

# 高非线性光子晶体光纤中飞秒脉冲的传输特性和超连续谱产生机制的实验研究及模拟分析\*

贾亚青<sup>1)</sup> 闫培光<sup>2)</sup> 吕可诚<sup>2)</sup> 张铁群<sup>1)</sup> 朱晓农<sup>1)</sup>

1) 南开大学现代光学研究所, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

2) 南开大学物理科学学院, 天津 300071)

(2005 年 6 月 1 日收到, 2005 年 10 月 28 日收到修改稿)

用实验和数值模拟两种方法研究了高非线性光子晶体光纤中飞秒激光脉冲的传输特性和超连续谱的产生机理, 给出了抽运脉冲在三种不同中心波长情况下输出光谱展宽并形成超连续谱的实际测量及理论模拟结果. 研究表明: 在零色散波长抽运时, 光谱展宽以自相位调制为主, 同时三阶色散的影响明显, 传输脉冲在时域内出现振荡次峰. 而在反常色散区抽运时, 光谱展宽的初期以自相位调制为主, 随后根据抽运功率的不同孤子自频移、高阶光孤子的裂变和四波混频效应会逐渐增强, 进而成为光谱展宽的主要原因. 与此相应, 在时域中能明显看到孤子的形成和红移, 飞秒传输脉冲内不再有振荡次峰产生. 研究还发现, 在零色散波长附近的反常色散区较零色散波长点更易产生四波混频效应.

关键词: 光子晶体光纤, 高非线性光子晶体光纤, 飞秒脉冲激光, 超连续谱

PACC: 4265, 4280, 4270Q, 4225B

## 1. 引言

光子晶体光纤(PCF)在许多领域都有很大的应用潜力, 自其诞生以来便受到人们的广泛关注<sup>[1]</sup>. 由于具有特殊的色散和非线性特性, PCF 比一般光纤更容易产生超连续谱. 在频率计量学中, 利用飞秒脉冲序列与 PCF 作用产生的超连续谱已被用来制作“光频率梳”<sup>[2]</sup>. PCF 的超连续谱也为超高分辨率的光学相干层析技术提供了理想光源<sup>[3]</sup>. 在 PCF 中传输的光波能够产生新的分立光频信号, 这种特性为相干非线性频谱学和光化学提供了一种独特的调频辐射源<sup>[4]</sup>. PCF 可控的色散特性使得这种光纤在超快光学领域有很大的应用价值<sup>[5]</sup>, 包括超短脉冲的受控传输、频率转换、脉冲宽度压缩等.

飞秒脉冲激光在 PCF 中传输时, 除了线性色散(如二阶色散、三阶色散、四阶色散)外, 自相位调制(SPM)、受激拉曼散射(SRS)、四波混频(FWM)等许多非线性过程都可能起作用. 但每种非线性效应的作用大小主要取决于抽运脉冲的参数和光纤的色散

特性. 通常认为, 在频谱展宽的最初阶段, 脉冲宽度的影响最为明显. 皮秒或纳秒脉冲在 PCF 中传输时, SRS 和 FWM 往往会起主导作用, SPM 基本上可忽略<sup>[6]</sup>; 飞秒脉冲抽运 PCF 时, 则与反常色散区形成光孤子和高阶光孤子的裂变现象密切相关<sup>[7]</sup>. 而这样的一些一般性的结论是否可直接应用于高非线性、低色散斜率的 PCF(HNLPCF)还有待进一步研究. 目前国内已有一些在 PCF 内产生超连续谱的报道<sup>[8-11]</sup>. 文献 8—10 对 PCF 产生超连续谱的现象和机理做了实验研究, 文献 11 模拟计算了飞秒脉冲在 PCF 中的非线性传输和超连续谱产生.

本文从实验和模拟两方面研究飞秒脉冲在 HNLPCF 中的传输及产生超连续谱的过程和机理. 我们的研究发现: 入射抽运光的中心波长分别处在零色散波长和反常色散区时, 光谱的展宽机制有很大的区别, 而且与此相关的飞秒脉冲的非线性传输特性也截然不同. 当抽运波长为零色散波长时, SPM 为主, 脉冲在时域内会产生振荡次峰. 在反常色散区抽运时, 展宽初期 SPM 为主, 随后根据抽运功率的不同孤子自频移、高阶光孤子的裂变和 FWM 效应

\* 国家重点基础研究专项基金(批准号: 2002CCA01700)、国家自然科学基金(批准号: 60378007)和光电信息技术科学教育部重点实验室(批准号: 2004-31)资助的课题.

会逐渐明显,成为光谱展宽的主要原因.根据其相应的飞秒脉冲在传输过程中随抽运功率的不同有不同的传输情况.

## 2. 实验系统与数值模拟的基本方程

飞秒脉冲在 PCF 中传输的实验系统如图 1 所

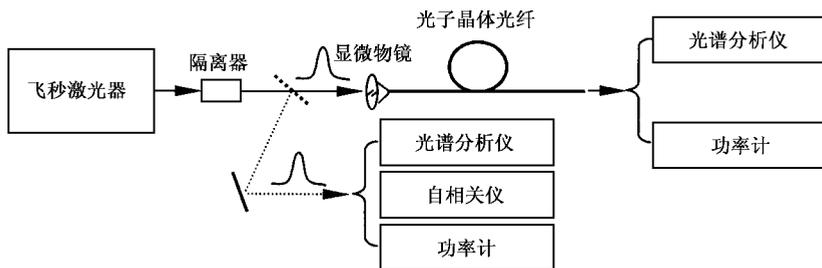


图 1 实验装置图

公司生产的克尔锁模钛宝石激光器产生,输出脉冲重复频率为 82 MHz,中心波长为 780—820 nm 可调,脉冲半高全宽为 50 fs,最大平均输出功率为 400 mW.图 2 所示为实验用的 HNLPCF(丹麦 BlazePhotonics 公司生产)截面电子显微镜照片及计算的色散参量.光纤纤芯直径为 2.3  $\mu\text{m}$ ,包层空气填充率大于 90%,零色散波长点  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ ,在零色散点处的色散(二阶色散)斜率为 0.61 ps/nm<sup>2</sup>km,损耗系数  $\alpha \approx 90 \text{ dB/km}$ ,非线性系数  $\gamma \approx 80/\text{Wkm}$ ,实验所用光纤长度为  $L = 80 \text{ cm}$ .

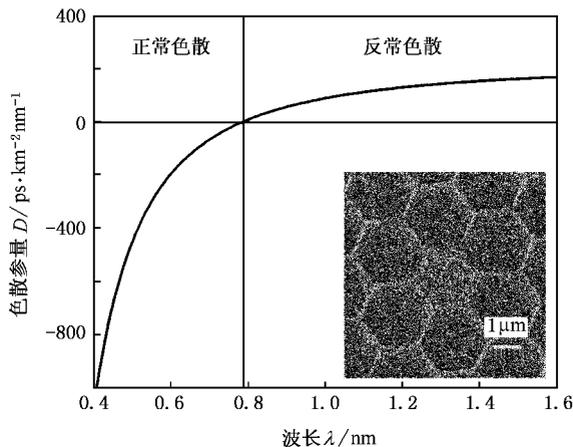


图 2 实验用的 PCF 截面微结构图及模拟的该光纤的色散参量  
图中的竖直线表明该光纤的零色散波长为 790 nm

为能够更清楚地了解飞秒脉冲在 PCF 中的传输特性,尤其是超连续谱的产生过程,我们使用分步

傅里叶法对以上过程进行了数值模拟<sup>[12]</sup>.数值计算时利用了非线性色散光纤中脉冲传输方程,即非线性薛定谔方程,

实验所用输入脉冲为高斯型,由美国光谱物理

傅里叶法对以上过程进行了数值模拟<sup>[12]</sup>.数值计算时利用了非线性色散光纤中脉冲传输方程,即非线性薛定谔方程,

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - \sum_n \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial T^n} + i\gamma \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (1)$$

式中  $A(z, t)$  为脉冲复振幅,  $z$  为脉冲在光纤内的传输距离,  $\alpha$  为损耗系数,  $\beta_n$  为  $n$  阶色散系数,  $T = t - \beta_1 z$ ,  $\gamma$  非线性系数,  $\omega_0$  为脉冲中心频率,正比于  $\omega_0^{-1}$  的项与脉冲沿的自陡和冲击有关,而正比于  $T_R$  的项对应于脉冲内拉曼散射诱发的自频移效应.模拟过程中取  $T_R = 3 \text{ fs}$ ,  $\alpha, \gamma$  与实验所用光纤相同,  $z$  为实验用光纤长度,色散系数  $\beta_n$  可由图 2 得出(本文中只取到三阶色散,更高阶色散忽略),方程初始条件由抽运脉冲决定.

求解非线性薛定谔方程时,可先将方程(1)简化为

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, t), \quad (2)$$

式中,

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \left( \sum_n \beta_n \frac{i^{n+1} \partial^n}{n! \partial T^n} \right),$$

$$\hat{N} = i\gamma \left[ |A|^2 + \frac{i}{\omega_0 A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) \right]$$

$$- T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \Big] .$$

分步傅里叶法假定脉冲在光纤内传输过程中, 每通过步长  $h$ , 色散和非线性效应不相关, 从而得到第  $j$  步近似结果,

$$\begin{aligned} A(jh, t) &= \exp[h(\hat{D} + \hat{N})]A[(j-1)h, t] \\ &= \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A[(j-1)h, t]. \end{aligned} \quad (3)$$

按规定, 指数操作  $\exp(h\hat{D})$  在频域内进行, 即

$$\exp(h\hat{D})B(z, t) = \{F^{-1}\exp[h\hat{D}(i\omega)]F\}B(z, t), \quad (4)$$

$$\hat{D}(i\omega) = -\frac{\alpha}{2} - \sum_n \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} (i\omega)^n. \quad (5)$$

于是得

$$\begin{aligned} A(jh, t) &= F^{-1}\{\exp[h\hat{D}(i\omega)] \\ &\quad \times F\{\exp(h\hat{N})A[(j-1)h, t]\}\}. \end{aligned} \quad (6)$$

若已知初始条件即抽运脉冲  $A(0, t)$ , 则可利用上述迭代关系求出方程数值解. 光纤出口处的光谱分布即为此数值解的傅里叶变换.

### 3. 结果及分析

飞秒脉冲激光在 PCF 中传输时, 非线性效应的作用在很大程度上取决于入射脉冲即抽运光的参数和光纤的色散特性. 因此, 本文主要研究飞秒脉冲中心频率分别位于光纤零色散波长处和反常色散区时, 不同抽运功率下输出光谱的演变过程.

#### 3.1. 零色散波长的抽运

中心频率在零色散波长处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变和展宽情况如图 3 所示, 图中所标功率  $P_0$  为光纤出口处平均功率. 当脉冲在较小功率(低于 2 mW)下逐渐增加功率时, 光谱只有轻微的展宽. 随着功率的继续增加, 光谱右侧先分出一个峰, 继而小峰向右侧移动并逐渐展宽, 同时左侧有新峰产生. 随着抽运功率的继续增加, 新的频率成分逐渐扩展, 能量也进一步增加. 这期间输出谱的主峰逐渐向短波长方向移动, 并且能量也逐渐转移向新增频率. 当输出功率达到 47 mW 时, 超连续谱覆盖 600—1000 nm.

这一超连续谱产生过程可以用超短脉冲的非线性传输理论加以解释. 在低功率( $0.5 \text{ mW} < P_0 < 2 \text{ mW}$ )情况下, 非线性长度  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_p} < 0.26 \text{ m}$  ( $P_p$  为峰值功率), 由于在零色散波长处  $\beta_2 = 0$ , 由二阶色

散定义的色散长度  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta^2|}$  趋于无穷, 而光纤长度仅 80 cm, 故  $L_D \gg L > L_{NL}$ , SPM 占主导, 频谱向高频和低频两个方向展宽. 由于抽运脉冲很短, 虽然二阶色散为零, 但三阶色散在脉冲的传输中很重要, 脉冲能量集中于两频谱带, 脉冲的不对称性导致了频谱的不对称性. 而脉冲前沿的自陡峭效应使得“蓝侧”(即较短波长方向)有一定的展宽. 增加抽运功率,  $L_{NL}$  减小, 非线性效应加强, 光谱继续展宽. 实验测量与理论模拟的结果可以相互验证. 在较低功率(低于 20 mW)下实验与模拟结果符合较好, 而在较高功率下实测光谱要比模拟结果展得更宽、更丰满些, 分析认为这与模拟过程中高阶色散项的忽略有关.

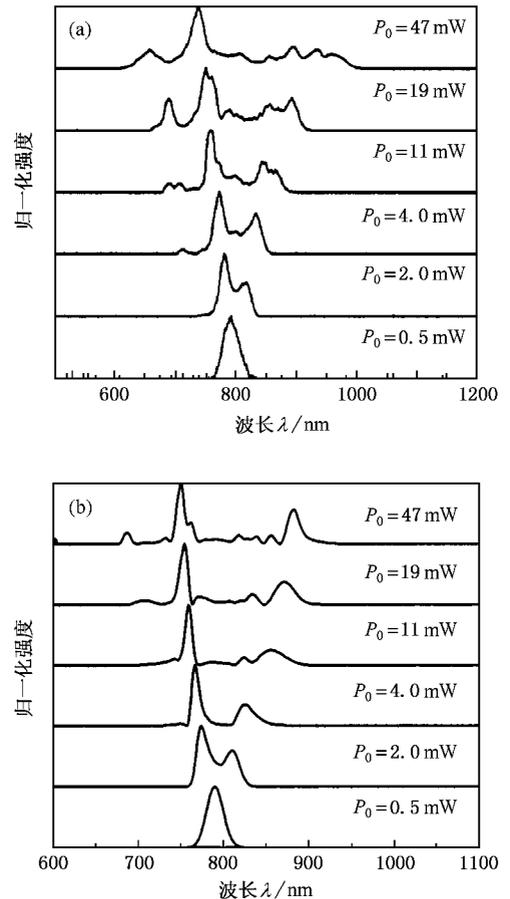


图 3 中心频率在零色散波长处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变 (a) 实验结果 (b) 模拟结果

图 4 给出了在光纤不同传输距离上飞秒脉冲形状的模拟结果. 由于频率啁啾, 脉冲在传输过程中先出现尖峰, 进而出现振荡结构. 这种振荡结构被认为是不同频率成分的干涉结果<sup>[13]</sup>. 图 5 为图 4 条件

下脉冲在光纤出口处的光谱图.从图 5 可以看出,实验与模拟有一定的一致性,而不能完全相符的原因正是由于抽运功率较高,忽略高阶色散造成的.

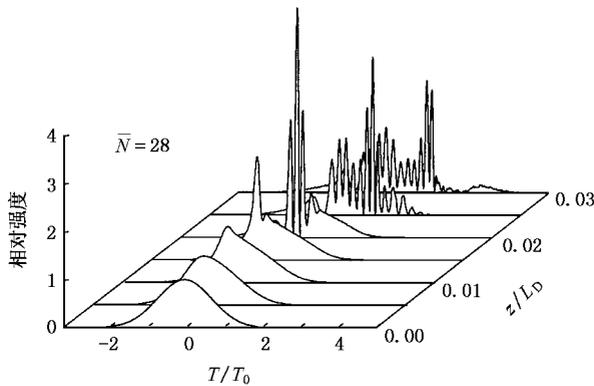


图 4 在零色散波长处不同传输距离上的脉冲形状  
 $P_0 = 68 \text{ mW}$

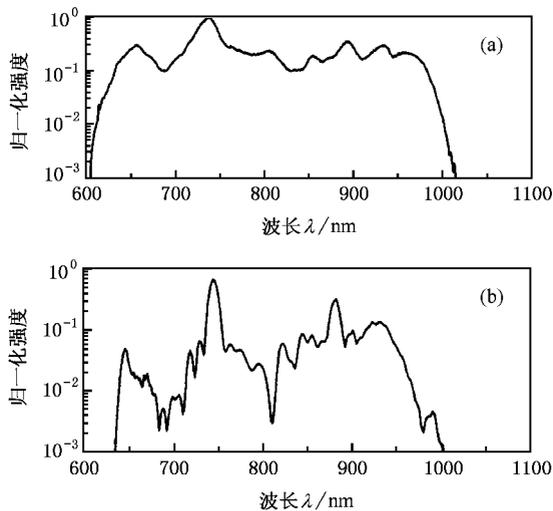


图 5 在零色散波长处的飞秒脉冲的输出谱  $P_0 = 68 \text{ mW}$ .  
(a) 实验结果 (b) 模拟结果

### 3.2. 反常色散区的抽运

实验发现,入射抽运脉冲中心波长位于零色散波长的某一侧时,输出光谱的展宽情况与零色散波长抽运时的结果有所不同.图 6 和图 7 分别为中心频率在 800 和 820 nm 处不同功率下输出谱的演变.与图 3 不同的是:图 6 和图 7 中光谱是先向长波方向移动,主峰左侧先分出一个峰.随着功率的增加,主峰与小峰逐渐向两侧移动,并且主峰能量逐渐被新增频率成分所分去,直至产生超连续谱.抽运脉冲中心频率不再占有优势.800 nm 抽运时超连续谱

覆盖 600—1100 nm 的波长范围,820 nm 抽运时,波长覆盖 550—1150 nm,超连续谱宽达 600 nm.

抽运波长位于反常色散区时, $L_D$  较零色散波长处大幅下降,但仍然满足  $L_D > L > L_{NL}$ .光谱展宽初期 SPM 占主导,色散和脉冲自陡峭效应共同作用导致了频谱的不对称性.在抽运功率较低时,展宽的红移峰很快形成基态孤子,通过脉冲内拉曼散射孤子实现频谱的红移.这可以用来解释图 6 和图 7 中不同脉冲功率所对应的脉冲展宽情况.在较高功率作用下,激发出更高阶孤子,在非高阶孤子周期处脉冲频谱演变成几个峰,这对应于图 6 和图 7 中间两行光谱.实验发现,在更高功率下(如图 6 和图 7 中所示当  $P_0 > 30 \text{ mW}$ ),FWM 效应使得新频产生,800 和 820 nm 抽运时分别在 1050 和 1080 nm 附近有斯托克斯波,计算可知频移量约为 9 THz.且在 820 nm 抽运时,随着抽运功率的增加频移量会有所增加.这正是 FWM 效应在远离零色散波长的反常色散区内的特征.可以认为高阶孤子的分裂产生超连续谱,FWM 更加宽了连续谱的覆盖范围.值得指出的是,图 7 中所示在较高功率下的光谱展宽结果与文献 [14, 15] 报道的 SPM 引发的 FWM 光谱展宽现象有一定的相似之处,所不同的只是两者的零色散波长不同,故光谱展宽区域不一样.前者是在 1.26—1.7  $\mu\text{m}$ ,而此处是在 0.6—1.2  $\mu\text{m}$ .

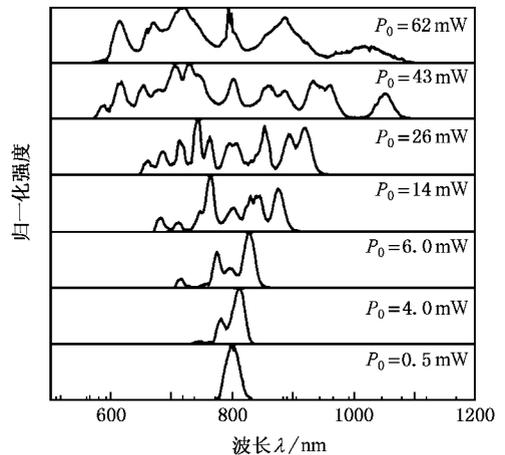


图 6 中心频率在 800 nm 处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变

图 8 为模拟的反常色散区脉冲在 HNLFPCF 中不同传输距离处的脉冲形状.从图 8 可以看出,脉冲传输不久就很快形成高阶孤子,脉冲后沿的小色散波随着孤子的形成很快消失.在最初窄化阶段脉冲变

## 窄, 频谱展宽, 脉冲的蓝侧分量通过自感应 SRS (脉

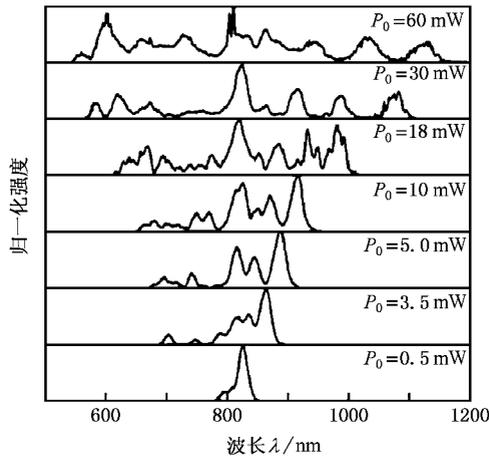


图 7 中心频率在 820 nm 处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变

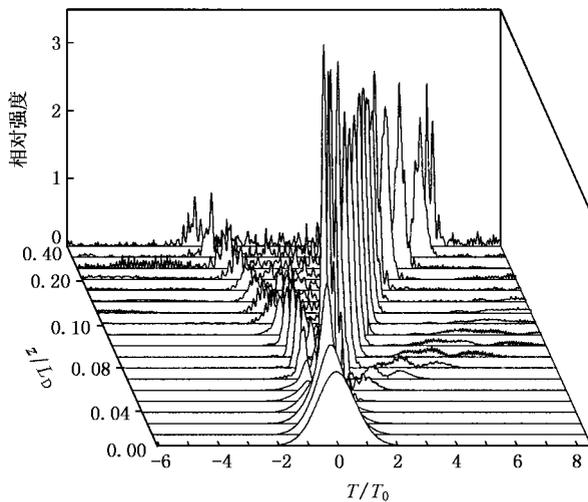


图 8 飞秒脉冲在 HNLPCF 中传输时不同距离处的脉冲形状  
 $P = 20 \text{ mW}$ ,  $\lambda = 820 \text{ nm}$

冲内拉曼散射) 抽运红侧分量, 这在频域中对应图 6 和图 7 频谱主峰连续红移; 在时域中, 飞秒脉冲在反常色散区传输时, 较高的频率分量(蓝)比较低的频率分量(红)传输得更快, 从而图 8 中红移分量的能量相对滞后于动态坐标下的入射脉冲, 形成孤子并后移, 随着脉冲继续传输, 孤子分裂. 这与实验得到的光谱分析结果相符合.

## 4. 结 论

利用波长可调的飞秒脉冲激光, 分别从实验和理论两个方面研究了在零色散波长处和反常色散区抽运时, 飞秒脉冲在 HNLPCF 内产生超连续谱的演变过程及其非线性传输特性. 实验和模拟结果表明: 在零色散波长处抽运时, 以 SPM 为主, 频谱向高频和低频两个方向展宽, 并且, 三阶色散影响很大, 脉冲在传输过程中由于不同频率成分的干涉而在时域中产生振荡结构. 在反常色散区抽运时, 频谱展宽初期以 SPM 为主, 色散和脉冲自陡峭效应共同作用导致了频谱的不对称性. 随后展宽的红移峰形成孤子, 通过脉冲内拉曼散射, 孤子频谱发生红移. 随着抽运功率的增加, 高阶孤子的裂变和 FWM 效应会逐渐明显. 高阶孤子的裂变会使频谱展宽出现多峰结构, 而 FWM 则使得频谱上有分立的新频产生. 因此, 在较高功率下高阶孤子的分裂及 FWM 的斯托克斯波和反斯托克斯波共同产生超连续谱. 飞秒脉冲在反常色散区的传输过程中, 时域内没有干涉振荡尖峰出现. 研究还发现, 在零色散波长附近的反常色散区较零色散波长点易产生 FWM 效应.

河北大学苏红新博士及南开大学物理学院李乙钢博士、丁镭博士参与了本文的部分工作, 谨致谢意.

[1] Russell P 2003 *Science* **299** 358  
 [2] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233  
 [3] Hartl I, Li X D, Chudoba C *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 608  
 [4] Konorov S O, Zheltikov A M 2003 *Opt. Express* **11** 2440  
 [5] Baltuska A, Fuji T, Kobayashi T *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 1241  
 [6] Coen S, Chau A H L, Leonhardt R *et al* 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753  
 [7] Fang X, Karasawa N, Morita R *et al* 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 233

[8] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4243 (in Chinese) [胡明列、王清月、栗岩峰等 2004 物理学报 **53** 4243]  
 [9] Zhang J, Wei Z Y, Wang Z H *et al* 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 511 (in Chinese) [张军、魏志义、王兆华等 2003 光学学报 **23** 511]  
 [10] Yan P G, Ruan S C, Du C L *et al* 2003 *Acta Photon. Sin.* **32** 1299 (in Chinese) [闫培光、阮双琛、杜晨林等 2003 光子学报 **32** 1299]

- [ 11 ] Cheng C F , Wang X F , Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 ( in Chinese ) [ 成纯富、王晓方、鲁波 2004 *物理学报* **53** 1826 ]
- [ 12 ] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Applications of Nonlinear Fiber Optics* ( Beijing : Electronic Industry Press ) p32 ( in Chinese ) [ Agrawal G P 2002 非线性光纤学原理及应用( 中译本 )( 北京 : 电子工业出版社 ) 第 32 页 ]
- [ 13 ] Hori T , Nishizawa N , Goto T *et al* 2004 *Opt. Soc. Am. B* **21** 1969
- [ 14 ] Zhu X N , Sibbett W 1991 *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 101
- [ 15 ] Su Z , Zhu X N , Sibbett W 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 1050

## Experimental study and numerical analysis of femtosecond pulse propagation and supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fiber<sup>\*</sup>

Jian Ya-Qing<sup>1)</sup> Yan Pei-Guang<sup>2)</sup> Lü Ke-Cheng<sup>2)</sup> Zhang Tie-Qun<sup>1)</sup> Zhu Xiao-Nong<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education ,

*Institute of Modern Optics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )*

<sup>2)</sup> *Institute of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )*

( Received 1 June 2005 ; revised manuscript received 28 October 2005 )

### Abstract

Femtosecond laser pulse propagation and supercontinuum generation in a highly nonlinear photonic crystal fiber is investigated experimentally and numerically. Consistent results of continuum generation measured and calculated for 790 , 800 , and 820 nm pump wavelengths are presented. It is shown that when the pump wavelength overlaps with the zero-dispersion wavelength self-phase modulation and third-order dispersion play an important role , and the oscillation structure appears in the temporal waveform of the propagating pulses , whereas in anomalous dispersion region , the formation and the red-shift of solitons are evident , and the self phase modulation plays a dominant role only in the initial stage. Further spectral broadening is due to solitons self-frequency shift , fission of higher-order solitons and four-wave mixing. It is also found that four-wave mixing occurs more easily in anomalous dispersion region than at the zero-dispersion wavelength.

**Keywords** : photonic crystal fiber , highly nonlinear photonic crystal fiber , femtosecond pulse laser , supercontinuum

**PACC** : 4265 , 4280 , 4270Q , 4225B

<sup>\*</sup> Project supported by the Special Foundation for State Key Basic Research Program of China ( Grant No. 2002CCA01700 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60378007 ) and the Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education , China ( Grant No. 2004-31 ) .