

光子晶体光纤中高效的反斯托克斯信号产生*

申向伟^{1)†} 余重秀¹⁾ 桑新柱¹⁾ 苑金辉¹⁾ 韩颖²⁾ 夏长明²⁾ 侯蓝田²⁾³⁾
饶岚¹⁾ 夏民¹⁾ 尹霄丽¹⁾

1) (北京邮电大学信息光子学与光通信国家重点实验室, 北京 100876)

2) (燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004)

3) (燕山大学亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2010年12月21日收到; 2011年5月5日收到修改稿)

基于四波混频的反斯托克斯变换, 被广泛应用于短波辐射高分辨率成像以及直接激发分子的电子跃迁等方面. 为了实现更加高效的反斯托克斯变换, 利用中心波长为 810 nm 脉冲宽度为 120 fs 的钛蓝宝石 (Ti: sapphire) 飞秒激光器作为抽运光源, 在长度为 0.5 m 和 3 m 的光子晶体光纤中分别实现了高阶模和基膜的简并四波混频. 实验中, 采用的光子晶体光纤的零色散波长在 820 nm 附近. 在基模相位匹配条件下, 在 560 nm 附近实现了高效地反斯托克斯信号的产生, 反斯托克斯信号与残余抽运信号的最大功率比为 33 : 1; 反斯托克斯信号和斯托克斯信号的最大功率比 25 : 1; 反斯托克斯信号最大功率转换效率 P_a/P_{p0} 为 34%. 抽运波长从 790 nm 逐渐增加到 810 nm 过程中, 在长为 3 m 的光子晶体光纤中相位从不匹配状态转化为高阶模匹配状态后, 再转化为基模匹配状态. 通过实验研究得出了相位匹配程度随抽运功率、波长和光纤长度的变化规律, 同时分析了造成理论计算与实验结果存在差异的主要因素. 本文为研究在光子晶体光纤基模中实现相位匹配和产生高效反斯托克斯信号提供了理论和实验依据.

关键词: 光子晶体光纤 (PCF), 反斯托克斯信号, 四波混频 (FWM)

PACS: 42.65.-k, 42.65.Ky, 42.70.Qs, 78.47.nj

1 引言

由于光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF)^[1-3] 结构设计灵活, 能够有效地控制和调节光子晶体光纤中的非线性光学过程^[4-7], 使得应用 PCF 进行非线性研究逐渐成为热点. 在光子晶体光纤中, 可以通过增大包层的空气填充率来增大光纤纤芯折射率和包层有效折射率之差, 能够将光场能量更有效地限制在纤芯, 从而极大地提高光学非线性作用的效率, 进而可以利用连续或者脉冲光源实现四波混频 (FWM)^[8,9] 和相位匹配的波长变换^[10]. 鉴于飞秒激光器高的峰值功率和宽的频谱, 实验中经常使用飞秒激光器来实现高效的频率变换^[11-13]、超连续谱^[14]、光孤子效应^[15]等. 简并 FWM 是由频率分别为 ω_p , ω_s 的抽运和斯托克斯波, 产生一个频率为 $2\omega_p - \omega_s$ 的反斯托

克斯波^[16]. 对于简并 FWM 过程, 相位匹配条件为 $\Delta\kappa = 0$, 即 $\Delta\kappa = 2\beta(\omega_p) - \beta(\omega_a) - \beta(\omega_s)$, 其中 $\beta(\omega_p)$, $\beta(\omega_a)$ 和 $\beta(\omega_s)$ 分别是抽运、反斯托克斯和斯托克斯波的传播常数, $\Delta\kappa$ 为相位适配因子. 这种用 FWM 实现的高效反斯托克斯变换被广泛应用于短波辐射高分辨率成像、直接激发分子的电子跃迁以及多光子电离^[17]等等.

Wang 等用 200 fs 的钛蓝宝石 (Ti: sapphire) 飞秒激光器作为抽运光源, 在长度为 0.7 m 的双零色散 PCF 中实现了二阶模的高效反斯托克斯变换^[12], 实现了在输出谱中反斯托克斯信号功率和抽运功率最大比约为 1.03. 同高阶模的反斯托克斯变换相比, 类高斯的基模反斯托克斯变换具有很多的优点, 如光谱质量更好等. Yuan 等用平均功率从 80 到 320 mW 的超短脉冲, 在长度 0.45 m 的 PCF 基模中, 实现了高效的反斯托克斯变换^[13].

* 国家重点基础研究发展计划 (973) 项目 (批准号: 2010CB327605 和 2010CB328300), 北京邮电大学青年科研创新基金 (批准号: 2011RC0309, 2011RC008, 2009RC0314) 和北京邮电大学优秀博士研究生创新基金 (批准号: CX201023) 资助的课题.

† E-mail: shenxiangwei03@gmail.com

在 535 nm 处产生的反斯托克斯信号最大能量与残留抽运功率比为 12 : 1, 抽运对反斯托克斯信号的转换效率达到 42%. Wang 等在 PCF 长度和抽运功率不变的情况下改变抽运波长实现了二阶模的反斯托克斯变换, Yuan 等在 PCF 长度和抽运波长不变的情况下改变抽运功率实现了基模反斯托克斯变换. PCF 长度、抽运功率和波长都是实现高效反斯托克斯变换的重要因素, 然而同时考虑抽运波长、功率和 PCF 长度三者对实现高效反斯托克斯变换的影响还没有实验研究. 因此, 综合考虑以上三个因素任意一个变化时对实现高效反斯托克斯变换影响的研究还是有必要的.

为了实现更加高效的反斯托克斯信号转换效率, 得到在抽运功率、抽运波长以及 PCF 长度变化时实现简并 FWM 的规律, 本文首先用光束传输法 (beam propagation method, BPM)^[18] 模拟计算了实验所用 PCF 的色散曲线, 然后利用脉冲宽度 120 fs、平均功率可达 600 mW 的钛蓝宝石 (Ti:sapphire) 飞秒激光器在以下三种条件下实现简并的 FWM: 1) 固定抽运波长为 810 nm 和 PCF 的长度 3 m, 改变抽运功率从 200 mW 增大到 600 mW; 2) 固定抽运功率为 500 mW 和 PCF 的长度 3 m, 通过调整抽运波长从 790—810 nm; 3) 固定抽运功率 600 mW、抽运波长 810 nm, 改变 PCF 长度为 0.5 m 和 3 m 实现简并的 FWM. 其中在抽运波长为 810 nm、抽运功率 600 mW 和 PCF 长度为 3 m 时, 在 PCF 基模中, 实现高效反斯托克斯变换, 反斯托克斯信号和残余抽运信号的最大功率比可达 33 : 1. 理论计算最大的功率转换效率 P_a/P_{p0} 可达 48%, 实验中得到的最大的波长变换效率 P_a/P_{p0} 约为 34%, 并且比较了抽运功率、波长以及光纤长度对实现简并 FWM 和产生高效反斯托克斯信号的影响, 分析了理论计算和实验结果以及不同条件下实验结果有差别的原因, 同时总结了反斯托克斯信号随抽运功率、波长以及光纤长度变化的规律. 为研究在 PCF 基模中实现相位匹配和产生高效反斯托克斯信号提供了理论和实验依据.

2 数值模拟和实验过程

BPM 是分析光子晶体光纤模式的一种比较成熟的方法. 光纤群速度色散 D 的表达式为

$$D = -\frac{2\pi c\beta_2}{\lambda^2}, \quad (1)$$

其中, c 为真空中的光速, λ 是传输的波长, β_2 是传播常数的二阶导数, 光速传输法通过 (1) 式可以计算出实验采用的 PCF 的零色散点在 820 nm 左右, 材料色散可以通过 Sellmeyer 方程求出, 实验采用的 PCF 横截面图如图 1(a) 所示, 空气孔间距 $\Lambda \approx 2.5 \mu\text{m}$, 空气孔直径 $d \approx 1.99 \mu\text{m}$, $d/\Lambda \approx 0.8$, 根据 (1) 式运用 BPM 可以算出 PCF 的群速度色散 D 和波长的关系. 仿真结果如图 1(b) 所示.

相位适配因子 κ 可以写为

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL}, \quad (2)$$

式中, Δk_M , Δk_W 和 Δk_{NL} 分别代表由材料色散、波导色散和非线性效应对相位失配的贡献部分^[19].

对于简并的 FWM, (2) 式可以写为

$$\kappa = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_a) - 2\beta(\omega_p) + \frac{2n_2\omega_p P_p}{cA_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

式中, $\beta(\omega_p)$, $\beta(\omega_a)$ 和 $\beta(\omega_s)$ 分别是抽运、反斯托克斯和斯托克斯波的传播常数; n_2 , ω_p , P_p 和 A_{eff} 分别为非线性折射率系数, 抽运波的频率和光强, 光纤的有效模场面积.

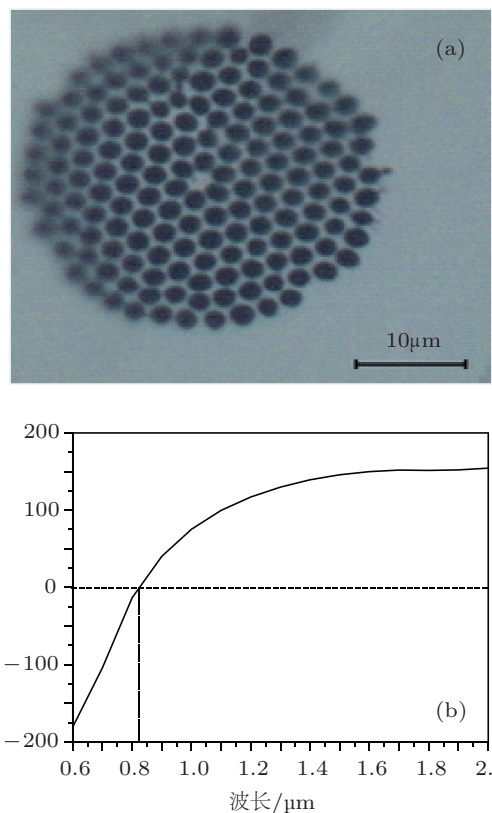


图 1 (a) 光子晶体光纤的横截面图 $d \approx 1.99 \mu\text{m}$, $\Lambda \approx 2.5 \mu\text{m}$, $d/\Lambda \approx 0.8$; (b) 群速度色散 D 和波长的关系图

当抽运中心波长在 810 nm 时, Δk_M 在二氧化硅中可以达到 408 cm^{-1} . 在光子晶体光纤中由于包层和纤芯可以产生较大的折射率差值以及

其灵活的结构, 所以 $\Delta\kappa_M$ 产生的相位失配, 可以由 $\Delta\kappa_W$ 和 $\Delta\kappa_{NL}$ 来补偿, 实现相位匹配. 对于简并的 FWM, 当频率为 ω_p 的强抽运进入光纤, 就会产生频率为 ω_s 的斯托克斯信号和频率为 ω_a 的反斯托克斯信号. 要让抽运的能量高效地转移到信号上就要使 (3) 式中的 $\kappa = 0$, 则信号和抽运的频率关系为 [20]

$$\omega_{s,a} = \omega_p \mp \sqrt{-\beta^{(2)}(\omega_p) / [12\beta^{(4)}(\omega_p)]}, \quad (4)$$

式中, $\beta(\omega)$ 是角频率为 ω 时光场的传播常数, $\beta^{(2)}(\omega_p)$ 和 $\beta^{(4)}(\omega_p)$ 分别为 $\beta(\omega)$ 在 ω_p 附近, 对 ω 的二阶、四阶导数, $\beta(\omega)$ 在 ω_p 附近, 对 ω 的导数取不同值时, 相位匹配条件也不同.

可以根据文献 [21] 中的计算公式理论计算反斯托克斯信号对斯托克斯信号的功率比为

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\sqrt{\lambda_a \lambda_s} A_{\text{eff}}}, \quad (5)$$

$$g = \sqrt{(\gamma_{\text{eff}} P_p)^2 - (k/2)^2}, \quad (6)$$

$$\eta = \frac{\lambda_s}{\lambda_a} \left(\frac{\gamma_{\text{eff}} P_p}{g} \right)^2 \sinh^2(gL), \quad (7)$$

式中 λ_a 反斯托克斯波长, λ_s 是斯托克斯波长, λ_p 是抽运波长, κ 是相位适配因子. 在文献 [21] 中 $\lambda_p = 810 \text{ nm}$, $\lambda_a = 550 \text{ nm}$, $\lambda_s = 1540 \text{ nm}$, $P_p = 1168 \text{ W}$, $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}} \approx 5 \mu\text{m}^2$, $L = 1.4 \text{ cm}$, $\kappa = 0$ 时, 可以算出反斯托克斯信号最大功率 P_a 与斯托克斯信号最大功率 P_s 的比值为 148%. 从 (7) 式可以看出, 功率比值正比于 $\sinh^2(gL)$, 在本文中, 因为 $L = 3 \text{ m}$, $\lambda_p = 810 \text{ nm}$, $\lambda_a = 562 \text{ nm}$, $P_p = 14 \text{ kW}$, $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}} \approx 4 \mu\text{m}^2$, L 远大于 1.4 cm , 所以计算得出的反斯托克斯信号的功率与斯托克斯信号功率的比值要比文献 [21] 中的值大好几个数量级. 而实际实验结果也比文献 [21] 的要好. 相位匹配的程度、 n_2 的取值的差别和高阶模的耦合和散射都是理论计算与实验有差别的原因. 由文献 [19,21,22] 定义的最大功率转换效率 P_a/P_{P0} , 理论计算出在抽运无衰减的理想情况下, 抽运平均功率为 600 mW 时, 最大功率转换效率约为 48%, 而实验中约为 34%. 造成实验和理论有差别的原因是抽运和反斯托克斯信号之间的走离现象、相位匹配的程度、模式重叠、耦合和散射以及传输的损耗, 还有实际拉制过程中的不均匀性等.

实验装置图如图 2(a) 所示: 钛蓝宝石 (Ti:sapphire) 飞秒激光器中心波长是 810 nm , 脉冲宽度为 120 fs , 重复频率 80 MHz . 用衰减

器调整输入功率, 用隔离器隔离光纤后向反射的荧光. 用 40 倍透镜 (数值孔径为 0.65) 提高输入输出的功率. CCD₁ 和 CCD₂ 分别用来观测输入光纤的耦合状态和输出的模式. 通过调整透镜和光纤入射端的距离和角度, 可以使激发的为光纤的基模. 光通过第一个分束镜, 一部分耦合进入功率计, 另一部分耦合进入长度为 3 m 的 PCF 中. 由测量范围为从 200 到 1100 nm , 分辨率为 0.1 nm 的光谱分析仪测量其光谱特性. 图 2(b) 和 (c) 分别为由 CCD₂ 监测的光子晶体光纤输出的绿光和红光的远场类高斯基模.

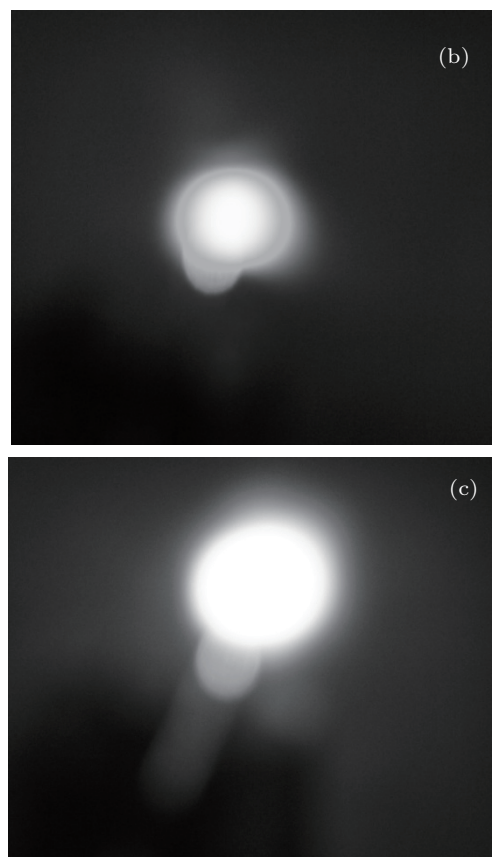
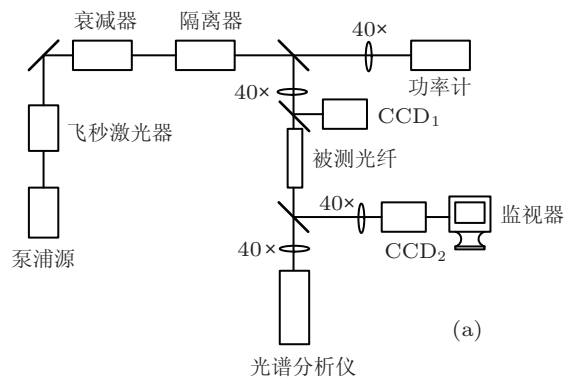


图 2 (a) 实验装置图; (b) 绿光的远场类高斯基模; (c) 红光的远场类高斯基模

3 实验结果和讨论

通过 PCF 后的光谱图如图 3(a) 所示, 其中抽运波长为 810 nm, 反斯托克斯信号位于抽运波长右侧, 抽运左侧为产生的斯托克斯信号. 图 3(b) 为反斯托克斯信号同波长和抽运功率的关系. 从图 3(b) 中可以看出在 560 nm 附近产生出高效的反斯托克斯信号, 图 3(c) 为抽运和产生的斯托克斯信号.

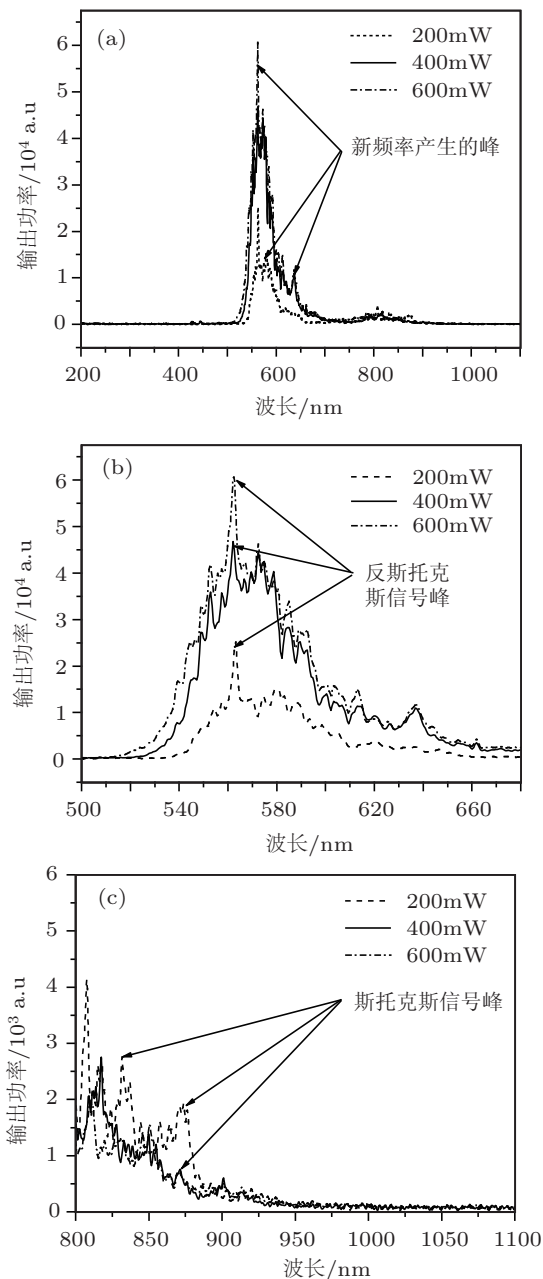


图 3 (a) 平均功率变化时, 光纤输出的频谱图; (b) 平均功率变化时, 反斯托克斯信号输出频谱和波长的关系; (c) 平均功率变化时, 斯托克斯信号输出频谱和波长的关系

由于抽运中心波长为 810 nm, 而光纤的零色散波长处于 820 nm 左右, 故抽运处于光纤的正常色散区, 而且比较接近 PCF 的零色散波长, 所以二

阶色散 $\beta_2 \approx 0$, 这时高阶色散对 FWM 的影响比较大. 当脉冲激光开始耦合进光纤时, 主要是自相位调制 (SPM) 使频谱展宽. 在接近光子晶体光纤零色散频率附近的展宽频谱中, 频率简并的光子可以作为相位匹配 FWM 中的抽运光子. 这些光子把自身的能量转移到正常色散区 ($< 820 \text{ nm}$) 和反常色散区 ($> 820 \text{ nm}$). 交叉相位调制 (XPM) 使频谱不对称展宽, 脉冲内部的拉曼散射 (IRS)、高阶色散和自变陡效应也会造成频谱的不对称分布. 如图 3(a) 所示, 在 560 nm 附近产生了很强反斯托克斯信号. 当脉冲的平均功率从 200 mW 增大到 600mW 时, 反斯托克斯信号输出的能量提高了 3 倍, 在抽运功率为 600mW 时, 反斯托克斯信号和残余抽运信号的最大功率比接近 33 : 1. 比较图 3(b) 和 (c) 反斯托克斯信号和斯托克斯信号最大时, 功率比约为 25 : 1.

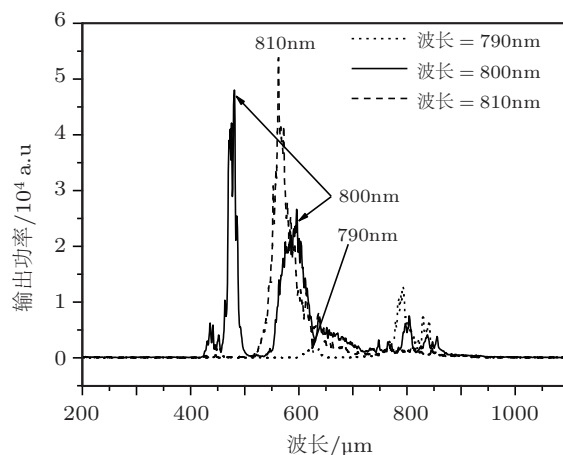


图 4 抽运波长变化时, 光纤的输出频谱图

图 3 可以看出在斯托克斯和反斯托克斯信号处有多峰出现. 这是由以下原因造成的: 1) 抽运的一些能量耦合到了由双折射效应产生的基模的其他偏振态里, 2) 反斯托克斯信号和斯托克斯信号基模被更高阶的模式代替 [23]; 3) 纤芯结构的各向异性使得具有不同偏振和色散特性的模式之间相互作用, 导致在光纤输出端产生新的频率信号. 这些新的频率信号在图 3 中就表现为新的峰值. 从图 3 中还可以看到这些频谱图出现了不规则的现象, 这是因为脉冲内的拉曼散射 (IRS) 和受激拉曼散射 (SRS) 在 500 到 1100 nm 范围对 PCF 的相位匹配有较大的影响, 并且在 PCF 的正常色散区, 会产生级联的拉曼效应、FWM, XPM 和高阶非线性效应, 而拉曼效应会产生斯托克斯波和反斯托克斯波, 这些都会导致频谱图出现不规则现象.

在满足相位匹配的简并 FWM 中, 斯托克斯和反斯托克斯信号应该同时产生, 但是图 3(c) 中斯托克斯信号几乎没有. 这是由于实验控制的光子晶体光纤在斯托克斯信号波长附近有较高的传输损耗造成的. 因为仿真结果表明, 本实验用的光子晶体光纤在斯托克斯信号波长附近传输损耗高达 10 dB/m, 而对于实际控制的光纤, 在此波段的传输损耗更高. 本实验采用的光纤长达 3 m. 考虑到高效的反斯托克斯信号、PCF 的长度和在斯托克斯波长附近 PCF 高的传输损耗, 斯托克斯信号在光纤中传输时就被衰减掉了, 这样就不难解释在图 3(c) 中斯托克斯信号几乎没有的原因.

当抽运波长离光纤零色散点不同时, 相位匹配条件的满足程度也不同, 在抽运平均功率为 500 mW, 波长分别取 790 nm, 800 nm 和 810 nm 时, 经过 PCF 的输出光谱如图 4 所示.

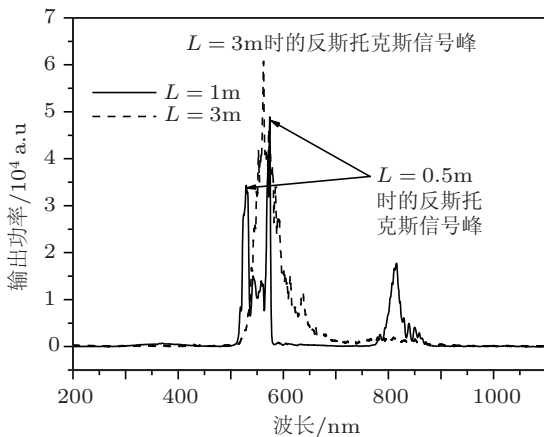


图 5 光纤长度变化时, 光纤的输出频谱图

从图 4 可以看出随着抽运波长从 790 nm 变化到 810 nm, 反斯托克斯信号的频谱从几乎没有到多峰再到单个峰值的一个过程, 主要是因为抽运波长变化时, 相位匹配条件也随之变化. 抽运波长为 790 nm 时, 抽运离光纤零色散点比较远, 较难实现相位匹配, 所以反斯托克斯信号几乎没有, 而且由于光纤在抽运波长和斯托克斯信号处损耗很大, 所以残留抽运功率也不高. 抽运波长为 800 nm 时, 满足相位匹配条件的是高阶模, 抽运的功率较多的耦合到高阶模的其他偏振态里, 产生的反斯托克斯信号谱为 2 个主峰的频谱^[12]. 在抽运波长为 810 nm 时, 满足相位匹配条件的主要是基模, 这样产生的反斯托克斯信号谱为单一峰值, 与高阶模的反斯托克斯变换相比类高斯的基模反斯托克斯变换具有很多的优点, 如光谱质量更好等. 如果抽运波长继续向短波方向移动, 几乎不能满足相位匹

配, 反斯托克斯信号就不能产生. 因为本实验采用的锁模激光器在长波长锁模较困难而且产生的功率比较低, 所以本文没有实验更长波长的情况.

PCF 的长度不但会对功率损耗有影响, 也会对相位匹配条件产生影响. 当抽运功率 600 mW, PCF 长度 L 分别取 0.5 m 和 3 m 时, 输出 PCF 的光谱图如图 5 所示.

从图 5 可以看出与 PCF 的长度 $L = 3$ m 比较, 当 $L = 0.5$ m 时, 光纤的输出谱产生了 2 个主峰, 而且在残留抽运的强度比较强. 主要因为长度 L 变长时, 光纤的损耗会增加, 使得残留的抽运还比较强. 而且因为本实验用的 PCF 的偏振态无法控制, 这样光纤长度不同就会使得经过光纤发生改变的偏振态也不同, 就会使得在同样功率时, 满足相位匹配条件的模式不同, 如图 5 所示, 当 $L = 3$ m 时, 满足相位匹配的为光纤的基模, 而当 $L = 0.5$ m 时, 满足相位匹配的为光纤的高阶模. 抽运的能量耦合到高阶模的其他偏振态里, 所以光谱图就会产生多峰现象. 实验中光纤的选取有较大的随机性, 最好使用保偏光纤, 这样偏振这一因素就可以得到较好的控制.

4 结论

利用 PCF 高效地产生了反斯托克斯信号. 由于抽运和反斯托克斯信号之间的走离现象、相位匹配的程度、模式重叠、耦合和散射以及传输的损耗, 还有实际控制过程中的不均匀性等造成了反斯托克斯信号最大功率转换效率理论计算值 (48%) 和实验测量值 (34%) 的差异. 因为高效的反斯托克斯信号 (实验最大功率转换效率 P_a/P_{p0} 约为 34%), PCF 的长度 (长约 3 m) 和在斯托克斯波长附近高的传输损耗 (10 dB/m), 使得斯托克斯信号在光纤中传输时就被衰减掉了, 斯托克斯信号就几乎没有了. 因为改变抽运波长和光纤长度都会改变相位匹配条件, 这样满足相位匹配的为光纤高阶模, 抽运能量就容易耦合进光纤的其他模式, 使得反斯托克斯信号产生多个峰. 实验中在光纤的基模中要容易产生高效的反斯托克斯信号就应当采用大功率的抽运、抽运波长要靠近零色散点和使用保偏光纤. 本实验产生的高转换效率的反斯托克斯信号, 以及低的残余抽运和斯托克斯信号, 在短波辐射高分辨率成像以及直接激发分子的电子跃迁等方面有潜在的应用价值.

- [1] Knight J C 2003 *Nature* **424** 847
- [2] Russell P St J 2003 *Science* **299** 358
- [3] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [4] Sang X Z, Chu P K, Yu C X 2005 *Opt. Quantum Electron.* **37** 965
- [5] Zheltikov A M 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** S47
- [6] Reeves W H, Skryabin D V, Biancalana F, Knight J C, Russell P S, Omenetto F G, Efimov A, Taylor A J 2003 *Nature* **424** 511
- [7] Finazzi V, Monro T M, Richardson D J 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 1246
- [8] Asimakis S, Petropoulos P, Poletti F, Leong J Y Y, Moore R C, Frampton K E, Feng X, Loh W H, Richardson D J 2007 *Opt. Exp.* **15** 596
- [9] Provino L, Dudley J M, Maillotte H, Grossard N, Windeler R S, Eggleton B J 2001 *Electron. Lett.* **37** 558
- [10] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F, Wang Z, Chai L, Zhang W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4411 (in Chinese) [胡明列, 王清月, 栗岩峰, 王专, 柴路, 张伟力 2005 物理学报 **54** 4411]
- [11] Ji L L, Lu P X, Chen W, Dai N L, Zhang J H, Jiang Z W, Li J Y, Li W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5973 (in Chinese) [季玲玲, 陆陪祥, 陈伟, 戴能利, 张继皇, 蒋作文, 李进延, 李伟 2008 物理学报 **57** 5973]
- [12] Wang W, Gao F, Hou L T, Zhou G Y, 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2055
- [13] Yuan J H, Sang X Z, Yu C X, Li S G, Zhou G Y, Hou L T 2010 *IEEE J. Quantum Electron.* **46** 728
- [14] Ji L L, Chen W, Cao Y C, Yang Z Y, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5462 (in Chinese) [季玲玲, 陈伟, 曹迎春, 杨振宇, 陆陪祥 2009 物理学报 **58** 5462]
- [15] Stark S P, Biancalana F, Podlipensky A, Russell P S J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 23808
- [16] 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
- [17] Zewail A H 1988 *Science* **242** 1645
- [18] Hadley G R 1998 *J. Lightwave Technol.* **16** 134
- [19] Agrawal G P 1986 *Nonlinear Fiber Optics*. 3rd ed (California: San Diego) p280
- [20] Husakou A V, Herrmann J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3867
- [21] Abedin K S, Gopinath J T, Ippen E P, Korbaj C E, Windeler R S, Eggleton B J 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1384
- [22] Xu Y Q, Murdoch S G, Leonhardt R, Harvey J D 2008 *Opt. Lett.* **33** 1351
- [23] Hu M L, Wang C Y, Song Y J, Li Y F, Chai L 2006 *Opt. Exp.* **14** 1189

High efficient anti-Stokes signal conversion in photonic crystal fiber*

Shen Xiang-Wei^{1)†} Yu Chong-Xiu¹⁾ Sang Xin-Zhu¹⁾ Yuan Jin-Hui¹⁾
Han Ying²⁾ Xia Chang-Ming²⁾ Hou Lan-Tian²⁾³⁾ Rao Lan¹⁾
Xia Min¹⁾ Yin Xiao-Li¹⁾

1) (State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

2) (Institute of Infrared Optical Fibers & Sensors, Qinhuangdao 066004, China)

3) (State Key Laboratory of Metastable Materials Science & Technology, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 21 December 2010; revised manuscript received 5 May 2011)

Abstract

The anti-Stokes frequency conversion based on four-wave mixing (FWM) has been widely used to generate short-wavelength radiation for high resolution imaging, direct excitation of electronic molecular transitions, and so on. For achieving more effective anti-Stokes conversion, we use the Ti: sapphire laser with a central wavelength of 810 nm and a pulse width of 120 fs as a pump source, and the degenerated FWMs of the higher mode and the fundamental mode are achieved respectively in 0.5 m long and 3 m long photonic crystal fibers (PCFs) with a zero dispersion wavelength of fundamental mode around 820nm in our experiment. The anti-Stokes signals around 560nm are generated efficiently at the fundamental phase matching. The maximum power ratios of anti-Stokes signal at 562 nm to the residual pump component and the Stokes signal are above 33 : 1 and 25 : 1, respectively. The maximum conversion efficiencies are achieved to be up to 48% and 34% in theory and experiment, respectively. And then the variation laws of the phase matching and the output spectrum with pump power, wavelength and the fiber length are obtained and the discrepancy between theoretical and experimental results is analyzed. Moreover, the effects of more factors on experimental results are discussed.

Keywords: photonic crystal fiber (PCF), anti-Stokes signal, four-wave mixing

PACS: 42.65.-k, 42.65.Ky, 42.70.Qs, 78.47.nj

* Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation of China (Grant Nos. 2010CB327605 and 2010CB328300), the Specialized Research Fund for the Young Scholars Program of Beijing University of Posts and Telecommunications (Grant Nos. 2011RC0309, 2011RC008, 2009RC0314), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Beijing University of Posts and Telecommunications (Grant No. CX201023).

† E-mail: shenxiangwei03@gmail.com