

高功率全光纤 1.6 微米类噪声方形脉冲激光器*

窦志远¹⁾ 张斌¹⁾²⁾³⁾ 刘帅林¹⁾ 侯静^{1)2)3)†}

1) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 高能激光技术研究所, 长沙 410073)

2) (脉冲功率激光技术国家重点实验室, 长沙 410073)

3) (高能激光技术湖南省重点实验室, 长沙 410073)

(2020 年 2 月 19 日收到; 2020 年 4 月 13 日收到修改稿)

报道了一种工作波长在 1.6 μm 的哑铃形结构高功率钕共掺全光纤锁模激光器. 无隔离器结构设计以及大模面积双包层钕共掺光纤的使用, 使振荡器可稳定高效地工作于较高泵浦功率下. 证明了不同带内吸收系数的钕共掺光纤对输出波长有极其重要的影响, 带内吸收调控可作为一种有效的波长控制方法. 实验中, 利用高带内吸收光纤获得了稳定的 1.6 μm 高功率、大能量纳秒类噪声方形脉冲输出, 最大平均输出功率和单脉冲能量分别为 1.16 W 和 1.26 μJ . 同时研究了附加插入损耗对所设计激光器输出特性的影响, 当总附加插入损耗为 10 dB 时, 激光器仍然可以稳定发射 1.6 μm 类噪声方形脉冲, 说明利用高带内吸收系数的钕共掺光纤设计的激光器对 1.6 μm 输出波长具备极强的鲁棒性. 对于过大的附加插入损耗, 1.6 μm 输出波长会被完全抑制.

关键词: 全光纤激光器, 类噪声脉冲, 锁模

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Rn, 42.55.-f, 42.60.Fc

DOI: 10.7498/aps.69.20200245

1 引言

被动锁模掺钕光纤激光器可用于获得从飞秒到微秒各时间尺度的脉冲, 其在光通信、精密计量、激光加工等领域有着广泛的应用^[1-3]. 传统的掺钕光纤激光器主要工作波长位于 C 带 (1530—1565 nm)^[4-7], 由于 L 带 (1565—1625 nm) 激光在密集波分复用系统、生物医疗等方面有着极其重要的应用, 因此在 L 带也涌现出了许多研究成果^[8,9]. 然而相比于 C 带, 掺钕光纤在 1.6 μm 以上发射区的有效增益系数非常小, 很难获得激光发射, 其激光放大也将受到很强 C 带自发辐射的影响^[10,11]. 基于上述原因, 对 L 带光纤激光器的研究主要集中在短波 L 带 (1565—1600 nm), 无论是连

续光激光器还是脉冲光激光器, 发射波长在 1.6 μm 以上的掺钕或钕共掺光纤振荡器的报道都非常少.

使用光纤光栅、滤波器等波长选择元器件作可以获得对应波长的振荡激光. 另外, 理论证明, 掺钕激光器的发射波长与腔损耗、所使用增益光纤的长度、钕离子掺杂浓度有直接关系^[12-14]. 通过合理控制三个参数, 在无波长选择元器件的激光腔中仍可获得 1.6 μm 以上的激光发射. 文献^[15]中报道, 当掺钕光纤保持适度的能级粒子数反转水平 (30%—40%), 有利于在 1.6 μm 获得较高的增益. 通过插入一个可调节衰减器, 优化调整腔内线性插入损耗, 可以使粒子数反转维持在一个合适的水平, 从而获得 1.6 μm 波长输出. 一般较低的腔内损耗有利于长波发射^[13]. 基于对腔内插入损耗的控制, 利

* 国家自然科学基金 (批准号: 61435009, 61235008, 61405254).

† 通信作者. E-mail: houjing25@sina.com

用石墨烯、拓扑绝缘体等材料类可饱和吸收体可获得 1.6 μm 波段谐波传统孤子锁模脉冲输出 [16,17]. 使用较长的掺铒光纤也是获得 1.6 μm 发射的一种有效方式 [18]. 较长的增益光纤可以抑制短波发射, 增强长波发射. 2016 年, Yan 等 [18] 利用较长的掺铒光纤在 1602 nm 处获得了耗散孤子输出. 同年, Wang 等 [11] 通过级联一段高掺杂掺铒光纤保证适中的粒子数反转, 以限制 C 带发射, 获得了 1.6 μm 波段的全光纤自相似子输出. 事实上, 铒镱共掺光纤的带内吸收作为增益光纤极为重要的一项参数, 直接影响 C 带的吸收和发射, 进而影响 L 带的发射, 但目前没有关于带内吸收调控对输出波长影响的直接研究报道.

在反常色散全光纤锁模激光器中, 传统孤子容易受到非线性积累的影响而分裂, 因而很难获得高功率大能量的脉冲输出 [19]. 近年来, 耗散孤子谐振作为一种新型的脉冲形式, 受到峰值功率钳制效应的影响, 脉冲时域包络一般为矩形. 随着泵浦功率的升高, 脉冲宽度相应变宽而不易分裂 [20–22]. 2014 年, Zheng 等 [23,24] 发现了一种类噪声方形脉冲, 不同于耗散孤子谐振, 这种脉冲是由大量飞秒-皮秒量级子脉冲构成的脉冲包络, 在光学相干层析、超连续谱产生、微加工等领域应用广泛, 其脉冲演化过程与耗散孤子谐振脉冲极其相似, 同样不易分裂. 方形脉冲的出现为在净反常色散区实现高功率大能量全光纤锁模激光器提供了全新的解决思路. 目前工作波长在 1.6 μm 以上的铒镱共掺全光纤脉冲激光器输出功率局限在百毫瓦量级 [10,11,15,16,18].

本文为了获得工作波长在 1.6 μm 以上的瓦量级高功率大能量铒镱共掺全光纤锁模激光器, 利用紧凑的哑铃形结构腔设计, 结合大模面积双包层铒镱共掺光纤 (Er-Yb co-doped double-clad fiber, EYDF), 使得激光器可以高效地工作在较大泵浦功率下. 实验中使用两种具有不同带内吸收系数的 EYDF, 首次直接证明了带内吸收调控可作为一种有效的波长控制方法, 高带内吸收有利于长波的发射. 实验中获得了高稳定 1.6 μm 高功率大能量类噪声方形脉冲, 最大平均输出功率和单脉冲能量分别为 1.16 W 和 1.26 μJ . 首次研究了附加插入损耗对类噪声方形脉冲锁模激光器输出特性的影响, 证明利用高带内吸收系数的 EYDF 设计的激光器对 1.6 μm 输出波长具备极强的鲁棒性.

2 实验结构

哑铃形结构全光纤 EYDF 锁模激光器装置如图 1 所示. 泵浦源为一个高稳定商用 976 nm 多模半导体激光器 (LD), 最大输出功率为 8 W. 泵浦光通过一个 $(2+1) \times 1$ 合束器 (Combiner) 进入到 大模面积 EYDF 中. 为了研究带内吸收对激光器输出波长的影响, 作为对比, 采用了两种具备不同带内吸收系数的 EYDF 作为增益介质. 两种光纤在 1530 nm 处的特征带内纤芯吸收系数分别 100 dB/m (EYDF1) 和 50 dB/m (EYDF2). 两种光纤具有相同的长度、纤芯/包层直径、数值孔径以及 976 nm 处泵浦吸收系数, 分别为 4.1 m、10/125 μm 、0.21 和 9 dB/m. 残余的 976 nm 泵浦光以及泄露到包层中的信号光通过包层光功率剥除器 (cladding power stripper, CPS) 进行滤除, 以避免其对锁模输出稳定性造成影响. 结构两侧分别为两个 Sagnac 光学环形镜, 由于整体结构外形近似于哑铃, 所以称这种结构为哑铃形结构. 通过灵活设计左右两侧的 Sagnac 反射环, 可以在这种腔内获得不同类型的脉冲激光输出. 对比经典的八字环形腔结构, 哑铃形结构具备更强的设计灵活性. 左侧为非线性光学环形镜 (nonlinear optical loop mirror, NOLM), 由耦合器 (coupler1)、两个偏振控制器 (PC)、一段 200 m 长的 SMF28e+ 光纤构成. 此环形镜在整个结构中起着极其重要的作用, 其不仅可以作为反射镜和耦合输出端, 而且作为快速可饱和吸收体起到了启动锁模激光器的作用. 耦合器 (coupler1) 的分束比为 10:90. 右侧为一个简单 Sagnac 反射环, 由一个分束比为 50:50 的耦合器构成, 环长约为 1.5 m. 用一个 1610 nm 连续激光器测试其实际的分束比约为 48:52, 由于接近 50:50 分束比, 使得进入耦合器的相向传输的激光无法积累足够的非线性相移差, 即无法起到饱和吸收体的作用, 因此右侧的 Sagnac 反射环仅仅起到了高反射镜的作用. 线性腔为严格的全光纤结构, 无隔离器, 降低了腔内损耗, 提升激光器整体光效率, 进而降低腔热负载. 同时结合大模面积 EYDF, 使得激光器可以高效的工作在较高的泵浦功率下, 进而获得高功率、大能量脉冲激光输出. 激光在腔内绕行一周经过的光纤的长度约为 221 m. 激光器工作在大净负色散区.

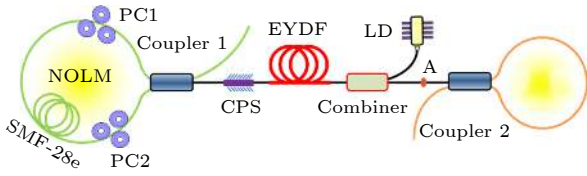


图 1 哑铃形全光纤 EYDF 激光器结构示意图
Fig. 1. Experiment setup of dumbbell-shaped all-fiber mode-locked EYDF fiber laser.

3 实验结果与分析

实验主要研究增益光纤带内吸收、附加插入损耗对输出脉冲特性的影响, 基于对二种因素的讨论, 获得高稳定 1.6 μm 高功率大能量类噪声方形锁模脉冲输出.

3.1 带内吸收对输出波长的影响

为了研究带内吸收对输出波长的影响, 依次分别将 EYDF1 与 EYDF2 接入腔内, 测试不同增益光纤条件下的输出特性. 首先将 EYDF1 接入激光器内, 随着泵浦功率的升高至 150 mW, 观察到激光器放大自发辐射 (amplified spontaneous emission, ASE) 光谱. 图 2(蓝色线) 为测得的 ASE 光谱图形. 其中心位于 1.61 μm , 表明激光器在此波长附近可获得较高的增益. 进一步增加泵浦功率, 激光器输出 1.61 μm 连续光 (continuous-wave, CW), 光谱如图 2(红色线) 所示. 精细调节偏振控制器, 同时增加泵浦功率, 可以获得稳定的锁模脉冲输出. 图 3(a) 和 3(b) 为测得的脉冲包络和光谱随泵浦功率升高的演化过程. 脉冲宽度随着泵浦功率的升高持续变宽, 脉宽从 2.3 ns 近线性增至 118 ns, 脉冲形状始终保持为标准的矩形. 增大泵浦功率的过程中, 没有观察到脉冲分裂、畸变等不稳定现象. 随泵浦功率的升高, 光谱一直保持稳定的平滑类超高斯形, 强度逐渐升高, 输出光谱中心波长稳定在 1612 nm, 3 dB 谱宽始终保持在 7.8 nm 附近. 图 3(c) 为在泵浦功率为 8 W 时的频谱图, 激光器重复频率为 923.3 kHz, 信噪比达 70 dB. 插图为 100 MHz 范围的频谱图, 具有 8.5 MHz 的固定调制周期, 此周期与输出脉冲的脉宽有关, 其值为脉冲宽度的倒数. 以上测量结果表明激光器实现了稳定的单脉冲锁模运转. 耗散孤子谐振与方形类噪声脉冲有着类似的时域变化特点, 其主要的差异为耗散孤子为单一脉冲, 而方形类噪声脉冲是由

一系列超短脉冲组成脉冲包络, 其自相关轨迹会出现一个尖峰 [25,26]. 为了确认激光器是否工作在类噪声脉冲状态, 图 3(d) 给出了 50 ps 范围内的自相关结果, 窄的干涉峰位于宽底座中央, 证明获得的方形脉冲为类噪声脉冲. 由于包络为脉宽在百纳秒量级方形脉冲, 因此在 50 ps 范围内, 包络的自相关底座为一条平坦的直线. 插图为 5 ps 范围内的自相关轨迹, 假设脉冲为 Sech 型脉冲, 拟合后的脉宽为 510 fs, 此脉宽反应类噪声脉冲波包中超短脉冲的平均脉宽 [27].

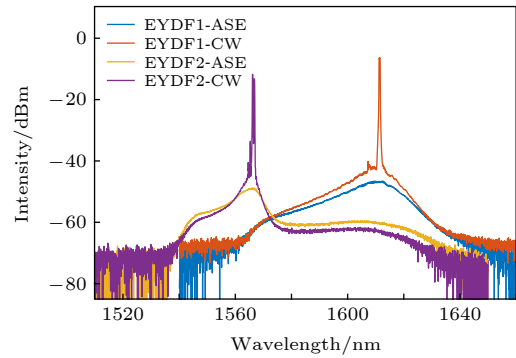


图 2 对应 EYDF1 和 EYDF2 的放大自发辐射和连续光输出光谱
Fig. 2. The output optical spectra of ASE and CW of EYDF1 and EYDF2.

为了研究带内吸收对输出波长的影响, 用 EYDF2 将 EYDF1 进行替换. 增加泵浦功率至 140 mW, 观察到明显的 ASE, 如图 2(橙色线) 所示. ASE 光谱中心波长移到 1567 nm 附近. 继续增加泵浦功率, 获得 1566 nm 处的稳定 CW 输出, 其光谱如图 2(紫色线) 所示. 进一步增大泵浦功率同时调节偏振控制器, 可以获得稳定锁模输出. 时域和光谱随泵浦功率的演化, 如图 3(e) 和 图 3(f) 所示. 随着泵浦功率的升高, 由于左侧 NOLM 诱导的峰值功率钳制效应, 峰值功率无法增大, 脉冲宽度从 4.6 ns 近似线性展宽至 112 ns, 脉冲形状始终保持矩形. 演化过程中, 脉冲始终保持稳定, 没有观察到脉冲分裂等不稳定现象. 光谱中心波长始终位于 1566 nm, 3 dB 谱宽稳定在 5.4 nm 附近. 信噪比可以达到 65 dB, 观察到其自相关轨迹同样出现一个窄干涉峰, 假设干涉峰为 Sech 型脉冲, 干涉峰宽度为 650 fs, 说明利用 EYDF2 获得的方形脉冲也为类噪声方形脉冲.

EYDF1 和 EYDF2 带内吸收系数有很大的差异, 对于 EYDF1, 较强的带内吸收增加了 C 波段

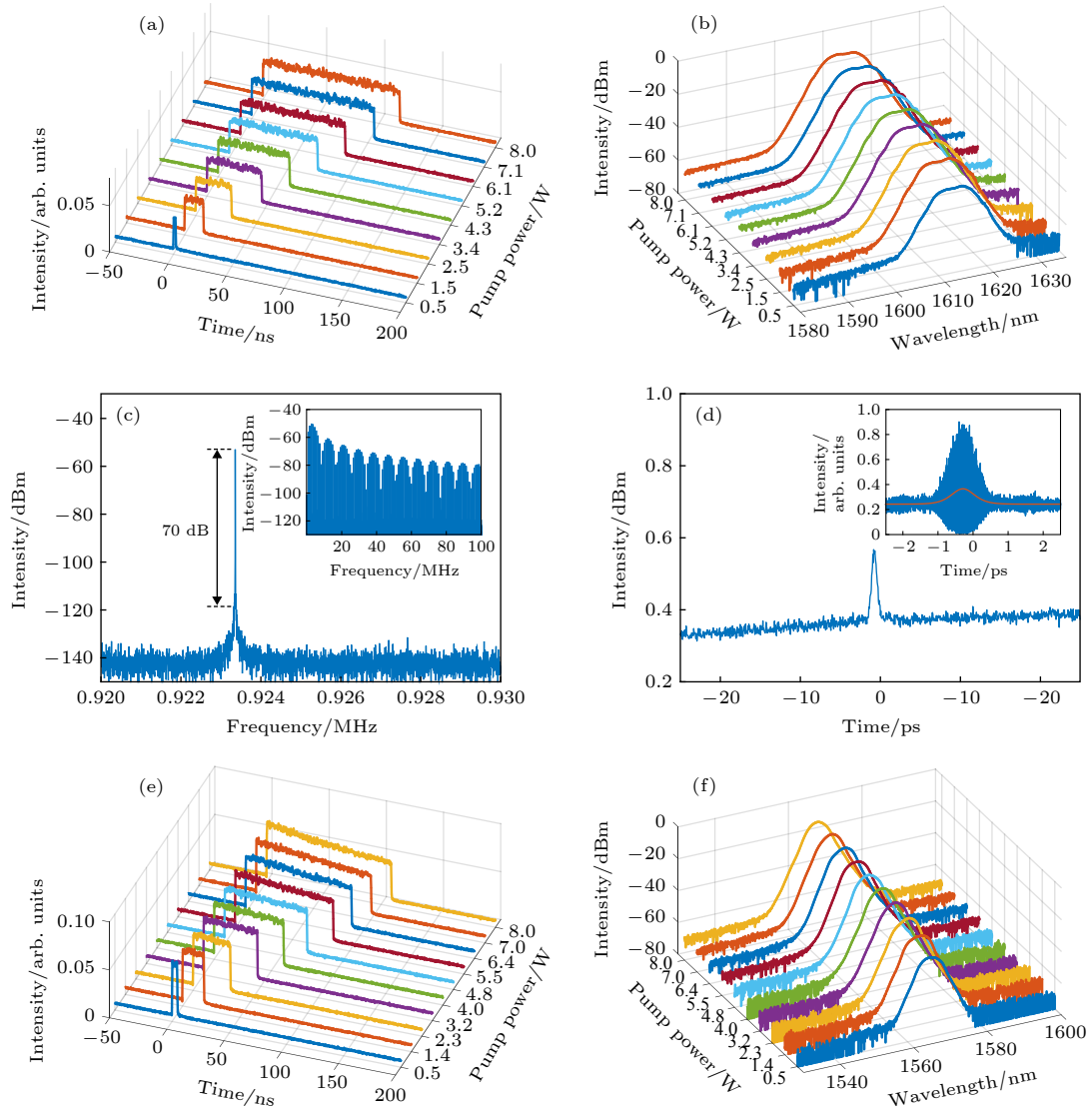


图3 对应EYDF1的输出脉冲 (a) 时域、(b) 光谱演化过程; (c) 一次谐波射频谱和100 MHz范围的射频谱(插图); (d) 50 ps范围的自相关迹和5 ps自相关迹(插图); 对应EYDF2的输出脉冲的 (e) 时域、(f) 光谱演化过程

Fig. 3. (a) Output pulse waveforms, and (b) optical spectra evolution at different pump power of EYDF1; (c) autocorrelation trace over a 50 ps span for EYDF1 (the inset shows the autocorrelation trace with 5 ps span); (d) RF spectrum at the fundamental frequency for EYDF1 (the inset shows broadband RF spectra with 100 MHz span); (e) output pulse waveforms, and (f) optical spectra evolution at different pump power of EYDF2.

的损耗,使得1.61 μm 获得足够的增益. 相反EYDF2带内吸收较小,强烈的增益竞争导致长L带很难获得足够的增益. 实验结果直接证明,带内吸收的大小对输出波长有极其重要的影响. 同时此实验也可以直接指导1.6 μm 锁模激光器的设计.

图4为使用EYDF1和EYDF2作为增益介质的激光器的输出功率和峰值功率随泵浦功率变化曲线图,可以发现二者的输出功率都呈现近线性增长,没有出现明显的功率饱和效应. 受限于泵浦LD的泵浦功率,通过EYDF1和EYDF2获得最大的输出功率分别为1.16 W和1.21 W,对应最大

单脉冲能量分别为1.26 μJ 和1.32 μJ ,光光效率分别为14.5%和15.1%. 通过优化热管理,如用导热胶覆盖整个激光腔并且增加水冷散热,同时提升泵浦功率,输出功率可以获得进一步提升. 通过EYDF1获得的1.16 W输出是首次在工作波长1.6 μm 以上的全光纤EYDF锁模激光器中实现的瓦量级输出. 一般而言,EYDF在1.56 μm 处的增益高于1.61 μm ,同时1.56 μm 的量子效率更高,可以获得更高功率的输出. 但在本实验结果中,1.56 μm 处获得的输出功率基本和1.61 μm 持平. 由于实验中,为了达到对C带输出波长的抑制,使

用了 4.1 m 长的增益光纤, 总吸收达到了 36 dB, 注入的泵浦光在前两米增益光纤内就已经吸收殆尽. 可以认为后两米增益光纤, 不仅无法起到对信号光的有效放大, 而且对信号光有较大的损耗, 所以导致了 1.56 μm 激光输出功率偏小. 而对于 1.61 μm 输出激光而言, 在腔内形成 1.61 μm 激光振荡后, 未泵浦的增益光纤对 1.61 μm 吸收很弱, 导致损耗相对较小. 最终导致两个输出功率非常相近. 在泵浦功率增大的过程中, 峰值功率基本保持恒定, 分别为 10.3 W 和 11 W. 由于输出峰值功率相似, 说明左侧 NOLM 的开关功率很接近. 因此证明在长腔的哑铃形结构中, 增益光纤自身的增益特点对输出脉冲峰值影响较小. 激光器腔长达到 200 多米, 增益光纤本身的色散和非线性对输出结果影响很小, 所以其输出特点主要由左侧 NOLM 所决定. 基于上面实验分析, 选定 EYDF1 作为增益光纤, 完成后续的实验.

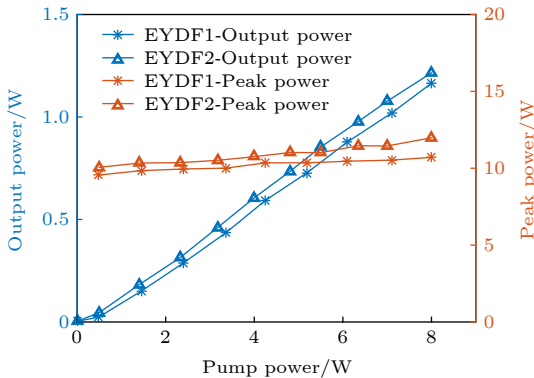


图 4 对应 EYDF1 和 EYDF2 的输出功率与峰值功率随泵浦功率的变化曲线

Fig. 4. Output power and peak power versus pump power.

3.2 插入损耗对输出的波长的影响

插入损耗是另外一个影响激光器发射波长的重要因素. 为了研究评估插入损耗对输出波长、以及脉冲时域特征的影响, 在激光器结构的 A 位置加入可变的附加插入损耗 (如图 1 所示). 本实验中插入损耗利用光纤径向错位熔接来获得, 不同的径向错位距离可以加入不同大小的插入损耗. 利用这种方式加入的附加插入损耗, 具备较高的损伤阈值, 可工作于较高泵浦功率下. 每个错位熔接点的损耗大小都通过 1.56 和 1.61 μm 的连续光进行测试, 发现在这两个波长处, 所获得的损耗基本一致, 说明错位熔接方式引入的损耗在 1.56—1.61 μm

没有明显的波长选择特点.

在加入不同大小的附加插入损耗时, 通过细致优化腔内偏振状态, 激光器仍可以稳定运转在类噪声方形脉冲锁模状态. 图 5 为在不同的附加插入损耗下, 激光器的输出特性图. 图 5(a) 为注入泵浦功率 8 W 时, 随着附加插入损耗的增大, 输出的锁模光谱的演化过程. 未加入附加插入损耗时, 输出光谱仅在 1612 nm 处有单一宽谱发射峰. 随着附加插入损耗的增大, 1566 nm 处出现发射峰, 并且与 1612 nm 处的峰值的强度差越来越小, 同时 1612 nm 处的 3 dB 光谱宽度始终保持在 8 nm 附近. 当插入损耗过大时 (图中为附加插入损耗在 7.9 dB 的情况), 1.6 μm 被彻底抑制, 中心波长切换到 1566 nm 成为主发射峰, 其 3 dB 光谱宽度为 5.3 nm. 由于较高的插入损耗, 导致获得激光发射需要更高的反转粒子数, 破坏了产生 1.6 μm 发射的粒子数反转条件^[15], 因此 1.6 μm 无法获得足够增益. 附加插入损耗位于激光器的线性部分, 腔内激光在腔内绕行一圈, 需要两次经过附加损耗点, 所以实际附加损耗为上述损耗值的两倍. 在实际净附加插入损耗达到 10 dB 时 (2×5 dB), 激光器仍然可以稳定发射 1612 nm 脉冲激光. 作为对比, 文献^[15]报道的 1.6 μm 八字腔 EYDF 锁模激光器, 在插入损耗为 1.1 dB 时, 1570 nm 附近就已经出现了与 1.6 μm 相当的强发射峰. 说明本文所设计激光器的输出波长对附加插入损耗具有较强的鲁棒性, 主要归因于所使用增益光纤 (EYDF1) 有着较大的带内吸收, 强烈抑制了 C 带的发射.

图 5(b)—图 5(d) 为在不同插入损耗下输出功率、输出脉冲宽度和峰值功率随泵浦功率的变化曲线. 在不同附加插入损耗下, 激光器输出功率和脉冲周期随着泵浦功率的升高线性增大, 而峰值功率保持在一个稳定值, 没有明显的变化. 随着附加插入损耗的增大, 输出的最大功率和脉冲宽度可调节范围一直在减小. 在插入损耗为 7.9 dB 时, 最大输出功率仅为 206 mW, 比 0 dB 时的结果, 下降了 82%, 脉宽调节范围为 1.6—26 ns, 与 0 dB 时的 2.3—118 ns 相比, 调谐范围降幅为 79%, 激光器输出性能受限. 但插入损耗对输出峰值功率影响相对较小, 在插入损耗为 7.9 dB 时, 峰值功率为 8.5 W, 对比 0 dB 时的结果, 仅下降了 17%. 左侧的 NOLM 作为快速可饱和吸收体起到了启动锁模激光器的

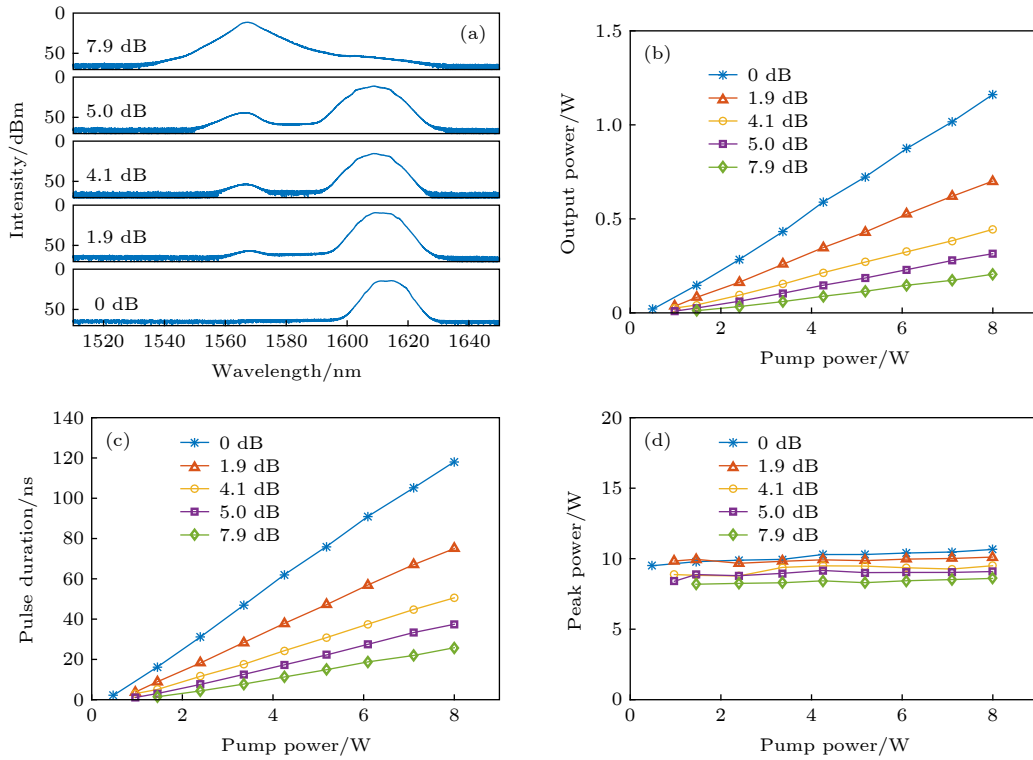


图 5 (a) 不同插入损耗下的输出光谱; 不同插入损耗下 (b) 输出功率、(c) 脉冲宽度和 (d) 峰值功率随泵浦功率的变化曲线
 Fig. 5. (a) Output spectra at different at different additional insertion loss; (b) average output power, (c) pulse duration and peak power versus pump power at different additional insertion loss.

作用. NOLM 的启动需要满足一定峰值功率, 使得进入 NOLM 腔内顺时针和逆时针方向的光获得足够非线性相移差, 达到 NOLM 的反饱和吸收的开关条件. 在本实验中, 尽管插入损耗使得激光器效率显著降低, 但是要进入锁模状态就必须满足 NOLM 的启动条件, 同时左侧 NOLM 是激光器的耦合输出端, 所以附加插入损耗对所设计的激光器输出脉冲的峰值功率影响较小.

4 结 论

本文构建了基于哑铃形结构的高功率全光纤 EYDF 锁模激光器. 无隔离器设计, 降低了腔内损耗, 提升整体光光效率, 进而降低腔热负载, 同时结合大模面积 EYDF, 使得激光器可以高效的工作在较高的泵浦功率下. 利用两种具有不同的带内吸收系数的 EYDF 首次证明了带内吸收调控可作为一种有效的波长控制方法, 高带内吸收有利于 1.6 μm 激光的产生. 实验中获得了工作波长 1612 nm 的高功率类噪声方形脉冲激光, 最大的输出功率和单脉冲能量分别为 1.16 W 和 1.26 μJ . 同时首次研究了附加插入损耗对类噪声方形脉冲锁模激光器输

出特性的影响. 附加插入损耗使得激光器效率显著降低, 但对激光器输出脉冲的峰值功率影响较小. 随着附加插入损耗的增加, 在 1566 nm 处出现发射峰, 并且越来越强, 最终 1.6 μm 被彻底抑制. 在总附加插入损耗为 10 dB 时, 激光器仍然可以稳定发射 1.6 μm 锁模脉冲, 说明使用高带内吸收系数 EYDF 作为增益介质的激光器对 1.6 μm 输出波长具备极强的鲁棒性.

参考文献

- [1] Phillips K C, Gandhi H H, Mazur E, Sundaram S K 2015 *Adv. Opt. Photon.* **7** 684
- [2] Shi W, Fang Q, Zhu X, Norwood R A, Peyghambarian N 2014 *Appl. Opt.* **53** 6554
- [3] Ma J D, Wu H Y, Lu Q, Ma T, Shi L, Sun Q, Mao Q H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 094207 (in Chinese) [马金栋, 吴浩煜, 路桥, 马挺, 时雷, 孙青, 毛庆和 2018 *物理学报* **67** 094207]
- [4] Zhang T, Zhang W G, Cai Y J, Hu X H, Feng Y, Wang Y S, Yu J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 234204 (in Chinese) [张彤, 张维光, 蔡亚君, 胡晓鸿, 冯野, 王屹山, 于佳 2019 *物理学报* **68** 234204]
- [5] Wang F R, Wang T S, Ma W Z, Jia Q S, Zhao D S, Liu R M 2019 *Journal of Applied Optics* **40** 0710 (in Chinese) [王富任, 王天枢, 马万卓, 贾青松, 赵得胜, 刘润民 2019 *应用光学* **40** 0710]
- [6] Zheng Y, Tian J R, Dong Z K, Xu R Q, Li K X, Song Y R

- 2017 *Chinese Phys. B* **26** 074212
- [7] Liu W, Liu M, Liu X, Wang X, Teng H, Lei M, Wei Z, Wei Z 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 061901
- [8] Morin F, Druon F, Hanna M, Georges P 2009 *Opt. Lett.* **34** 1991
- [9] Huang Q, Zou C, Wang T, Araithi M A, Rozhin A, Mou C 2018 *Chinese Phys. B* **27** 094210
- [10] Kang J, Kong C, Feng P, Wei X, Luo Z C, Lam E Y, Wong K K Y 2018 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **30** 311
- [11] Wang Z, Zhan L, Fang X, Gao C, Qian K 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 4128
- [12] Dong X, Shum P, Ngo N Q, Chan C C, Guan B O, Tam H Y 2003 *Opt. Express* **11** 3622
- [13] Dong X, Shum P, Ngo N Q, Tam H Y, Dong X 2005 *J. Lightwave Technol.* **23** 1334
- [14] Jia H T, Wang J L, Teng H, Lv Z G, Liu W J, Wei Z Y 2016 *Chinese Journal of Lasers* **43** 1101008 (in Chinese) [贾浩天, 王军利, 滕浩, 吕志国, 刘文军, 魏志义 2016 *中国激光* **43** 1101008]
- [15] Guesmi K, Meng Y, Niang A, Mouchel P, Salhi M, Bahloul F, Attia R, Sanchez F 2014 *Opt. Lett.* **39** 6383
- [16] Meng Y, Niang A, Guesmi K, Salhi M, Sanchez F 2014 *Opt. Express* **22** 29921
- [17] Meng Y, Semaan G, Salhi M, Niang A, Guesmi K, Luo Z, Sanchez F 2015 *Opt. Express* **23** 23053
- [18] Yan D, Li X, Zhang S, Han M, Han H, Yang Z 2016 *Opt. Express* **24** 739
- [19] Dou Z Y, Tian J R, Li K X, Yu Z H, Hu M T, Huo M C, Song Y R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 064206 (in Chinese) [窦志远, 田金荣, 李克轩, 于振华, 胡梦婷, 霍明超, 宋晏蓉 2015 *物理学报* **64** 064206]
- [20] Li D, Shen D, Li L, Tang D, Su L, Zhao L 2018 *Opt. Lett.* **43** 1222
- [21] Zheng Z, Ouyang D, Ren X, Wang J, Pei J, Ruan S 2019 *Photon. Res.* **7** 513
- [22] Du T, Li W, Ruan Q, Wang K, Chen N, Luo Z 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 052701
- [23] Zheng X W, Luo Z C, Liu H, Zhao N, Ning Q Y, Liu M, Feng X H, Xing X B, Luo A P, Xu W C 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 042701
- [24] Jeong Y, Vazquezuniga L A, Lee S, Kwon Y 2014 *Opt. Fiber Technol.* **20** 575
- [25] Zhao K, Wang P, Ding Y, Yao S, Gui L, Xiao X, Yang C 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 012002
- [26] Chen J W, Zhao L M 2017 *Laser & Optoelectronics Progress* **54** 110002 (in Chinese) [陈家旺, 赵鹭明 2017 *激光与光电子学进展* **54** 110002]
- [27] Jin X X, Li L, Luo J L, Ge Y Q, Zhang Q, Zhao L M 2015 *Laser & Optoelectronics Progress* **52** 121902 (in Chinese) [金鑫鑫, 李雷, 罗娇林, 葛颜琦, 张倩, 赵鹭明 2015 *激光与光电子学进展* **52** 121902]

High-power 1.6 μm noise-like square pulse generation in an all-fiber mode-locked laser*

Dou Zhi-Yuan¹⁾ Zhang Bin¹⁾²⁾³⁾ Liu Shuai-Lin¹⁾ Hou Jing^{1)2)3)†}

1) (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*Human Provincial Key Laboratory of High Energy Laser Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 19 February 2020; revised manuscript received 13 April 2020)

Abstract

We demonstrate generation of high-power and large-energy noise-like square pulses at 1612 nm in an all-fiber dumbbell-shaped mode-locked Er: Yb co-doped double-clad fiber (EYDF) laser. The custom couplers with high power handling keep the laser function well. Large-mode-area EYDF with high power handling and enough high pump power make it possible to obtain high output power in the oscillator. Compared with figure-eight structure, strictly all-fiber dumbbell-shaped structure without isolator and optimizing splicing loss could reduce intra-cavity loss and improve optical to optical efficiency, which could reduce heat accumulation and enhance the power carrying capacity of EYDF. In order to study the influence of in-band absorption on output wavelength, EYDF1 and EYDF2 with different in-band absorption coefficients are accessed to intracavity, respectively. It is directly demonstrated that regulation of in-band absorption is an effective way to control the output wavelength. Strong in-band absorption could restrain the emission of C-band and make the wavelength range above 1.6 μm obtain enough gain. Linear insertion loss is another important factor to affect the emission wavelength in EYDF fiber laser. At pump power of 8 W, maximum average output power with emission wavelength above 1.6 μm can reach 1.16 W, corresponding to a single pulse energy of 1.26 μJ . SNR of output pulse is 70 dB which indicates the high stability of mode-locking. In order to verify and evaluate influence of insertion loss on the output characteristics of mode-locked laser, a variable attenuator is inserted in experimental setup, allowing us adjust the linear loss of the cavity. By increasing pump power and adjusting PCs, mode-locked pulses could be obtained on the condition of large additional insertion loss. Even though ~ 10 dB additional insertion loss is introduced, the oscillation still could function at 1612 nm and keep stable mode-locked state. This result demonstrates our oscillation could bear strong additional loss and own strong robustness. If excessively large additional insertion loss is added, 1566 nm becomes the central emission wavelength and wavelength component at 1612 nm almost disappears. Our investigation supplies a direct guideline to design high-power fiber laser with emission wavelength above 1.6 μm .

Keywords: all-fiber fiber, noise-like pulse, mode-locking

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Rn, 42.55.-f, 42.60.Fc

DOI: 10.7498/aps.69.20200245

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61435009, 61235008, 61405254).

† Corresponding author. E-mail: houjing25@sina.com