

高重复频率宽光谱皮秒脉冲全光纤掺镱激光器

李平雪, 王晓晓, 苏宁, 苏盟, 邵月, 肖坤, 刘建国

北京工业大学激光工程研究院, 北京 100124

摘要 实验研究了高重复频率、宽光谱皮秒脉冲掺镱光纤激光器。该激光器为全光纤结构, 采用主控振荡器的功率放大器技术, 利用光纤中的非线性效应进行光谱的展宽。利用半导体可饱和吸收镜实现振荡器的被动锁模, 输出中心波长为 1031.3 nm, 3 dB 光谱宽度为 1.51 nm, 脉冲宽度为 3.1 ps, 重复频率为 21.3269 MHz。再利用声光调制器使振荡器的重复频率降低到 2.1 MHz, 降频后的信号光通过三级掺镱光纤放大器, 在 30 μm /250 μm 大模场双包层掺镱光纤中实现了功率主放大, 最后得到平均功率为 20 W、脉冲宽度为 20.8 ps、光谱宽度为 640~1700 nm、单脉冲能量为 9.5 μJ 、对应峰值功率为 0.46 MW 的脉冲激光输出。

关键词 激光器; 宽光谱; 主振荡功率放大; 非线性效应; 被动锁模技术; 声光调制

中图分类号 TN248

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0201017

Picosecond Pulsed All-Fiber Yb-Doped Laser with High Repetition Rate and Wide Spectrum

Li Pingxue, Wang Xiaoxiao, Su Ning, Su Meng, Shao Yue, Xiao Kun, Liu Jianguo

Institute of Laser Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China

Abstract A high repetition rate and wide spectrum picosecond pulsed all-fiber Yb-doped laser is experimentally studied. The laser with all-fiber structure uses the master oscillator power amplifier technology. The broadening of the spectrum is caused by the nonlinear effect. Passively mode-locked technique of oscillator is realized by semiconductor saturable absorber mirror. The laser operates at 1031.3 nm with 3 dB spectral width of 1.51 nm. Its pulse width is 3.1 ps and the repetition frequency is 21.3269 MHz. An acoustic-optic modulator is applied to reduce the repetition rate to 2.1 MHz. The down-converted signal light passes through a three-stage Yb-doped fiber amplifier, and the main power amplification is realized in 30 μm /250 μm large mode field double-clad Yb-doped fiber. In the end, the pulse laser output is obtained with average output power of 20 W, pulse width of 20.8 ps, spectrum range from 640~1700 nm, single pulse energy of 9.5 μJ , and corresponding peak power of 0.46 MW.

Key words lasers; wide spectrum; master oscillator power amplifier; nonlinear effect; passively mode-locked technique; acoustic-optic modulator

OCIS codes 140.3070; 140.3280; 140.3510; 140.3615

1 引 言

超连续谱光源具有光谱范围宽、相干性能好等优点^[1-2], 在诸多领域有着重要的应用, 如光学检测、光纤通信、光谱扫描学等。获得超连续谱激光源的方式有很多种, 目前较为普遍的方式是采用连续激光源或脉冲激光源抽运非线性光子晶体光纤来产生超连续谱激光^[3-6]。2010年, 英国南安普顿大学的 Chen 等^[7]利用主振荡功率放大结构搭建了百瓦级皮秒掺镱光纤激光器, 输出脉冲的平均功率为 100 W, 峰值功率为 39 kW, 然后利用空间耦合的方式抽运 2 m 长光子晶体光纤, 最后实现了输出平均功率为 39 W、光谱范围覆盖为 400~2250 nm 的超连续谱, 由于整个系统没有采用全纤化结构, 该系统的抽运激光-超连续谱的转换效率比

收稿日期: 2016-09-01; 收到修改稿日期: 2016-10-08

基金项目: 国家自然科学基金(61675009)

作者简介: 李平雪(1974—), 女, 博士, 教授, 主要从事超短脉冲光纤激光及放大技术方面的研究。

E-mail: pxli@bjut.edu.cn

较低。同时光子晶体光纤与抽运激光源采用的是空间耦合的方式,容易受环境因素的干扰,导致抽运激光源与光子晶体光纤之间的耦合效率较低。2011年,中国科学院西安光学精密机械研究所的Hu等^[8]利用主振荡功率放大结构搭建了百瓦级皮秒掺镱光纤激光器,输出脉冲的平均功率为100 W,通过光纤熔接的方法抽运5 m长光子晶体光纤,最后实现了输出平均功率为49.8 W、光谱覆盖范围为500~1700 nm的超连续谱;同年,该课题组的赵卫等^[9]又报道了输出平均功率为89.5 W、光谱覆盖范围为500~1700 nm以上的超连续谱,抽运激光-超连续谱的转换效率为63%。但是,这种通过光纤熔接的方法实现超连续谱输出的方案,一方面由于高功率光纤激光器输出的尾纤为大模场双包层光纤,与光子晶体光纤熔接会存在模场失配,损耗较大;另一方面,熔点的热管理问题导致系统的抽运激光-超连续谱的转换效率低^[9]。所以利用非线性光子晶体光纤实现超连续谱输出也存在一定的弊端。

近年来,由光纤放大器直接输出超连续谱逐渐引起广大科研工作者的关注,其系统结构简单,熔接损耗较小。采用光子晶体光纤产生超连续谱的方案主要是抽运激光的参数(工作波长、脉冲宽度、脉冲峰值功率等)及光子晶体光纤的特性(色散特性、非线性响应等)共同决定了何种非线性效应可以发生以及最终输出的超连续谱形式,此时抽运激光的功率放大是在激光器中完成的,而抽运激光的光谱展宽则是在非线性介质(光子晶体光纤)中实现的。在由光纤放大器输出超连续谱的过程中,入射激光的参数(工作波长、脉冲宽度等)以及光纤放大器的增益大小共同决定何种非线性效应可以发生以及最终输出的超连续谱形式,输入激光的功率放大与光谱展宽是同步进行的,一方面,光纤放大器为输入激光提供增益,提高其输出功率水平;另一方面,较高的增益弥补了增益光纤非线性系数较小的缺陷,当入射激光的功率水平达到非线性效应阈值的时候,可以激发多种非线性效应,从而对入射激光的光谱进行展宽。2007年,洛桑联邦理工学院的Pioger等^[10]利用商用的非线性光纤放大器实现了光谱范围覆盖1000~1750 nm的超连续谱,功率谱密度大于3 mW/nm,但是由于采用的是商用非线性光纤放大器,整个光谱的平坦性并没有达到预期效果。2012年,国防科技大学的Song等^[11]利用基于半导体可饱和吸收镜锁模的纳秒种子源,对其进行四级主振荡功率放大器(MOPA)放大,整个系统采用全纤化结构,在第四级30 μm/250 μm大模场双包层掺镱光纤中实现了功率放大与光谱展宽,最后输出平均功率为70 W、峰值功率为83.7 kW、光谱范围覆盖1064~1700 nm的超连续谱,光-光转化效率为67.3%。2015年,国防科技大学的Jin等^[12]利用同样的基于半导体可饱和吸收镜锁模的纳秒种子源,对其进行三级MOPA放大,整个系统采用全纤化结构,在第三级25 μm/400 μm的大模场双包层掺镱光纤中实现了功率的放大与光谱的展宽,最后输出的光谱平均功率为200 W、光谱宽度覆盖1000~1700 nm。虽然这三个系统均实现了在光纤放大器中的光谱展宽,但并没有实现向可见光方向的展宽。

对于纳秒脉冲光纤放大器来说,光谱展宽的机制主要是受激拉曼散射(SRS),但是由于系统的峰值功率较低,光谱展宽范围很小,且光谱不够平坦;对于飞秒脉冲光纤放大器来说,光谱展宽的机制主要是孤子分裂,光谱会迅速被展宽,但光谱的展宽也会影响时域的特性,导致脉冲畸变。而对于皮秒脉冲光纤放大器来说,光谱展宽的机制主要是自相位调制 SRS 等非线性效应,且展宽的光谱很平坦,同时,随着光谱的展宽,脉冲序列依然保持稳定的状态,所以皮秒脉冲放大器较飞秒、纳秒脉冲放大器来说,可以实现更加稳定、更加平坦的超连续谱输出。故本文采用基于半导体可饱和吸收镜(SESAM)锁模的全光纤皮秒振荡器,利用声光调制器(AOM)降低振荡器的重复频率,提高了系统的单脉冲能量,能够激发很强的非线性效应。再对其进行三级MOPA放大,最后实现了平均功率为20 W、脉冲宽度为20.8 ps、光谱宽度为640~1700 nm、单脉冲能量为9.5 μJ、对应峰值功率为0.46 MW的皮秒脉冲激光输出。

2 实验装置

图1为高重复频率、宽光谱皮秒脉冲激光系统结构示意图,整个系统采用全光纤结构的主振荡功率放大器构型。主振荡器采用基于SESAM锁模的光纤被动锁模激光器,其中采用波分复用器(WDM)作为抽运耦合,抽运源为中心波长976 nm、最大输出功率500 mW的半导体激光器(LD)。光纤布拉格光栅(FBG)的反射中心波长为1031 nm处,反射率为99.9%,其作为谐振腔的一个腔镜,同时起到波长选择的作用。SESAM作为谐振腔的另外一个腔镜,其封装方式采用的是自主研发的一种全光纤化封装方式,中心波长为1030 nm。为了防止照射到SESAM上的激光功率密度过高,选择分束器(OC)的分光比为4:6,光束经分束

器分束后,40%的信号光被保留在腔内继续传输,60%的信号光被耦合输出。

通过光纤耦合声光调制器对振荡器后输出的激光进行降频,使其重复频率由 21 MHz 降低到 2.1 MHz,以此来提高单脉冲能量。降频后的脉冲激光再经过三级 MOPA 放大,三级放大均采用正向抽运方式,第一级放大为单模预放大,使用中心波长为 976 nm、最大输出功率为 500 mW 的半导体激光器作为抽运源,增益光纤采用与振荡器所用的增益光纤相同的单模单包层掺镱光纤,单模预放输出的激光通过一个 8 nm 带宽的带通滤波器(BP)来减弱放大过程中产生的 SRS 效应及自发放大辐射噪声。第二级放大为 10 μm/130 μm 预放大,使用一个中心波长为 976 nm 的半导体激光器作为抽运源,增益光纤采用 10 μm/130 μm 双包层掺镱光纤。第三级放大为 30 μm/250 μm 功率主放大,使用两个中心波长为 976 nm 的半导体激光器作为抽运源,通过一个(2+1)×1的合束器将信号光耦合进主放大级中,同时通过合束器将抽运光耦合进大模场双包层增益纤中,增益光纤采用 30 μm/250 μm 双包层掺镱光纤,在增益光纤与端帽的熔点处设有抽运倾泻装置,滤除未被完全吸收的抽运光,放大后的脉冲激光通过一个端面切 8°角的端帽输出,以防止回光反射。实验中所有器件均进行光纤熔接处理,实现了全光纤化设计。且各级放大器间均加入偏振无关光纤隔离器(ISO),以防止放大过程中的后向反馈光及端面反射对激光系统稳定性的影响。

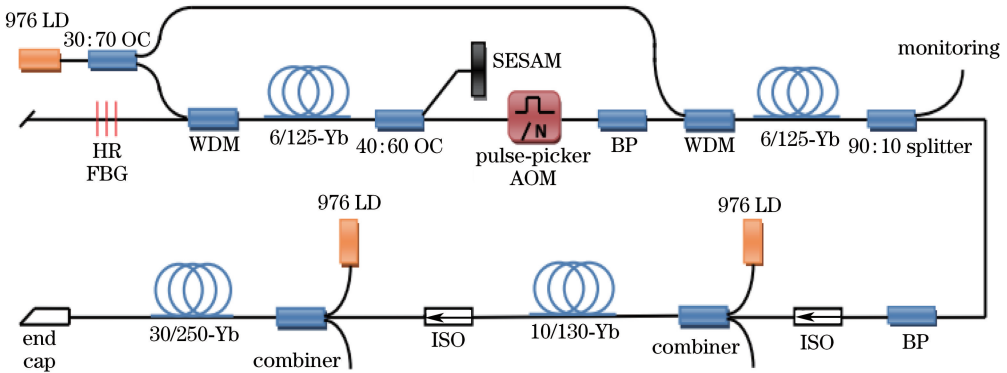


图 1 高重复频率、宽光谱皮秒脉冲激光装置

Fig. 1 Experimental setup of high repetition rate, wide spectrum picosecond pulse fiber laser

3 实验结果及分析

对于种子源,当抽运功率达到 53 mW 时,实现调 Q 锁模,输出平均功率为 0.89 mW,当抽运功率达到 64 mW 时,激光器可实现稳定的连续锁模,输出平均功率为 8.53 mW。使用分辨率为 0.02 nm 的光谱分析仪(YOKOGAWA, AQ6370D)测得中心波长为 1031.3 nm、3 dB 光谱宽度为 1.51 nm,光谱形状如图 2 所示。锁模脉冲重复频率为 21.3269 MHz,如图 3 所示。使用 APE PulseCheck SM250 自相关仪测得振荡器的脉冲宽度为 3.1 ps,如图 4 所示。相对应的时频积为 1.32,从实验结果可以得出 $\Delta\tau \times \Delta\nu = 1.32 > 0.441$ ($\Delta\tau$ 为脉冲宽度; $\Delta\nu$ 为频谱宽度),振荡器的时频积大于傅里叶变换极限,这是由于振荡器中非线性效应导致光谱展宽,同时正色散的影响导致脉冲宽度展宽,故此时的时频积比傅里叶变换极限高三倍左右。

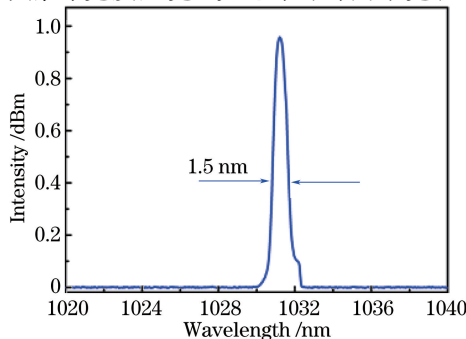


图 2 振荡器输出光谱

Fig. 2 Output spectrum of oscillator

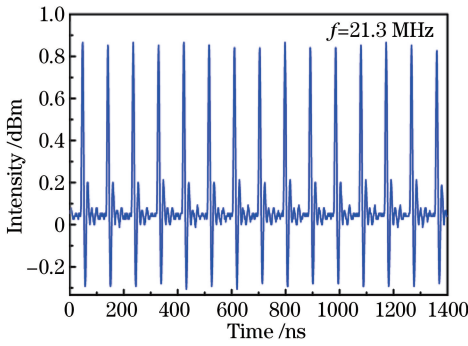


图 3 振荡器锁模脉冲序列图

Fig. 3 Mode-locked train of oscillator

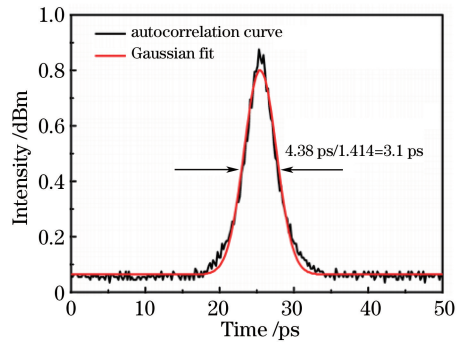


图 4 振荡器锁模脉宽图

Fig. 4 Mode-locked pulse width of oscillator

振荡器输出的 8.53 mW 的信号激光再经过声光调制器进行脉冲选择,输出平均功率为 3 mW,重复频率为 2.1 MHz。使用一级纤芯抽运,两级包层抽运掺镱光纤放大器,对降频后的信号光进行放大,三级放大器均采用正向抽运方式。在第一级预放大后,脉冲光谱受非线性效应的影响,光谱除信号峰外呈现出一个独立的峰,且该峰的强度随着抽运功率的增加不断增强,这是 SRS 谱线最为显著的特点,如图 5 插图所示,产生的拉曼峰在 1080 nm 处。因此,为了防止拉曼效应在放大中不断被放大影响后续的放大过程,加入一个带宽为 8 nm 的带通滤波器,最终获得中心波长为 1032 nm、3 dB 带宽为 5 nm 的激光输出,拉曼效应得到了明显抑制。

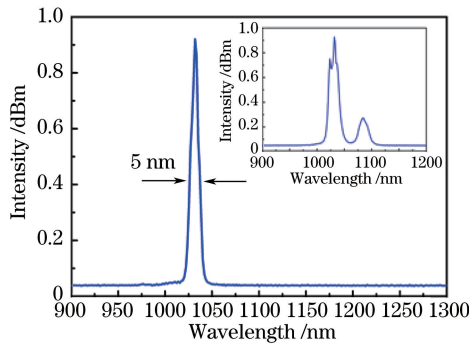


图 5 单模预放大后输出光谱图。插图为无带通滤波器时的输出光谱图

Fig. 5 Output spectrum of first pre-amplifier. The insert is output spectrum without band filter

在第二级预放大后,使用一个多模半导体激光二极管作为抽运源,考虑到光纤隔离器可承受功率的限制,抽运功率仅加到 2.5 W,得到最大输出功率为 58 mW,故没有进一步提高输出功率。此时用 Ocean Optics Spectrometer-NIRQ512 光谱分析仪(分辨率:2 nm)测得中心波长为 1035 nm,3 dB 带宽为 9 nm,如图 6 所示。此时不再有拉曼光谱成分,但脉冲受自相位调制效应的影响发生了光谱的展宽。在第三级功率主放大级后,使用两个多模半导体激光二极管作为抽运源,在抽运功率为 40 W 时,得到最大功率为 20 W,放大器平均输出功率随抽运功率的变化趋势如图 7 所示,由图 7 可得斜率效率为 50%。输入输出曲线保持良好的线性增长,并没有出现功率饱和,但考虑到放大光纤的损伤阈值,并没有继续增加抽运功率。利用 APE PulseCheck SM250 自相关仪测得输出功率为 20 W 时放大器的脉冲宽度为 20.8 ps,如图 8 所示。由于振荡器输出的信号光被降频到 2 MHz,提高了单脉冲能量,后续的放大过程为非线性放大,光脉冲在得到增益的同时,伴随着非线性效应。在一定的单脉冲能量范围内,自相位调制起主导作用,产生非线性相移,展宽光谱,并且具有典型的多峰结构。随着抽运光注入的增加,由于其他非线性效应的影响,输出光谱不断被展宽,形成超连续谱,图 9 为不同输出功率下输出超连续谱在长波方向的变化。由于光谱仪探测范围的限制,长波方向只能探测到 1700 nm,输出光谱利用 Ocean Optics Spectrometer-NIRQ512 光谱分析仪(900~1700 nm)测得。短波方向最短可达 640 nm,出现红光,图 10 为不同输出功率下,输出超连续谱在短波方向的变化,输出光谱利用 Ocean Optics Spectrometer-HR4000 光谱分析仪(200~1100 nm)测得。图 11 为输出功率为 20 W 时长波方向与短波方向的整合光谱图,由于两台光谱仪所使用的探头不同,其探测能力也有

所不同,所检测出的光谱强度也会存在一定的差距,同时由于短波方向的可见光没有很好地被激发,故输出激光的能量主要集中在长波方向,短波方向的能量相对较低。

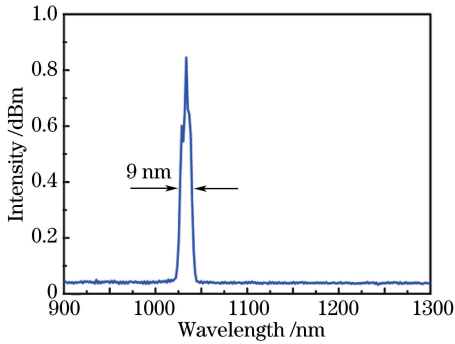


图 6 10/130 预放大后输出光谱图
Fig. 6 Output spectrum of 10/130 pre-amplifier

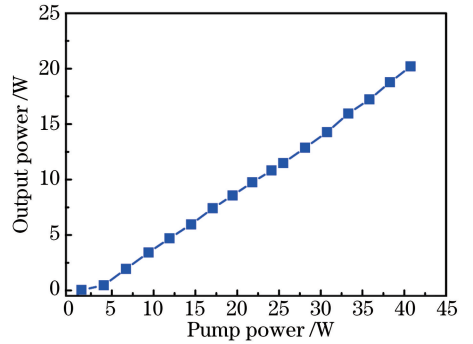


图 7 放大器平均输出功率随抽运功率的变化图
Fig. 7 Average output power of amplifier versus pump power

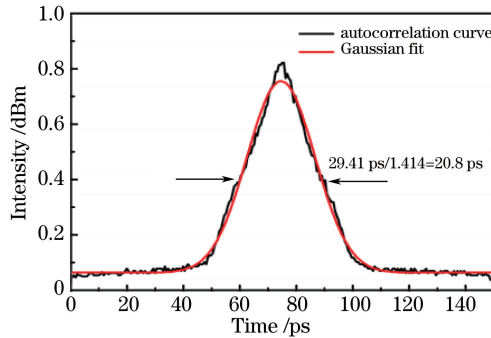


图 8 主振荡功率放大器输出为 20 W 时的脉冲宽度图
Fig. 8 Pulse width of MOPA at 20 W

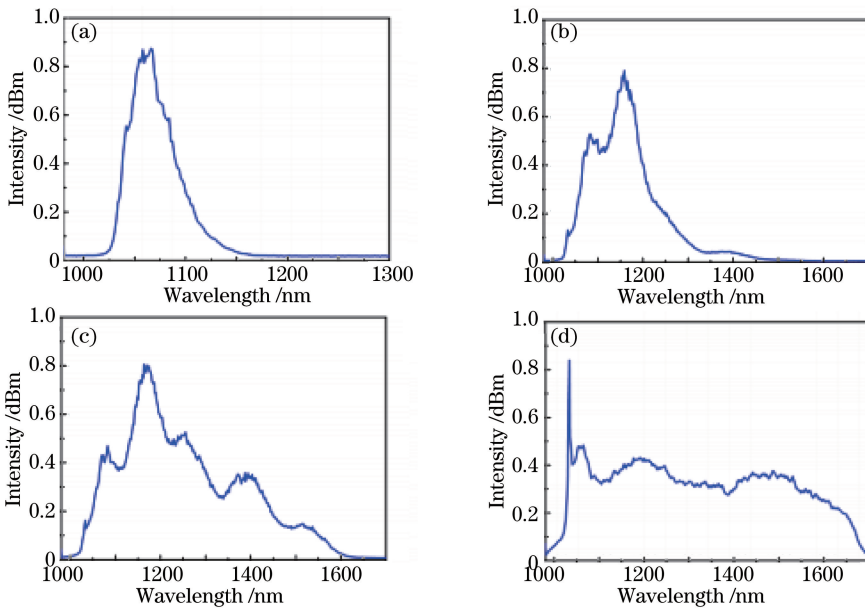


图 9 输出功率为(a) 0.5 W;(b) 2 W;(c) 3.5 W;(d) 20 W 时,主振荡功率放大器的长波方向光谱展宽图
Fig. 9 Long wave direction spectrum of MOPA fiber laser with output power of (a) 0.5 W; (b) 2 W; (c) 3.5 W; (d) 20 W

对光纤放大器输出超连续谱的产生机制进行如下分析。常规掺镱增益光纤的零色散点在 1300 nm 附近,对于本研究的放大系统来说,入射激光的中心波长 1030 nm 位于增益光纤的正常色散区,当入射激光的中心波长位于增益光纤的正常色散区时,自相位调制^[13-14]首先导致光谱展宽,但是其对光谱展宽的能力十分

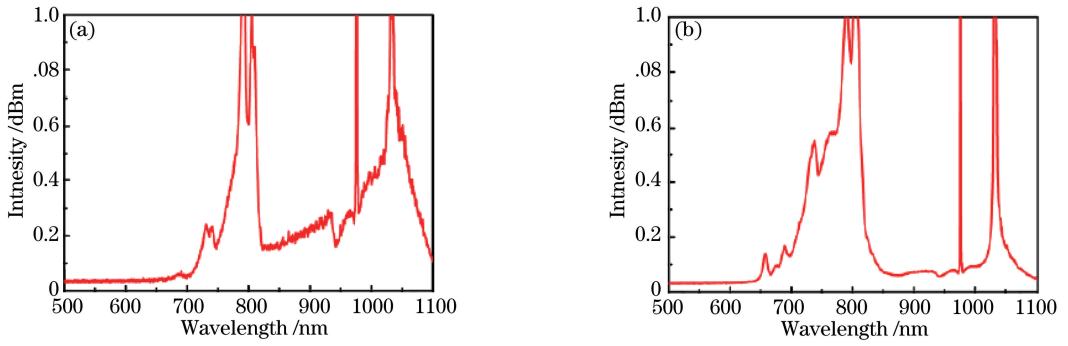


图 10 输出功率为(a) 8.5 W;(b) 20 W 时,主振荡功率放大器的短波方向光谱展宽图

Fig. 10 Short wave direction broaden spectrum of MOPA fiber laser with output power of (a) 8.5 W; (b) 20 W

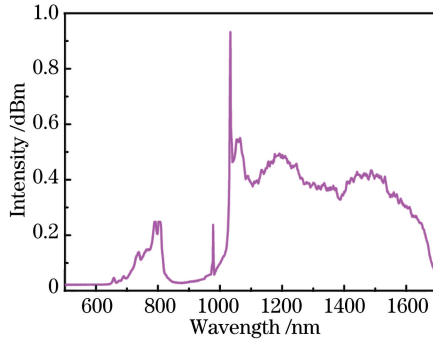


图 11 输出功率为 20 W 时短波方向与长波方向的整合光谱图

Fig. 11 Integrated spectrum of short wave direction and long wave direction with output power of 20 W

有限。入射激光的功率水平随着其在光纤放大器中传输距离的增加越来越高,当其达到 SRS 效应^[15-17]的阈值时,入射激光作为斯托克斯光的抽运源在光谱的长波方向产生新的频率成分。随着入射激光功率水平的进一步提高,级联拉曼为光谱在长波方向的持续展宽提供源源不断的动力。当长波方向的光谱范围逐渐超过增益光纤的零色散点^[10]时,调制不稳定性^[2-18]开始发挥作用,然后与孤子相关的非线性效应如高阶孤子分裂^[19-20]和孤子自频移^[21]等使光谱继续向长波方向展宽并最终形成近红外超连续谱。在单模预放大级后,光谱关于中心波长 1031 nm 对称,光谱展宽主要源于掺镱光纤提供的增益与自相位调制;在 10 μm /130 μm 预放大级后,光谱不再关于 1031 nm 中心波长对称,中心波长向长波方向移至 1036 nm 处,且长波方向有展宽的趋势,但没有出现斯托克斯光,表明脉冲的峰值功率还未达到 SRS 效应的阈值;在 30 μm /250 μm 功率主放大级后,当输出功率为 500 mW 时,由图 9(a)可知,光谱不再关于 1031 nm 中心波长对称,而是向长波方向展宽的趋势更多一些,SRS 效应已经比较明显,出现一阶斯托克斯光的尖峰,中心波长位于 1080 nm 附近;继续增加抽运功率至输出功率为 2 W 时,由图 9(b)可知,位于 1080 nm 附近的一阶斯托克斯光的尖峰逐渐减弱,表明低阶斯托克斯光作为高阶斯托克斯光的抽运源,光谱在级联拉曼作用下继续向长波方向展宽。继续增加 976 nm 抽运源的抽运功率,当输出功率超过 2 W 时,长波方向的光谱范围超过了增益光纤的零色散点(约 1.3 μm 处),此时调制不稳定性在增益光纤的反常色散区形成孤子,皮秒脉冲分裂为一系列飞秒量级的超短脉冲,孤子通过高阶孤子分裂、孤子自频移等非线性效应使光谱在长波方向持续展宽,最终实现了光谱范围超过 1700 nm 的白光超连续谱。同时,输出功率超过 8.5 W,满足了增益光纤的群速度和相位满足匹配条件,在光谱的短波方向通过四波混频^[22-23]和孤子诱捕效应^[24]产生可见光波段的超连续谱,最终实现了短波方向的光谱展宽,最短可达 640 nm,但是由于系统的单脉冲能量还不足以很好地激发短波方向的可见光,故输出激光的能量主要集中在长波方向,短波方向的能量相对较低。

4 结 论

针对全光纤放大器产生超连续谱进行了实验研究。首先,种子源采用的是基于 SESAM 锁模的全光纤

振荡器,实现了中心波长为 1031.3 nm、3 dB 光谱宽度为 1.51 nm、脉冲宽度为 3.1 ps、重复频率为 21.3269 MHz 的皮秒脉冲输出。然后利用声光调制器将振荡器输出的信号光重复频率降低至 2 MHz,提高单脉冲能量,从而可以达到各种非线性效应的阈值,激发各种非线性效应。最后利用 MOPA 结构对降频后的脉冲激光进行两级预放大和一级功率主放大,最后一级的功率主放大级中使用 30 μm /250 μm 大模场双包层掺镱光纤,提高了光纤放大器中的非线性效应的阈值,最后实现了 640~1700 nm 范围的超连续谱输出,放大器输出的平均功率为 20 W,脉冲峰值功率为 0.46 MW,单脉冲能量为 9.5 μJ ,斜率效率为 50%。下一步工作计划,为了提高系统输出的单脉冲能量,将重复频率降到 kHz 量级,并采用更大纤芯直径的增益光纤,实现向更短波方向的光谱展宽,提高短波方向的能量输出,使得整个超连续谱更加平坦。

参 考 文 献

- [1] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]. Singapore: Elsevier, 2009.
- [2] Dudley J M, Taylor J R. Supercontinuum generation in optical fibers[M]. UK: Cambridge University Press, 2010.
- [3] Knight J C. Photonic crystal fibres[J]. Nature, 2003, 424(6950): 847-851.
- [4] Russell P. Photonic crystal fibers[J]. Science, 2003, 299(5605): 358-362.
- [5] Wadsworth W, Knight J, Birks T. State-of-the-art photonic crystal fiber[J]. Optics and Photonics News, 2012, 23(3): 24-31.
- [6] Knight J C. Photonic crystal fibers and fiber lasers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2007, 24(8): 1661-1668.
- [7] Chen K K, Alam S, Price J H V, *et al.* Picosecond fiber MOPA pumped supercontinuum source with 39 W output power[J]. Optics Express, 2010, 18(6): 5426-5432.
- [8] Hu X, Zhang W, Yang Z, *et al.* High average power, strictly all-fiber supercontinuum source with good beam quality[J]. Optics Letters, 2011, 36(14): 2659-2662.
- [9] 赵卫, 胡晓鸿, 王屹山, 等. 高功率全光纤超连续谱激光技术进展[J]. 中国激光, 2011, 38(11): 1107002.
- [10] Pioger P H, Couderc V, Leproux P, *et al.* High spectral power density supercontinuum generation in a nonlinear fiber amplifier[J]. Optics Express, 2007, 15(18): 11358-11363.
- [11] Song R, Hou J, Chen S, *et al.* High power supercontinuum generation in a nonlinear ytterbium-doped fiber amplifier[J]. Optics Letters, 2012, 37(9): 1529-1531.
- [12] Jin A J, Chen S P, Si L, *et al.* High-power near-infrared supercontinuum source generated in an ytterbium-doped fiber amplifier[C]. SPIE, 2015, 9650: 965007.
- [13] Ippen E P, Shank C V, Gustafson T K. Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers[J]. Applied Physics Letters, 1974, 24(4): 190-192.
- [14] Stolen R H, Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers[J]. Physical Review A, 1978, 17(4): 1448.
- [15] Abeeluck A K, Headley C. Continuous-wave pumping in the anomalous-and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation[J]. Optics Letters, 2005, 30(1): 61-63.
- [16] Abeeluck A K, Headley C, Jørgensen C G. High-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser[J]. Optics Letters, 2004, 29(18): 2163-2165.
- [17] Cohen L G, Lin C, French W G. Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5-1.6 μm low-loss spectral region of single-mode fibers[J]. Electronics Letters, 1979, 15(12): 334-335.
- [18] Hasegawa A. Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers[J]. Optics Letters, 1984, 9(7): 288-290.
- [19] Husakou A V, Herrmann J. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers[J]. Physical Review Letters, 2001, 87(20): 203901.
- [20] Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, *et al.* Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(17): 173901.
- [21] Mitschke F M, Mollenauer L F. Discovery of the soliton self-frequency shift[J]. Optics Letters, 1986, 11(10): 659-661.
- [22] Kudlinski A, Pureur V, Bouwmans G, *et al.* Experimental investigation of combined four-wave mixing and Raman effect in the normal dispersion regime of a photonic crystal fiber[J]. Optics Letters, 2008, 33(21): 2488-2490.
- [23] Coen S, Chau A H L, Leonhardt R, *et al.* Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2002, 19(4): 753-764.
- [24] Nishizawa N, Goto T. Characteristics of pulse trapping by ultrashort soliton pulse in optical fibers across zero dispersion wavelength[J]. Optics Express, 2002, 10(21): 1151-1160.