

文章编号: 0258-7025(2008)12-1935-05

光子晶体光纤中的反斯托克斯现象的研究

苑金辉¹ 侯蓝田^{1,2} 周桂耀^{1,2} 魏东宾¹ 高飞¹ 王康¹ 李蕊¹

(燕山大学¹ 红外光纤与传感研究所, ² 亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 河北 秦皇岛 066004)

摘要 利用自制的光子晶体光纤(PCF),通过逐渐增加抽运脉冲的中心波长 λ_0 ,使其主要处于反常色散区,观测到了不同非线性效应作用下的频谱变化尤其是显著的反斯托克斯现象。通过调节耦合光束的入射方向,使光纤稳定输出为第一高阶模。在 λ_0 达到并超过第一高阶模的零色散波长(820 nm)的过程中,抽运波工作在反常色散区,其向反斯托克斯波的能量转化逐渐增强。尤其当 λ_0 超过860 nm之后,反斯托克斯波的强度可达到抽运波剩余强度的5倍,转换效率达到了80%。

关键词 光纤光学;光子晶体光纤;中心波长;零色散波长;反常色散区;反斯托克斯现象

中图分类号 TN 25 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20083512.1935

Anti-Stokes Phenomenon in Photonic Crystal Fiber

Yuan Jinhui¹ Hou Lantian^{1,2} Zhou Guiyao^{1,2}

Wei Dongbin¹ Gao Fei¹ Wang Kang¹ Li Rui¹

(¹Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, ²Key Laboratory of Metastable Materials Science & Technology, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

Abstract Using photonic crystal fiber (PCF) fabricated by ourselves, the changes of frequency spectrum and remarkable anti-Stokes phenomenon caused by a series of nonlinear effects have been observed through increasing the central wavelength λ_0 of pump pulse to mainly make it located in the abnormal dispersion region. By adjusting the incidence angle of the coupling light, the first-higher-order mode is output from PCF. In the process of λ_0 achieving and exceeding 820 nm which is the zero-dispersion wavelength of the first-higher-order mode, the working region of pump pulse is in abnormal dispersion region and the energy transform from pump pulse to anti-Stokes wave is increasing gradually. Especially when λ_0 exceeds 860 nm, the intensity of anti-Stokes wave is five times more than the intensity of residual pump energy, and the transform-efficiency exceeds 80%.

Key words fiber optics; photonic crystal fiber; central wavelength; zero-dispersion wavelength; abnormal dispersion region; anti-Stokes phenomenon

1 引言

光子晶体光纤(PCF)相对普通光纤在设计上具有更大的自由度^[1]。可控的色散特性使其在非线性光学方面具有独特的优势,即可通过精细设计包层结构将其零色散点移至不同的光波段^[2],使常用飞秒激光脉冲的中心波长处于不同的色散区域。这样就可以有效地实现一系列非线性光学效应,如自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、受激拉曼散

射(SRS)和参量四波混频(FWM)等,从而实现有效的频率转换和超短光脉冲传输^[3~5]。

反斯托克斯现象是频谱向短波段转换的一种非线性现象^[6,7]。文献[8]中利用椭圆芯的偏振型光纤,研究了抽运脉冲的中心波长 λ_0 位于反常色散区下实现相位匹配条件时,在不同偏振、不同阶模式(包括基模、第一高阶模和第二高阶模)情况下的反斯托克斯现象,但是转化效率较低,在短波段的最大

收稿日期:2007-12-25;收到修改稿日期:2008-04-30

基金项目:国家973计划(2003CB314905)和国家自然科学基金(60637010)资助项目。

作者简介:苑金辉(1981—),男,河北人,硕士研究生,主要从事光子晶体光纤的制备和理论方面的研究。

E-mail: yuanjinhui81@163.com

导师简介:侯蓝田(1939—),男,河北人,教授,博士生导师,主要从事红外光纤和光子晶体光纤理论和应用方面的研究。

E-mail: hlt8068853@163.com

转化效率未超过 50%。本文利用大空气比常规结构的光子晶体光纤,主要通过调节 λ_0 来实现相位匹配条件,在短波段观测到了显著的反斯托克斯现象。而且随着抽运能量的消耗,反斯托克斯波在 820~880 nm 的波段内超过了剩余抽运光强,转换效率可达到 80%。

2 理论基础

2.1 相位匹配理论

对四波混频而言,当相位失配量 $\Delta k = 0$ 时,参量增益对应四波混频的峰值,在此 Δk 可以表述为关于色散曲线和色散参量斜率的形式^[9]

$$\Delta k = 2p_0\gamma - \pi cD(\lambda_0) \left[\left(1 - \frac{\lambda_s}{\lambda_0}\right)^2 + \left(1 - \frac{\lambda_{as}}{\lambda_0}\right)^2 \right] + \frac{\pi c}{3} \left\{ \left(1 - \frac{\lambda_s}{\lambda_0}\right)^3 \left[2D(\lambda_0) + \lambda_s \frac{\delta D(\lambda)}{\delta \lambda} \right] + \left(1 - \frac{\lambda_{as}}{\lambda_0}\right)^3 \left[2D(\lambda_0) + \lambda_{as} \frac{\delta D(\lambda)}{\delta \lambda} \right] \right\}, \quad (1)$$

式中 c 为真空中的光速, λ_0 , λ_s 和 λ_{as} 分别为抽运光、长波波段和短波波段的光谱分量。

2.2 频移量的计算

在抽运脉冲的中心波长逐渐向长波方向移动的过程中,随着频移量的增加频谱逐渐展宽。频移量 Ω_s 可表示为

$$\Omega_s = c \times \left| \frac{1}{\lambda_{p0}} - \frac{1}{\lambda_{s0}} \right| \times 10^7, \quad (2)$$

式中 λ_{p0} 为抽运脉冲的中心波长, λ_{s0} 为所产生的信号脉冲的中心波长,实验中主要考虑在短波波段产生的反斯托克斯波。

3 数值模拟

实验中所用光纤是本课题组采用改进的堆积法制备的,其端面结构如图 1 所示。可以看出,此光纤

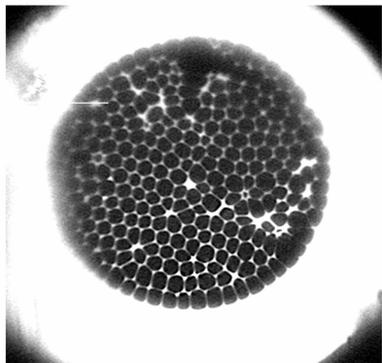


图 1 实验中所用光纤的截面图

Fig. 1 Cross-section of PCF used in the experiment

为多芯非均匀结构。在实验过程中,多芯结构对耦合系统的要求较高。在此通过精确调整耦合光束的入射方向,使光源输出能量主要耦合进最中心芯区。由于空气填充率约为 85%,芯层和包层的折射率差较大,传输的光束主要被约束在纤芯和内两层空气孔中,其余层空气孔对光场所起作用很小。

图 2 为只考虑内两层包层时光纤的模场和能量分布。由图 2(a)和(b)可以看出,模场主要集中在纤芯和两层包层孔中。相对于纤芯,两层包层孔中的模场分布已经减少很多。由图 2(c)可以更加直观地看出,内两层外区域能量与两层内区域能量相比,降低了将近 10 个数量级,近似为零。由此可以看出,内两层包层结构对光场具有较强的局域能力,外面的光能量分布很小。因此,只需考虑内两层结构即可较准确地表述模式分布和色散的变化情况。

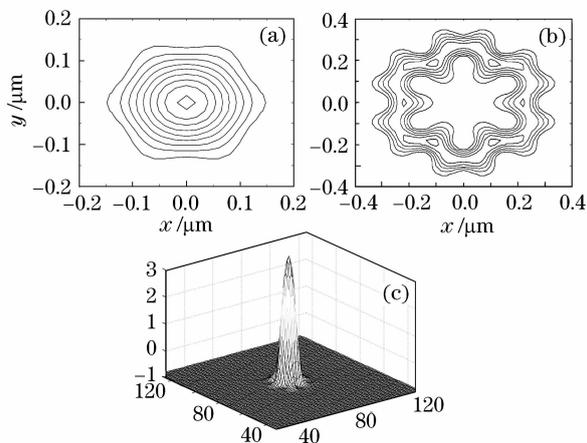


图 2 (a) 纤芯中的模场分布;(b) 内两层包层孔中的模场分布;(c) 纤芯和内两层包层孔中的能量分布

Fig. 2 (a) Distribution of mode field in the core region; (b) distribution of mode field in the inner two cell cladding holes; (c) distribution of energy in the core region and the inner two cell cladding holes

此外由于纤芯与包层之间具有较大的折射率差,使光纤很难保证单模传输,一般为多模情况,而且由于各个低阶模之间较大的波矢失配使其相互之间难以耦合,这在一定情况下就可以实现高阶模的相位匹配(在此主要考虑第一高阶模)。采用多极法^[10],只考虑内两层结构,对其进行数值模拟,得到的各阶模式的色散系数如图 3 所示。

从图 3 可以看出,基模的零色散波长位于近红外波段,为 1075 nm,第一高阶模的零色散波长相对于基模向短波波段发生了明显的移动,为 820 nm,第二高阶模的零色散波长则移至可见光区,为 755 nm。

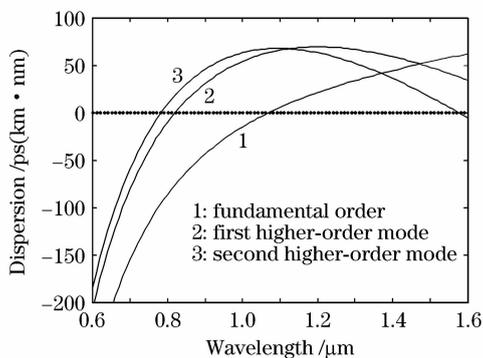


图3 基模、第一高阶模和第二高阶模的色散系数随波长变化的关系

Fig. 3 Dispersion coefficient of the fundamental mode, first-higher-order mode and second-higher-order mode as a function of wavelength

4 实验研究

实验原理如图4所示。在实验中,测试光纤长度约为70 cm,抽运源为一平均输出功率为300 mW,重复率为76 MHz,脉冲宽度为200 fs,中心波长在750~950 nm范围内可调谐的掺钛蓝宝石飞秒激光器。所用光谱分析仪(OSA)的型号为AQ6315A,所测量的范围为400~1100 nm,测量精度为5~10 nm。抽运光先通过第一个分束片,一束用来成像在CCD监视器上,监控输入光的耦合状态和输入模式,另一束则通过40×的耦合透镜输入被测光纤,耦合效率约为45%。输出光通过第二个分束片,一束用来成像在CCD监视器上,监控输出模式,一束则进入光谱分析仪,用来观测光谱曲线。通过调节耦合光束的入射方向(入射光束与光轴之间夹角为45°),使光纤稳定输出为第一高阶模。由图3可知第一高阶模的零色散波长为820 nm。实验中通过逐渐增加 λ_0 ,使抽运脉冲主要工作在反常色散区,从而实现了高效的频率转换。

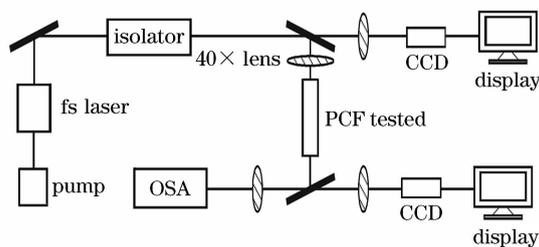


图4 实验原理图

Fig. 4 Principle chart used in the experiment

由图5(a)~(c)可以看出,当 λ_0 等于第一高阶模的零色散波长(820 nm)时,反斯托克斯波的强度

相对于长波段斯托克斯波的强度增加很快,甚至超过抽运波的剩余强度,主要原因是在820 nm处,抽运波与长波段的斯托克斯波在实现相位匹配的情况下发生了显著的四波混频效应,致使在短波段的频谱成分快速增加。同时长波段(反常色散区)也出现新的频谱分量(次级斯托克斯波),在色散效应和非线性效应(主要是自相位调制(SPM))的联合作用下形成孤子,并随着其向长波段发生移动,在短波段产生相应的蓝移波,加之短波长的非线性系数增加(γ 与波长成反比),致使短波段反斯托克斯波的强度逐渐强于长波段斯托克斯波的强度。当 λ_0 超过零色散波长达到840 nm时, λ_0 偏离零色散波长越来越远,色散越来越负。由(1)式可知,如果 λ_0 位于光子晶体光纤的反常色散区,传输过程中基于非线性效应产生的拉曼孤子成分(在图5(a)~(d)中可以清楚地看到移向长波段的小峰会相应地在短波段通过相位匹配效应产生相应的非孤子辐射,而非孤子辐射的光谱成分的中心波长则受到(1)式的控制。由于所研究的光纤具有较大的空气填充率,其零色散波长偏向短波波段,色散参量与色散参量斜率均较大,又由于实验中所用抽运脉冲的平均功率较小(300 mW),则相位失配量 Δk 可以很小,这样就可以在更短的短波段产生新的光谱成分(在图5(a),(b)和(c)中短波段的频谱出现扩展),从而使反斯托克斯波的强度进一步增加。在图5(d)中平均输出功率由43 mW降至30 mW(中心波长为840 nm,与图5(c)中一样),此时反斯托克斯波的强度相对于图5(a),(b)和(c)中有所降低,说明抽运功率的大小对反斯托克斯波的强度也存在一定的影响,只是不如相位匹配的影响显著。由(2)式可知,图5(a)~(d)中对应的频移 Δf 分别为134 THz, 147 THz, 169 THz和160 THz(短波段最高峰值相对于抽运波的频移量),这对应由拉曼效应产生的频移,而且由于石英材料的拉曼增益带很宽,所以短波段的谱带虽然出现不同的峰,但还是呈连续状态。此外还发现,短波段出现了一些强度较低的峰(但也高于抽运峰值),如图5(c)中 $\Delta f_1 = 77.7$ THz, $\Delta f_2 = 119.1$ THz,图5(d)中 $\Delta f = 97.5$ THz,这可能是由于所研究光纤的纤芯存在一定的双折射结构,使得模式存在一定的偏振特性,以致于反斯托克斯波的峰值和中心波长均不一样,图中在短波段出现的较低峰值,对应于光纤的主轴(包括长轴和短轴)附近。

随着 λ_0 的进一步增加,色散参量越来越负,由

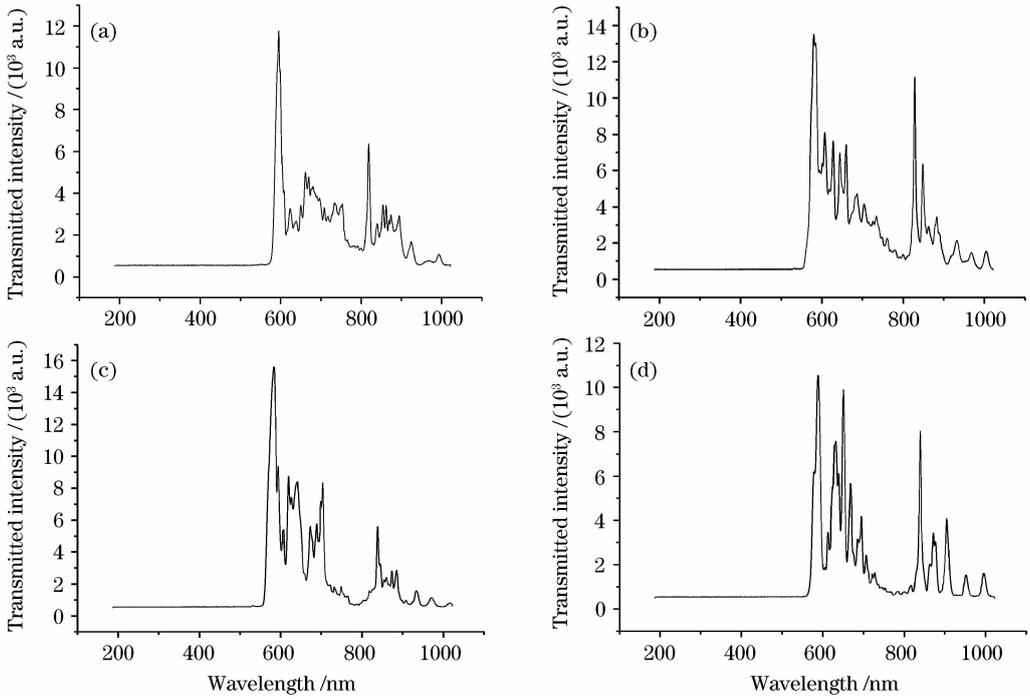


图 5 平均输出功率和抽运脉冲中心波长分别为(a) 43 mW, 820 nm, (b) 43 mW, 830 nm, (c) 43 mW, 840 nm 和 (d) 30 mW, 840 nm 时输出谱的归一化强度随波长的变化情况

Fig. 5 Unitary intensity of the output frequency spectra with average output power of 43 mW, central wavelength of (a) 820 nm, (b) 830 nm, (c) 840 nm, and (d) 840 nm with average output power lowering to 30 mW, as a function of wavelength λ

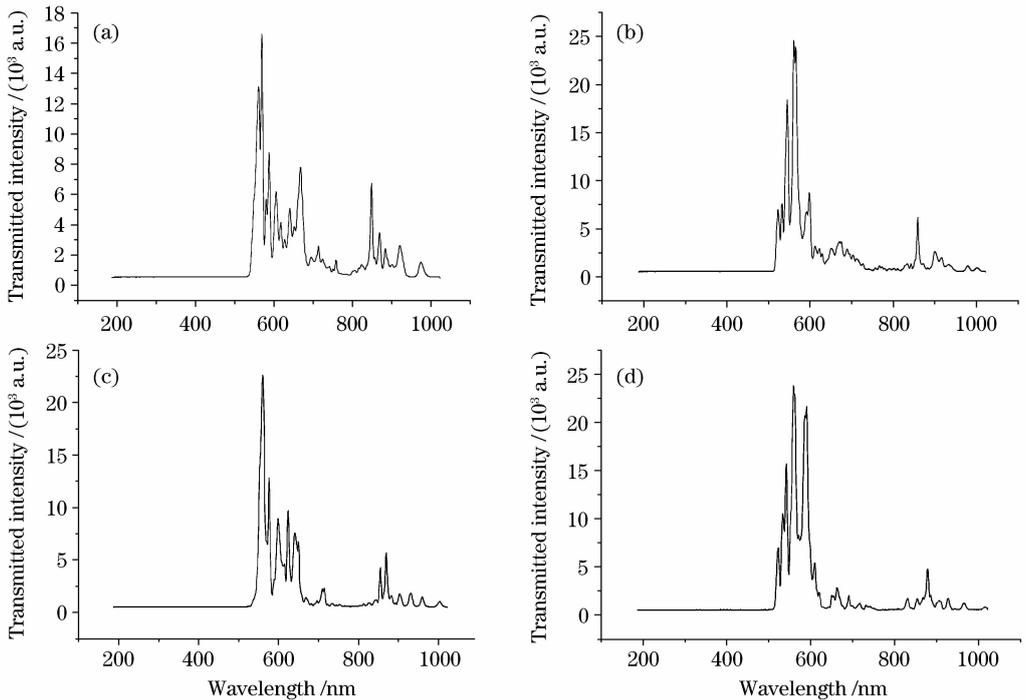


图 6 平均输出功率和抽运脉冲中心波长分别为(a) 35 mW, 850 nm, (b) 30 mW, 860 nm, (c) 25 mW, 870 nm 和 (d) 25 mW, 880 nm 时输出谱的归一化强度随波长的变化情况

Fig. 6 Unitary intensity of output frequency spectrum with average output power and central wavelength of pump pulse (a) 35 mW, 850 nm, (b) 30 mW, 860 nm, (c) 25 mW, 870 nm and (d) 25 mW, 880 nm, as a function of wavelength λ

(1)式可以看出相位失配量 Δk 也越来越小,这就使得相位匹配下的四波混频效应越来越显著,谱带频移越来越大,在图 6(a)~(d)中 Δf 分别对应 182.7 THz, 202.7 THz, 210 THz 和 225 THz。而且发现,虽然平均输出功率有所降低(由 35 mW 降至 25 mW),但对应特征波长的抽运脉冲的转换效率却在提高。尤其是当抽运脉冲中心波长达到 860 nm 之后,反斯托克斯波的强度达到剩余抽运波的 5 倍,转换效率超过 80%。这说明在控制频率转换的过程中,为了达到较高的转换效率,相对于提高抽运功率的强度,应更注重相位匹配条件的满足,为此需要尽量使抽运脉冲工作在反常色散区。

5 结 论

实验中,在 λ_0 逐渐增加的过程中,抽运能量向短波段实现了高效转换。随着 λ_0 从 820 nm(第一高阶模的零色散波长)逐渐增加,短波段的反斯托克斯波的强度也逐渐增加,甚至远远超过了剩余抽运波的强度。这充分可以看出在反常色散区实现相位匹配对实现高效的频率转换的重要性。

参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, P. S. J. Russell. New ways to guide light [J]. *Science*, 2002, **296**(5566):276~277
- 2 Li Yanfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(5):427~430

- 栗岩锋,胡明列,王清月. 800 nm 处为零色散的光子晶体光纤的计算与设计[J]. *中国激光*, 2003, **30**(5):427~430
- 3 Liu Jie, Yang Changxi, Claire Gu *et al.*. A novel photonic crystal fiber with high nonlinearity and flattened dispersion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(10):1569~1574
刘洁,杨昌喜, Claire Gu 等. 一种新型高非线性色散平坦光子晶体光纤结构[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10):1569~1574
 - 4 Wang Qingyue, Hu Minglie, Chai Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(1):57~66
王清月,胡明列,柴路. 光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J]. *中国激光*, 2006, **33**(1):57~66
 - 5 Zhaolun Liu, Guiyao Zhou, Lantian Hou. Study on the photonic bandgaps of hollow-core microstructured fibers [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(10):566~568
 - 6 Thomas V. Andersen, Karen Marie Hilligsøe, Carsten K. Nielsen *et al.*. Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(17):4113~4122
 - 7 S. O. Konorov, E. E. Serebryannikov, A. M. Zheltikov. Generation of femtosecond anti-Stokes pulses through phase-matched parametric four-wave mixing in a photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(13):1545~1547
 - 8 Minglie Hu, Ching-yue Wang, Lu Chai. Frequency-tunable anti-Stokes line emission by eigen-modes of a birefringent microstructure [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(9):1932~1937
 - 9 Hu Minglie. Study on propagation of femtosecond laser pulses in photonic crystal fibers [D]. *Dissertation for the Doctor Degree in Engineering of Tianjin University*, 2004. 73~80
胡明列. 飞秒激光脉冲在光子晶体光纤中传输特性的研究[D]. 天津大学博士学位论文, 2004. 73~80
 - 10 Zhao Xingtao, Hou Lantian, Liu Zhaolun *et al.*. The analysis on the dispersion of PCF using improved fully vectorial effective index method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(4):2275~2280
赵兴涛,侯蓝田,刘兆伦等. 改进的全矢量有效折射率方法分析光子晶体光纤的色散特性[J]. *物理学报*, 2007, **56**(4):2275~2280