

基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大系统

张彤 张维光 蔡亚君 胡晓鸿 冯野 王屹山 于佳

Master oscillator pulse nonlinear amplifier system based on all polarization-maintaining fiber

Zhang Tong Zhang Wei-Guang Cai Ya-Jun Hu Xiao-Hong Feng Ye Wang Yi-Shan Yu Jia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 234204 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190925

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190925>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

窄线宽纳秒脉冲光纤拉曼放大器的理论模型和数值分析

Theoretical and numerical study on narrow-linewidth nanosecond pulsed Raman fiber amplifier

物理学报. 2018, 67(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172679>

基于光纤中超短脉冲非线性传输机理与特定光谱选择技术的多波长飞秒激光的产生

Generation of multi-wavelength femtosecond laser pulse based on nonlinear propagation of high peak power ultrashort laser pulse in single-mode fiber and spectral selectivity technology

物理学报. 2018, 67(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181026>

基于频移反馈腔的全光纤射频调制脉冲激光研究

All-fiber radio frequency-modulated pulsed laser based on frequency-shift feedback loop

物理学报. 2017, 66(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184201>

基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大系统*

张彤¹⁾ 张维光¹⁾ 蔡亚君²⁾ 胡晓鸿²⁾ 冯野²⁾ 王屹山²⁾ 于佳^{1)†}

1) (西安工业大学光电工程学院, 西安 710021)

2) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(2019年6月15日收到; 2019年8月29日收到修改稿)

提出了基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大系统, 该系统由基于半导体可饱和吸收镜锁模的直线型光纤振荡器、二级放大结构脉冲非线性光纤放大器和具有负色散的单模传导光纤的脉冲压缩器构成. 通过此系统获得了中心波长为 1560 nm, 重复频率为 200 MHz 的超短激光脉冲, 脉冲半高全宽为 44 fs, 单脉冲能量可达 1 nJ. 随后, 使用厚度为 1 mm 的掺杂氧化镁的周期性极化铌酸锂晶体进行倍频工作. 实验中使用各类波片、准直及聚焦透镜将放大系统输出的脉冲激光聚焦在极化周期为 19.8 μm 的晶体位置上. 通过合理调整光路并优化准直聚焦参数获得了平均功率为 60 mW, 中心波长为 779 nm 的倍频脉冲激光输出, 转换效率达到 30%. 实验结果表明, 基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大系统可以产生数十飞秒量级特性良好的脉冲激光.

关键词: 主振荡脉冲非线性放大系统, 非线性放大技术, 全光纤激光放大器, 倍频

PACS: 42.55.Wd, 42.65.-k, 42.65.Re, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.68.20190925

1 引言

光纤激光器通常由掺杂稀土离子的增益光纤和普通传导光纤构成, 其因光束质量好、转换效率高、结构简单且易于小型化等优点受到无数研究人员青睐^[1]. 由于 1.5 μm 波段连续激光和脉冲激光在通讯、测量、传感、生物医学等方面都有着广泛的应用^[2-11], 且这一波长对应的增益介质——铒离子的光谱范围较宽、其增益谱对应的光纤传输损耗最低, 因而从众多稀土离子中脱颖而出, 一跃成为 1.5 μm 波段光纤激光器和放大器的首选增益离子.

随着工程技术精度要求的不断提高, 掺铒光纤

振荡器, 尤其是用于产生飞秒脉冲的锁模激光振荡器, 由于输出激光功率低、锁模脉冲宽度受限于增益谱宽度、波长范围有限等因素, 已无法满足大多数现代工业的应用需求^[12]. 为了提升锁模激光器输出脉冲的能量、峰值功率、并进一步减小脉冲宽度, 研究者在掺铒光纤放大器方面开展了大量的理论研究并提出了多种放大器结构及脉冲放大技术, 其中啁啾脉冲放大 (chirped pulse amplification, CPA) 技术最为典型. CPA 技术的出现使激光脉冲的能量和峰值功率有了很大的提升, 然而其放大结构中脉冲展宽和压缩过程都是通过空间光学元件, 比如光栅对实现的^[13-15], 高复杂度和低集成度等弊端使越来越多的研究者们将研究重心转向全

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFF0200700)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61701385)、陕西省光电测试与仪器技术重点实验室开放基金 (批准号: 2016SZJ-60-2)、瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金 (批准号: SKLST201709) 和中国科学院国家外国专家局“创新团队国际合作伙伴计划”资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wizardujia@163.com

光纤放大系统. 2016年, 李浪等^[16]成功构建了一种基于全光纤结构和CPA技术的飞秒脉冲放大系统, 获得了平均功率为1.18 W, 脉宽为420 fs的飞秒脉冲. 振荡器采用环形腔结构, 压缩器由普通单模光纤构成, 此系统的提出为全光纤结构的激光放大系统打下了坚实的基础. 2017年, Ou等^[17]报道了基于非线性偏振旋转锁模机制的掺铒放大器系统, 获得了重复频率为50 MHz, 脉宽仅为47 fs的超短飞秒脉冲. 这是当时全光纤放大器能压缩到的最短脉冲. 2018年, Sun等^[18]搭建了一种全保偏光纤结构的激光脉冲放大系统. 振荡器采用基于非线性放大环境技术的锁模激光器, 通过色散管理的方法完成脉冲放大, 最终获得激光脉冲的单脉冲能量为10 nJ, 脉冲宽度为100 fs. 同时, 保偏结构使入射光的偏振方向在光纤中传播时不发生变化^[19,20], 整个激光系统具有高的环境稳定性.

然而, 上述激光系统的振荡级都较为复杂. 为实现结构简单、易于集成的全光纤激光放大器, 本文提出一种基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大 (master oscillator pulse nonlinear amplifier, MOPNA) 系统. 该系统可输出脉冲宽度为44 fs, 峰值功率高达22.7 kW, 重复频率为200 MHz的超短激光脉冲. 在此基础上, 使用掺杂氧化镁的周期性极化铌酸锂 (MgO-doped periodically poled lithium niobate, MgO:PPLN) 晶体对系统输出的超短脉冲激光进行倍频, 实现了

中心波长为779 nm, 平均功率为60 mW的倍频激光, 倍频效率达到30%. 实验结果为780 nm光纤激光器的小型化提供了一种新的研究思路和方向.

2 系统结构设计

基于全保偏光纤的MOPNA系统结构如图1所示. 图1(a)为基于线型腔结构和半导体可饱和吸收镜 (semiconductor saturable absorber mirror, SESAM) 的锁模激光器; 图1(b)为二级放大结构的非线性脉冲放大器; 图1(c)为基于负色散单模传导光纤的脉冲压缩器. 从图1的整体结构可以看出, 种子源、脉冲放大器以及脉冲压缩器均使用光纤器件或不同光纤组成, 各部分之间使用传导光纤进行连接, 整个MOPNA系统不存在需要手动调节的复杂空间结构.

振荡器由小型化封装带尾纤输出的SESAM、976 nm 半导体激光抽运管 (laser diode pump 1, LD pump 1)、掺铒增益光纤以及小型化封装带尾纤的90:10输出镜 (output fiber mirror, OFM) 构成, 其中封装的SESAM同时集成了用于抽运激光输入的波分复用器 (wavelength division multiplexer, WDM), 与尾纤输出的90:10输出镜共同构成了谐振腔. 腔内的增益介质为保偏掺铒光纤 (型号: PM-ESF-7/125). 振荡器的总腔长为50 cm, 其

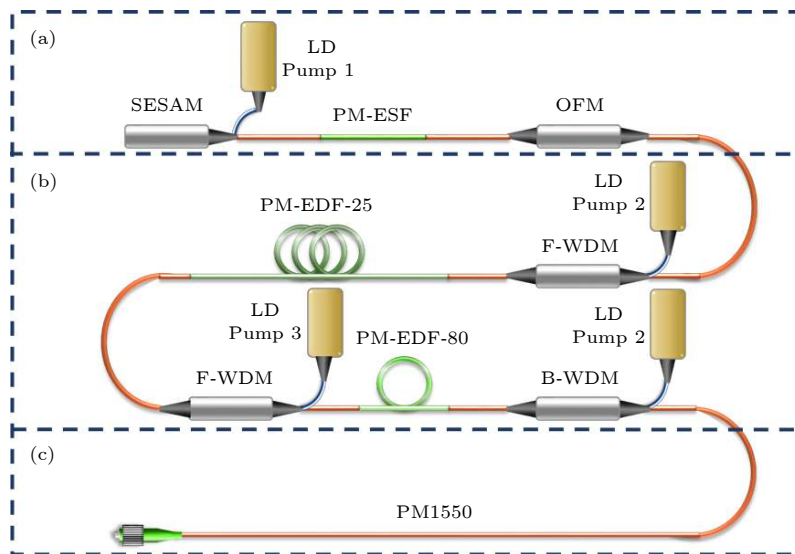


图1 全保偏光纤MOPNA系统结构示意图 (a) 振荡级; (b) 放大级; (c) 压缩级

Fig. 1. Schematic diagram of MOPNA system based on all polarization maintaining fiber: (a) Oscillator; (b) amplifier; (c) compressor.

中封装器件尾纤 (型号: PM1550) 与增益光纤的长度比约为 1.2:1. 振荡器的锁模运转是通过 SESAM 的可饱和吸收效应实现的, 腔内净色散约为 -0.0219 ps^2 , 是传统的负色散孤子锁模, 具有良好的自启动特性. 同时, 全保偏光纤结构保证了振荡器的环境稳定性.

振荡器输出的锁模激光脉冲经带隔离功能的多合一保偏 WDM 进入光纤放大器. 为了使压缩后脉冲的宽度远小于振荡器直接输出激光脉冲的脉宽, 放大器采用非线性脉冲放大技术, 其基本思想是: 在脉冲放大过程中, 通过激发非线性自相位调制效应 (self-phase modulation, SPM) 使光谱得到展宽. 根据时间带宽积原理, 展宽后的光谱支持更短的脉冲宽度产生. 同时, 若放大器输出激光脉冲的时域形状是近抛物形的, 则其对应的啁啾就以线性正啁啾为主. 如此一来, 后期脉冲压缩便可采用具有二阶负色散的压缩器. 根据超短脉冲自相似放大理论, 当超短脉冲在具有正色散的增益光纤中进行放大时, 若增益、色散、非线性及光纤长度等条件合适, 可以被整形为抛物脉冲的理论^[21], 将放大器结构分为预放大级和主放大级. 在预放大级中, 采用长度为 3 m 的低掺杂浓度保偏掺铒光纤作为增益介质, 其色散系数为 $-28 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 峰值吸收率为 $25 \text{ dB}/\text{m}@1530 \text{ nm}$. 此放大级的主要目的不是能量放大, 而是利用上述理论对脉冲进行整形, 故只需采用一个低功率的半导体激光器进行抽运. 主放大器的增益光纤为 1 m 长的高掺杂浓度保偏掺铒光纤, 色散系数为 $-15 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 峰值吸收率为 $98 \text{ dB}/\text{m}@1530 \text{ nm}$, 其主要功能包括两个部分, 其一是对脉冲能量进行放大, 其二是利用非线性 SPM 效应对光谱进行展宽. 为使掺铒光纤中铒离子得到充分利用, 以获得更高的放大激光功率, 主放大级采用双向抽运结构.

脉冲压缩器由具有负色散特性的保偏单模光

纤构成, 该光纤的色散系数为 $18 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 与放大器中增益光纤的色散系数符号相反, 可用于补偿脉冲在放大过程中积累的线性正啁啾. 实验中通过改变压缩光纤的长度来优化光纤压缩器提供的负色散量, 当放大脉冲积累的线性正啁啾全部得到补偿时, 便可获得脉宽最窄的脉冲激光输出.

进一步, 采用厚度为 1 mm 的 MgO:PPLN 晶体对压缩后的激光脉冲进行倍频, 倍频光路结构如图 2 所示, 图 2 中器件从左往右依次为 MOPNA 系统输出、准直透镜 (collimating lens, C-Lens)、四分之一波片 (quarter wave plate, QWP)、二分之一波片 (half wave plate, HWP)、聚焦透镜 (focusing lens, F-Lens)、MgO:PPLN 晶体. 由文献 [22] 可知, 当晶体长度 L 与瑞利长度 z_R 的比率为 5.68 时, 可以实现最佳倍频效率. 经计算, 最终选择准直透镜的焦距为 11 mm, 聚焦透镜的焦距为 18.4 mm, 相应晶体中聚焦光斑的半径为 $6.59 \mu\text{m}$. 在实验中, 首先利用 C-Lens 对 MOPNA 系统输出的光进行准直, 形成一个近似平行输出的光束; 其次, 利用 QWP 来确保输出脉冲保持线偏振状态; 随后, 通过旋转 HWP 将 MOPNA 系统输出光的偏振方向调至竖直, 以提高倍频效率; 最后, 利用 F-Lens 将光斑聚焦后耦合至晶体合适的极化周期, 并通过优化聚焦光斑的大小来提高倍频激光的功率.

3 结果与分析

首先, 对于振荡器部分, 如上文所述, 选取了合适的增益光纤和单模光纤配比, 保证了腔内总色散为近零的负色散. 当 LD pump 1 的抽运功率达到 300 mW 时, 振荡器实现稳定的锁模运转, 输出脉冲激光的平均功率为 4.658 mW, 其对应的光谱、自相关曲线、脉冲序列见图 3. 从图 3(a) 可以看出, 振荡器输出激光光谱的中心波长位于

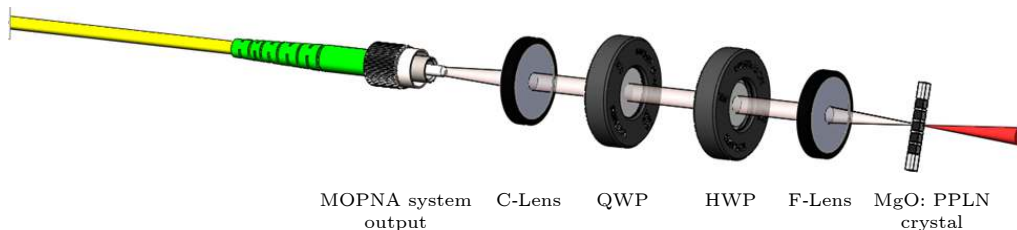


图 2 倍频光路结构示意图

Fig. 2. Experimental setup for frequency doubling.

1559 nm, 3 dB 处的光谱宽度为 9.5 nm (光谱仪型号: YOKOGAWA AQ6370 D); 图 3(b) 为振荡器输出激光脉冲的自相关曲线 (自相关仪型号: FR-103 XL), 假设其形状为洛伦兹型, 则脉冲宽度为 257 fs; 图 3(c) 给出的整齐、稳定的脉冲序列表示振荡器锁模状态良好 (示波器型号: ROHDE&SCHWARS RTO 1014), 重复频率为 200 MHz.

其次, 根据非线性脉冲放大理论, 预放大级部分需要利用正色散增益光纤获得近抛物线型脉冲, 其放大后脉冲需积累一定正色散啁啾, 并且光谱形状保持无畸变或畸变很小. 为了确定出合适的抽运功率, 实验测量了不同抽运功率下的光谱形状 (图 4). 从图 4 可以看出, 由于 SPM 的作用, 随着抽运功

率的增大, 光谱逐渐被展宽, 当抽运功率增大到一定程度后, 光谱形状慢慢出现平顶, 这是 SPM 效应引起的典型的光谱畸变, 若进一步增大抽运功率, 即提高脉冲能量, 光谱将在 SPM 的作用下发生分裂, 这不利于主放大级对脉冲能量的进一步提升. 为此, 最终将 LD pump 2 的输出功率为设定为 50 mW, 并以此对预放大级中 3 m 长的增益光纤进行激励. 相应地, 预放大级输出放大激光的最大平均功率约 15 mW, 对应的光谱宽度为 12 nm. 图 5 给出了预放大级输出平均功率随抽运功率的变化曲线, 从图 5 中可以看出, 预放大级的斜率效率为 25.8%.

进一步使用自相关仪对预放大级输出功率为

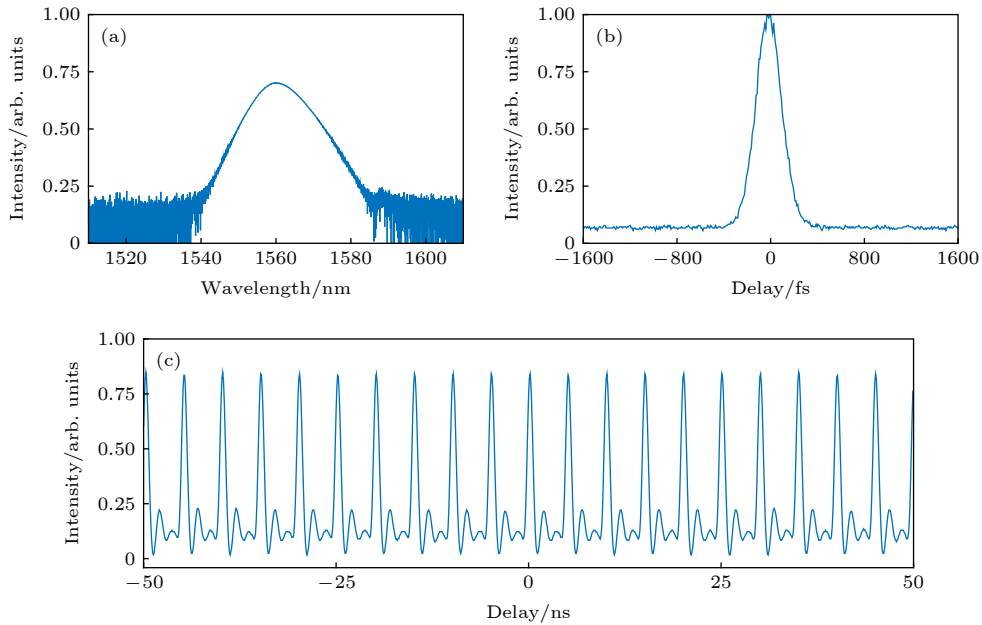


图 3 振荡器输出锁模脉冲特性 (a) 光谱; (b) 自相关曲线; (c) 脉冲序列

Fig. 3. The oscillator output: (a) Spectrum curve; (b) autocorrelation curve; (c) pulse sequence.

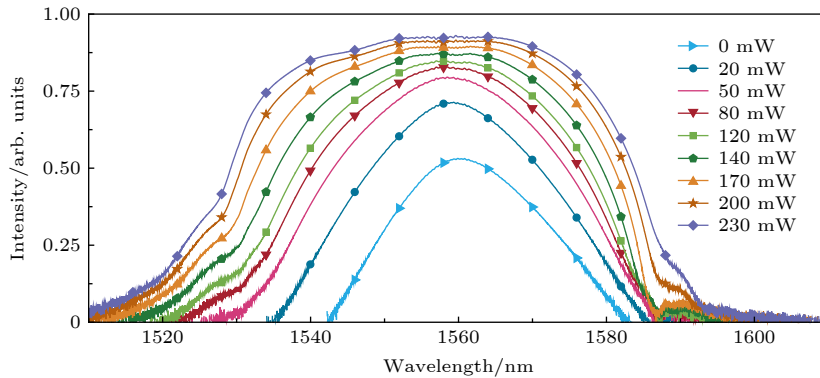


图 4 预放大级不同抽运功率下的光谱变化

Fig. 4. Variation of the spectrum profiles under different pump powers of the pre-amplifier.

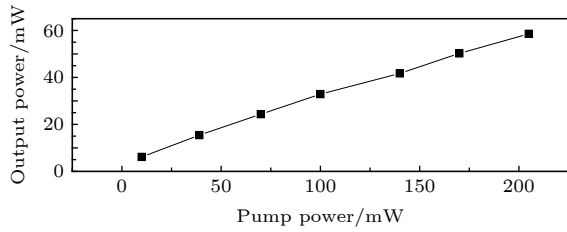


图 5 预放大级输出功率与抽运功率的变化关系

Fig. 5. The relationship between output power and pump power of the pre-amplifier.

15 mW 时的脉冲宽度进行测量 (图 6), 测得脉冲宽度约为 1.01 ps. 根据非线性脉冲放大理论, 若要将脉冲预整形至抛物脉冲, 需要较长的具有正色散的增益光纤. 为此, 预放大级选用了 3 m 的正色散低增益光纤. 在低功率抽运情况下, 脉冲宽度和形状主要受光纤色散的影响, 由于光纤长度一定, 其提供的总色散量也一定, 故不同抽运功率下脉冲宽度变化不大.

为了快速地提升脉冲的峰值功率, 主放大级选用高掺杂浓度的掺铒光纤作为增益介质, 并利用 LD pump 3 和 LD pump 4 对掺铒光纤进行双向抽运. 当放大级的抽运总功率为 1 W 时, 系统输出脉冲激光的平均功率为 200 mW, 平均功率随抽运功率变化的情况如图 7 所示, 从图 7 中可以看出, 主放大级的斜率效率为 25%.

图 8 为主放大级输出的光谱曲线, 从图 8 中可以看出, 高脉冲峰值功率使得光谱在强烈的非线性 SPM 作用下, 得到了极大的展宽, 相比于图 4 中 50 mW 抽运功率对应的预放大级光谱, 3 dB 光谱宽度已经展宽至约 60 nm, 根据时间带宽积理论, 这样的光谱保证了压缩阶段可获得远小于振荡器输出脉宽的脉冲.

在脉冲压缩阶段, 由于不同输出功率对应脉冲的峰值功率不同, SPM 效应对光谱的展宽程度也

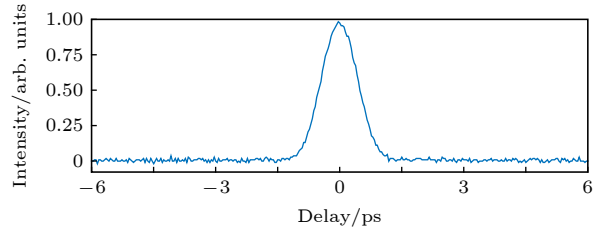


图 6 预放大级抽运功率为 50 mW 时对应的脉冲自相关曲线

Fig. 6. The autocorrelation curve of pre-amplified pulse corresponding to pump power of 50 mW.

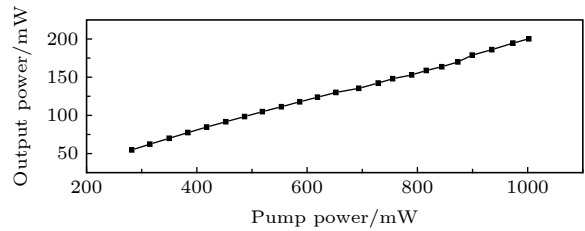


图 7 主放大级输出功率与抽运功率的变化关系

Fig. 7. The relationship between output power and pump power of the main amplifier.

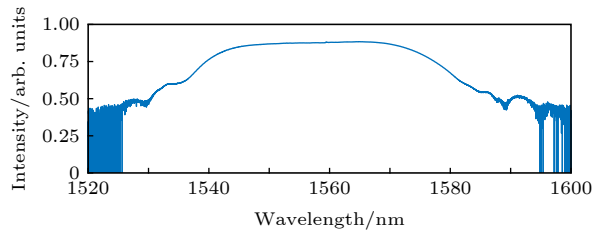


图 8 主放大级输出光谱

Fig. 8. The spectrum output from the main amplifier.

存在差异, 从而放大后脉冲的总啁啾量和补偿此啁啾量所需的负色散保偏光纤的长度也不尽相同. 为此, 通过截取不同长度负色散光纤, 实验测量了脉冲宽度最短时所使用的压缩光纤长度及主放大输出功率 (图 9). 从图 9 中可以看出, 输出功率越高, 所能压缩到的脉冲宽度越短, 同时压缩至最短脉冲

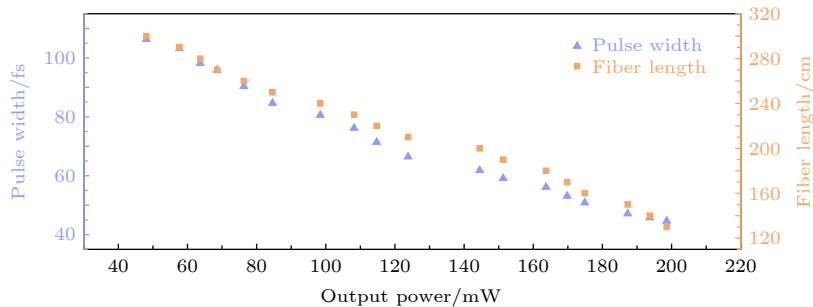


图 9 不同输出功率下的最短脉宽及其对应的压缩光纤长度

Fig. 9. The pulse widths versus output powers and the lengths of compression fiber.

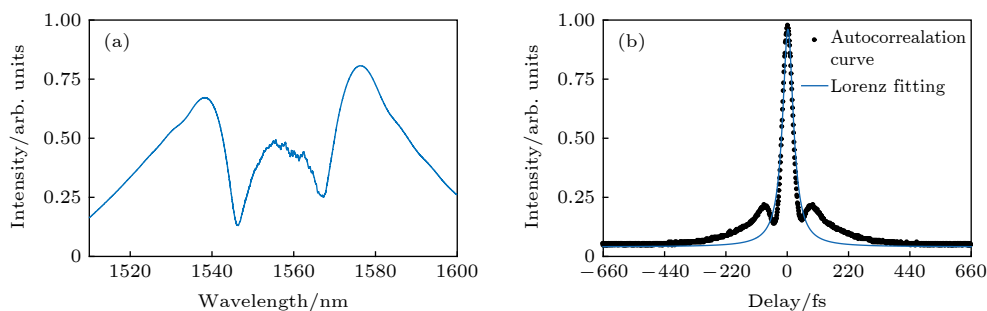


图 10 压缩级输出脉冲特性 (a) 光谱; (b) 自相关曲线

Fig. 10. The optical spectrum: (a) Autocorrelation curve; (b) recompressed pulses.

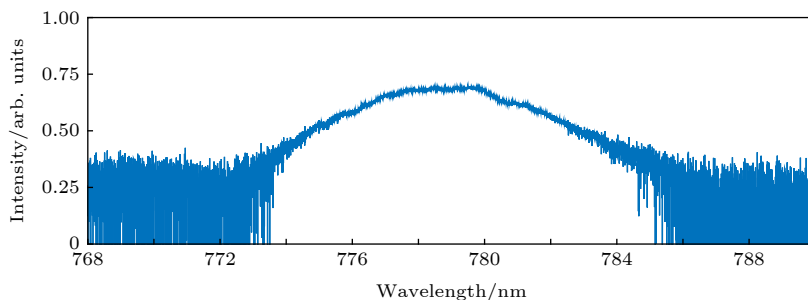


图 11 二次谐波的光谱

Fig. 11. The spectrum of second harmonic.

所需要的光纤也越短. 输出功率与最小脉宽成反比, 主要是因为主放大级输出功率越高, 对应脉冲的峰值功率越大, 放大过程中由 SPM 效应导致的光谱展宽效果越明显, 根据时间带宽积理论, 其对应的极限脉冲宽度也越小; 输出功率与压缩至最小脉宽所需要的光纤长度成反比, 是由于输出功率越高, 主放大直接输出激光脉冲的光谱越宽, 而对应相同长度的压缩光纤, 该脉冲在负色散光纤中获得的压缩量就越大. 因此主放大输出脉冲功率越高, 压缩到最短脉宽所需要的压缩光纤长度反而越短.

在超短脉冲压缩的优化上, 采取了两种不同的实验方法. 第一, 当输出功率未达到最大输出时, 先截取一段较长的压缩光纤, 再通过调整 LD pump 3 和 LD pump 4 的功率来观察自相关仪上的压缩脉冲宽度变化, 找到最短脉冲输出, 然后使用功率计测出对应压缩光纤长度下的输出功率. 随后, 继续截短压缩光纤, 并适当提高主放大级的抽运功率, 以得到此压缩光纤长度对应的最短脉冲并测量输出功率, 以此循环, 直至抽运功率基本加满. 第二, 在主放大级输出最大功率为 200 mW 的情况下, 通过逐渐缩短压缩光纤长度的方法, 获得最大输出功率相应的最短压缩脉冲宽度. 实验结果表明, 当压缩光纤长度为 128.5 cm 时, 所得到的脉冲

宽度最窄, 对应的光谱及自相关曲线如图 10 所示. 若采用洛伦兹函数对脉冲自相关曲线进行拟合, 得到压缩后的脉冲宽度仅为 44 fs, 对应的峰值功率却可达 22.7 kW. 这为后期的倍频工作提供了合适的抽运光.

最后, 根据系统输出的激光脉冲特性, 选择厚度为 1 mm 的 MgO:PPLN 晶体进行倍频. 使用短波通滤光片将基频光滤除后, 测得输出倍频光功率为 60 mW, 倍频效率为 30%. 产生二次谐波的光谱如图 11 所示, 中心波长位于 779 nm (光谱仪型号: YOKOGAWA AQ6373 B) 处, 光谱的半高全宽为 6.2 nm. 倍频光谱宽度较窄主要是因为晶体的长度限制了可接受的入射光的带宽.

4 结 论

介绍了一种基于非线性放大技术的全保偏光纤 MOPNA 系统, 获得了中心波长位于 1559 nm 处, 重复频率为 200 MHz, 脉冲半高全宽为 44 fs 的超短脉冲激光, 脉冲峰值功率高达 22.7 kW. 该系统具有结构紧凑、小型化等优点, 同时, 全保偏光纤结构使整个脉冲激光系统的性能更加稳定可靠. 系统后接的小型倍频晶体, 实现了 780 nm

波段、平均功率为 60 mW 的倍频激光输出, 为可见及近红外波段超短飞秒脉冲激光提供了一种新的思路.

参考文献

- [1] Fu S 2013 *M. S. Thesis* (Beijing: Beijing Jiaotong University) (in Chinese) [付思 2013 硕士学位论文 (北京: 北京交通大学)]
- [2] Jazayerifar M, Warm S, Elschner R, Kroushkov D, Sackey I, Meuer C, Schubert C, Petermann K 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 1454
- [3] Sinclair L C, Deschênes J D, Sonderhouse L, Swann W C, Khader I H, Baumann E, Newbury N R, Coddington I 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 081301
- [4] Meng F, Cao S Y, Zhao G Z, Zhao Y, Fang Z J 2015 *Chin. J. Las.* **42** 0702012
- [5] Jing L, Yao J Q, Lu Y, Huang X H 2012 *J. Tianjin Univ.* **45** 95 (in Chinese) [景磊, 姚建铨, 陆颖, 黄晓慧 2012 天津大学学报 **45** 95]
- [6] Li M, Liu K, Jing W C, Peng G D 2010 *J. Opt. Soc. Korea* **14** 14
- [7] Wang Q, Xu K, Yao C Y, Wang Z, Chang J, Ren W 2018 *Chin. J. Las.* **45** 106 (in Chinese) [王强, 许可, 姚晨雨, 王震, 常军, 任伟 2018 中国激光 **45** 106]
- [8] Li Y, Li K Q, Jin J 2017 *Chin. J. Las.* **44** 253 (in Chinese) [李彦, 黎珂钦, 金靖 2017 中国激光 **44** 253]
- [9] Kang J Q, Kong C H, Feng P P, Li C, Luo Z C, Edmund Y L, Kevin K T, Kenneth K Y W 2018 *Conference on Lasers and Electro-Optics* San Jose, California, United State, May 13–18, 2018 pSW4J.5
- [10] Huang L, Zhou X, Tang S 2018 *J. Biomed. Opt.* **23** 1
- [11] Liu G H, Pei L, Ning T G, Gao S, Li J, Zhang Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094205 (in Chinese) [刘观辉, 裴丽, 宁提纲, 高篙, 李晶, 张义军 2012 物理学报 **61** 094205]
- [12] Liu H, Gong M L, Cao S Y, Lin B K, Fang Z J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 114210 (in Chinese) [刘欢, 巩马理, 曹士英, 林百科, 方占军 2015 物理学报 **64** 114210]
- [13] Eidam T, Hanf S, Seise E, Andersen T V, Gabler T, Wirth C, Schreiber T, Limpert J, Tünnermann A 2010 *Opt. Lett.* **35** 94
- [14] Eidam T, Rothhardt J, Stutzki F, Jansen F, Hädrich S, Carstens H, Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A 2011 *Opt. Express* **19** 255
- [15] Sobon G, Kaczmarek P R, Sliwinska D, Sotor J, Abramski K M 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** 492
- [16] Li L, Liu Y, Wang C, Pan H F 2016 *Laser Technol.* **40** 307 (in Chinese) [李浪, 刘洋, 王超, 潘海峰 2016 激光技术 **40** 307]
- [17] Ou S M, Liu G Y, Lei H, Zhang Z G, Zhang Q M 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 074207
- [18] Sun J, Zhou Y, Dai Y T, Li J Q, Yin F F, Dai J, Xu K 2018 *Appl. Opt.* **57** 1492
- [19] Yan F P, Mao X Q, Wang L, Fu Y J, Wei H, Zheng K, Gong T R, Liu P, Tao P L, Jian S S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6296 (in Chinese) [延凤平, 毛向桥, 王琳, 傅永军, 魏淮, 郑凯, 龚桃荣, 刘鹏, 陶沛琳, 简水生 2009 物理学报 **58** 6296]
- [20] Lü Z G, Yang Z, Li F, Yang X J, Tang X J, Yang Y, Li Q L, Wang Y S, Zhao W 2018 *Laser Phys.* **28** 125103
- [21] Fermann M, Kruglov V I, Thomsen B C, Dudley J M, Harvey J D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6010
- [22] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597

Master oscillator pulse nonlinear amplifier system based on all polarization-maintaining fiber*

Zhang Tong¹⁾ Zhang Wei-Guang¹⁾ Cai Ya-Jun²⁾ Hu Xiao-Hong²⁾
Feng Ye²⁾ Wang Yi-Shan²⁾ Yu Jia^{1)†}

1) (*School of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China*)

2) (*State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

(Received 15 June 2019; revised manuscript received 29 August 2019)

Abstract

The erbium-doped fiber oscillators, especially mode-locked fiber oscillators for generating femtosecond pulses, cannot meet the requirements for most of modern industrial applications because they are restricted by the low power and the limited wavelength range. In order to solve this problem, lots of efforts have been made both theoretically and experimentally, to improve the chirped pulse amplification (CPA) technology. The emergence of CPA technology greatly enhances the energy of laser pulses. The broadening and compressing of the laser pulses are both always dependent on the improving of spatial optical components, such as grating pairs. However, the use of this kind of method can increase the complexity of the amplification system to a certain extent. This may be an essential reason why more and more researchers pay attention to all fiber amplification system. In this paper, the master oscillator pulse nonlinear amplifier system based on all polarization-maintaining fiber is proposed, which is mainly composed of an oscillator based on the semiconductor saturable absorption mirror and linear cavity, a two-stage amplification and a pulse compressor constructed by a single-mode conductive fiber with anomalous dispersion. Using this system, we obtain ultrashort laser pulses in the 1.5 μm band whose pulse width equals 44 fs and single pulse energy reaches about 1 nJ. The system is not only compact and miniaturized but also stable and reliable due to the all polarization-maintaining fiber. Subsequently, an MgO doped periodically poled lithium niobate crystal with a thickness of 1 mm is used to implement frequency doubling. The pulses from the system are accurately focused on a position where the crystal polarization period is 19.8 μm with help of some wave plates and lenses. Adjusting the optical path reasonably and optimizing collimated focusing parameters, the double-frequency pulse output with central wavelength of 779 nm and average power of 60 W is obtained, in which the conversion efficiency reaches 30%. The result shows that the master oscillator pulse nonlinear amplifier system based on all polarization maintaining fiber can produce satisfactory ultrashort pulses. It is a new idea for generating the ultrashort femtosecond pulses in the near-infrared band.

Keywords: master oscillator pulse nonlinear amplifier, nonlinear amplification technique, all-fiber laser amplifier, frequency doubling

PACS: 42.55.Wd, 42.65.-k, 42.65.Re, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.68.20190925

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFF0200700), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61701385), the Open Research Fund of Shaanxi Key Laboratory of Photoelectricity Measurement and Instrument Technology, China (Grant No. 2016SZSJ-60-2), the Open Research Fund of State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, China (Grant No. SKLST201709), and the CAS/SAFEA international Partnership Program for Creative Research Teams, China.

† Corresponding author. E-mail: wizardyujia@163.com