

# 微结构光纤次芯中的四波混频过程<sup>\*</sup>

季玲玲<sup>1)</sup> 陆培祥<sup>1)†</sup> 陈伟<sup>1)‡</sup> 戴能利<sup>1)</sup> 张继皇<sup>1)</sup> 蒋作文<sup>2)</sup> 李进延<sup>2)</sup> 李伟<sup>3)</sup>

1) 华中科技大学武汉光电国家实验室激光科学与技术研究所, 武汉 430074)

2) 武汉烽火通信科技股份有限公司, 武汉 430074)

3) 清华大学精密仪器与机械学系, 北京 100084)

(2007 年 9 月 6 日收到, 2008 年 2 月 25 日收到修改稿)

利用 Ti:sapphire 飞秒激光脉冲在微结构光纤包层的次芯中通过参量四波混频效应获得 480—550 nm 的反斯托克斯波, 转换效率可高达 28%. 通过改变输入光的偏振方向可以调节反斯托克斯波的中心波长. 理论模拟了飞秒激光在次芯中的模式特性和色散特性, 较好地解释了实验结果.

关键词: 微结构光纤, 飞秒激光脉冲, 参量四波混频过程

PACC: 7820F, 4270Q, 3320K, 7155J

## 1. 引言

微结构光纤被称为第三代非线性光学介质<sup>[1]</sup>, 可以通过合理设计光纤的结构减小模场面积, 从而极大地增强光纤中的非线性效应. 超短脉冲激光在微结构光纤中传输时能保持极高的峰值功率, 能产生丰富的非线性效应如超连续光谱的产生<sup>[2-5]</sup>、以四波混频为主的频率转换<sup>[6-9]</sup>、光子效应<sup>[10, 11]</sup>等. 高非线性微结构光纤通常是指模场面积较小的实芯微结构光纤, 其导光机理类似于传统光纤的导光机理, 依赖于全内反射原理. 最近的研究结果表明空芯带隙型微结构光纤<sup>[12]</sup>、实芯微结构光纤<sup>[13]</sup>包层中的次芯(空气孔之间的固体连接部分)也能用作实芯高非线性光波导, 实现超短脉冲的频率转换效应. 本文主要讨论 Ti:sapphire 飞秒激光脉冲在双芯微结构光纤包层次芯中传输的非线性现象. 研究了飞秒激光脉冲在 20 cm 微结构光纤包层的次芯中频率转换特性随入射光偏振态、功率的关系. 通过分析认为, 经过光纤时产生的蓝移辐射是由四波混频过程形成的反斯托克斯波, 揭示了光在次芯中传输时的双折射效应是影响四波混频过程相位匹配条件的主要原因. 四波混频过程是光纤中常见的频率转换现象, 相位匹配条件决定参量增益包括参量光的频率和强度. 多模光纤中模式控制的相位匹配参量四

波混频过程是一种新光谱产生的有效途径, 已有很多报道<sup>[6, 7]</sup>. 有关双折射光纤中入射光的偏振态对四波混频过程影响的研究已开展很多<sup>[7, 14]</sup>. 本文实现的偏振调制的四波混频过程中反斯托克斯的转换效率高达 28%, 比其他关于多孔光纤中偏振调制不稳现象(polarization modulation instability)的报道<sup>[13-16]</sup>中的转换效率更高.

## 2. 微结构光纤及实验装置

### 2.1. 双芯微结构光纤

双芯光纤是光学系统中常用的耦合器件, 然而传统双芯光纤在制作上比较复杂. 微结构光纤的出现, 为制造双芯光纤提供了新的途径. 双芯 PCF 的制作与普通 PCF 相同, 先按所设计的结构堆积石英管和石英棒制成预制棒, 然后将预制棒通过光纤拉丝塔控制而成. 实验中所用的光纤为武汉烽火公司提供, 端面结构如图 1 中的插图所示, 空气微孔直径  $6.73 \pm 0.2 \mu\text{m}$ , 孔间距  $7.69 \pm 0.2 \mu\text{m}$ . 本文主要研究飞秒激光在该微结构光纤包层的次芯(空气孔之间的固体部分, 在插图中用圆环线标注)中的传输特性.

### 2.2. 实验装置

实验中使用的光源是 Spectra-Physics 公司的飞

<sup>\*</sup> 国家高等教育博士基金(批准号: 20040487023)和国家自然科学基金(批准号: 10475048)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: lupeixiang@mail.hust.edu.cn

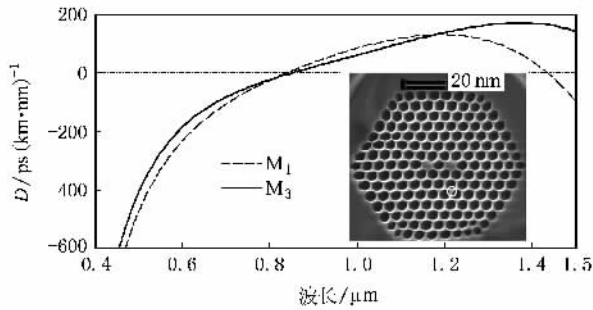


图 1 微结构光纤包层的单个次芯中的模式  $M_1$ 、 $M_3$  对应的色散曲线，插图为微结构光纤的端面

秒激光器，最大输出功率为 400 mW，脉冲重复频率 80 MHz，中心波长在  $800 \pm 20$  nm 范围内可调。利用法拉第光隔离器阻止由于光纤端面的反射光进入飞秒激光器。使用 40 倍的显微镜进行输入光耦合，并采用 CCD 监视仪和光功率计监控耦合输入和输出的情况。半波片和偏振器组成可调谐衰减器来调节入射激光功率。取下偏振器，可通过旋转半波片改变入射光的偏振方向。输出光谱由 Ocean Optics 公司的 USB2000 光纤光谱仪测量，其测量范围 460—1100 nm。实验装置图如图 2。

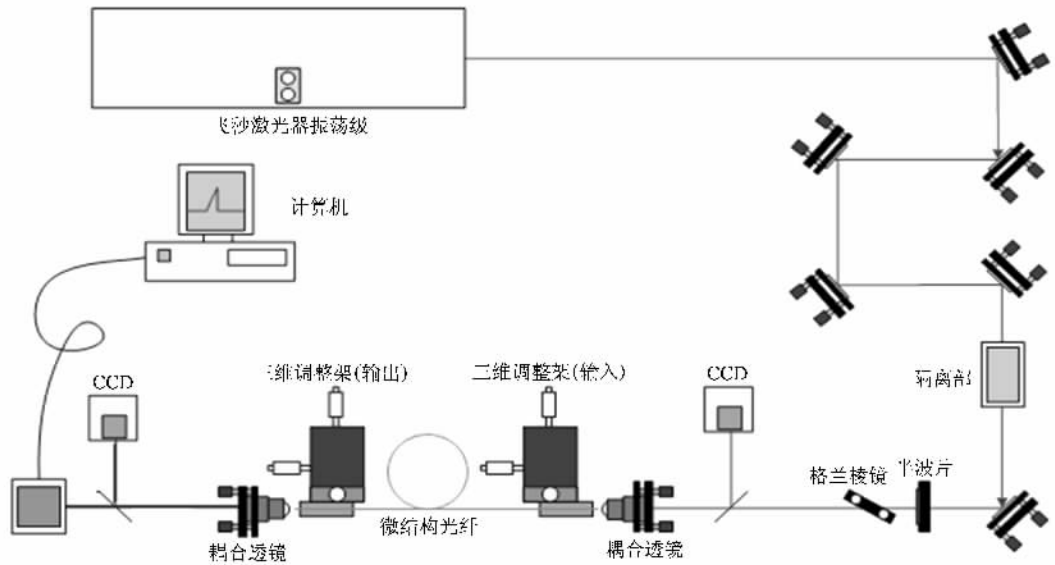


图 2 实验装置图

### 3. 实验结果及其分析

#### 3.1. 实验结果

实验过程中将中心波长 800 nm 附近的飞秒激光脉冲耦合到光纤的次芯中，光纤输出端面的近场成像如图 3 中插图(a)所示，从图中可以看出飞秒激光可以在光纤包层中的次芯内传输。当 220 mW 的飞秒激光耦合到 20 cm 长度的光纤中的次芯时，耦合效率约 20%，出射光总功率约为 45 mW。光纤侧面和输出光斑均呈绿色，输出光斑如图 3 中插图(b)所示。典型的输出光谱如图 3 左图所示，蓝移辐射的光谱范围为 500—550 nm，从图中可以看出抽运光功率增大时蓝移辐射增强，光谱范围变宽且向短波

方向移动。

取下入射光路中的偏振片，入射光功率为 360 mW，通过旋转半波片改变输入线偏振光的偏振方向。实验发现旋转半波片时出射光的总功率保持不变，但出射光的光谱特性随入射光的偏振方向变化，变化关系如图 4 所示。利用石英棱镜分光，蓝移辐射光功率占总输出光功率的比例最高达 28%，若不计光纤损耗，可认为是蓝移辐射的转换效率。半波片的主轴相对实验过程中所选择的一个特定方向旋转角度  $\phi$  为  $0^\circ, 45^\circ, 70^\circ$  时，蓝移辐射的峰值波长分别对应 512.6 nm, 520 nm 和 530 nm，波长范围分别为 460—550 nm, 460—530 nm, 500—550 nm。蓝移辐射的中心波长和强度均随半波片的旋转角度  $\phi$  发生改变 ( $\phi$  表示半波片快轴相对实验中所选择的一个特定方向转过的角度)，但由于出射光的总功率保持

不变,说明入射光的偏振方向对光纤中的频率转换有调制作用而非抽运光功率的影响.

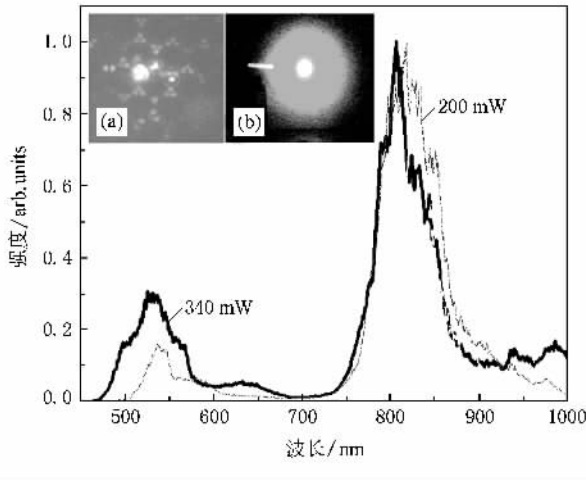


图3 三种入射光功率(340 mW, 200 mW)下的输出光谱(插图(a)光纤输出端面近场成像图(b)输出光斑(绿色))

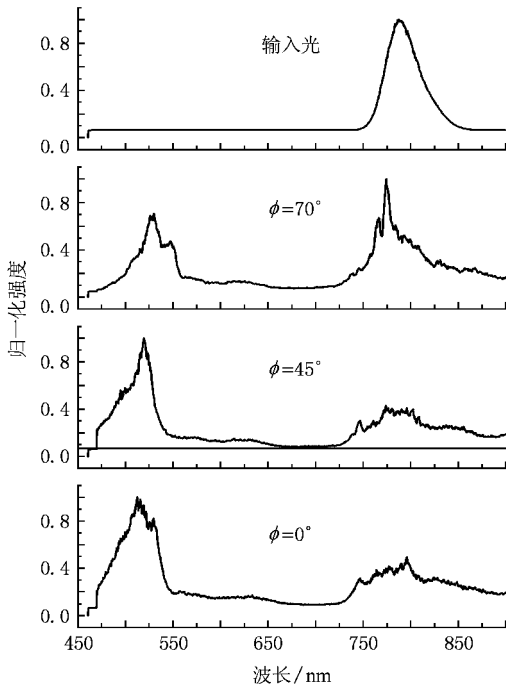


图4 出射光谱随入射光偏振方向的变化关系

### 3.2. 结果分析

由于次芯不是规则的圆形且周围包层也不具有圆对称性,使得光在次芯传播时具有明显的双折射效应.我们采用简化模型,仅取光纤端面的一部分,采用各向异性 PML(perfectly-matched-layer)边界条件,利用有限元方法模拟了波长为 800 nm 的光在次

芯中的传输特性,在简化模型中引入不对称的结构分布,以符合实际情况.前四个传输模式  $M_1$ — $M_4$  的光强分布和偏振特性如图 5 所示,次芯中灰白色分布代表光场强度分布,颜色越深强度越高,白色箭头表示光场的极化方向.模拟结果表明光在次芯中传播时具有明显的模式双折射效应,如下方单个次芯中传输模式  $M_1$  和  $M_3$  的偏振方向垂直,两偏振垂直模式的有效折射率差对应为双折射度  $B = |n_{\text{eff}} - n_{\text{eff}}| = 3 \times 10^{-4}$ ;上方单个次芯中的模式  $M_2$  和  $M_4$  的偏振方向垂直,双折射度也高达  $2.9 \times 10^{-4}$ .模式  $M_1$  和  $M_3$  对应的有效折射率由图 3(b) 给出,由有效折射率和石英玻璃的材料色散公式可以得到群速度色散曲线,如图 1 所示.从图中可以看出模式  $M_1$  和  $M_3$  对应的群速度色散不同, $M_1$  模式的零色散点  $\lambda_D$  处于 860 nm 附近, $M_3$  模式具有双零色散点分别处于 840 nm 和 1420 nm 附近.光在单个次芯中传输时可以认为是在双折射光纤中传输, $M_1$ 、 $M_3$  模式对应的偏振极化方向可分别定义为慢轴( $x$ )和快轴( $y$ )方向.

从图 3(a) 得知传输光的能量主要集中在光纤单个次芯中,在相邻的次芯中有极少的能量分布,类似于图 5 中的模拟结果.我们的模拟结果还表明波长越短,能量更集中在单个次芯中,因此蓝移辐射可被认为在单个次芯中以基模传输,与图 3(b) 中的实验结果相符.输入光波长位于正常色散区,即  $\lambda_1 < \lambda_D$ ,因此低能量抽运条件下没有出现明显的超连续光谱,而实验在很低的抽运功率下就能获得蓝移辐射,且中心波长随抽运光功率变化不太明显,说明其形成与光孤子辐射的色散波无关.可以推断蓝移辐射光产生于参量四波混频效应: $\omega_1 + \omega_2 = \omega_a + \omega_s$ , $\omega_1$ 、 $\omega_2$  为抽运光频率,在实验中  $\omega_1 = \omega_2$ , $\omega_a$ 、 $\omega_s$  分别为反斯托克斯光、斯托克斯光的频率.四波混频是光纤中最重要的非线性效应,考虑到材料色散、波导色散和非线性效应引起的色散,当净波矢失配<sup>[17]</sup>

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL} = 0 \quad (1)$$

时,参量增益对应四波混频峰值.(1)式中  $\Delta k_M$ 、 $\Delta k_W$ 、 $\Delta k_{NL}$  分别代表材料色散、波导色散和非线性效应引起的相位失配.若把有效折射率写成  $n_{\text{eff}} = n_j + \Delta n_j$ , $\Delta n$  是由波导引起的材料折射率  $n$  的变化.(1)中的三项可以写为

$$\Delta k_M = [n_a \omega_a + n_s \omega_s - 2n_1 \omega_1]c, \quad (2)$$

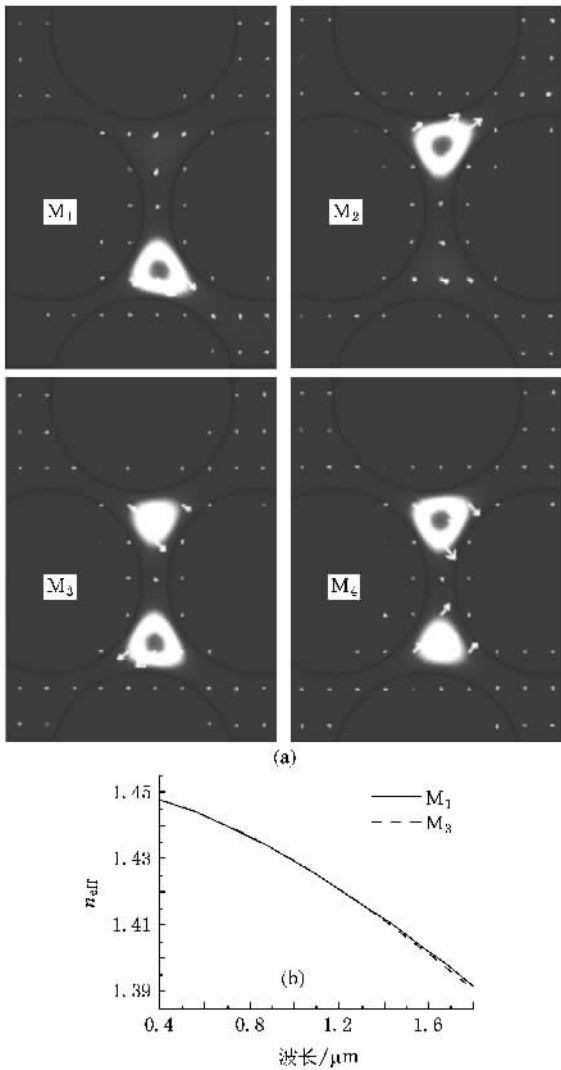


图5 (a)波长为 800 nm 的光在次芯中传输的前四个模式强度分布及偏振分布 (b)模式  $M_1$  和  $M_3$  对应的有效折射率

$$\Delta k_W = [\Delta n_a \omega_a + \Delta n_s \omega_s - 2\Delta n_1 \omega_1] c, \quad (3)$$

$$\Delta k_{NL} = \chi(P_1 + P_2) = 2\gamma P. \quad (4)$$

$\gamma$  为波导非线性系数,  $P$  为抽运光的峰值功率. 显然  $\Delta k_{NL}$  为正. 由于抽运光波长  $\lambda_1 < \lambda_D$ , 且  $\Delta k_M = [n_a \omega_a + n_s \omega_s - 2n_1 \omega_1] c \approx \beta_2 \Omega_s^2$ <sup>[17]</sup>, 其中  $\Omega_s = \omega_1 - \omega_s = \omega_a - \omega_1$ ,  $\beta_2$  为抽运频率  $\omega_1$  的群速度色散系数, 则在可见光的范围内  $\beta_2 > 0$ , 因此  $\Delta k_M$  是正的. 若抽运波沿慢轴方向偏振而斯托克斯波和反斯托克斯波沿快轴方向偏振, 由于  $\Delta n_3 = \Delta n_4 = \Delta n_y$ ,  $\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n_x$ , 则可以使  $\Delta k_W = [\Delta n_y(\omega_a + \omega_s) - 2\Delta n_x \omega_1] c = 2\omega_1(\Delta n_y - \Delta n_x) c = -2\omega_1(\delta n) c$  为负值, 从而使  $\Delta k_M$  和  $\Delta k_W$ ,  $\Delta k_{NL}$  互相补偿, 达到相位匹配条件. 以上是抽运波沿主轴方向偏振. 除此之

外, 还有一个过程可以实现相位匹配, 即抽运波可以分成快、慢模的形式, 反斯托克斯波为快模, 斯托克斯波为慢模. 由以上分析得知模式双折射效应可使得四波混频过程中相位匹配条件得以满足<sup>[13-17]</sup>. 一般文献中也把光纤中四波混频的相位匹配条件 (1) 式写为

$$\begin{aligned} \delta\beta &= \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) + 2\gamma P_1 \\ &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\beta(\omega) = n_{\text{eff}} \frac{2\pi}{\lambda}$  为频率为  $\omega$  的光波在光纤中以某种模式传输时对应的传播常数. 由于文中四波混频过程源于在单个次芯中不同偏振的基模之间的相互作用, 因此光场分布重合度高, 且模场面积较小导致较高的非线性系数  $\gamma \sim 100-200 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 使得四波混频转换效率较高. 非线性效应强度调制不稳定性也可以影响相位匹配条件, 这与图 3 中反斯托克斯辐射的光谱范围随抽运光强改变的实验结果相符合. 实验结果图 4 中显示蓝移辐射中心波长与偏振特性与入射光的偏振方向有密切联系. 原因在于抽运波在光纤中传输时会被分解成两种偏振模式即快、慢模式, 当抽运光的偏振方向发生改变时两种偏振模式的分量比例发生改变, 且两种偏振模式对应的群速度色散不同(如图 1 所示), 因此偏振及强度调制不稳定性综合作用可使蓝移辐射峰值会发生相应的变化.

我们在模拟计算的过程中均采用理想的结构图计算色散曲线和模拟光在次芯中的传输模式, 对实验结果作了较好地解释. 要严格地定量计算 787 nm 抽运光作用下的托克斯和反斯托克斯光的波长范围, 应该采用光纤端面电子扫描图计算光在次芯中的传输常数, 得出相位匹配曲线. 本文实验结果中获得的反斯托克斯光的转换效率较高, 并且较详细地展现了输入光偏振方向对反斯托克斯波的影响.

## 4. 结 论

利用纳焦量级的飞秒激光脉冲在长度为 20 cm 微结构光纤次芯中获得了波长在 480—550 nm 的蓝移辐射, 转换效率可达到 28%. 可通过改变抽运光的功率和偏振方向调节反斯托克斯波的中心波长. 模拟分析认为光在次芯中传输时有类似于光在双折射光纤中传输时明显的双折射效应, 使得频率转换过程中的相位匹配条件得到满足. 文中产生反斯托克斯波的频谱较宽, 能量密度较高, 并且还可以利用

光纤的偏振调制不稳定性调节其波长范围,因此在有关领域如相干反斯托克斯拉曼光谱等技术中有潜在的应用价值。

- [ 1 ] Wang Q Y , Li Y F , Hu M L *et al* 2005 *Physics* **34** 43 ( in Chinese )  
[ 王清月、栗岩峰、胡明列 等 2005 物理 **34** 43 ]
- [ 2 ] Ranka J K , Windeler R S , Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [ 3 ] Hermann J , Griebner U , Zhavoronkov N *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901
- [ 4 ] Wadsworth D J , Blanch A O , Knight J C *et al* 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148
- [ 5 ] Li S G , Ji Y L , Zhou G Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 ( in Chinese ) [ 李曙光、冀玉领、周桂耀 等 2004 物理学报 **53** 478 ]
- [ 6 ] Fedotov A B , Bugar I , Sidorov-Biryukov D A *et al* 2003 *Appl. Phys. B* **77** 313
- [ 7 ] Hu M L , Wang Q Y , Li Y F *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4411 ( in Chinese ) [ 胡明列、王清月、栗岩峰 等 2005 物理学报 **54** 4411 ]
- [ 8 ] Efimov A , Taylor A J , Omenetto F G *et al* 2003 *Opt. Exp.* **11** 2568
- [ 9 ] Konorov S O , Serebryannikov E E , Zheltikov A M *et al* 2004 *Opt. Exp.* **12** 730
- [ 10 ] Wadsworth W J , Ortigosa-Blanch A , Knight J C *et al* 2000 *Electron. Lett.* **36** 53
- [ 11 ] Washburn B R , Ralph S E , Lacourt P A *et al* 2001 *Electron. Lett.* **37** 1510
- [ 12 ] Ivanov A A , Sidorov-Biryukov D A , Fedotov A B *et al* 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 571
- [ 13 ] Dupriez P , Poletti F , Horak P *et al* 2007 *Opt. Exp.* **15** 3729
- [ 14 ] Hu M L , Wang Q Y , Chai L *et al* 2004 *Opt. Exp.* **12** 1932
- [ 15 ] Tonello A , Pitois S , Wabnitz S *et al* 2006 *Opt. Exp.* **14** 397
- [ 16 ] Kruhlak R J , Wong G K L , Chen J S Y *et al* 2006 *Opt. Lett.* **31** 1379
- [ 17 ] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* ( Academic , San Diego )

## Four-wave-mixing process in secondary cores of a microstructured fiber<sup>\*</sup>

Ji Ling-Ling<sup>1)</sup> Lu Pei-Xiang<sup>1)†</sup> Chen Wei<sup>1)2)</sup> Dai Neng-Li<sup>1)</sup> Zhang Ji-Huang<sup>1)</sup>  
Jiang Zuo-Wen<sup>2)</sup> Li Jin-Yan<sup>2)</sup> Li Wei<sup>3)</sup>

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

2) ( Fiberhome Telecommunication Tech Co. Ltd , Wuhan 430074 , China )

3) ( Department of Precision Instrument and Mechanology , Tsinghua University , Beijing 100084 , China )

( Received 6 September 2007 ; revised manuscript received 25 February 2008 )

### Abstract

We report the generation of anti-Stokes emissions with wavelength 480—550 nm in the secondary cores of a dual-core photonic crystal fiber from 800 nm femtosecond laser pulses. The conversion efficiency is as high as 28%. The anti-Stokes frequency conversion of laser pulses has strong polarization dependence of the pump. The simulation of light propagation in the waveguide well explains the experimental results.

**Keywords** : photonic crystal fiber , femtosecond laser pulses , parametric four-wave mixing process

**PACC** : 7820F , 4270Q , 3320K , 7155J

<sup>\*</sup> Project supported by the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20040487023 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10475048 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : lupeixiang@mail.hust.edu.cn