

新型高双折射微结构纤芯光子晶体光纤的可调谐超连续谱的特性研究

熊梦杰 李进延 罗兴 沈翔 彭景刚 李海清

Experimental and numerical study of tuneable supercontinuum generation in new kind of highly birefringent photonic crystal fiber

Xiong Meng-Jie Li Jin-Yan Luo Xing Shen Xiang Peng Jing-Gang Li Hai-Qing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 094204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.094204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光纤光热干涉气体检测技术研究进展

[Advances in optical fiber photothermal interferometry for gas detection](#)

物理学报.2017, 66(7): 074212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074212>

长距离分布式光纤传感技术研究进展

[Recent progress in ultra-long distributed fiber-optic sensing](#)

物理学报.2017, 66(7): 074207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074207>

保偏微纳光纤倏逝场传感器

[Polarization-maintaining microfiber-based evanescent-wave sensors](#)

物理学报.2017, 66(7): 074209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074209>

锥柱型光纤探针在表面增强拉曼散射方面的应用

[Application of cone-cylinder combined fiber probe to surface enhanced Raman scattering](#)

物理学报.2017, 66(4): 044208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044208>

环绕空气孔结构的双模大模场面积多芯光纤的特性分析

[Dual-mode large-mode-area multi-core fiber with circularly arranged airhole cores](#)

物理学报.2017, 66(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024210>

新型高双折射微结构纤芯光子晶体光纤的可调谐超连续谱的特性研究*

熊梦杰 李进延† 罗兴 沈翔 彭景刚 李海清

(华中科技大学, 武汉光电国家实验室, 武汉 430074)

(2016年12月26日收到; 2017年1月18日收到修改稿)

提出并制备了一种新型微结构纤芯光子晶体光纤, 即在椭圆纤芯中增加一排亚微米级的空气孔, 提高了光纤的双折射值, 改变了两个偏振基模的色散特性. 通过有限元法数值模拟了该光纤的双折射、非线性和色散等特性, 并优化结构参数. 使用脉宽为 15 ps, 重复频率为 45 MHz 的激光抽运该光纤, 通过调节抽运激光入射的偏振方向, 实现了可调谐的宽带超连续谱. 实验研究了输入激光的功率和偏振方向对超连续谱的影响, 以及输出超连续谱的偏振特性: 当脉冲偏振方向沿着主轴入射时, 得到了 800—1500 nm 的线偏振超连续谱, 输出谱的消光比为 21.2 dB; 当脉冲偏振方向逐渐远离主轴时, 输出超连续谱的谱宽逐渐变窄, 并且在与主轴呈处达到最小值. 维持抽运脉冲功率不变, 仅改变脉冲入射的偏振方向, 能够实现 300 nm 谱宽可调谐的超连续谱.

关键词: 光子晶体光纤, 高双折射, 可调谐, 超连续谱

PACS: 42.81.-i, 42.81.Bm, 42.81.Cn, 42.81.Gs

DOI: 10.7498/aps.66.094204

1 引言

超连续谱 (supercontinuum, SC) 是高功率激光经过非线性介质后产生光谱极大展宽的现象, 具有良好的空间相关性和高的输出功率^[1]. 而光子晶体光纤具有较高的非线性和灵活可控的色散特性, 因此成为产生 SC 的理想介质^[2-5], 激发的 SC 被广泛应用于光学相干层析成像和频谱压缩检测等领域^[6-10]. 高双折射光纤能够维持传输模式的偏振态不受环境的影响, 并且在快轴和慢轴两个方向上具有不同的色散特性, 因此利用高双折射光子晶体光纤可以实现对 SC 偏振特性的调节^[11-16]. 2003 年 Proulx 等^[17]理论和实验研究了高双折射光子晶体光纤中 SC 的产生, 表明光谱展宽主要由红移的高阶孤子分裂和蓝移的非孤子辐射引起. 2007 年, Xiong 和 Wadsworth^[18]利用 1064 nm 激光抽运双

大孔保偏光子晶体光纤, 获得了 450—1750 nm 的 SC, 并使用硼酸铋晶体得到了 400—525 nm 中心波长可调谐的脉冲光谱. 2013 年, 赵原源等^[19]使用 V 型光子晶体光纤作为增益介质, 实验研究了光纤的双折射效应对 SC 的影响.

本文设计并拉制了一种新型高双折射光子晶体光纤, 即在纤芯中加入了一排亚微米级的空气孔, 极大地增加了光纤的保偏性能, 改变了色散特性. 然后用中心波长为 1040 nm、重复频率为 45 MHz 的皮秒脉冲激光器抽运该光纤激发出 SC, 研究了抽运激光功率和输入偏振方向对 SC 的影响. 实验中调整脉冲偏振方向与光纤的主轴重合, 可以激发出线偏振的 SC. 同时, 由于高双折射光纤的两个主轴具有不同的色散特性, 因此通过改变脉冲的入射角度, 可以实现对 SC 谱宽的调节, 为 SC 光源提供了更广阔的优化和应用前景.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61535009) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ljj@mail.hust.edu.cn

2 高双折射光子晶体光纤结构及其特性

采用二次拉丝的方法, 自行控制光纤的端面如图1所示. 该光纤包含两种不同尺寸的空气孔, 其中包层由8层大空气孔构成, 空气孔直径 $d_1 = 6.6 \mu\text{m}$, 孔间距 $A_1 = 7.3 \mu\text{m}$; 纤芯加入了一排亚微米级的空气孔, 微孔直径 $d_2 = 0.2 \mu\text{m}$, 孔间距 $A_2 = 0.9 \mu\text{m}$.

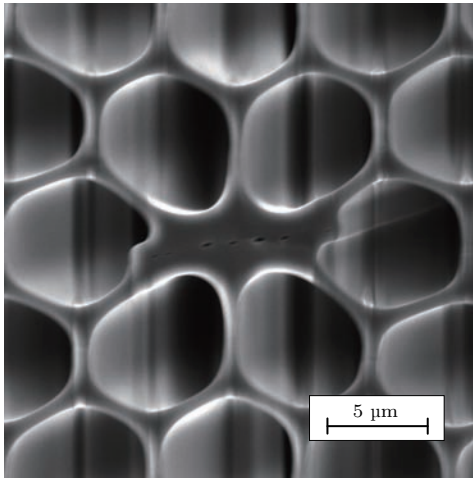


图1 光纤端面电镜图

Fig. 1. Scanning electron microscopy cross-section image of the fiber.

光纤的模式双折射度 B 可以表示为 $B = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|$, 其中 n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别表示光纤 x 轴和 y 轴的有效折射率. 利用软件模拟仿真, 得到该光纤的模式有效折射率 n_{eff} 和模式双折射值 B 随波长 λ 的变化如图2所示. 通过实验测得该光纤在 1550 nm 处的双折射高达 2.7×10^{-3} , 比传统熊猫保偏光纤高出一个数量级, 实验测试结果与模拟结果接近.

光子晶体光纤的色散系数定义为 $D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}$, n_{eff} 为模式有效折射率. 采用有限元法计算得到的色散曲线如图3所示, 其中划线和实线分别表示两个非简并基模 M1 和 M2 的色散曲线. 通过计算可知, 两个零色散波长分别为 1050 nm 和 1080 nm . 实验中采用脉冲激光器的中心波长为 1040 nm , 位于光纤近邻零色散波长的正常区域. 光纤的非线性系数可以表示为 $\gamma(\lambda) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}$, 式中,

A_{eff} 为有效模场面积; $n_2 = 2.9 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 是石英的非线性折射率系数. 经过计算可知, 该光纤在 1040 nm 波长处的非线性系数高达 $67 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 满足产生 SC 的需要.

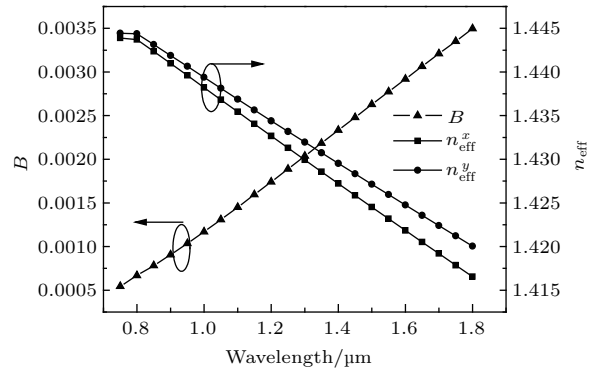


图2 模式有效折射率和双折射值随波长的变化

Fig. 2. Variations of birefringence and n_{eff} as a function of the wavelength.

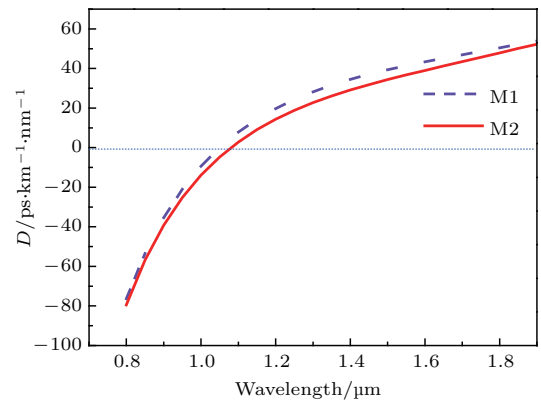


图3 光纤两个偏振基模色散系数 D 随波长的变化

Fig. 3. Variation of the dispersion of the basic mode as a function of the wavelength.

如果去掉光纤纤芯中的亚微米量级的空气孔, 模拟计算得到该光子晶体光纤在 1550 nm 处的双折射仅有 2×10^{-4} , 并且两个非简并基模的色散曲线非常接近, 零色散波长约为 1017 nm . 在纤芯中加入了一排亚微米级小孔, 双折射值提高了一个数量级, 零色散点向长波方向移动, 并且两个偏振基模色散曲线产生较大差异. 在波长为 $1 \mu\text{m}$ 的情况下模拟的非简并基模的光场分布如图4所示, 测量的实际光斑如图5所示. 实验中拍摄的远场光斑为可见光, 波长较短并接近微孔尺寸, 此时微孔起到一定的隔离作用, 纤芯相当于两个平行波导传输, 因此可能产生了同相位超模.

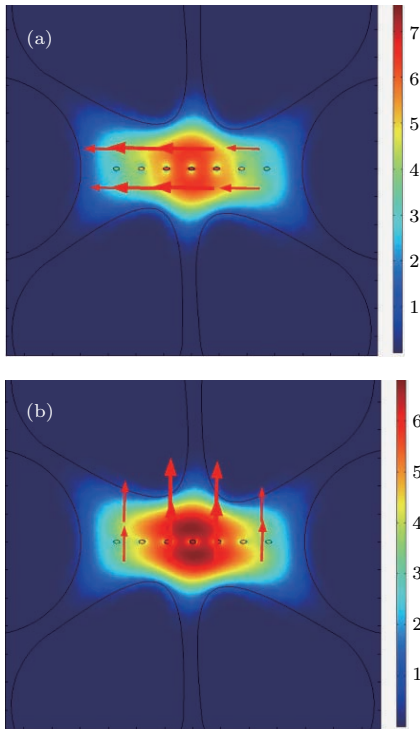


图4 模拟基模光场分布图 (a) x 偏振基模; (b) y 偏振基模

Fig. 4. Electric field distribution of the fundamental mode for (a) x and (b) y polarizations at a wavelength of $1\ \mu\text{m}$.

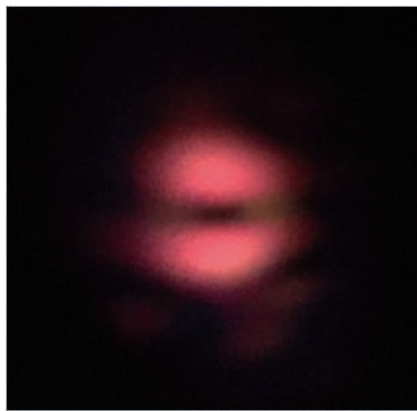


图5 实验光斑图

Fig. 5. Photographs of SC in the experiments.

3 实验与结果分析

实验装置如图6所示. 实验中采用的是非线性偏振旋转锁模激光器, 输出脉冲为线偏振光, 中心波长为 $1040\ \text{nm}$, 脉宽为 $15\ \text{ps}$, 脉冲重复频率为 $45\ \text{MHz}$, 光束口径约为 $2\ \text{mm}$, 输出功率调谐范围为 $0\text{--}8\ \text{W}$. 光纤耦合器件使用 Thorlabs 公司的自由空间光纤发射系统, 该器件配有高精度差分调节器, 从不同方向上提供几十纳米精度的位移, 能够

实现抽运激光到光纤的高效耦合. 通过调节半波片的旋转角度, 可以改变抽运激光进入光纤的偏振方向. 在光纤输出端使用格兰激光棱镜检测输出 SC 的偏振特性. 该格兰棱镜的工作波长范围为 $700\text{--}3000\ \text{nm}$, 消光比大于 10^6 . 实验中使用的光谱仪为横河公司 (日本) Optical Spectrum Analyzer 光谱仪, 型号是 AQ6370D. 由于产生 SC 的功率较高, 因此在光谱仪前加入一个功率衰减器, 用于保护光谱仪.

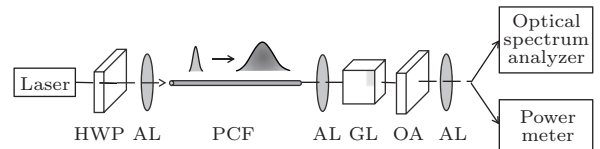


图6 装置示意图, 其中, HWP, 半波片; AL, 非球面透镜; PCF, 光子晶体光纤; GL, 格兰棱镜; OA, 光衰减器

Fig. 6. Experiment setup. HWP, half-wave plates; AL, aspheric lens; PCF, photonic crystal fiber; GL, Glan prism; OA, optical attenuator.

3.1 保持输入偏振方向不变, 改变抽运脉冲激光功率

调节半波片的旋转角度, 使脉冲激光的偏振方向与高双折射光子晶体光纤的快轴 (x 轴) 重合, 并维持其偏振方向不变, 获得的超连续光谱随抽运脉冲功率的变化如图7所示. 实验中输入脉冲功率依次为 $0.87, 1.37, 1.86, 2.26, 2.61\ \text{W}$, 所激发的 SC 随着功率的增加不断向两端扩展: 当输入功率为 $0.87\ \text{W}$ 时, 光谱范围为 $900\text{--}1380\ \text{nm}$, 谱宽为 $480\ \text{nm}$; 当输入功率为 $2.61\ \text{W}$ 时, 光谱范围为 $700\text{--}1560\ \text{nm}$, 谱宽为 $860\ \text{nm}$, 整个 SC 的谱宽增加了 $380\ \text{nm}$.

实验中抽运激光位于光纤的正常色散区, 因此主要由自相位调制和拉曼散射效应初步展宽光谱. 在光谱向两端展宽的过程中长波长光谱成分逐步红移延伸进入到反常色散区, 此时反常色散和自相位调制共同作用形成了高阶孤子. 在高阶孤子形成、分裂和红移过程中抽运激光的能量大部分被转换到 SC 长波长区域, 导致光谱向长波长区域迅速展宽. 同时, 在高阶色散的作用下各阶孤子分裂成一系列基阶孤子并向短波长区发射色散波, 并且由于群速度匹配引起的孤子俘获效应导致色散波发生蓝移现象, 因此 SC 向短波长区域也发生一定的展宽.

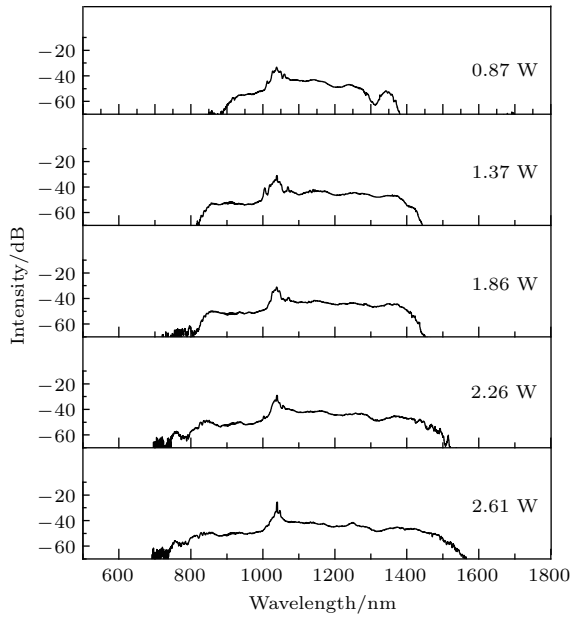


图7 输出SC随抽运功率的变化

Fig. 7. The spectra of radiation at the output of the microstructure fiber for different input powers.

3.2 保持抽运功率和输入偏振方向不变, 检测输出光谱的偏振特性

保持抽运功率为0.65 W不变, 旋转半波片使输入激光的偏振方向与光纤 x 轴呈 0° (沿快轴) 入射, 同时调节格兰棱镜的偏振方向也与光纤的快轴重合, 然后依次旋转格兰棱镜 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ (沿慢轴), 分别测量产生的SC如图8(a)所示. 当脉冲沿快轴入射时, 产生了沿快轴方向偏振的SC. 由于光纤在拉丝过程中发生一定程度的扭转, 同时内部产生的结构缺陷造成光纤保偏性能的下降, 导致沿光纤快轴传输的部分线偏光会耦合到另一个正交的偏振态上, 因此在慢轴方向上有功率较低的激光输出.

保持脉冲功率不变, 旋转半波片使抽运激光的偏振方向与光纤快轴呈 45° , 调节格兰棱镜的偏振方向与光纤的快轴重合, 然后依次旋转 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ (沿慢轴), 输出的SC在各个偏振方向上几乎具有相同的谱宽, 如图8(b)所示. 这是因为当脉冲与快轴呈 45° 入射时, 抽运功率被等分地分解到快轴和慢轴两个方向上. 由于两个非简并基模的有效折射率和色散不同, 因此两个偏振方向上产生的SC有稍微差别.

进一步研究输出SC的偏振特性, 使用功率计测量计算其消光比. 旋转半波片使抽运脉冲的偏振

方向与光纤 x 轴分别呈 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 入射, 然后旋转格兰棱镜测量SC在不同偏振方向上的功率, 结果如图9所示. 当抽运脉冲的偏振方向与光纤主轴重合时, 由于光纤具有保偏特性, 输出的是线偏振SC, 消光比为 21.2 dB; 当输入脉冲的偏振方向与光纤

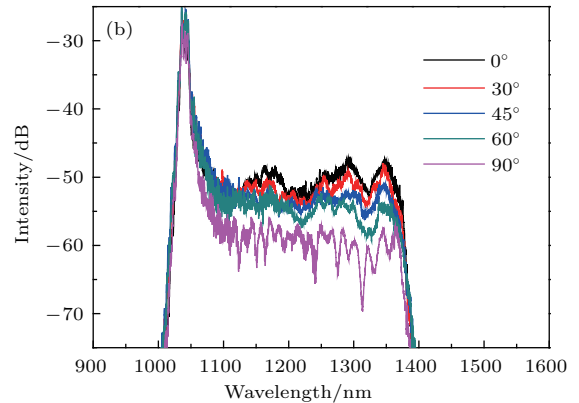
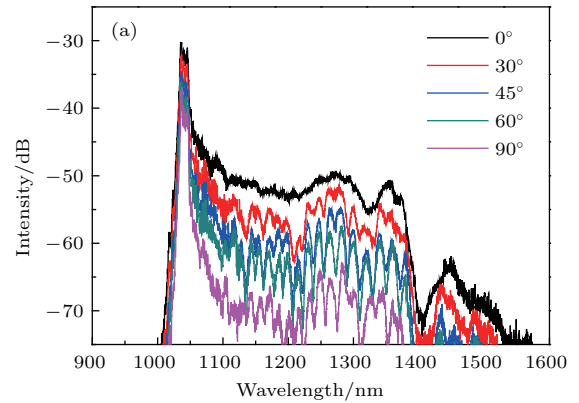


图8 抽运脉冲与光纤快轴呈 (a) 0° 和 (b) 45° 入射时产生的SC

Fig. 8. Effect of input polarization on SC generation: (a) $\theta = 0^\circ$ (slow axis); (b) $\theta = 45^\circ$.

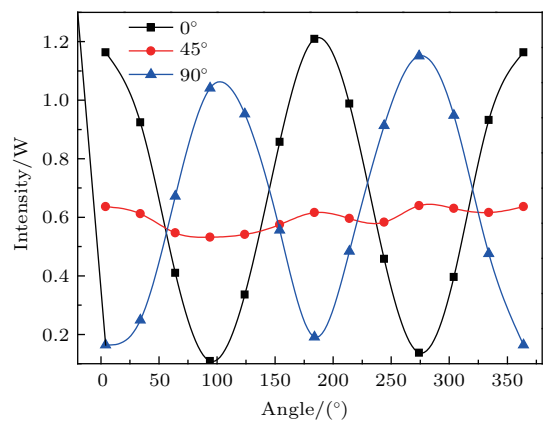


图9 输出功率随格兰棱镜旋转角度的变化

Fig. 9. The variation of output power with the rotation angle of the Glan prism.

主轴呈 45° 时, 其输出的 SC 是非偏振光, 各个方向上的输出功率几乎相同. 因此使用该高双折射光子晶体光纤作为激发超连续的介质, 改变输入脉冲的偏振方向就可以调节输出光谱的偏振态, 提高了输出光谱的使用灵活性.

3.3 保持抽运功率不变, 改变脉冲激光的输入偏振方向

当激光脉冲以不同的偏振角度入射时, 由于高双折射光子晶体光纤的两个正交偏振基模具有不同的色散特性, 导致非线性过程中产生新的频谱有所差异. 实验中输入功率保持 2.26 W 不变, 调节半波片的旋转角度, 使抽运脉冲的偏振方向与光纤快轴的夹角 θ 分别为 0°, 30°, 45°, 60°, 90°. 去掉装置图中的格兰棱镜, 直接测量输出的 SC 如图 10 所示. 随着抽运脉冲偏振方向与光纤快轴的夹角由 0° 逐步增加到 90°, 产生的超连续光谱的谱宽由宽变窄, 再由窄变宽. 实验现象与文献 [20] 一致. 实验中, 旋转半波片的角度, 光纤呈现出不同的颜色, 如图 11 所示. 当脉冲沿光纤主轴入射时, 输入的抽运脉冲偏振方向与快轴或者慢轴重合, 获得了 800—1500 nm 最大展宽的 SC; 当入射脉冲偏振方向与主轴呈 45° 角时, 光谱展宽减小到 900—1300 nm. 维持脉冲功率不变, 仅仅改变脉冲入射的偏振方向, 就能够实现 SC 谱宽的调谐, 调谐范围可以达到 300 nm.

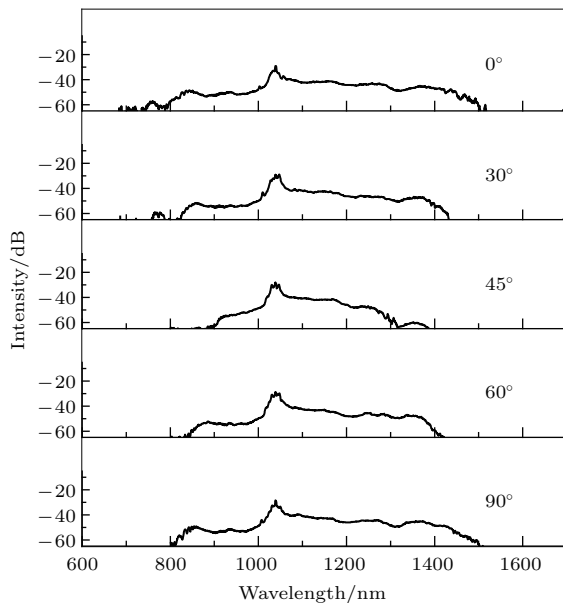


图 10 光脉冲以不同角度入射时产生的 SC
Fig. 10. SC obtained with input pulses polarized at different angles with respect to the x axis.

当抽运脉冲沿主轴入射时, 由于该光纤具有较高的保偏性能, 光脉冲将沿着光纤的主轴传输而不会耦合到另一个正交的偏振基模上, 因此输出的是线偏振 SC, 偏振方向与主轴重合. 同时由于两个偏振基模的色散曲线不同, 影响了非线性过程中频率转换过程, 因此脉冲分别沿快轴和慢轴传输时得到的光谱展宽也不相同. 当入射脉冲的偏振方向与光纤的快轴成夹角 θ 时, 脉冲进入光纤后被分解为沿主轴的两个分量, 其光功率分别为 $P_x = P_0 \cos^2 \theta$, $P_y = P_0 \sin^2 \theta$. 此时相当于两个正交的偏振脉冲在光纤中传输, 并且在交叉相位调制和非线性耦合效应作用下共同产生 SC. 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 分解到两个主轴方向上的脉冲功率最低, 激发的非线性效应最弱. 同时由于两个偏振基模的群速度和色散不同, 导致两个正交的偏振脉冲在光纤传输的过程中发生时域和空间上的分离, 减弱了模式之间的交叉相位调制作用和非线性耦合效应, 降低了光谱的展宽, 因此产生的 SC 的谱宽最窄.

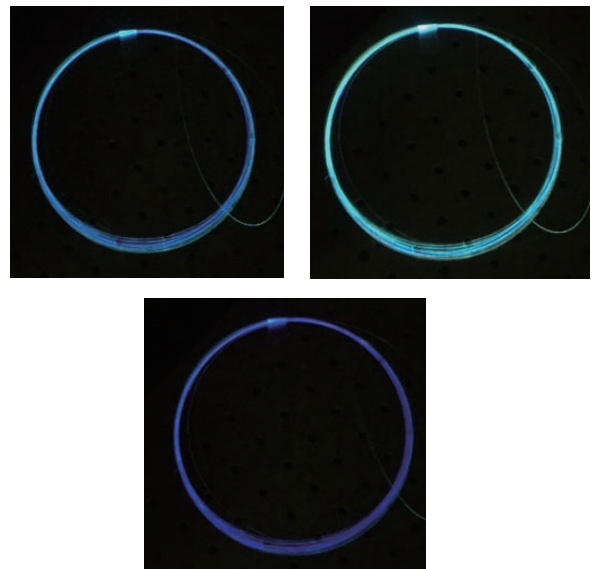


图 11 皮秒脉冲抽运光纤的侧面照片
Fig. 11. Photo of the fiber pumped by a picosecond pulse.

4 结 论

本文设计了一种纤芯中增加亚微米级椭圆空气孔的光子晶体光纤, 模拟了该光纤的双折射、非线性、色散曲线等特性, 根据模拟结果拉制出一种新型的具有高双折射、高非线性的光子晶体光纤, 为拉制高性能的保偏光纤提供了新的思路. 使用该光纤作为非线性介质, 利用皮秒激光器进行抽

运得到了平坦的线偏振 SC, 实验研究了 SC 的光谱和偏振特性. 当脉冲沿光纤主轴入射时, 输入的抽运脉冲偏振方向与快轴或者慢轴重合, 获得了 800—1500 nm SC, 并且消光比达到 21.2 dB; 当入射脉冲偏振方向与主轴呈 45° 时, 抽运脉冲功率被分解到快轴和慢轴两个方向上. 纤芯中的一排空气孔改变了光纤在两个方向上的色散特性, 减弱了模式之间的交叉相位调制作用和非线性耦合效应, 光谱展宽减小到 900—1300 nm. 维持脉冲功率不变, 仅仅改变脉冲入射的偏振方向, 就能够实现 SC 谱宽的调谐, 调谐范围可以达到 300 nm. 同时, 通过扫描电子显微镜光纤截面图可以看出, 光纤结构略有形变. 经过进一步的提高拉丝工艺, 降低光纤损耗, 优化光纤结构, 能够得到更宽、更平坦的 SC. 本文的研究对于偏振可调谐的超连续光源的应用和优化具有一定的意义.

参考文献

- [1] Alfano R R, Shapiro S L 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 584
- [2] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [3] Wang Z X, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2009 *Opt. Express* **17** 13841
- [4] Dudley J M, Provino L, Grossard N, Maillotte H, Windeler R S, Eggleton B J, Coen S 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 765
- [5] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F, Wang Z, Zhang Z G, Chai L, Zhang R B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4243 (in Chinese)
- [6] Hartl I, Li X D, Chudoba C, Ghanta R K, Ko T H, Fujimoto J G, Ranka J K, Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [7] Holzwarth R, Udem T, Hansch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P S J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [8] Moeser J T, Wolchover N A, Knight J C, Omenetto F G 2007 *Opt. Lett.* **32** 952
- [9] Konorov S O, Zheltikov A M 2003 *Opt. Express* **11** 2440
- [10] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [11] Fsaifes I, Cordette S, Tonello A, Couderc V, Lepers C, Ware C, Leproux P, Buy-Lesvigne C 2010 *Photon. Technol. Lett.* **22** 1367
- [12] Begum F, Namihira Y, Kinjo T, Kaijage S 2011 *Opt. Commun.* **284** 965
- [13] Schmitt S, Ficker J, Wolff M, König F, Sizmann A, Leuchs G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2446
- [14] Silberhorn C, Lam P K, Wei O, König F, Korolkova N, Leuchs G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4267
- [15] Tsai K H, Kim K S, Morse T F 1991 *J. Lightwave Technol.* **9** 7
- [16] Lehtonen M, Genty G, Ludvigsen H, Kaivola M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2197
- [17] Proulx A, Menard J M, Hô N, Laniel J M, Vallée R, Paré C 2003 *Opt. Express* **11** 3338
- [18] Xiong C, Wadsworth W J 2008 *Opt. Express* **16** 2438
- [19] Zhao Y Y, Zhou G Y, Li J S, Han Y, Wang C, Wang W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214212 (in Chinese) [赵原源, 周桂耀, 李建设, 韩颖, 王超, 王伟 2013 物理学报 **62** 214212]
- [20] Yao Y Y 2009 *M. S. Thesis* (Yanshan: Yanshan University) (in Chinese) [姚艳艳 2009 硕士学位论文 (秦皇岛: 燕山大学)]

Experimental and numerical study of tuneable supercontinuum generation in new kind of highly birefringent photonic crystal fiber*

Xiong Meng-Jie Li Jin-Yan[†] Luo Xing Shen Xiang Peng Jing-Gang Li Hai-Qing

(Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 26 December 2016; revised manuscript received 18 January 2017)

Abstract

We report on a new kind of highly birefringent and highly nonlinear photonic crystal fiber with a row of sub-micron air hole in the fiber core. The diameters of air holes in fiber core and cladding are 0.2 μm and 6.6 μm respectively. The parameters of birefringence, nonlinear and dispersion coefficient of the fiber are simulated by finite element method. It is found that the birefringence of the fiber can exist at the wavelengths up to 1550 nm, which is one order of magnitude higher than that of the traditional polarization-maintaining fiber. The zero-dispersion wavelengths of the fast axis and slow axis are 1050 nm and 1080 nm respectively. This fiber has a clear advantage over conventional fiber in continuum generation. Firstly, the polarization state of the pulse traveling in the fiber can be sustained along the fiber length and the extinction ratio is more than 20 dB. In addition, the pulses travel at different group velocities along the two polarization directions, which provide a convenient way of tuning the properties of the generated supercontinuum. Using this fiber as a nonlinear medium, an efficient generation of a tunable supercontinuum is demonstrated by pumping with 15 ps pulses of 1040 nm laser radiation, which is located in the normal dispersion region. A half-wave plate is used to vary the input polarization of the light pulse launched into the fiber, and the polarization of output supercontinuum is adjusted by a Glan prism at the same time. It is experimentally found that the polarization of pulse has a significant influence on the generation of the supercontinuum. When the linear polarization of the input pulse matches with the direction of the main axis of the fiber, the supercontinuum can be broadened over wavelength range of 800–1500 nm, and the extinction ratio is 21.2 dB. The polarization direction of the output SC is found to coincide with the pump pulse. When the angle between the polarization of the input pulse and the fast axis is increased to 45 degrees, the output supercontinuum is circularly polarized and becomes narrowest, extending from 900 to 1300 nm. So we can realize the wide tuning of a supercontinuum by only changing the polarization direction of the incident pulse. Under the circumstances, the pulse in optical fiber can be broken into two components along the main axis respectively. If the input polarization direction is away from both principal axis directions, the power along the main axis and the contribution of cross phase modulation are reduced because of the walk-off effect, so the width of the supercontinuum will become narrower. It is suggested that this type of high birefringence photonic crystal fiber could be effectively applied to the generation of the tuneable supercontinuum.

Keywords: photonic crystal fiber, high birefringence, tuneable, supercontinuum

PACS: 42.81.-i, 42.81.Bm, 42.81.Cn, 42.81.Gs

DOI: 10.7498/aps.66.094204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61535009).

[†] Corresponding author. E-mail: l jy@mail.hust.edu.cn