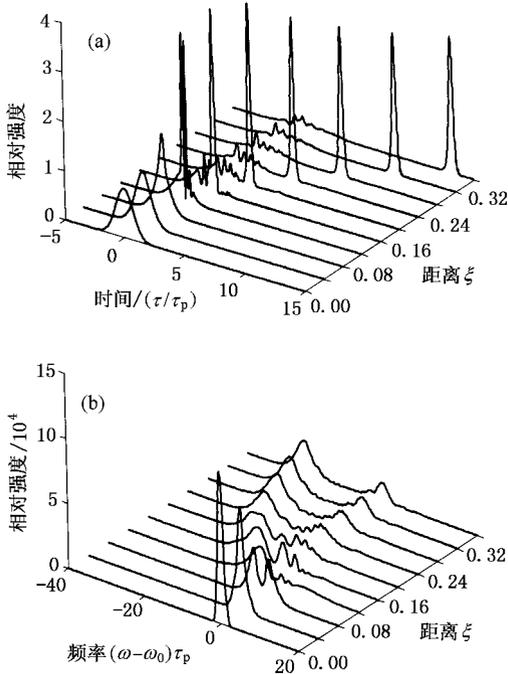


图 2 时域 (a) 和频域 (b) 演化图 入射激光功率 $P_0 = 1\text{ kW}$

发生了明显的分离现象. 这主要是由于蓝移分量 (对应图 2(a) 中左侧的低强度孤子) 较红移分量 (对应右侧强孤子) 传输得快, 和入射脉冲相比, 蓝移分量超前, 而其他分量被延迟而造成的. 其次, 能量也发生了转移, 在这里由于脉宽很短所以其谱宽非常宽, 使得脉冲的蓝移谱分量可作为抽运, 通过拉曼增益有效地放大相同脉冲的红移分量. 此过程在光子晶体光纤中连续进行, 致使能量不断地从蓝移分量转移到红移分量上. 这种孤子的自频移现象主要是

由脉冲内拉曼散射引起的. 而且时域和频域的演化图 (图 2) 与 Ranka 等人的实验结果符合得很好^[6], 与 Liu 等人的实验观察结果也一致^[10].

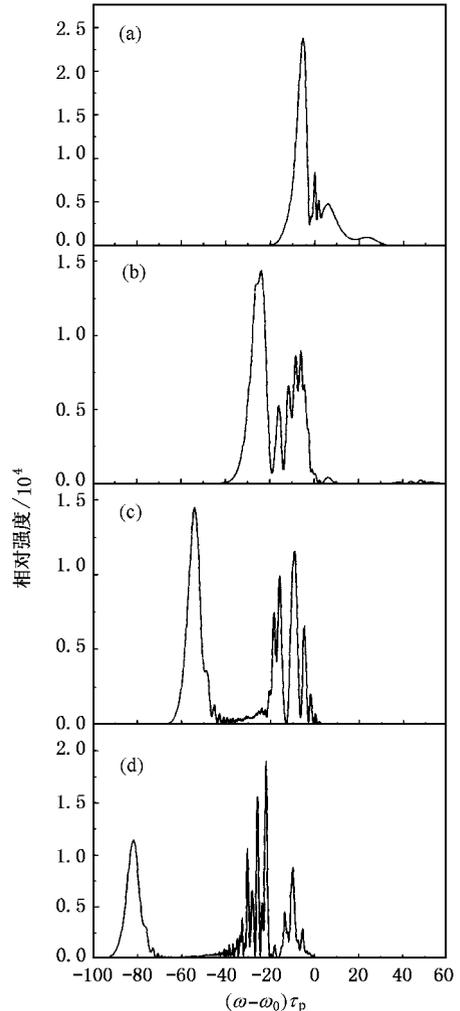


图 3 不同入射激光功率条件下的光谱 $\xi = 0.12$. (a) $P_0 = 1\text{ kW}$, (b) $P_0 = 2\text{ kW}$, (c) $P_0 = 4\text{ kW}$, (d) $P_0 = 8\text{ kW}$

我们还分析了入射激光功率对超连续谱的影响 (见图 3), 发现随着入射功率的增加, 频谱逐渐展宽, 而且谱的红移现象越来越明显. 同时, 随着入射功率的增加, 谱的红移一侧的主峰表现为拉曼孤子的传输特性, 这一主峰逐渐红移但形状在光子晶体光纤中传输时基本上保持不变. 蓝移一侧的精细结构也逐渐呈现出来. 这两种现象在实验中也经常被观察到.

另外, 本文的模拟计算还发现, 随着入射激光功率的增加, 时域的演化变得更为复杂 (见图 4), 初始脉冲分裂为多个脉冲, 某些脉冲的脉宽甚至比初始光脉冲短很多, 这预示着飞秒脉冲在光子晶体光纤

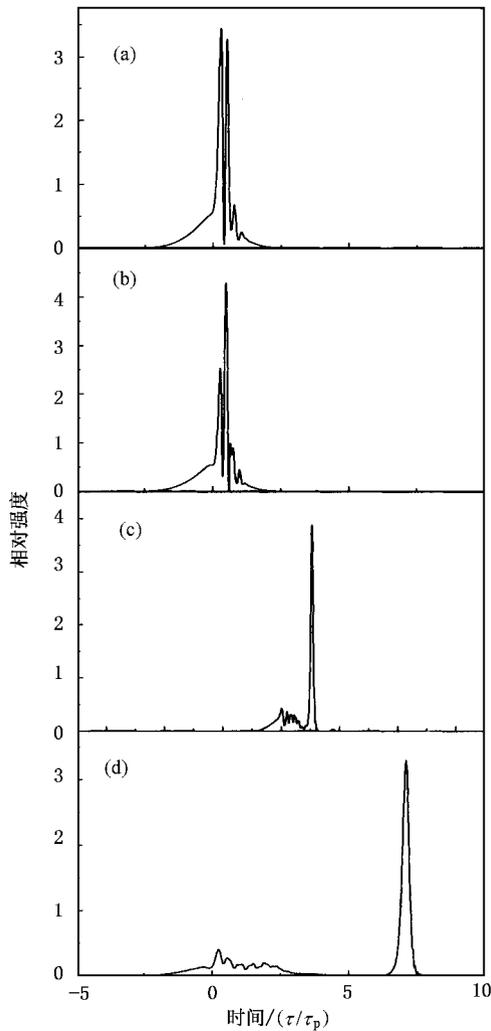


图4 不同入射激光功率条件下的时域图 $\xi = 0.12$.
(a) $P_0 = 1 \text{ kW}$, (b) $P_0 = 2 \text{ kW}$, (c) $P_0 = 4 \text{ kW}$, (d) $P_0 = 8 \text{ kW}$

中可以压缩得更窄.随着入射激光功率的增加,红移的拉曼孤子也越来越明显,而且具有最大的振幅.这主要是由于拉曼孤子的延迟最大,能量不断地从蓝移分量转移到红移分量上所造成的.

为了进一步分析光谱中出现的红移和精细结构这两种现象的物理机理,我们做了包含不同项的独立计算,细致地考察了色散和非线性效应对频谱的影响.当只考虑自相位调制(SPM)和群速度色散(GVD)时(见图5(a)),频谱是一种对称的结构.加上自变陡效应(SST)后(见图5(b)),我们发现自变陡效应只改变频谱的对称性和使谱宽变窄.脉冲内拉曼散射(ISRS)(见图5(c))不但使频谱发生了红移,而且红移的主峰得到了极大的展宽,在蓝移一侧导致了这种精细结构的出现(见图5(c)),其实质是

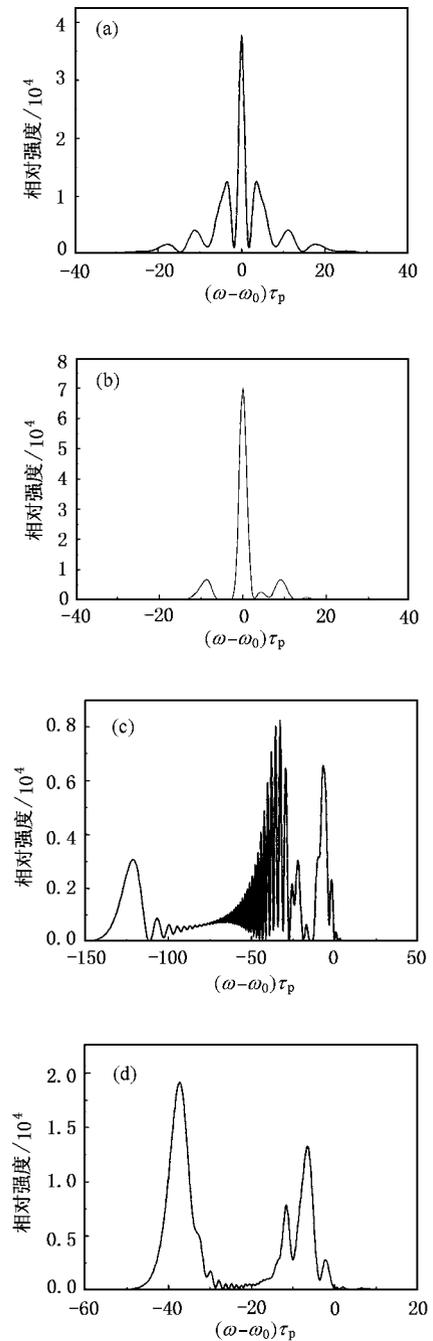


图5 不同效应条件下的光谱. $P_0 = 2 \text{ kW}$, $\xi = 0.2$. (a) SPM + GVD, (b) SPM + GVD + SST, (c) SPM + GVD + SST + ISRS, (d) SPM + GVD + SST + ISRS + HOD

脉冲内拉曼散射和自相位调制的联合作用导致了高阶孤子的分裂,脉冲受内拉曼散射和自相位调制的影响导致了位相发生了急剧变化而引起的.这种精细结构的出现可以很好地解释Gu等人的实验结果^[9].而高阶色散(HOD)(见图5(d))使谱宽变窄,而且明显地削弱了光谱的精细结构,使光谱变得反

而平滑. 在本文计算中, 四阶色散(与三阶色散相比)效应较弱, 高阶色散对光谱的影响主要是由三阶色散造成的^[16].

4. 结 论

通过对飞秒光脉冲在光子晶体光纤中传输特性以及超连续谱产生的模拟, 我们发现飞秒光脉冲在光子晶体光纤中传输时出现了孤子自频移现象, 这

种现象主要是由脉冲内拉曼散射造成的. 同时也发现脉冲内拉曼散射和自相位调制的联合作用导致了超连续谱中精细结构的出现. 另外, 还发现高阶色散和初始光脉冲的功率对超连续谱的带宽和平滑也有直接影响, 如三阶色散可使超连续谱变得更为平滑. 因此, 在适当的激光条件下, 有效地控制光子晶体光纤的色散, 将可使超连续谱得到进一步展宽而且变得更为平滑, 这无疑对超连续谱的应用和周期量级超短光脉冲的产生具有重要意义.

- [1] Russell P St J 1992 *Phys. World.* **5** 37
- [2] Birks T A, Knight J C, Russell P St J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [3] Hartl I, Li X D, Fujimoto J G, Ranka J K and Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [4] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K and Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [5] Holzwarth R *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [6] Ranka J K and Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [7] Herrmann J, Griebner U and Zhavoronkov N 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901
- [8] Husakou A V and Herrmann J 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2171
- [9] Gu X, Xu L, Kimmel M, Zeek E and Windler R S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1174
- [10] Liu X, Xu C and Knox W H 2001 *Opt. Lett.* **26** 358
- [11] Agrawal G P 1989 *Nonlinear Fiber Optics* (Boston: Academic Press)
- [12] Stolen R H, Gordon J P, Tomilson W J and Haus H A 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1159
- [13] Stolen R H and Tomilson W J 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 565
- [14] Rao M, Sun X H and Zhang M D 2003 *Chin. Phys.* **12** 502
- [15] Mitschke E M and Mollenauer L F 1986 *Opt. Lett.* **11** 659
- [16] Xu W C, Chen W C and Liu S H 2002 *Chin. Phys.* **11** 352

Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond pulse in photonic crystal fibers^{*}

Cheng Chun-Fu^{1)†} Wang Xiao-Fang¹⁾ Lu Bo^{1)‡}

¹⁾(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai 201800, China)

²⁾(College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

(Received 4 August 2003; revised manuscript received 14 October 2003)

Abstract

A theoretical investigation with the method of split-step Fourier is presented on the nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond laser pulse in a photonic crystal fiber. The impact of high-order dispersion and nonlinear effects on spectral shape and band width is simulated and analyzed. It is found that soliton self-frequency shift is generated in a photonic crystal fiber. It is also found that intrapulse stimulated Raman scattering and self-phase modulation result in the fine spectral substructure of the supercontinuum. The band width and smoothing of the supercontinuum are found to be related to the higher-order dispersion and the power of the initial laser pulse.

Keywords: photonic crystal fibers, soliton self-frequency shift, supercontinuum

PACC: 4265, 4280M, 4225B, 4265S

^{*} Project supported by the "Hundred Talents Project" and the "Knowledge Innovation" Foundation of Chinese Academy of Sciences, China.

[†] E-mail: ccfu@mail.siom.ac.cn