

文章编号: 0258-7025(2010)04-1073-05

# 光子晶体光纤正常色散区超连续谱产生的研究

王彦斌 侯 静 梁冬明 陆启生 陈子伦 李 霄 刘诗尧 袁立国

(国防科技大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

**摘要** 研究了长脉冲抽运光子晶体光纤(PCF)正常色散区超连续谱的产生。依据透镜耦合的基本条件设计了激光器与入射光纤之间的耦合系统,该系统的耦合效率可以达到 60%;实现了模场不匹配的普通光纤与光子晶体光纤的低损耗熔接,实验测得的熔接损耗为 3.8 dB,低于理论计算的熔接损耗 5 dB。随着抽运功率的增加,产生了平均功率为 1.2 W,10 dB 的带宽为 710~1700 nm 的超连续谱。实验结果表明,长脉冲抽运光子晶体光纤的正常色散区,受激拉曼散射在光谱加宽的最初阶段发挥了重要作用,而高阶孤子分解和交叉相位调制促使超连续谱趋于更宽、更平坦。

**关键词** 光纤光学;光子晶体光纤;超连续谱;熔接损耗;受激拉曼散射

中图分类号 TN253 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103704.1073

## Study of Supercontinuum Generation in the Normal-Dispersion Regime of Photonic Crystal Fibers

Wang Yanbin Hou Jing Liang Dongming Lu Qisheng Chen Zilun  
Li Xiao Liu Shiyao Yuan Ligu

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology,  
Changsha, Hunan 410073, China)

**Abstract** Supercontinuum generation in the normal-dispersion regime of photonic crystal fibers (PCFs) with long pulse pumping has been experimentally investigated. The coupling system between laser and fibers is designed based on essential conditions of lens coupling, by which the coupling efficiency can reach 60%. Low splicing loss is realized. Splicing loss is mainly caused by modal field mismatch of conventional fiber and PCFs. Theoretic value is 5 dB, while the experimental value is 3.8 dB. Supercontinuum generation is experimentally studied as pump power increases, and supercontinuum spanning from 710 nm to 1700 nm of 10 dB bandwidth with average power up to 1.2 W is generated. The experimental results show that stimulated Raman scattering (SRS) plays an important role in the onset of spectral broadening, then fission of higher-order solitons and cross-phase modulation make supercontinuum broader and flatter.

**Key words** fiber optics; photonic crystal fibers; supercontinuum generation; splicing loss; stimulated Raman scattering

## 1 引 言

超连续谱由于在超短脉冲的产生、光谱分析、光学相干层析、光计量学、光通信等许多方面都有非常重要的意义,而成为非线性科学的研究热点<sup>[1~4]</sup>。光子晶体光纤(PCF)通过改变其空气孔的大小、排

列以及孔间距的大小,可以灵活地调节其模场特性和色散特性,而成为产生超连续谱的首选材料<sup>[5~7]</sup>。对于抽运波长处于光子晶体光纤的反常色散区超连续谱的产生,人们普遍认为在反常色散区能够形成高阶孤子,依靠高阶孤子的分解<sup>[8,9]</sup>和四波混频效

收稿日期: 2009-07-15; 收到修改稿日期: 2009-08-26

基金项目: 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-08-0142)资助课题。

作者简介: 王彦斌(1982—),男,博士研究生,主要从事光子晶体光纤和超连续谱等方面的研究。

E-mail: wangyanbin82@163.com

导师简介: 侯 静(1975—),女,博士,副教授,主要从事光纤激光和光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: houjing25@sina.com (通信联系人)

应<sup>[10,11]</sup>来展宽超连续谱。然而,对于抽运波长处于光子晶体光纤的正常色散区超连续谱的产生,目前相关的文献报道并不多。

本文研究了长脉冲抽运光子晶体光纤正常色散区超连续谱的产生。依据透镜耦合条件设计了激光器与入射光纤之间的耦合系统,实现了模场不匹配的普通光纤与光子晶体光纤的低损耗熔接,研究了随着激光器抽运功率的增加,超连续谱的产生过程,并进行了理论分析。

## 2 实验方案

图1为产生超连续谱的实验装置。采用激光器的主要参数为:中心波长 $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ ,脉冲宽度 $\tau_0 = 200 \text{ ns}$ ,重复频率为 $5 \text{ kHz}$ ,峰值功率可达 $10 \text{ kW}$ ,输出高斯光束的束腰半径 $w_0 = 0.4 \text{ mm}$ 。由于该激光器输出是空间光,实验采取透镜耦合的方式。为避免高功率激光的聚焦入射而引起的光纤端面损伤,在光子晶体光纤前面熔接一小段普通光纤作为入射光纤。在光子晶体光纤的输出端可接功率计(PM)测输出超连续谱的功率,也可接光谱仪(OSA)测输出光谱。

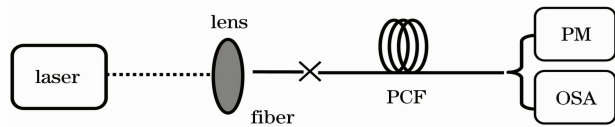


图1 实验装置

Fig.1 Experimental setup

### 2.1 耦合系统的设计

耦合系统是用来将激光器的输出光束更好地耦合进入射光纤,以产生非线性效应。采用透镜耦合的方式,为达到较高耦合效率,耦合系统的设计需要满足3个基本条件:1)入射光束、透镜和光纤三者光轴要共轴;2)经透镜聚焦的光束腰斑半径要小于入射光纤端面纤芯的半径;3)经透镜聚焦的光束半发散角要小于光纤的数值孔径角。

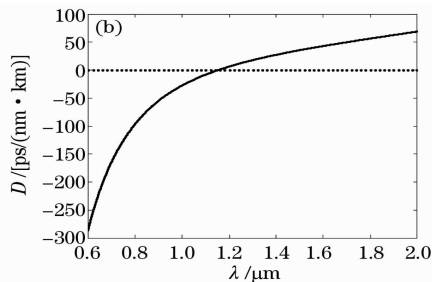
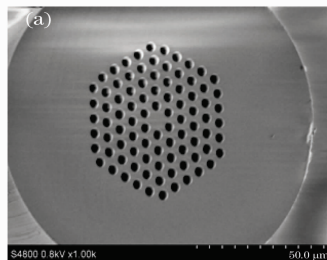


图2 PCFs的SEM和色散曲线

Fig.2 SEM and dispersion curve of PCFs

在激光器的输出后面平行放置两个 $1064 \text{ nm}$ 的全反镜,既可用于滤掉除激光器中心波长 $1064 \text{ nm}$ 以外的抽运光,又易于实现入射光束、透镜、光纤三者光轴的共轴。选择合适参数的透镜,以满足耦合条件。透镜参数的选取主要取决于光束在透镜面上的光斑大小和入射光纤的端面参数。入射光纤采用Nufern公司生产的普通光纤,其芯径 $d = 15 \mu\text{m}$ ,数值孔径 $NA = 0.08$ 。聚焦透镜采用焦距 $F = 11 \text{ mm}$ 的消像差非球面镜,运用 $l \gg F$ 时高斯光束的变换公式

$$w'_0 \approx \frac{\lambda_0}{\pi w(l)} F, \quad (1)$$

$$l' \approx F, \quad (2)$$

式中 $l$ 为束腰到透镜的距离, $w(l)$ 为入射在透镜表面上的高斯光束的光斑半径, $w'_0$ 为会聚后高斯光束腰斑的大小, $l'$ 为会聚后腰斑到透镜的距离,(2)式表明会聚后腰斑在透镜的焦距附近。

为满足耦合基本条件中的2)和3),在 $w(l) = 0.8 \text{ mm}$ 的地方放置透镜,由(1)式可得会聚后束腰直径 $2w'_0 = 9.32 \mu\text{m}$ 小于入射光纤芯径 $d = 15 \mu\text{m}$ 。会聚后高斯光束的半发散角为

$$\theta'_0/2 = \frac{\lambda}{\pi w'_0}, \quad (3)$$

代入数据可得半发散角 $\theta'_0/2 = 0.073 \text{ rad}$ ,小于入射光纤的数值孔径角。这样该耦合系统就满足了耦合的3个基本条件,实验测得系统的耦合效率可以达到60%。

### 2.2 产生超连续谱的光纤系统

为研究抽运波长 $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ 在光子晶体光纤的正常色散区产生的超连续谱,实验所用光子晶体光纤的场扫描电镜图(SEM)和色散曲线如图2所示,光纤是由长飞公司拉制的,具有5层空气孔,孔直径 $d = 3.16 \mu\text{m}$ ,孔间距 $\Lambda = 5.90 \mu\text{m}$ 。数值计算该光子晶体光纤的零色散点约为 $1150 \text{ nm}$ ,即抽运波长 $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ 在光子晶体光纤的正常色散区。

为避免光子晶体光纤前面熔接的普通光纤产生多模效应,其长度应尽可能短。由于所用的普通光纤与光子晶体光纤的模场不匹配,因此这两种光纤的熔接会引起较大的熔接损耗<sup>[12]</sup>。理论计算模场不匹配光纤间的熔接损耗为<sup>[13]</sup>

$$\alpha = -20 \lg \left( \frac{2\omega_{\text{PCF}}\omega_{\text{F}}}{\omega_{\text{PCF}}^2 + \omega_{\text{F}}^2} \right), \quad (4)$$

式中  $\omega_{\text{F}}$  为普通光纤的模场直径,  $\omega_{\text{PCF}}$  为光子晶体光纤的模场直径。

为降低熔接损耗,利用滕仓 FS-40PM 保偏熔接机对普通光纤和光子晶体光纤进行了多次熔接实验。实验结果表明,通过选取合适的放电电极位置和光纤间的重叠长度,控制主熔接的电流强度和放电时间以及再放电的电流强度和放电时间,可以使光子晶体光纤空气孔在一定程度上发生塌缩同时又不影响光传输。空气孔的轻微塌缩可以增大光子晶体光纤的模场直径,在两种光纤的熔接区形成一段由光子晶体光纤空气孔逐渐塌缩的过渡区域(如图 3 所示),从而可以降低模场不匹配引起的熔接损耗。采用这种方法多次实验测得两种光纤的最小熔接损耗为 3.8 dB,即约有 42% 功率的光通过熔接点,小于(4)式理论计算这两种光纤的熔接损耗 5.0 dB。

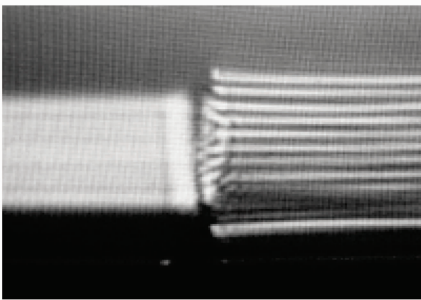


图 3 孔塌缩形成的过渡区域

Fig. 3 Transition region formed by hole collapse

### 3 实验结果

研究光子晶体光纤前面熔接一小段普通光纤对激光器输出光的影响。图 4 为从这段普通光纤输出的光谱,输出光仍为中心波长约为 1064 nm,线宽约为 1 nm 的窄带光源。用红外夜视仪观察输出端的近场光斑为很好的基模光斑,说明激光器输出光经过这小段普通光纤没有激发出高阶模。因此,在光子晶体光纤前面熔接一小段普通光纤没有影响激光器的中心波长、线宽以及模式特征。

保持光子晶体光纤的长度 12 m 不变,逐渐增大激光器的抽运功率,观察光子晶体光纤输出端光

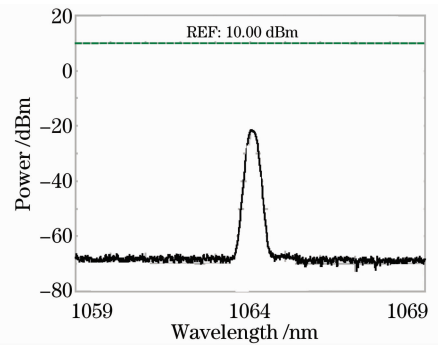


图 4 普通光纤的输出光谱

Fig. 4 Spectra from conventional fibers

谱的变化。由于实验光路搭建好以后,难以测量抽运进光子晶体光纤的功率,方便测量的是光子晶体光纤输出端的功率  $P_{\text{out}}$ ,可以近似认为光子晶体光纤输出端功率的增加,对应于抽运进光子晶体光纤功率的增加。

图 5 显示了随着抽运功率的增加超连续谱的产生过程。当  $P_{\text{out}} = 150 \text{ mW}$  时,如图 5(a) 所示,在波长为 1118 和 1166 nm 附近出现了 2 个小尖峰,可以计算谱线 1118 nm 的对应频率与抽运光 1064 nm 的频率相差约 13 THz,而谱线 1166 nm 的对应频率与抽运光 1064 nm 的频率相差约 24 THz,两条谱线正好对应纯石英光纤拉曼增益谱的最大值、次最大值与抽运光频率相比的下移频率 13.2 和 24 THz<sup>[14]</sup>。可见,此时抽运进光子晶体光纤的功率超过了受激拉曼散射的功率阈值,光子晶体光纤中开始产生受激拉曼散射。因此,长脉冲抽运光子晶体光纤的正常色散区,受激拉曼散射在光谱加宽的最初阶段发挥了重要作用<sup>[15]</sup>。

继续增加抽运功率,当  $P_{\text{out}} = 250 \text{ mW}$  时,如图 5(b) 所示,谱线 1166 nm 的功率也在增大,促使在波长 1226 nm, 1298 nm 等处的高阶斯托克斯谱线清晰可见,可以计算谱线 1166, 1226, 1298 nm 对应频率间隔约 13 THz,正好对应纯石英光纤的分子振动能级频率。这些谱线表明受激拉曼散射的级联效应正在加宽光谱。同时在光子晶体光纤末端观察到红光输出,说明频谱中已有红光成分。图 5(b) 在红光成分区波长 665 nm 处出现了一个尖峰。这是由于高阶斯托克斯谱线已经处于光子晶体光纤的反常色散区,比如谱线 1166 nm,调制不稳定(MI)导致长脉冲分解成许多超短脉冲,而且调制不稳定的频移为

$$\Omega_{\text{MI}} = (4\gamma P_0 / |\beta_2|)^{1/2}, \quad (5)$$

式中所用光子晶体光纤的非线性系数  $\gamma =$

$8.2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 二阶色散系数  $\beta_2 = 1.25 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $P_0$  为抽运进光子晶体光纤波长 1166 nm 处的峰值功率, 结合熔接损耗、光纤损耗以及 1166 nm 处的转换效

率, 可大致估算  $P_0$ 。在 1 W 左右, 计算调制不稳定发生在 1187 nm 附近。如图 5(c) 所示, 在 1187 nm 附近有非常明显的调制不稳定现象。

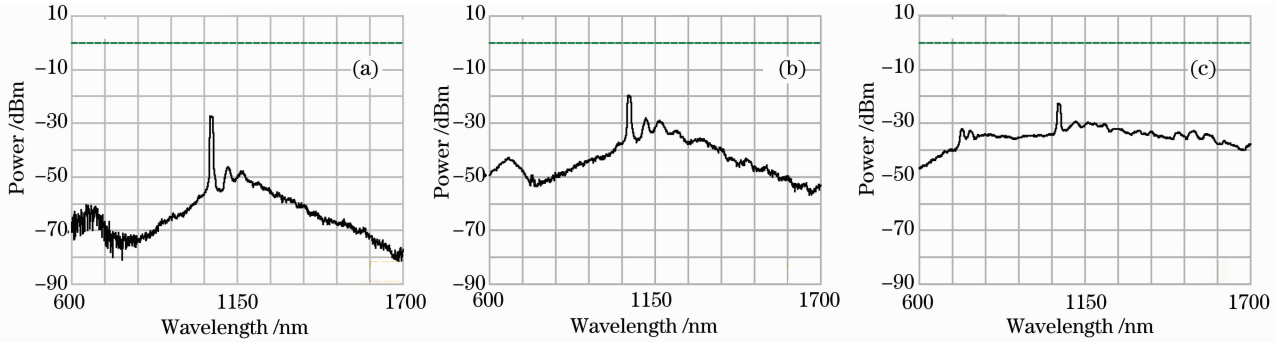


图 5 超连续谱的产生过程

Fig. 5 Supercontinuum generation

因为调制不稳定现象会导致长脉冲分解成超短脉冲, 产生的超短脉冲由于在反常色散区会演化成高阶孤子, 而高阶孤子又由于高阶色散效应发生孤子分解<sup>[8,9]</sup>, 分解成红移基孤子的同时, 释放出蓝移非孤子辐射 (NSR)。由蓝移非孤子辐射的频移计算公式<sup>[15]</sup>

$$\Omega_{\text{NSR}} = -3\beta_2/\beta_3, \quad (6)$$

可计算蓝移非孤子辐射波长为 663 nm, 与实验波长 665 nm 非常接近。式中三阶色散系数  $\beta_3 = 0.022 \text{ ps}^3/\text{km}$ ,

进一步增加抽运功率, 如图 5(c) 所示, 当  $P_{\text{out}} = 1200 \text{ mW}$  时, 超连续谱变得非常平坦, 10 dB 的带宽从 710 nm 一直延伸到 1700 nm, 图 6 为  $P_{\text{out}} = 1200 \text{ mW}$  时光子晶体光纤输出端的近场光斑。由于以上讨论的高阶孤子分解<sup>[8,9]</sup> 展宽了光谱, 同时长波区与短波区产生的新频率谱线, 在满足群速度匹配的条件下, 即两种新频率光的群折射率  $n_g$  相等, 那么这两种频率光将发生交叉相位调制<sup>[16]</sup>, 从而使光谱趋于平坦。图 7 为群速度折射率  $n_g$  随入射波长的变化曲线, 可以清楚判断群速度匹配时长波区与短波区的对应谱

线。短波段 710~1040 nm 由图 5(b) 到图 5(c) 变得如此平坦, 正是由于和长波段 1120~1860 nm 发生了交叉相位调制的缘故, 由于光谱仪测量波长范围限制, 没有记录下 1700~1860 nm 波段的光谱。随着光谱中新频率的不断产生, 满足相位匹配的四波混频效应<sup>[7,10]</sup> 在进一步展宽光谱方面也会发挥重要作用。

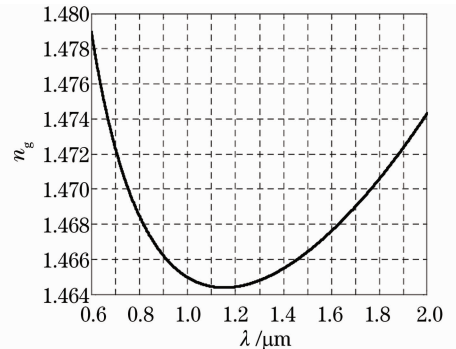


图 7 群速度折射率随入射波长的变化曲线

Fig. 7 Curve of group velocity refractive index versus input wavelength

## 4 结 论

研究并设计了激光器与入射光纤之间的耦合系统, 达到了相当高的耦合效率, 实现了普通光纤与光子晶体光纤的低损耗熔接。利用该实验装置研究了超连续谱随着抽运功率增加的产生过程, 最终获得了平均功率为 1.2 W, 10 dB 带宽为 710~1700 nm 的超连续谱。

## 参 考 文 献

- 1 P. L. Hsiung, Y. Chen, T. H. Ko *et al.*. Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman



图 6  $P_{\text{out}} = 1200 \text{ mW}$  时的近场光斑

Fig. 6 Near-field facula at  $P_{\text{out}} = 1200 \text{ mW}$

- continuum light source [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(22): 5287~5295
- 2 Wang Zhiguang, Zeng Zhinan, Li Ruxin *et al.*. Measurement of Gouy phase shift by supercontinuum spectral interference [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1905~1908  
王之光, 曾志男, 李儒新等. 超连续谱干涉方法测量古依相移 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1905~1908
- 3 B. A. Cumberland, J. C. Travers, S. V. Popov *et al.*. 29 W high power CW supercontinuum source [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(8): 5954~5962
- 4 Xu Yongzhao, Wang Zinan, Zhang Xia *et al.*. 10 GHz-spaced over 1100 channel flat supercontinuum source generated in a microstructure fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(5): 675~679  
徐永钊, 王子南, 张霞等. 基于微结构光纤的 10 GHz 超过 1100 信道的平坦超连续谱光源 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(5): 675~679
- 5 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 6 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 7 A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight *et al.*. Zero dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(12): 5715~5722
- 8 A. V. Husakou, J. Herrmann. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(20): 203901~203904
- 9 J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov *et al.*. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(17): 173901~173904
- 10 J. C. Travers, S. V. Popov, J. R. Taylor. Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(23): 3132~3134
- 11 J. C. Travers, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland *et al.*. Visible supercontinuum generation in photonic crystal fiber with a 400 W continuous-wave fiber laser [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(19): 14435~14447
- 12 Bruno Bourliaguet, Claude Paré, Frédéric Émond *et al.*. Microstructured fiber splicing [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(25): 3412~3417
- 13 J. H. Chong, M. K. Rao. Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(12): 1365~1370
- 14 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, Optics and Photonics Series [M]. San Diego: Academic, 2001
- 15 Akhelesh K. Abeeluck, Clifford Headley. Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(1): 61~63
- 16 E. Räikkönen, G. Genty, O. Kimmelma *et al.*. Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(17): 7914~7923