

飞秒激光在双折射微结构光纤中模式控制的四波混频效应的实验研究*

胡明列† 王清月 栗岩峰 王 专 柴 路 张伟力

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室 光电信息技术科学教育部

重点实验室(天津大学),天津 300072)

(2004 年 7 月 15 日收到,2004 年 12 月 31 日收到修改稿)

利用飞秒激光脉冲在长度为 10cm,包层具有大空气比的双折射微结构光纤中通过高阶模相位匹配的四波混频获得了波长可调谐的反斯托克斯波.实验中脉冲宽度为 35fs,中心波长 820nm,单脉冲能量 4nJ 的飞秒激光脉冲耦合到长轴直径为 5 μ m,短轴为 4.6 μ m 的双折射微结构光纤中.在高阶模传输情况下,通过调制耦合光的偏振方向,获得了具有不同中心波长的反斯托克斯波.通过对比分析,讨论了输入光的偏振态对双折射微结构光纤中高阶模式下四波混频效应的影响情况.理论计算分析很好的解释了实验结果.

关键词:微结构光纤,飞秒脉冲激光,四波混频

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

1. 引 言

最近的研究表明微结构光纤(microstructure fibers, MFs)^[1-3]在双折射方面表现出很强的优势,通过特定设计的纤芯和包层结构能获得很高的双折射度^[4-6],比传统双折射光纤能够高出 1—2 个数量级.这对某些应用,例如光学陀螺、激光干涉仪,以及在量子光学和光子纠缠态方面的应用具有很重要的价值.这些应用希望光纤在传输光波时不改变它的偏振态.传统的做法是在这些光纤中故意引入大量双折射,使得那些微小的、随机的双折射起伏不会严重影响光的偏振.一种方案是打破圆柱对称性,故意把纤芯或是包层做成椭圆形的结构,它的双折射度 B 可达到非常小的程度($B \approx 10^{-6}$),另一种可代替的方案是利用应力致双折射,使得 B 可达到 $\approx 10^{-4}$.这类光纤通常以其横断面的形状特征而称之为“熊猫”光纤或“领结”光纤.而微结构光纤因其芯层包层所具有的高折射率差能极大地增强双折射度,通过特殊设计能获得比普通保偏光纤高出数量

级的双折射度,从而成为该领域研究的热点^[7-10].对于双折射光纤,其有效模折射率较小的轴称为快轴,在此轴上光传输的群速度较大.同样的道理,有较大有效模折射率的轴称为慢轴.

对于光纤中高阶模相位匹配的参量效应和谐波的产生,人们已作了广泛的研究.最早在多模光纤中观察到高阶模下的位相匹配的是 Stolen 及其合作者^[11],其报道中斯托克斯波和反斯托克斯波传输在不同的高阶模.从那以后,模式控制的相位匹配参量过程成为产生新光谱的一种有效方式,而微结构光纤在这方面也显示出很强的优势^[12-21].就四波混频而言,当净波矢失配 $\kappa = 0$ 时,参量增益对应四波混频峰值,这里 κ 可写成如下形式

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

式中 Δk_M , Δk_W , Δk_{NL} 分别代表由材料色散、波导色散、非线性效应引起的相位失配.这三项的贡献可以分别写成

$$\Delta k_M = [n_3 \omega_3 + n_4 \omega_4 - 2n_1 \omega_1] / c, \quad (2)$$

$$\Delta k_W = [\Delta n_3 \omega_3 + \Delta n_4 \omega_4 - (\Delta n_1 + \Delta n_2) \omega_1] / c, \quad (3)$$

* 国家重点基础研究专项基金(批准号:G1999075201,2003CB314904),国家自然科学基金(批准号:60278003)和国家高技术研究发展计划(批准号:2003AA311010)资助的课题.

† E-mail: huminglie@yahoo.com

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

在 $\omega_1 = \omega_2$ 的特定条件下,满足 $\Delta k = 0$ 的实验装置相对要简易一些,此时非线性过程中只牵涉到 3 个不同频率,被称作部分简并的四波混频.事实上,直接与受激拉曼散射(SRS)类比, ω_3 处的低频边带和 ω_4 (假设 $\omega_3 < \omega_4$) 的高频边带称为斯托克斯带和反斯托克斯带.为实现相位匹配,三项贡献中至少有一项必须为负.当然在多模光纤中,以不同模式传输的波,可使得 Δk_w 为负值,从而实现相位匹配.在以前的文章中,我们报道了单模双折射微结构光纤在不同偏振光作用下的四波混频效应^[13];本文通过耦合角度控制,在多模微结构光纤中实现了模式控制的相位匹配四波混频过程;而同时基于其纤芯的双折射结构,通过控制输入飞秒脉冲的偏振态以及耦合的高阶模式在可见光波段获得了不同峰值和谱宽的反斯托克斯波.

2. 双折射微结构光纤

实验中使用的光纤如图 1 所示,与高非线性微结构光纤相比该光纤具有较大的纤芯面积,较大的空气比(空气比大于 90%),其长轴为 $5\mu\text{m}$,短轴为 $4.6\mu\text{m}$.为了满足相位匹配,需要让抽运光工作在负色散区.通过数值模拟可得到在忽略偏振下的基模和第一高阶模及其他高阶模的有效折射率,再微分便可得出其色散曲线,计算结果见图 2.图 2 说明基模的零色散点为 $1.22\mu\text{m}$,第一高阶模的零色散点为 790nm ,第二高阶模为 730nm .而且实验所用的微结构光纤,受到大空气比的包层结构的影响,其芯层和包层的折射率差较大,传输的光束被完全约束在第一层空气孔中,而第二层空气孔几乎不起作用.在外圈增加空气孔,模拟计算结果得到的有效折射率没有变化,这足以证明上述论点;同时这种大纤芯高折射率差的结构使得这种光纤是多模的,而且由于各个低阶模之间较大的波矢失配而相互之间很难耦合^[22].实验中发现只有通过调整耦合光束的入射方向来获得不同的高阶模,而通过弯曲或者缠绕很难获得高阶模.一旦激发出高阶模式,弯曲或者缠绕对高阶模的传输影响相当小.而且由于各个模式之间的传输波矢相差很大,因此相互之间不会出现耦合.正是由于其特殊的多模特性,利用这种大空气比的微结构光纤很容易获得多模情况下相位匹配的非线性效应,例如谐波的产生^[23]和四波混频等等^[24],并

且具有较高的转换效率.

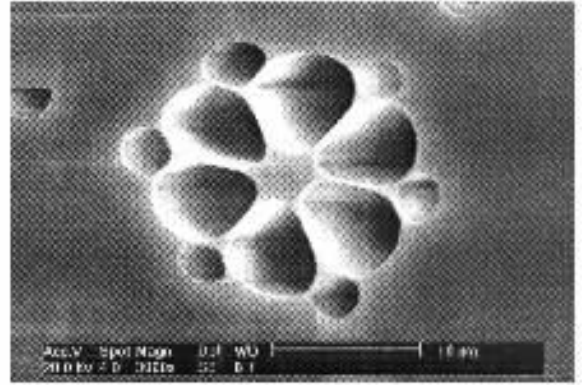


图 1 大空气比双折射微结构光纤端面

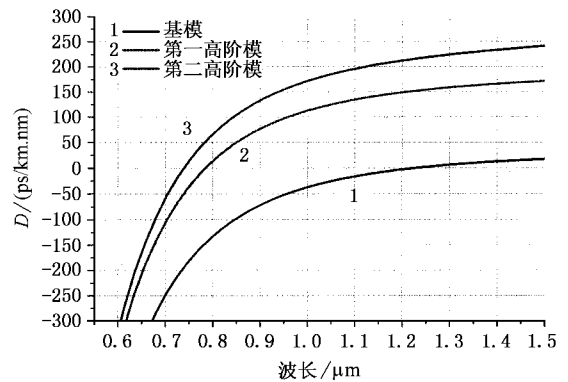


图 2 大空气比双折射微结构光纤不同模式的色散曲线

在加入微扰条件下,可以得出在两个相互垂直的偏振态下的零色散点大概有 10nm 的差异^[15].通过计算所得的有效折射率,利用(1)式和能量守恒的条件($2\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$)可以计算得出在输入脉冲中心波长为 820nm 时,位相失配 κ 的曲线,见图 3;从曲线中可以得到在第一高阶模情况下,匹配的反斯托

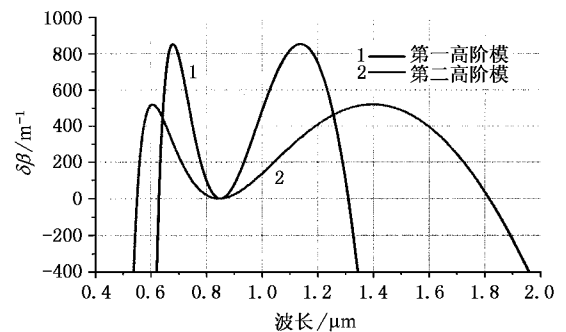


图 3 在中心波长为 820nm 的飞秒激光脉冲的抽运下,第一高阶模和第二高阶模的位相匹配曲线

克斯波的中心波长在 640nm 左右,而在第二高阶模时,为 550nm 左右,与实验结果基本相符.为了方便分析,文中将不同耦合角度下的高阶模式分别简单称为第 i 高阶模, i 随耦合角度的增加而递增.

3. 实验结果及其分析

实验中使用的光源是自行研制的飞秒激光振荡级系统,输出的最高平均功率可达到 $1.7W^{[25]}$.实验中使用的飞秒激光脉冲宽度为 35fs,中心波长在 820nm,单脉冲能量 4nJ.使用了 $40\times$ 的耦合透镜输

入输出,并采用 CCD 监视仪和功率计监控耦合输入和输出的情况.耦合输入透镜前加了一片半波片来控制输入飞秒激光脉冲的偏振方向.输出光通过分束片,一束用来成像在 CCD 监视器上,监控输出模式,一束用来测量光谱曲线.输入输出光谱分别由两个光谱仪接收,输入光谱由 0.5% 的分束镜分束后由 Ocean Optics, Inc. 的 S2000 光谱仪接收用以实时观测,输出光谱通过 ANDO 的 AQ6315A 接收,测量精度都设定为 5—10nm.而利用由于双折射结构带来色散曲线的变化,通过旋转置于耦合透镜前的半波片或者四分之一波片改变输入光的偏振态,便可

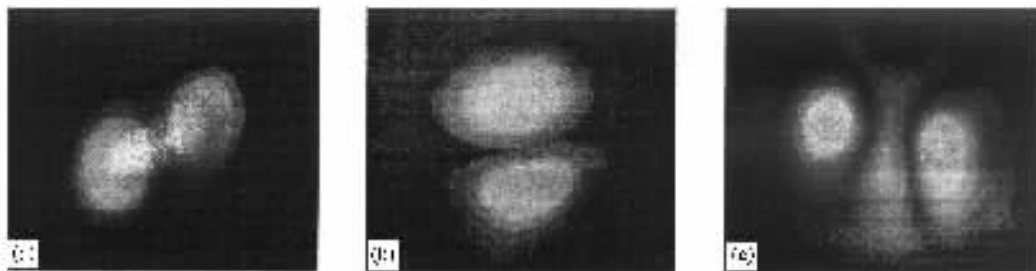


图 4 输出的高阶模的近场模式

以得到不同中心波长的反斯托克斯超短脉冲.

实验中获得了相互垂直的两种第一高阶模,见图 4 的 A 和 B,模场分布为十分清楚的高阶模式.入射光的入射角度和偏振态对输出模式的强度和模式分布有较大的影响.在一定的耦合入射角下,通过旋转半波片来改变入射线偏光的偏振方向可以使输出模式 A 和 B 相互变化.通过改变入射线偏光的偏振方向获得的反斯托克斯波(见图 5),在偏振方向旋转 180° 范围内,反斯托克斯波具有两个明显的峰值,分别对应于光纤的长轴和短轴,而且在偏振方向在轴线附近时,对反斯托克斯波影响非常明显.实验中并没有中间状态的存在, 45° 线偏光入射的情况下,没有反斯托克斯波输出,这可能有两种原因,一是大空气比微结构光纤的结构使得高阶模的之间的耦合很难,二是抽运功率不够,难以激发出两种模式的混和态.在分别平行于长轴和短轴时,由于纤芯的双折射结构使得反斯托克斯波的峰值和中心波长都不一样.在偏振方向改变过程中,最大转换效率可达 20% 左右.

在输入的线偏光平行于快轴时,加入四分之一波片并旋转得到了相似的周期性改变的结果,见图 6.从图 6 中还可以发现获得的反斯托克斯波的光谱

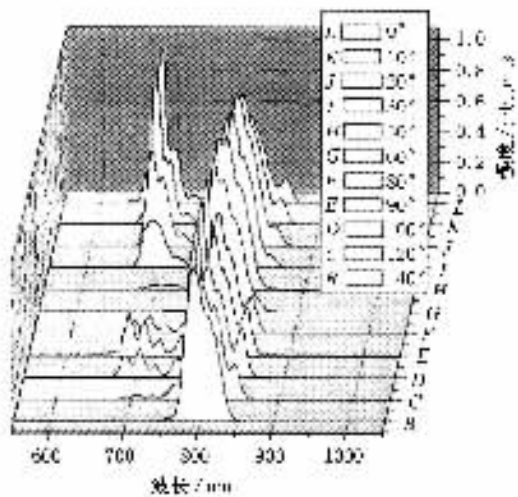


图 5 在高级模式 A 和 B 时,通过半波片改变入射线偏光的偏振方向获得的反斯托克斯波光谱图, 0° 表示偏振方向平行于长轴

明显变得更宽,并且在两个相互垂直的方向上的光谱差别减小,这是由于线偏光通过四分之一波片后形成的椭圆偏光或圆偏光除在长轴和短轴方向上有分量外,在其附近还有其他分量,而这些分量产生的光谱相互错开,叠加后形成较宽的光谱.

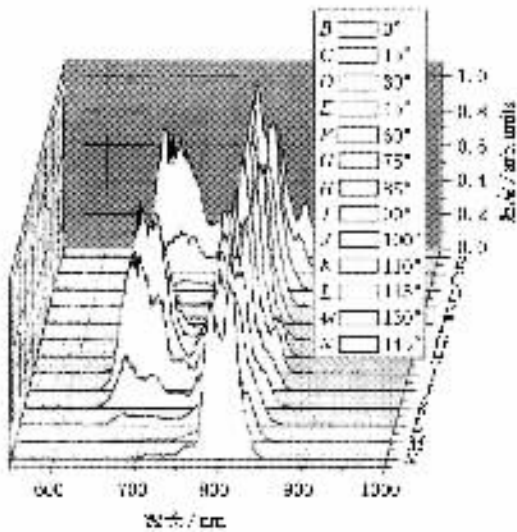


图6 在高级模式 A 和 B 时,通过四分之一波片改变入射线偏光的偏振态获得的反斯托克斯波光谱图 ρ° 表示四分之一波片的主轴平行于长轴

在继续增大耦合入射角的情况下,更高阶的模式便出现了。模场分布如图 4 的 C。同样在改变入射光的偏振态的情况下,输出的反斯托克斯的强度和中心波长都在发生变化,如图 7 所示。但是同上面情况不同的是,平行于短轴的偏振光入射时,没有另一个垂直状态的模式出现。这可以解释为受到双折射结构的影响,短轴方向的折射率曲线不满足相位匹配条件。在此模式下,偏振方向改变过程中,最大转换效率可达 16% 左右。

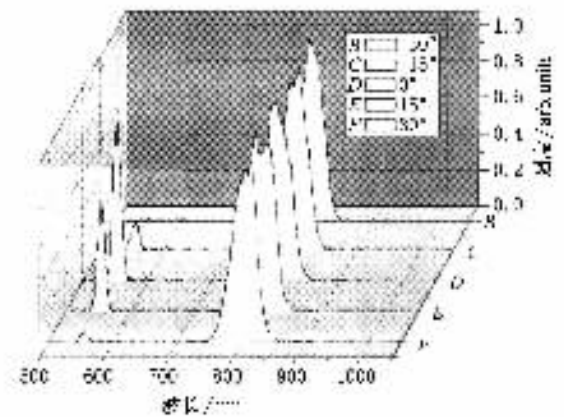


图7 在高级模式 C 时,通过半波片改变入射线偏光的偏振方向获得的反斯托克斯波光谱图 ρ° 表示偏振方向平行于长轴

4. 结 论

利用飞秒激光振荡器输出的纳焦耳量级的飞秒激光脉冲通过长度为 10cm 双折射微结构光纤获得了转换效率高达 20% 的反斯托克斯波,并且输出的反斯托克斯波的中心波长和强度可以通过输入脉冲的偏振方向或者传输的模式来调谐。实验中将脉冲宽度为 35fs,中心波长 820nm,单脉冲能量 4nJ 的飞秒激光脉冲耦合到长轴直径为 $5\mu\text{m}$,短轴为 $4.6\mu\text{m}$,空气比 90% 左右的双折射微结构光纤中,通过调制耦合光的偏振方向,以及传输模式,获得了具有不同中心波长的反斯托克斯波。理论计算分析也很好解释了实验结果。

[1] Knight J C, Birks T A, Russell P St J *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
 [2] Birks T A, Knight J C, Russell P St P *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
 [3] Knight J C and Russell P St J 2002 *Science* **296** 276
 [4] Ortigosa B A, Knight J C, Wadsworth W J *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1325
 [5] Kerbage C, Steinvurzel A, Hele A *et al* 2002 *Electron. Lett.* **38** 310
 [6] Steel M J and Osgood J R M 2001 *Opt. Lett.* **26** 229
 [7] Hansen T P, Broeng J, Libori S E B *et al* 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 588
 [8] Kerbage C, Steinvurzel P, Reyes P *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 842
 [9] Lehtonen M, Genty G and Kaivola L H M 2003 *App. Phys. Lett.* **82** 2197
 [10] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4248 (in Chinese) [胡明列、王清月、栗岩锋等 2004 物理学报 **53** 4248]

[11] Stolen R H and Leibolt W N 1976 *Appl. Opt.* **15** 239
 [12] Husakou A V and Herrmann J 2002 *JOSA B* **19** 2171
 [13] Hu M L, Wang Q Y, Chai L *et al* 2004 *Opt. Exp.* **12** 1932
 [14] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F *et al* 2004 *Opt. Exp.* **12** 6129
 [15] Hu M, Wang Q Y, Li Y F *et al* 2004 *App. Phys. B* **79** 805
 [16] Sharping J E, Fiorentin M, Coker A *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 1048
 [17] Sharping J E, Fiorentin M, Kumar P *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 1675
 [18] Hu M L, Wang Q Y, Chai L *et al* 2004 *Las. Phys. Lett.* **1** 299
 [19] Akimov D A, Serebryannikov E E, Zheltikov A M *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 1948
 [20] Vanholsbeeck F, Emplit P, Coen S *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 1960
 [21] Efimov A, Taylor A J, Omenetto F G *et al* 2003 *Opt. Exp.* **11** 2567
 [22] Marcuse D 1991 *Theory of Dielectric Optical Waveguide* (Academic, Boston, Mass)
 [23] Omenetto F G, Efimov A, Taylor A J *et al* 2003 *Opt. Exp.* **11** 61

[24] Nikolov N I , Srensen T , Bang O *et al* 2003 *JOSA B* **20** 2329

(in Chinese) [孙敬华、章若冰、胡有方等 2002 物理学报 **51**

[25] Sun J H , Zhang R B , Hu Y F *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1272

1272]

Mode-controlled four-wave-mixing in the birefringent microstructure fiber by femtosecond laser pulses^{*}

Hu Ming-Lie Wang Qing-Yue Li Yan-Feng Wang Zhuan Chai Lu Zhang Wei-Li

(*Ultrafast Laser Laboratory , College of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China*)

(*Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science (Tianjin University) , Ministry of Education , Tianjin 300072 , China*)

(Received 15 July 2004 ; revised manuscript received 31 December 2004)

Abstract

Birefringent microstructure fibers are shown to allow efficient generation of anti-Stokes line emission as a result of four-wave-mixing in higher mode by using unamplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses. Intense blue-shifted lines with different central wavelength were generated in the high-delta (i. e. high-air filling in the cladding) microstructure fiber with axis sizes 5.0 and 4.6 μm by femtosecond laser pulses with 35-fs in duration , 820nm in central wavelength and 4nJ in energy per pulse. The experimental result shows that phase-matched four-wave mixing in higher-order modes of microstructure fibers allows unprecedentedly high efficiencies of anti-Stokes frequency conversion to be achieved for subnanjoule femtosecond laser pulses. The dependence factor of the four waves mixing in birefringent microstructure fiber is compared and analyzed. Good agreement between the theory and experiment is achieved.

Keywords : microstructure fiber , femtosecond laser , four-wave-mixing

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

^{*} Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation (NKBRSF) (Grant Nos. G1999075201 , 2003CB314904) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60278003) , and the National High Technology Development Programme of China (Grant No. 2003AA311010) .