

基于氢气填充空芯光子晶体光纤的全光纤型 气体拉曼光源特性

陈晓东

(电子工程学院光电系脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037)

摘要 理论和实验研究了调 Q 光纤激光脉冲抽运基于氢气填充空芯光子晶体光纤气体腔的全光纤型气体拉曼光源的特性。抽运光脉冲波长为 1064.7 nm 时,产生的 Stokes 频移光波长为 1135.7 nm。理论和实验结果均表明,产生的 Stokes 频移光脉冲宽度远小于抽运光脉冲,并且,Stokes 频移光脉冲宽度随抽运光脉冲能量的提升而增加。此外,减小抽运光脉冲宽度,可以降低拉曼阈值抽运能量、提高 Stokes 频移光的转换效率。在重复频率为 5 kHz、脉冲宽度为 125 ns 的调 Q 光纤激光脉冲抽运下,实验测得拉曼阈值抽运能量和拉曼阈值点处转换效率分别为 2.13 μJ 和 9.82%。

关键词 激光器;光纤激光器;受激拉曼散射;空芯光子晶体光纤;气体拉曼光源;调 Q

中图分类号 TN253;O437.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0505003

Characteristics of All-Fiber Gas Raman Light Source Based on Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber

Chen Xiaodong

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Optoelectronics Department,
Electronic Engineering Institute, Hefei, Anhui 230037, China)

Abstract The characteristics of all-fiber gas Raman light source based on hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber pumped with Q-switched fiber laser are investigated theoretically and experimentally. The wavelength of the Stokes frequency-shift wave is 1135.7 nm with the Q-switched pump pulses at 1064.7 nm. Both our theoretical and experimental results show that the generated Stokes pulse is much narrower than the pump pulse, and the generated Stokes pulse duration increases with the single pulse energy of the pump pulses. Moreover, by choosing narrower pump pulses, the Raman threshold pump energy may decrease and the conversion efficiency may increase. For the 125 ns pump pulses with the repetition rate of 5 kHz, the Raman threshold pump energy and the conversion efficiency at the Raman threshold are measured to be 2.13 μJ and 9.82% in experiments.

Key words lasers; fiber lasers; stimulated Raman scattering; hollow-core photonic crystal fiber; gas Raman light source; Q-switched

OCIS codes 060.2310; 060.2320; 190.5890; 060.5295

1 引 言

基于气体受激拉曼散射(SRS)的拉曼光源在非
线性光学、激光光谱学以及高精度痕量气体检测等
方面应用广泛^[1~3]。通过采用不同的气体作为拉曼
介质,可以灵活方便地实现斯托克斯(Stokes)频移
光的波长选择。基于传统气体拉曼池技术的拉曼光
源,因受光波空间传输时的衍射效应等因素影响,抽

运光在拉曼作用长度上难以保持高功率密度,这要
求抽运光功率密度非常高。近年来,随着空芯光子
晶体光纤(HC-PCF)的发明,人们构建了基于 HC-
PCF 的高压气体腔用于替代传统的气体拉曼池^[4]。
早期的研究表明,由于 HC-PCF 具有良好的波
导特性,克服了光波传输过程中衍射效应的限制,通
过引入 HC-PCF 可以增强氢气的 SRS 效应,相应的

收稿日期: 2012-01-05; 收到修改稿日期: 2012-02-20

作者简介: 陈晓东(1979—),男,博士,讲师,主要从事光纤激光器和空芯光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: chenxd503@hotmail.com

拉曼阈值抽运功率比传统方法低了 2~3 个数量级^[4,5]。目前,基于 HC-PCF 气体腔的各种拉曼光源,大都采用调 Q 固体激光器^[6~8]或连续波高功率光纤激光器^[9]作为拉曼抽运源进行抽运。但是,与连续波高功率光纤激光器相比,调 Q 光纤激光脉冲具有单脉冲能量大、峰值功率高等优点^[10],用于拉曼抽运时可望降低平均抽运功率,并可构建全光纤型气体拉曼激光器件。

本文通过理论和实验表明,调 Q 光纤激光脉冲抽运基于氢气填充 HC-PCF 气体腔产生的 Stokes 频移光脉冲,其脉宽小于抽运光脉冲,且随抽运光脉冲能量增加而增加。

2 理论模型与数值模拟

图 1 为气体拉曼光源示意图。HC-PCF 长度为 30 m,中心工作波长 1060 nm 处模场半径为 3.25 μm, 1060 nm 和 1135 nm 波段传输损耗分别低于 0.09 dB/m 和 0.13 dB/m。HC-PCF 高压气体腔内氢气压强为 $(8.1060 \sim 9.1192) \times 10^5$ Pa。此时,氢气填充 HC-PCF 气体腔中抽运光脉冲与 Stokes 频移光脉冲之间的非线性相互作用可以描述为^[11,12]

$$\frac{n_s}{c} \frac{\partial P_s(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial P_s(z,t)}{\partial z} = \frac{g_R}{A_i} P_s(z,t) P_p(z,t) - \alpha_s P_s(z,t), \quad (1)$$

$$\frac{n_p}{c} \frac{\partial P_p(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial P_p(z,t)}{\partial z} = -\frac{g_R \lambda_s}{A_i \lambda_p} P_s(z,t) P_p(z,t) - \alpha_p P_p(z,t), \quad (2)$$

式中 $P_p(z,t)$ 和 $P_s(z,t)$ 分别表示抽运光(λ_p) 和 Stokes 频移光(λ_s) 的功率, A_i 为抽运光与 Stokes 频移光之间的有效相互作用面积, g_R 为拉曼增益因子, n_p 和 n_s 分别表示抽运光与 Stokes 频移光在高压

氢气中的折射率, α_p 和 α_s 分别表示抽运光与 Stokes 频移光在 HC-PCF 中传输时的功率损耗系数, c 为真空中光速。

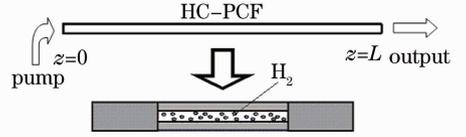


图 1 气体拉曼光源示意图

Fig. 1 Configuration of the gas Raman light source

考虑到抽运光与 Stokes 频移光波长分别为 1064 nm 和 1135 nm, 在 HC-PCF 中的模场直径非常接近, 故有效相互作用面积 A_i 可以近似为 $2\pi r_p^2$ (r_p 为 1060 nm 处模场半径)^[13]。室温下, 压强为 $(8.1060 \sim 9.1192) \times 10^5$ Pa 的氢气对应的转动拉曼增益因子 g_R 为 1 cm/GW^[6]。抽运光与 Stokes 频移光在高压氢气中的折射率近似相同, 取 $n_p \approx n_s \approx 1$ 。

首先, 选取典型的强度呈高斯分布的调 Q 光纤激光脉冲抽运氢气填充的 HC-PCF 高压气体腔, 对抽运光脉冲与 Stokes 频移光脉冲之间的能量转化行为进行数值模拟。图 2 为不同抽运光脉冲能量时, 抽运光、Stokes 频移光和剩余抽运光的脉冲波形。由图可见, Stokes 频移光脉冲宽度远小于抽运光脉冲, 并且 Stokes 频移光脉冲前沿比后沿陡, 而对应的剩余抽运光脉冲中间存在一个凹陷, 近似分裂为两个脉冲, 前者比后者窄而且高。这是因为 SRS 过程中拉曼增益不仅取决于抽运光脉冲的瞬时功率, 同时还与抽运光脉冲建立过程中积累的能量相关^[12,14]。保持脉冲宽度为 125 ns 不变, 当抽运光脉冲能量分别为 1.77 μJ 和 2.2 μJ 时, 产生的 Stokes 频移光脉冲宽度为 40.2 ns 和 72.9 ns。图 3 给出了抽运光脉冲宽度为 125 ns 时, Stokes 频移光脉冲宽度随抽运光脉冲能量的变化关系。可见, 随

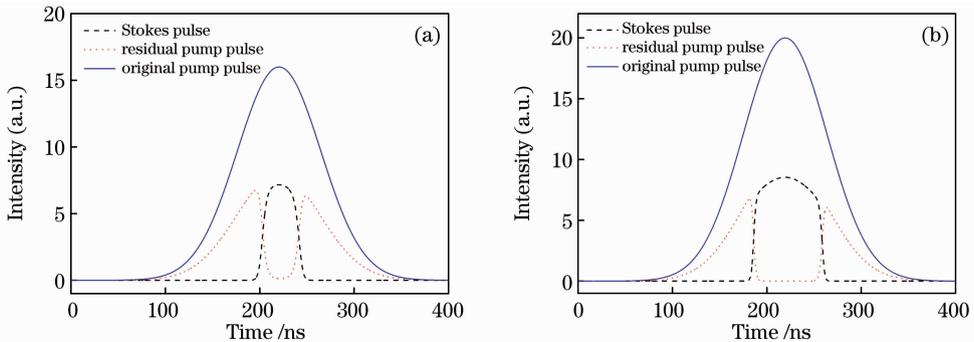


图 2 抽运光脉冲宽度 125 ns 时, 模拟获得的输出脉冲波形。(a) 脉冲能量 1.77 μJ; (b) 脉冲能量 2.2 μJ

Fig. 2 Simulated output pulse shapes when duration of the pump pulse is 125 ns. (a) Pump pulse energy is 1.77 μJ; (b) pump pulse energy is 2.2 μJ

着抽运光脉冲能量的增加,产生的 Stokes 频移光脉冲宽度近似呈单调增长趋势。这是因为,单个抽运光脉冲持续时间内,只有满足 SRS 阈值条件的部分才能转化为 Stokes 频移光,随着抽运光脉冲能量的提高,抽运光脉冲中满足阈值条件的部分将增加,因而产生的 Stokes 频移光脉冲宽度也将随之增加。

当抽运光脉冲能量分别为 $1.77 \mu\text{J}$ 和 $2.2 \mu\text{J}$ 时,产生的 Stokes 频移光脉冲的单脉冲能量分别为 $0.26 \mu\text{J}$ 和 $0.57 \mu\text{J}$,对应的转换效率分别为 14.85% 和 25.7% 。图 3 也给出了抽运光脉冲宽度为 125 ns 时,Stokes 频移光转换效率与抽运光脉冲能量之间的关系。由图可见,转换效率随抽运光脉冲能量的提高而呈单调增大趋势。事实上,对于脉冲宽度一定的抽运光脉冲,随着单脉冲能量的提高,抽运光脉冲中将有更多部分转换为 Stokes 频移光,导致转换效率随抽运光脉冲能量的提高而增大。考虑到产生的 Stokes 频移光脉冲宽度与抽运光脉冲能量有关,定义产生的 Stokes 频移光脉冲能量与剩余抽运光脉冲相等时对应的抽运光脉冲能量为拉曼阈值抽运能量。对于宽度为 125 ns 的抽运光脉冲,拉曼阈值抽运能量为 $2.07 \mu\text{J}$,产生的 Stokes 频移光脉冲能量和拉曼阈值点处转换效率分别为 $0.49 \mu\text{J}$ 和 23.67% 。

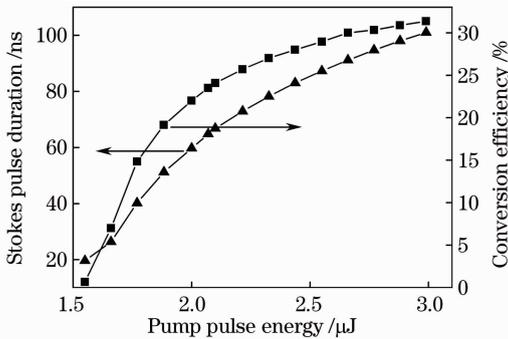


图 3 抽运光脉冲宽度 125 ns 时,模拟获得的一阶 Stokes 频移光脉冲宽度、转换效率与抽运光脉冲能量之间的关系

Fig. 3 Simulated first-order Stokes pulse duration and conversion efficiency as functions of the pump pulse energy when the duration of the pump pulse is 125 ns

值得指出的是,减小抽运光脉冲宽度有利于降低拉曼阈值抽运能量、提高 Stokes 频移光的转换效率。当抽运光脉冲宽度由 125 ns 减小至 110 ns 和 90 ns 时,拉曼阈值抽运能量分别降至 $1.82 \mu\text{J}$ 和 $1.49 \mu\text{J}$,对应的拉曼阈值点处转换效率分别为 23.69% 和 24.07% 。图 4 为拉曼阈值抽运能量、转换效率与抽运光脉冲宽度之间的关系。由该图可以

看出,随着抽运光脉冲宽度减小,拉曼阈值抽运能量降低,而转换效率将提高。

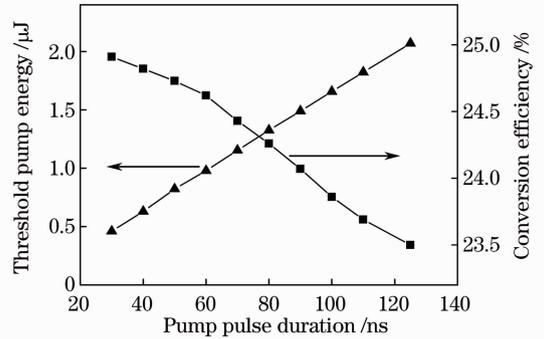


图 4 模拟获得的拉曼阈值抽运能量、转换效率与抽运光脉冲宽度之间的关系

Fig. 4 Simulated Raman threshold pump energy and conversion efficiency as functions of the pump pulse duration

3 实验结果与比较

图 5 为实验所用的全光纤型气体拉曼光源的结构示意图。长度为 30 m 的 HC-PCF(Crystal Fiber A/S, HC-1060-02)两端与单模光纤熔接构成光纤型高压气体腔,腔内氢气压强为 $(8.1060 \sim 9.1192) \times 10^5 \text{ Pa}$,在 1060 nm 处传输损耗(包括线性吸收和附加插入损耗)为 $9 \text{ dB}^{[15,16]}$ 。单模调 Q 掺镱光纤激光器(YDFL)级联双包层掺镱光纤放大器(YDFA)作为拉曼抽运源。YDFL 中 YDF 长度为 3 m ,在 976 nm 处吸收系数为 1073 dB/m 。YDF 由最大输出功率 280 mW 、中心波长 975 nm 的激光二极管(LD)抽运,抽运光经波分复用器(WDM)耦合进 YDF。中心波长 1064.7 nm 、带宽 0.1 nm 的光纤布拉格光栅(FBG)对构成 YDFL 的反射腔镜,反射率分别为 99% (FBG1)和 78% (FBG2)。实验所用尾纤型声光调制器(AOM)的中心波长为 1064 nm ,消光比大于 30 dB ,插入损耗约 1.5 dB ,调制频率和上升沿时间分别在 $5 \sim 80 \text{ kHz}$ 和 $10 \sim 200 \text{ ns}$ 范围内可调。YDFA 中所用双包层 YDF 长度为 20 m ,在 975 nm 处包层吸收系数为 1.7 dB/m 。最大输出功率 25 W 、中心波长 975 nm 的 LD 经光纤合束器(FC)对双包层 YDF 进行抽运。一只隔离度为 35 dB 的 $1064 \text{ nm}/1135 \text{ nm}$ WDM 用于分离产生的 Stokes 频移光和剩余抽运光。采用光谱分析仪(Agilent 86140B)测量输出光谱,脉冲波形则由高速光电探测器(UltraFast 20SM)后接数字示波器(Agilent MSO8064A)进行探测。

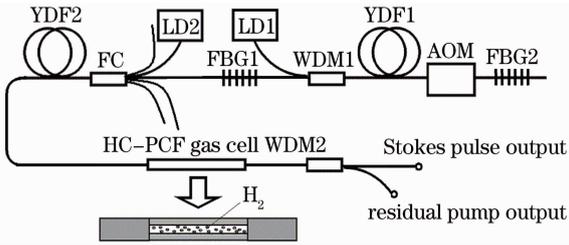


图 5 气体拉曼光源实验装置示意图

Fig. 5 Experimental configuration of the gas Raman light source

将 AOM 的调制频率和上升沿时间分别设定为 5 kHz 和 200 ns。YDFL 的抽运功率固定为 220 mW，输出调 Q 脉冲平均功率为 3.75 mW。经 YDFA 提升脉冲能量或峰值功率后用于对 HC-PCF 气体腔的抽运。图 6 为 YDFA 不同抽运功率下测得的输出光谱。由图可见，除波长为 1064.7 nm 的抽运光以外，在 1135.7 nm 处出现新的谱线，其幅度随着 YDFA 抽运功率的增加而增加。抽运光与新谱线之间的频率间隔为 587 cm^{-1} ，与氢气的转动拉曼频移量相对应，这表明该新谱线为一阶 Stokes 频移光。

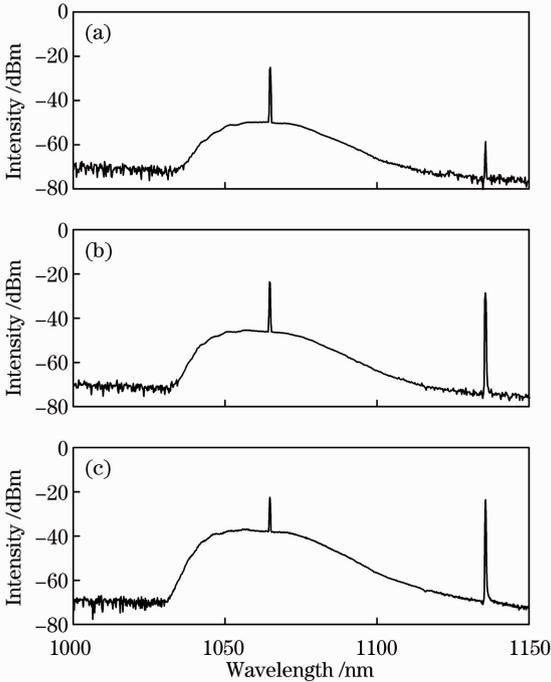


图 6 不同 YDFA 抽运功率时测得的输出光谱。
(a) 1.9 W; (b) 2.2 W; (c) 2.6 W

Fig. 6 Measured output spectra for different YDFA pump powers of (a) 1.9 W, (b) 2.2 W and (c) 2.6 W

图 7~9 为 YDFA 不同抽运功率下测得的脉冲波形。产生的 Stokes 频移光脉冲宽度远小于抽运光脉冲；并且，Stokes 频移光脉冲前沿比后沿陡，对应的剩余抽运光脉冲中间存在一个凹陷。YDFA

抽运功率分别为 1.9 W、2.2 W 和 2.6 W 时，抽运光脉冲宽度为 125 ns，测得 Stokes 频移光脉冲宽度分别为 90 ns、100 ns 和 115 ns，产生的 Stokes 频移光脉冲宽度随抽运光脉冲能量的提升而增加。值得指出的是，实验中获得的调 Q 光纤激光脉冲偏离高斯分布，使得实验结果与数值模拟结果(图 4)只在变化趋势上相符。

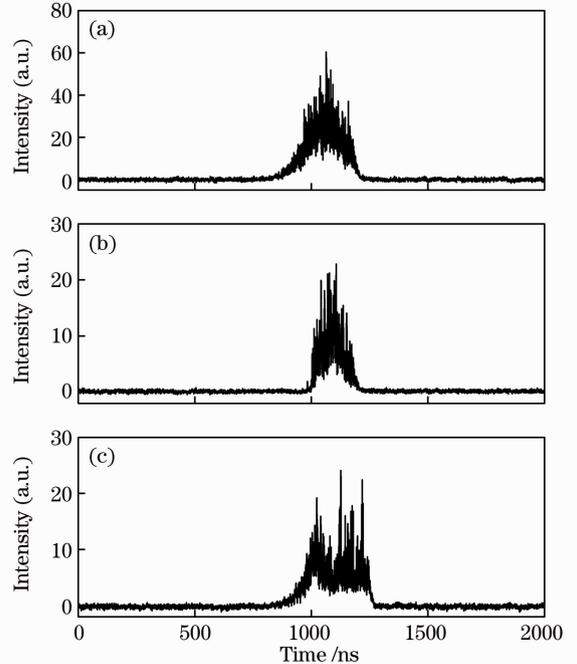


图 7 YDFA 抽运功率 1.9 W 时测得的输出脉冲波形。
(a) 初始抽运光脉冲；(b) 产生的一阶 Stokes 频移光脉冲；(c) 剩余抽运光脉冲

Fig. 7 Measured output pulse shapes with the YDFA pump power of 1.9 W. (a) Original pump pulse; (b) generated first-order Stokes pulse; (c) residual pump pulse

当 YDFA 抽运功率为 1.9、2.2、2.6 W 时，对应的抽运光脉冲能量分别为 1.82、2.25、2.84 μJ ，测得 Stokes 频移光和剩余抽运光的平均功率为 0.63、0.83、1.06 mW 和 0.8、0.94、1.08 mW，对应的单脉冲能量分别为 0.126、0.166、0.212 μJ 和 0.164、0.188、0.216 μJ 。扣除 HC-PCF 气体腔抽运光输入端 1.2 dB 的插入损耗，对于 1.82、2.25、2.84 μJ 的抽运光脉冲能量，Stokes 频移光转换效率分别为 9.11%、9.71% 和 9.82%。可见，转换效率随抽运光脉冲能量提升而增加，但与数值模拟结果(图 3)相差较大。这是因为，一方面，实验中调 Q 光纤激光脉冲不满足高斯型分布；另一方面，在高压气体腔制作过程中用于输出 Stokes 频移光的一端熔接损耗非常大^[15~18]，Stokes 频移光和剩余抽运光衰减严

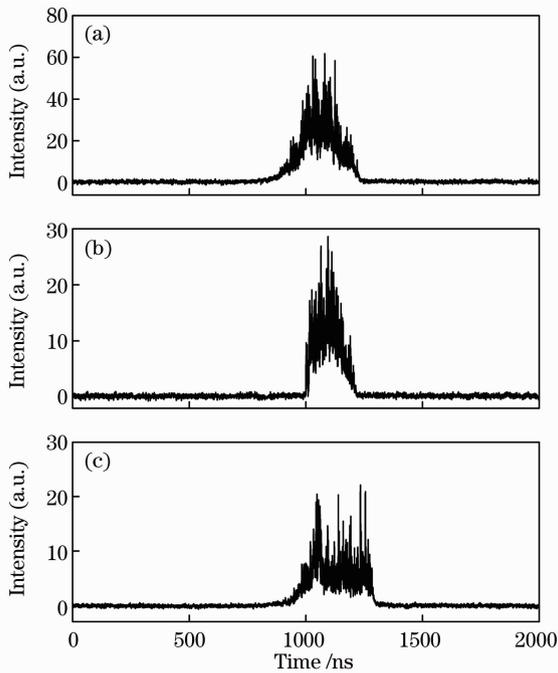


图 8 YDFA 抽运功率 2.2 W 时测得的输出脉冲波形。
(a) 初始抽运光脉冲；(b) 产生的一阶 Stokes 频移光脉冲；(c) 剩余抽运光脉冲

Fig. 8 Measured output pulse shapes with the YDFA pump power of 2.2 W. (a) Original pump pulse; (b) generated first-order Stokes pulse; (c) residual pump pulse

重, 导致输出的 Stokes 频移光脉冲能量较小。

对于脉冲宽度为 125 ns 的抽运光脉冲, 当单脉冲能量为 2.84 μJ 时, Stokes 频移光与剩余抽运光脉冲能量近似相等, 因此, 若考虑抽运光耦合进 HC-PCF 时 1.2 dB 的插入损耗, 该拉曼光源的拉曼阈值抽运能量约为 2.13 μJ , 对应的平均抽运功率为 10.65 mW, 远低于连续波光纤激光器抽运时的 2.25 W^[9]。

此外, 通过调节 AOM 上升沿时间将抽运光脉冲宽度减小至 110 ns 和 90 ns, 测得拉曼阈值抽运能量分别为 2.04 μJ 和 1.86 μJ , 拉曼阈值点处的 Stokes 频移光转换效率分别为 10.25% 和 12.37%, 由此可见, 抽运光脉冲宽度的减小有利于降低拉曼阈值、提高 Stokes 频移光转换效率, 这与理论预测结果相一致。

4 结 论

理论和实验研究了调 Q 光纤激光脉冲抽运基于氢气填充 HC-PCF 气体腔的全光纤型气体拉曼光源的特性。抽运光脉冲波长为 1064.7 nm 时, 产生的 Stokes 频移光波长为 1135.7 nm。理论和实

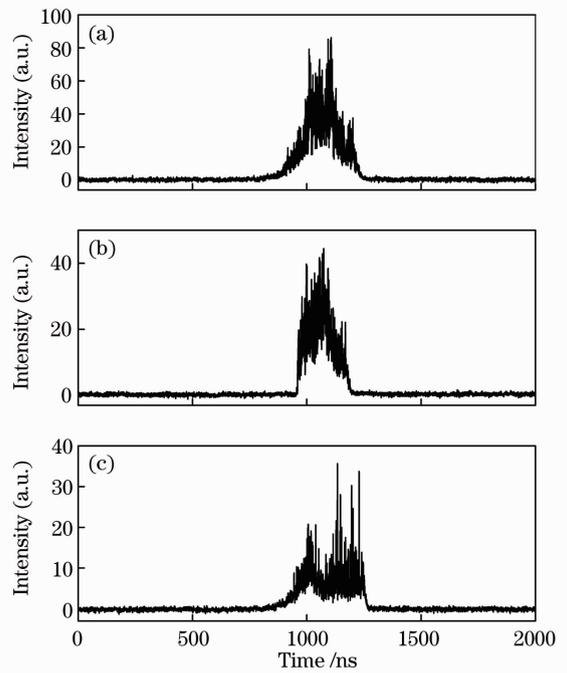


图 9 YDFA 抽运功率 2.6 W 时测得的输出脉冲波形。
(a) 初始抽运光脉冲；(b) 产生的一阶 Stokes 频移光脉冲；(c) 剩余抽运光脉冲

Fig. 9 Measured output pulse shapes with the YDFA pump power of 2.6 W. (a) Original pump pulse; (b) generated first-order Stokes pulse; (c) residual pump pulse

验结果均表明, 产生的 Stokes 频移光脉冲宽度远小于抽运光脉冲, 并且, Stokes 频移光脉冲宽度随抽运光脉冲能量的提升而增加。此外, 减小抽运光脉冲宽度, 可以降低拉曼阈值抽运能量、提高 Stokes 频移光的转换效率。在重复频率 5 kHz、脉冲宽度 125 ns 的调 Q 光纤激光脉冲抽运下, 实验测得拉曼阈值抽运能量为 2.13 μJ , 对应的平均功率为 10.65 mW, 远低于连续波高功率光纤激光器抽运时的阈值抽运功率。

参 考 文 献

- 1 S. K. Freeman. Applications of Laser Raman Spectroscopy[M]. New York: Wiley Interscience, 1974
- 2 C. Guntermann, V. S. der Gathen, H. F. Dobe. Raman shifting of Nd:YAG laser radiation in methane; an efficient method to generate 3- μm radiation for medical uses[J]. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(1): 135~138
- 3 Z. P. Chu, U. N. Singh, T. D. Wilkerson. Multiple Stokes wavelength generation in H₂, D₂, and CH₄ for lidar aerosol measurements[J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(30): 4350~4357
- 4 F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos *et al.*. Stimulate Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Science*, 2002, **298**(5592): 399~402
- 5 F. Benabid, G. Bouwmans, J. C. Knight *et al.*. Ultrahigh efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational Raman

- scattering in molecular hydrogen[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(12): 123903
- 6 F. Benabid, G. Antonopoulos, J. C. Knight *et al.*. Stokes amplification regimes in quasi-CW pumped hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(21): 213903
- 7 F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight *et al.*. Compact, stable and efficient all-fiber gas cells using hollow-core photonic crystal fibers[J]. *Nature*, 2005, **434**(7032): 488~491
- 8 F. Couny, F. Benabid, O. Carraz. Enhanced SRS in H₂ filled hollow core photonic crystal fiber by use of fiber Bragg grating [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2007, **9**(2): 156~159
- 9 F. Couny, F. Benabid, P. S. Light. Subwatt threshold CW Raman fiber-gas laser based on H₂-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(14): 143903
- 10 Q. Sun, Q. H. Mao, X. D. Chen *et al.*. Influences of ASE on the performances of Q-switched ytterbium-doped fiber lasers[J]. *Laser Physics*, 2010, **20**(6): 1438~1448
- 11 R. H. Stolen. Fibre Raman Lasers, in D. B. Ostrowsky (ed.), Fibre and Integrated Optics[M]. New York: Plenum Press, 1979
- 12 Y. Wang. Dynamics of stimulated Raman scattering in double-clad fiber pulse amplifiers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2005, **41**(6): 779~788
- 13 W. P. Urquhart, P. J. Laybourn. Effective core area for stimulated Raman scattering in single-mode optical fibres[J]. *IEE Proceedings J-Optoelectronics*, 1985, **132**(4): 201~204
- 14 R. L. Carman, F. Schimizu, C. S. Wang *et al.*. Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering[J]. *Phys. Rev. A*, 1970, **2**(1): 60~72
- 15 Q. Sun, Q. H. Mao, E. M. Liu *et al.*. Hollow-core photonic crystal fiber high-pressure gas cell [C]. *SPIE*, 2008, **7004**: 700455
- 16 Sun Qing, Liu Erming, Qin Fenghua *et al.*. All-fiber high-pressure gas cell based on hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(7): 1029~1034
孙青, 刘二明, 秦丰华等. 全光纤型光子晶体光纤高压气体腔[J]. *中国激光*, 2008, **35**(7): 1029~1034
- 17 Li Honglei, Lou Shuqin, Guo Tiejing *et al.*. Low loss fusion splicing of germanium doped core photonic crystal fiber and standard single mode fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(6): 1589~1593
李宏雷, 娄淑琴, 郭铁英等. 掺锗芯光子晶体光纤和普通单模光纤的低损耗熔接[J]. *中国激光*, 2010, **37**(6): 1589~1593
- 18 Xu Zhongnan, Chen Zilun, Xi Xiaoming *et al.*. Theoretical and experimental research on splice losses of photonic crystal fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(s1): s100209
徐中南, 陈子伦, 奚小明等. 光子晶体光纤熔接损耗的理论和实验研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(s1): s100209

栏目编辑: 宋梅梅