

密级: _____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

声光调 Q 脉冲掺铥光纤激光器及放大器的研究

作者姓名: _____ 黄启杰 _____

指导教师: _____ 祖继锋 研究员 余婷 副研究员 _____

_____ 中国科学院上海光学精密机械研究所 _____

学位类别: _____ 工学硕士 _____

学科专业: _____ 光学工程 _____

培养单位: _____ 中国科学院上海光学精密机械研究所 _____

2013 年 5 月

**Research on Acousto-optic Q-switched Tm-doped Fiber Laser
and Amplifier**

By

Qijie Huang

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Master of Optical Engineering

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics

May, 2013

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士学位论文

论文题目 声光调 Q 脉冲掺铽光纤激光器

及放大器的研究

专 业 光学工程

研究生姓名 黄启杰

导师姓名 祖继锋 余 婷

研究生入学时间 2010 年 9 月

2013 年 5 月 25 日

独创性声明

本人声明所呈的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海光学精密机械研究所或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献，均已在论文中做了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：_____

签字日期： 年 月 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院上海光学精密机械研究所有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子文件，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院上海光学精密机械研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：

指导教师签名：

签字日期： 年 月 日

签字日期： 年 月 日

学位论文作者毕业去向：_____

工作单位：_____ 电话：_____

通信地址：_____ 邮编：_____

电子邮件地址：_____

声光调 Q 脉冲掺铥光纤激光器及放大器的研究

黄启杰

导师：祖继锋 余 婷

摘 要

掺铥双包层光纤激光器输出的 $2\mu\text{m}$ 波段的激光处于人眼安全和大气窗口的特殊波段，在激光手术、空间光通信、遥感、激光雷达等领域有着重要应用。本论文在大量文献调研的基础上，从理论和实验两个方面对掺铥双包层光纤、声光调 Q 掺铥光纤激光器和放大器进行了深入研究。

第一部分重点评述了掺铥光纤激光器的技术路线和指标、国内外最新进展及应用领域。

第二部分根据铥离子的能级结构及光谱特性，结合掺铥双包层光纤放大器的特点，采用有限差分法建立了相应的数值分析模型，比较系统地研究了连续运转的掺铥光纤放大器中，种子光波长、种子光功率、泵浦光功率、增益光纤长度、光纤端面的反射率等因素对放大器特性的影响，此外模拟数值研究了脉冲信号光经过放大器后的放大与波形畸变特性。该工作对掺铥光纤放大器的设计、优化与研制具有一定的参考价值。

第三部分采用声光调 Q 激光技术，在实验上重点研究了两种不同结构的声光调 Q 掺铥双包层光纤激光器的输出特性。其一，使用前向泵浦结构及高掺杂短光纤，在 5kHz 重复频率下，获得了脉冲宽度 29ns，单脉冲能量 188 μJ ，峰值功率 6.5kW 的脉冲输出；其二，使用后向泵浦结构改善了输出功率稳定性，利用光纤布拉格光栅作为谐振腔反馈器件，对输出光谱进行了选频，得到了线宽约为 0.1nm，平均功率大于 2W 的窄谱宽脉冲激光输出。

第四部分采用前面研制的窄谱宽声光调 Q 掺铥光纤激光器作为种子源, 使用大模场掺铥保偏双包层光纤作为增益介质, 开展了掺铥双包层光纤放大器的设计与实验研究, 初步的实验结果获得了平均输出功率 5W 的脉冲放大输出, 输出光谱没有明显的 ASE 现象。

第五部分简要地总结了本人硕士研究工作期间, 截至目前为止所取得的阶段性的研究成果, 阐述了论文工作的创新点, 并针对存在的问题提出了一些解决方案和技术改进思路, 为未来如何进一步提高脉冲掺铥光纤激光器的输出性能给出了初步的总体设计考虑和技术发展展望。

关键词: 2 微米, 声光调 Q, 掺铥光纤激光器, 窄谱宽, ASE

Research on Acousto-optic Q-switched Tm-doped Fiber Laser and Amplifier

Qijie Huang

Directed by: Jifeng Zu Ting Yu

Abstract

The 2 μ m laser emitted by Tm-doped double-clad fiber laser is eye-safe and in the atmospheric window, which has an important application in the field of laser surgery, space optical communication, remote sensing and laser radar. In this thesis, on the basis of extensive reference research, acoustic-optic Q-switched Tm-doped fiber laser and amplifier are studied from both theoretical and experimental aspects.

In section one, key technology route progress and the latest development of pulsed Tm-doped fiber laser are reviewed.

In section two, based on the energy level structure and spectral characteristic of thulium ion, a typical Tm-doped double-clad fiber amplifier modeling is comprehensively analyzed through the finite-difference method. The impacting factors such as wavelength and power of the seed, fiber length, pumping power and fiber facet reflectivity are discussed. The amplification and waveform distortion characteristics of the signal pulse after Tm-doped amplifier are also studied. The theoretical models and simulation results have a certain reference value for the design, optimizing and development of Tm-doped fiber amplifiers.

In section three, based on acousto-optic Q-switch technology, the characteristic of pulsed Tm-doped fiber laser with two different structures is studied. Firstly, by

using a short but highly doped Tm fiber and forward pumping structure, 29ns short pulse with up to 6.5kW peak power and 188 μ J pulse energy is obtained at 5kHz repetition rate. Secondly, approximately 0.1nm linewidth pulse with above 2W average output power is derived by using a fiber Bragg grating as an output coupler, while the output power stability is improved by employing the backward pumping structure.

In section four, using the previously obtained narrow linewidth Q-switched fiber laser as the seed and Tm-doped large mode polarization maintained double-clad fiber as the gain medium, a master oscillator power amplifier is realized. Preliminary experimental result indicates that about 5W average power with no obvious ASE pulsed output is achieved.

In section five, the main works and so far obtained results during my master research are summarized, the innovation points are presented, some personal ideas and solutions for the unsolved problems are suggested. Preliminary overall design consideration and technological development outlook of how to improve the pulse Tm-doped fiber laser output performance are given.

Key words: 2 μ m, acousto-optic Q-switched, Tm-doped fiber laser, narrow linewidth, ASE

目 录

1	绪论	1
1.1	光纤激光器的特点及应用	1
1.2	脉冲掺铥光纤激光器的研究进展	3
1.3	本文的研究内容	11
2	掺铥双包层光纤介绍及放大器理论研究	12
2.1	双包层光纤及其优越性	12
2.2	Tm^{3+} 离子的能级结构与光谱特性	13
2.3	掺铥双包层光纤放大器的理论仿真	15
2.3.1	掺铥双包层光纤放大器理论模型的建立	16
2.3.2	数值模拟的结果与分析	20
2.3.3	放大器的瞬态增益及脉冲畸变研究	25
2.4	本章小结	27
3	声光调 Q 脉冲掺铥光纤激光器的实验研究	28
3.1	调 Q 激光器的基本原理	28
3.2	声光调 Q 的基本原理	29
3.3	实验装置的选择	30
3.3.1	声光 Q 开关的选择	30
3.3.2	掺铥双包层光纤的选择	31
3.4	声光调 Q 掺铥光纤激光器	31
3.4.1	前向泵浦掺铥光纤调 Q 激光器	31
3.4.2	前向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器	35
3.4.3	后向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器	38
3.5	本章小结	44
4	窄谱宽脉冲掺铥光纤放大实验研究	45
4.1	实验装置	45
4.2	实验结果与讨论	46
4.3	本章小结	47

5	总结与展望	48
5.1	工作内容和创新点总结	48
5.2	展望	49
	参考文献	50
	黄启杰在攻读硕士学位期间发表的论文和专利目录	57
	致谢	58
	黄启杰个人简历	59

1 绪论

1.1 光纤激光器的特点及应用

美国科学家 Maiman 于 1960 年 5 月在位于加利福尼亚州的 Hughs Aircraft 实验室使用红宝石晶体实现了世界上第一台激光器^[1]。此后不久, 美国光学公司 (American optical corporation) 的 Snitzer 等人就首先提出光纤激光器和放大器的构想^[2]。但是由于当时条件的限制, 光纤激光器的发展在随后的二十多年来一直停滞不前, 直到上世纪 80 年代, 英国 Southampton 大学的 S.B.Poole 等用 MCVD 法制成了低损耗的掺铒光纤^[3], 为光纤激光器带来了新的前景, 随着光纤制造工艺与半导体激光器的生产技术日趋成熟, 光纤激光器才进入了一个蓬勃发展的阶段^[4-8]。

相对于传统的固体、气体激光器, 作为第三代激光技术的代表, 光纤激光器具有巨大的优势:

(1) 输出激光的光束质量好。由于光纤激光器的输出光束质量是由光纤纤芯的波导结构决定, 一般情况下, 纤芯的直径和数值孔径都比较小, 不会随热变化而变化, 这样就非常易于得到单横模激光输出, 具有非常好的方向性、单色性和稳定性。

(2) 转换效率高。在光纤激光器中, 光纤既是激光增益介质又是光的导波介质, 提高光纤长度便可以有效提高泵浦光的吸收效率。导波结构具有很高的表面积/体积比, 温度稳定性和散热性能好, 所以转换效率较高, 激光阈值低, 一般电光效率高达 20% 以上, 光转换效率可以超过 60%, 从而降低运行成本。

(3) 输出波长多, 调谐方便。稀土离子能级较宽, 玻璃光纤的荧光谱也比较宽, 通过掺杂不同的稀土离子, 再插入适当的波长选择器即可实现在 380~3900 nm 的紫外至中红外宽带范围内的可调谐激光输出。

(4) 结构紧凑, 小型化, 易维护, 寿命长。由于全光纤化结构, 光纤可以被缠绕以节省空间, 通过光纤熔接光路具有免维护特性。

(5) 激光器通过光纤输出, 经过远距离传输, 使激光器远离出光点, 可以在比较恶劣的环境下工作。

由于光纤激光器具有光束质量好、结构紧凑、散热性好、易维护等众多优点, 被广泛的应用于光通信、军事、医疗和工业加工等领域。

1.光通信领域

光纤激光器可以提供处在通信的低损耗窗口的 1.3 μm 、1.55 μm 波段激光, 通过包层泵浦技术, 可以使吸收谱变宽, 传输容量和信道可以得到增加, 实现功率放大。光纤激光器具有的光束质量好、易维护、散热性好、使用方法简单等优点, 进一步推动了光纤激光器在光通信领域的发展。

2.工业加工领域

与传统的腐蚀、印刷、机械刻划等加工方法相比, 光纤激光加工具有许多独特的优点, 例如光束质量好, 重量轻, 免维护, 体积小, 风冷却, 可在较为恶劣的工业环境下使用, 加工精度高, 寿命长, 速度快, 电光转化效率高等。基于上述的优点, 光纤激光加工已广泛应用于集成电路芯片、焊接、五金、电子产品、汽车制造、船舶制造、航空制造业等方面。目前商用化的光纤激光器连续输出功率已达到数千瓦以至万瓦的量级。

3.激光医疗领域

由于光纤激光器操作简易、成本低廉、能量传输范围宽, 而且它又能满足无污染、无溶液等医疗方面的特殊要求, 所以广泛应用于医疗领域。医疗用最理想的激光波长为: 1.3 μm 用于诊断成像, 1.5 μm 到 4 μm 用于外科手术^[9], 需要的功率范围从毫瓦到高于 100W。

4.军事领域

由于高功率的光纤激光器拥有亮度高、重量轻、体积小、成本低等优点, 在军事领域中倍受重视, 有着非常广泛的应用前景。主要应用在信标、测距、遥感探测、模拟打靶、激光雷达系统传感技术等方面。与其他的激光器相比, 在相同的输出功率下, 光纤激光器产生的热量比较少, 这就降低了对系统散热的要求, 提高了系统的可靠性。

与其他光纤激光器相比, 掺铥光纤激光器具有自身独特优势, 是一项具有非常广泛应用前景的新技术。掺铥光纤激光器可以发射 2 μm 附近波长的激光, 能够实现 1.6~2.1 μm 的可调谐输出, 是所有稀有离子中最宽的, 还可以通过与其他元素共同掺杂的方式获得更好的特性, 如与铥 (Ho^{3+}) 共掺, 利用 Tm^{3+} - Ho^{3+} 能量转移机制, 实现 2 μm 波长的高性能激光输出。在此波长范围内, 水分子中的羟基具有很强的吸收峰^[10], 因此掺铥光纤激光器在激光手术、空间光通信、遥感、激光雷达等领域有着重要的应用前景^[11-15]。

John Hopkins 大学医学中心, 泌尿专业的副教授, Nathaniel M.Fried 博士利用 IPG 生产的 150 瓦 1.9 μm 的掺铥光纤激光进行前列腺气化研究表明, 掺铥光纤激光明显优于目前普遍使用的固体钬激光, 其中包括更小的体积、更高的运行效率、更好的止血效果, 还可以在脉冲或连续两种模式下进行操作^[12]; 在治疗近视、远视等眼科疾病手术中, 高功率掺铥光纤激光器能有效提高角膜成形手术的成功率; 在整形美容手术中, 高功率掺铥光纤激光器在治疗皮肤癌、去纹身和消

除伤疤等方面也取得了良好效果；在其它手术中，掺铥光纤激光器具有良好柔韧性和高的光束质量，可以方便地进入人体内排除肿瘤和各种淤积物^[16, 17]，广泛应用于肾脏^[18]、大脑^[19]、皮肤^[20]和咽喉^[21, 22]手术中。

此外，未来高功率掺铥光纤激光器将成为 2.5~12 μm 范围内激光器的有效泵浦源^[23-26]，从而引起人们的广泛关注。

1.2 脉冲掺铥光纤激光器的研究进展

对于连续工作的掺铥光纤激光器，由于光纤本身就是增益介质，通过添加双色镜或者光纤布拉格光栅（FBG），甚至直接利用光纤端面的菲涅耳反射就可以构成简单的 F-P 腔结构，不需要在腔内放置其它光学元件，就可以获得高功率的激光输出。目前在连续工作（CW）激光输出方面，Q-peak 公司已经报道了超过 1kW 的掺铥光纤激光器^[27]，连续单频输出的功率也达到了 608W^[28]，如果能够提供更大的泵浦功率，添加放大级，有望获得更高的激光输出。但 CW 掺铥光纤激光器的功率密度及峰值功率还是比较低，如果从实际应用的角度出发，脉冲工作的掺铥光纤激光器更有实用价值。脉冲光纤激光器由产生机理一般可分为：锁模光纤激光器、增益开关光纤激光器和调 Q 光纤激光器。

锁模光纤激光器是在腔内引入与纵模同步的增益调制使得各个纵模发生干涉叠加锁定，从而获得脉冲输出。1995 年 Nelson 等人利用附加脉冲锁模技术，实现了锁模掺铥光纤激光器的自启动，得到脉冲宽度 350~500fs，输出波长可在 1792~1902nm 范围内调谐的输出^[29]；1996 年 Sharp 等人利用 InGaAs/InP 半导体材料作为被动锁模输出耦合镜，实现掺铥光纤激光器的锁模输出，脉冲宽度为 190fs，功率约为 1mW，激光器的泵浦源为 50mW 单条二极管激光^[30]；俄罗斯科学院 Solodyankin 等人在 2008 年利用碳纳米可饱和吸收体，实现了掺铥光纤的锁模输出，中心波长为 1.93 μm ，重复频率为 37MHz，脉冲宽度为 1.32ps，峰值功率达到 70W^[31]；2009 年，美国 AdValue 公司 Wang 等人利用可饱和吸收镜（SESAM），获得了中心波长 1.98 μm ，单脉冲能量 0.17nJ，脉冲宽度为 1.5ps 的锁模脉冲输出，激光器的斜率效率达到 68.3%^[32]。锁模光纤激光器能够获得较短脉冲输出，但激光器的结构比较复杂，对稳定性和外界条件的要求也比较高，脉冲的输出能量比较低，光纤的非线性效应也会限制输出功率的进一步提升。

增益开关光纤激光器是指采用能够主动控制的泵浦源对光纤进行泵浦，利用掺杂光纤瞬态增益获得脉冲输出，即脉冲泵浦的光纤激光器。通过控制泵浦的重复频率和脉冲宽度，可以相应的改变输出激光的脉冲宽度与重复频率。1998 年，Manchester 大学的 Jackson 等人利用 Nd: YAG 脉冲激光器作为泵浦源，首次获得了增益开关运转的掺铥光纤激光器，在腔结构近优化的情况下，获得了最大脉冲能量 1.46mJ 的脉冲输出^[33]；随后，Manchester 大学的 Dickinson 于 2000 年利

用输出波长为 790nm 的钛宝石激光器泵浦掺铥硅基光纤, 实现了 $2\mu\text{m}$ 波段的增益开关脉冲输出, 在光纤长度为 6m 时, 获得的最大单脉冲能量为 10.1mJ, 斜率效率为 30%^[34]; 2005 年, 哈尔滨工业大学的张云军利用调 Q 型 Nd: YAG 激光器泵浦掺铥光纤, 实现了近 $2\mu\text{m}$ 的增益开关输出^[35]; 2007 年, 美国 Spectrode 公司的 Jiang 等人利用脉冲调制 $1.55\mu\text{m}$ 半导体激光器作为泵浦源, 首次获得了增益开关掺铥光纤激光器的稳定短脉冲 (10ns) 输出^[36]; 2012 年, 哈尔滨工业大学周仁来等人利用 $1.558\mu\text{m}$ 半导体激光器作为泵浦源, 使用 FBG 作为谐振腔, 获得了最高平均输出功率 71mW, 最短脉冲长度 29ns 的增益开关型脉冲掺铥光纤激光器^[37]。增益开关光纤激光器直接对泵浦光进行调制从而获得脉冲激光, 输出脉冲的重复频率和脉宽由泵浦源的驱动决定, 不需要加入其它器件, 有利于实现激光器的全光纤化, 具有很大的发展潜力, 但是它对泵浦源的要求比较苛刻, 且输出脉冲的波容易发生畸变。

调 Q 光纤激光器的工作方式是在连续输出的光纤激光器腔内插入一个 Q 开关, 通过对腔内反转粒子数的控制实现脉冲输出。虽然调 Q 获得的脉冲宽度较宽, 一般在 ns 量级, 但是其实现方式比较简单, 能够获得能量较高的脉冲。因此被广泛使用。

1993 年加拿大的 Myslinski 和法国 Bayon 等人联合报导了最早的声光调 Q 掺铥光纤脉冲激光器, 采用前向泵浦结构, 如图 1 所示, 泵浦源为 800nm 钛宝石激光器, 增益介质为一根 2.1 米长的掺铥光纤, 当重复频率为 4kHz 时, 峰值功率仅为 4W, 脉宽 130ns, 输出波长 $1.92\sim 1.96\mu\text{m}$ ^[38]。作者认为, 使用相近波长的半导体激光器作为泵浦源也可以得到相似的实验结果。

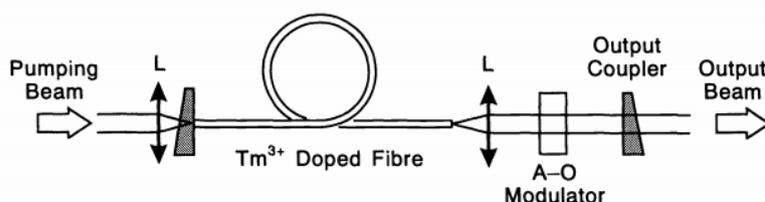


图 1 Myslinski 等人的最早声光调 Q 掺铥光纤激光器结构

2000 年, 英国 Manchester 大学的 Golding 等人利用波长为 $1.319\mu\text{m}$ 的连续 Nd:YAG 激光器泵浦掺铥光纤, 进行了连续和调 Q 实验, 激光器的结构如图 2 所示, 输出波长中心为 $2.02\mu\text{m}$ ^[39]。进行调 Q 实验时采用一斩波器作为 Q 开关元件, 当重复频率低于 1kHz 时, 输出为一系列弛豫振荡尖峰, 当重复频率为 20kHz 时, 获得了峰值功率为 16W, 脉宽为 280ns 的调 Q 脉冲输出, 脉冲波动为 13%。作者指出, 虽然可以利用 $1.319\mu\text{m}$ 作为泵浦波长实现 $2\mu\text{m}$ 激光输出, 但是相对较低的泵浦光吸收截面和激发态吸收的存在却限制了激光器的整体性能。

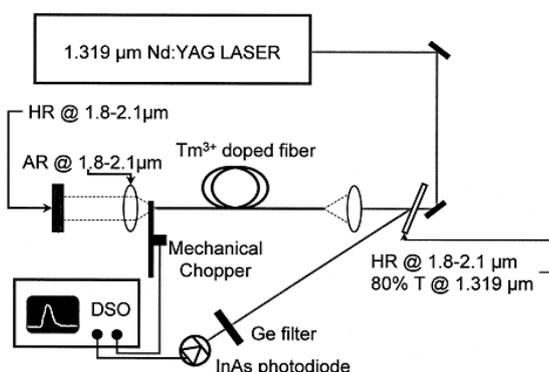


图 2 Golding 等人的机械调 Q 掺铥光纤激光器结构

2003 年, Manchester 大学的 El-Sherif 等人同样利用波长为 $1.319\mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 激光器输出的连续激光泵浦掺铥光纤, 使用声光调制器作为 Q 开关元件, 激光器的结构如图 3 所示^[40]。作者得到了重复频率高达 30kHz 的脉冲输出, 当重复频率为 100Hz 时, 获得了峰值功率 $>4.1\text{kW}$, 脉冲宽度 150ns 的激光输出, 脉冲序列的稳定度在低重复频率时 $>90\%$, 高重复频率 ($>10\text{kHz}$) 时稳定度可以提高至 99% 。实验中通过测量输出激光的光谱还观察到了 SBS 效应, 记录了多达 10 阶的 SBS 光谱。作者还认为通过使用更高激光上能级寿命的增益介质可实现更短脉宽的调 Q 脉冲输出, 如采用氟基铥钬共掺光纤。

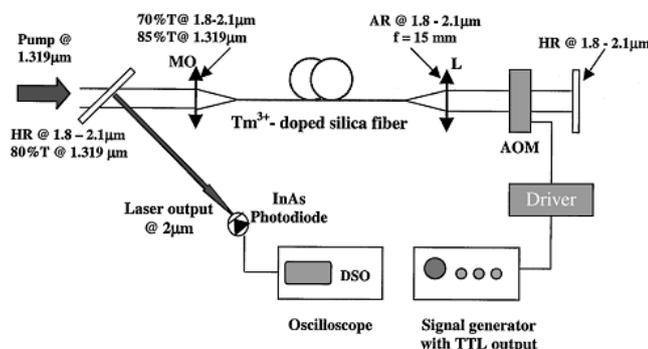


图 3 El-Sherif 等人声光调 Q 掺铥光纤激光器结构

同年, 他们利用相似的结构, 改变 Q 开关元件, 首次实现了电光调 Q 方式的掺铥脉冲输出, 激光器的结构如图 4 所示, 使用 2.9m 掺铥光纤作为增益介质, 在谐振腔近优化的情况下, 获得了重复频率 70Hz , 峰值功率 3.3kW , 单脉冲能量 2.3mJ 的稳定输出^[41]。作者指出 Q 开关驱动源的脉冲重复频率限制了激光输出的重复频率, 电光调 Q 的优点是开关隔离度很高, 且普克尔斯盒不像声光调 Q 中的布拉格盒存在热问题, 缺点主要是半波电压较高, 对驱动源电路的要求较高, 限制了它的应用。

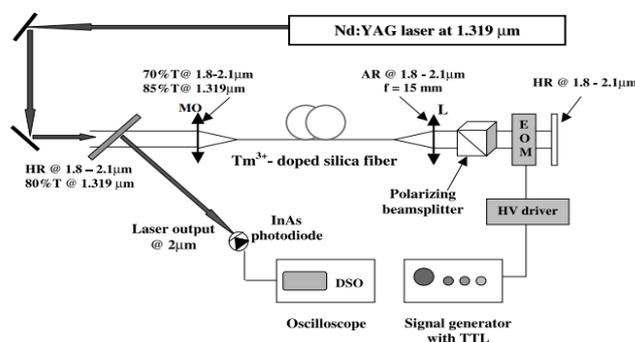


图 4 El-Sherif 等人电光调 Q 掺铥光纤激光器结构

2005 年, Manchester 大学的 Qamar 等人利用 $\text{Cr}^{3+}\text{ZnSe}$ 晶体作为可饱和吸收体实现了被动调 Q 掺铥光纤激光器, 结构如图 5 所示^[42]。在 $1.3\mu\text{m}$ 泵浦激光注入功率为 3.5W 和光纤长度为 1.8m 时, 获得了脉宽为 330ns , 峰值功率 15W 的脉冲输出, 在实验中作者发现输出脉冲波形伴随着比较明显的锁模调制现象。

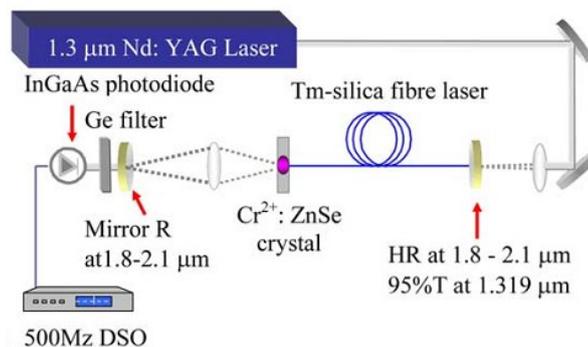


图 5 Qamar 等人被动调 Q 掺铥光纤激光器结构

2006 年, 他们又采用转镜机械调 Q 的方式, 获得了掺铥光纤的脉冲输出^[43]。实验中, 他们分别使用了 Nd:YAG 激光器输出的 $1.064\mu\text{m}$ 和 $1.319\mu\text{m}$ 两种不同波长的激光作为泵浦光, 实验结果表明利用后者作为泵浦波长的效果更佳, 原因在于此波长下激发态吸收效应比前者要弱很多。在此波长下, 获得了脉冲宽度 25ns , 峰值功率 2.7kW , 重复频率 196Hz 的调 Q 脉冲输出。作者还细致地研究了输出脉宽、平均功率、峰值功率和单脉冲能量与脉冲重复频率和光纤长度以及输出镜的反射率的关系。与其它的调 Q 方式相比, 转镜调 Q 方式可以获得更短的脉宽和更高的峰值功率, 但是重复频率比较低。

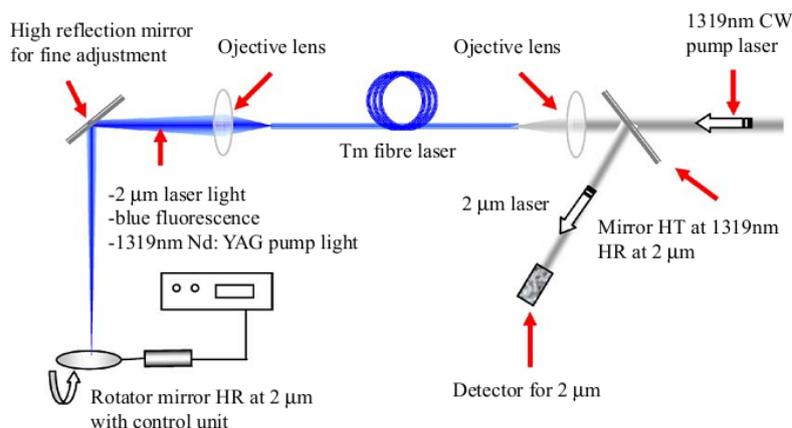


图 6 Qamar 等人转镜调 Q 掺铥光纤激光器结构

2007 年，随着 790nm 波段半导体激光器工艺的成熟，澳大利亚悉尼大学的 Jackson 等人首次获得了高功率声光调 Q 掺铥光纤激光器，如图 7 所示^[44]。作者采用 792nm LD 双端泵浦一根 2.3m 长的掺铥光纤，利用声光调制器（AOM）为调 Q 开关，得到重复频率 10~125kHz 可调，平均功率最高达 30W，最高单脉冲能量 270μJ，最短脉冲宽度为 41ns 的激光输出，激光波长 1.983μm，谱线宽度 9nm。相对于 1.3μm 波长的泵浦源，由于交叉弛豫效应，790nm 波长的泵浦源具有更加高的泵浦效率，可以得到更高的激光输出。作者还指出，在高功率下，可以提高激光的重复频率来抑制自发辐射放大（ASE）对输出激光的影响。

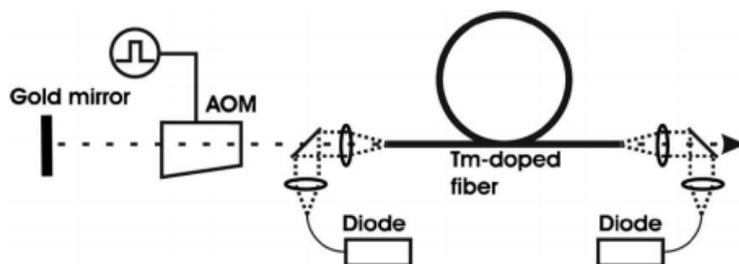


图 7 Jackson 等人高功率声光调 Q 掺铥光纤激光器结构

2008 年，他们采用相似的结构，使用一根 3m 的铥钬共掺的双包层光纤为增益介质，获得了重复频率 10~100kHz 可调，平均功率最高达 15W，最高单脉冲能量 264μJ，最短脉冲宽度为 45ns 的激光输出^[45]。当使用体光栅作为反馈腔镜时，激光波长为 2.107μm，谱线宽度 1.74nm。在实验中作者发现输出脉冲波形伴随着比较明显的锁模调制现象，调制频率约为 32MHz，和激光器腔往返时间对应。

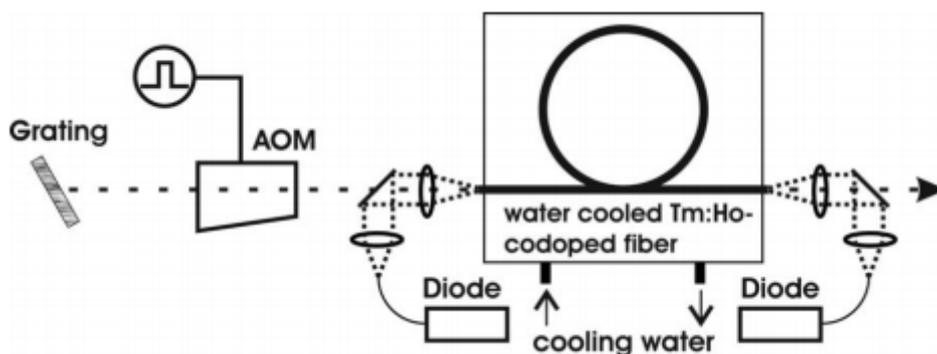


图 8 Jackson 等人声光调 Q 铥钬共掺光纤激光器结构

2009 年, 美国 AdValue 公司 Geng 等人报导了单频机械调 Q 掺铥光纤激光器^[46]。实验结构如图 9 所示, 谐振腔由两个 FBG 和一段掺铥光纤组成, 其中一个高反射率非保偏 FBG 作为反射端, 另一个保偏窄带 FBG 作为输出端, 它在两个正交的偏振方向上具有不同的反射率。因此谐振腔只对一个方向上的偏振光形成反馈振荡, 对另外一个正交方向上的偏振光不能形成振荡。此激光器应力调 Q 的原理是, 首先使用预应力作用在应力诱导双折射光纤上, 此时谐振腔处于低 Q 值状态, 然后通过压电陶瓷突然释放掉应力, 谐振腔变处于高 Q 值状态。作者使用该结构获得了瓦量级的平均功率输出, 重复频率在数十至数百赫兹可调, 激光的输出线宽在几十兆赫兹量级。2011 年, 他们利用此激光器作为放大器的种子源, 获得了峰值功率在 kW 量级, 脉冲宽度 7ns 的单频脉冲输出, 还使用单模光纤进行了超连续谱的实验^[47]。

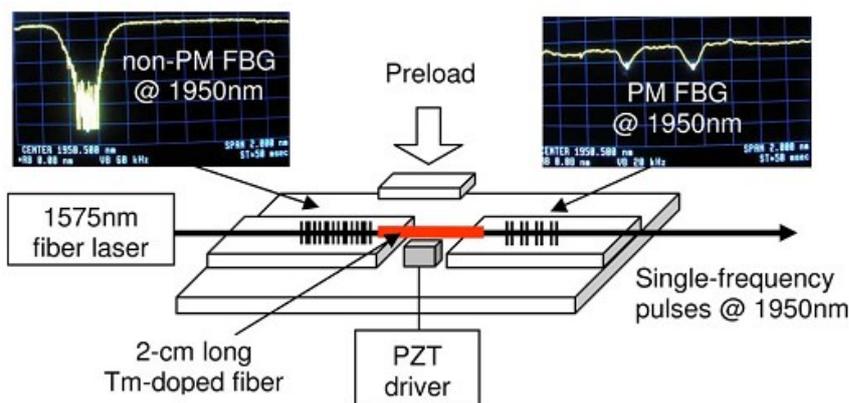


图 9 Geng 等人的单频机械调 Q 掺铥光纤激光器结构

2010 年, 美国中央佛罗里达大学 Willis 等人报导了全保偏声光调 Q 掺铥光纤激光器, 采用腔内声光调制的结构, 增益介质为一段 4 米长的保偏掺铥光纤, 声光开关为 Neos 公司的 TeO₂ 声光调制器^[48]。当采用闪耀反射光栅时, 输出波长

在 1992nm，最大单脉冲能量可达到 350 μ J，线宽小于 200pm，脉冲宽度 125ns，激光器重复频率为 20kHz，斜率效率 28%；采用体布拉格光栅作为反馈元件获得激光波长 2052nm，最大单脉冲能量 225 μ J，线宽小于 200pm，脉冲宽度 200ns，激光器重复频率为 20kHz，斜率效率 24%。

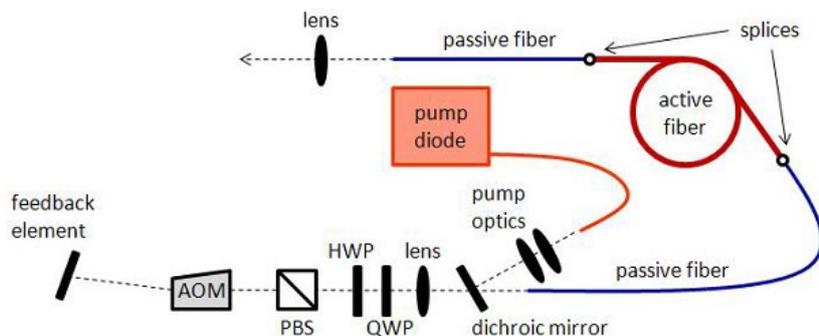


图 10 Willis 等人的声光调 Q 保偏掺铥光纤激光器结构

2012 年，这个研究小组的 Kadwani 等人使用类似的结构，采用一根 2.7m 的掺铥光子晶体光纤（PCF），在 10kHz 的重复频率下，获得了单脉冲能量 435 μ J，脉宽 49ns 的调 Q 输出，对应的峰值功率~8.9kW^[49]。作者还使用得到的 2 μ m 脉冲激光进行了超连续谱的实验。

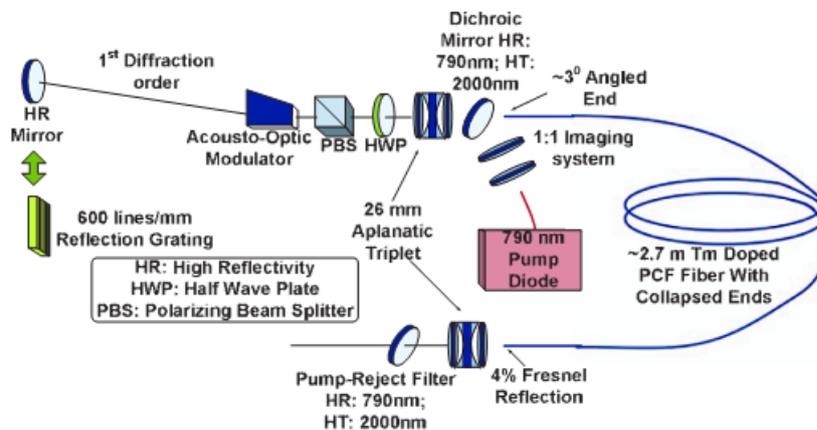


图 11 Kadwani 等人的声光调 Q 掺铥光子晶体光纤激光器结构

2013 年，德国耶拿大学的 Stutzki 等人采用与 Jackson 相似的结构泵浦一根 1.2m 长，线芯直径 81 μ m 的 Large-Pitch 光纤（LPF）^[50]。当重复频率为 13.9kHz 时，得到了单脉冲能量 2.4mJ，平均功率 33W 的输出，在最大输出功率时，脉冲宽度 15ns，脉冲峰值功率>150kW。这是目前单脉冲能量最大的掺铥光纤激光器。作者还给出了输出光谱，激光在 1.8~2 μ m 之间均有谱线。

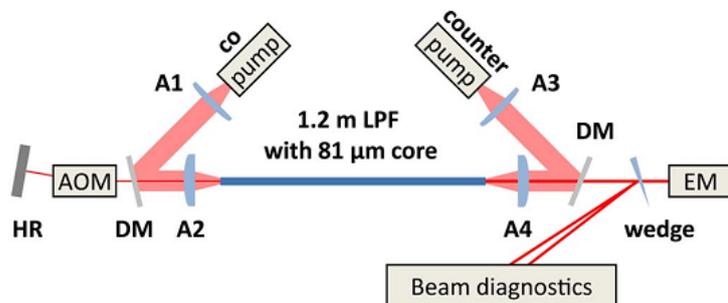


图 12 Stutzki 等人的声光调 Q 掺铥 Large-Pitch 光纤激光器结构

国内方面，2011 年，上海光机所的唐玉龙等人使用 793nm 的半导体激光器后向泵浦一根 6m 的掺铥双包层光纤，在 50kHz 下获得 32W 的脉冲输出，斜率效率 36%，10kHz 时，最短脉冲宽度为 170ns^[51]。输出光有多模起振，光谱的中心在 2017nm，谱线宽度 11nm。作者对声光 Q 开关的调制频率开展了研究，发现只有在调制频率较低情况下 (<20kHz)，Q 开关的重复频率才会激光输出功率有显著影响。作者还对脉冲宽度压窄进行了实验研究，使用长度仅为 0.4m 的光纤获得了约 48ns，功率<2W 的输出。

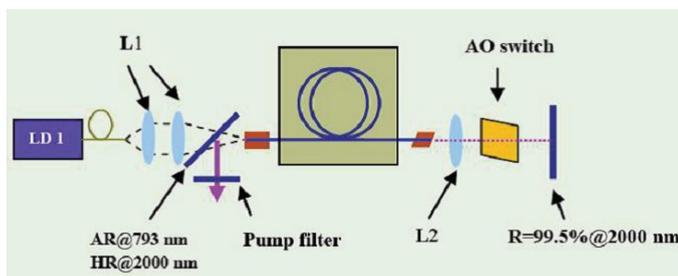


图 13 唐玉龙等人的声光调 Q 掺铥双包层光纤激光器结构

同年，深圳大学的胡辉等人使用 785nm 的半导体激光器前向泵浦一段 2.1m 掺铥双包层光纤，得到最大输出功率为 1.27W，最高峰值功率为 4.2kW，最短脉冲宽度为 180ns 的激光输出，中心波长 2.01μm，光谱宽度为 2.78nm^[52]。

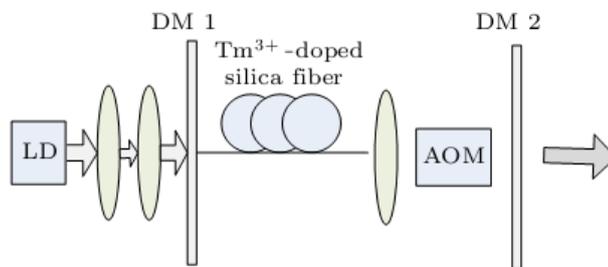


图 14 胡辉等人的声光调 Q 掺铥双包层光纤激光器结构

通过上面的介绍,可以看出各种脉冲获取方式,比如增益开关、锁模、调 Q 等都已经应用在掺铽光纤激光器的探索研究,这些方式各具优缺点。总体上而言,使用声光调制器的调 Q 方式获取掺铽光纤激光器的脉冲输出是目前的主流方式之一,其原因是由于使用这种方式的激光器结构比较简单,且可以获得相对较高的重复频率输出,对调制器、驱动器的要求也比较简单。目前声光调 Q 掺铽光纤激光器的结构基本上是非全光纤化的空间结构,获得的脉冲宽度一般大于 100ns,峰值功率在 kW 量级,输出光谱的谱线宽度一般在 1nm 以上。

1.3 本文的研究内容

本论文主要研究了利用 793nm 波长的半导体激光器作为泵浦源,声光调制器作为调 Q 开关,采用掺铽双包层光纤作为增益介质,得到了声光调 Q 脉冲掺铽光纤激光器。

全文结构如下:

第一章首先简要介绍了光纤激光器的特点、应用,接着对掺铽光纤激光器的特点及应用,脉冲掺铽激光器的几种实现方式及国内外研究进展进行了进一步介绍。

第二章首先介绍了双包层光纤的基本知识,接着根据铽离子的能级结构及光谱特性,针对掺铽双包层光纤放大器的特点,采用有限差分法建立了数值模型,比较系统的研究了在连续运转的光纤放大器中,种子光波长、功率,泵浦光的功率,增益光纤长度,光纤端面的反射率等因素对放大器特性的影响,还研究了脉冲信号光经过掺铽放大器后的放大与波形畸变,该工作对掺铽光纤放大器的设计、优化与研制有着一定的参考价值。

第三章首先介绍了声光调 Q 激光器的基本原理,然后在实验上重点研究了两种不同结构声光调 Q 掺铽双包层光纤激光器,对前向和后向两种不同泵浦方式的声光调 Q 掺铽双包层光纤激光器输出平均功率、输出光谱、脉冲宽度分别进行了讨论,还利用 FBG 作为谐振腔反馈器件,对输出光谱进行了压窄实验。

第四章采用研制的窄谱宽声光调 Q 掺铽双包层光纤激光器作为种子源,使用大模场掺铽保偏双包层光纤作为增益介质,对掺铽双包层光纤放大器进行了设计与实验研究,讨论了放大器的输出平均功率,脉冲和光谱特性。

第五章总结了论文所介绍的具体工作和取得的研究成果,阐述了论文工作的创新点,针对尚待解决的问题提出了一些解决方案和技术改进思路,为下一步提高脉冲掺铽光纤激光器的输出特性提供了建议,对未来的努力方向进行了展望。

2 掺铈双包层光纤介绍及放大器理论研究

2.1 双包层光纤及其优越性

早期的光纤激光器所用的光纤只有纤芯和包层,但是这样的结构非常不利于泵浦光的耦合,导致泵浦光无法被纤芯的掺杂粒子充分吸收,激光转换效率低,输出能量比较低。1974年, Maurer 首先提出了双包层光纤的概念^[53], 1988年,美国宝利来公司的 Snitzer 等人又提出了包层泵浦技术^[54],使得光纤激光器的输出功率得到了很大提升,引起了世界上许多科研机构的关注,在以后的数十年间这项技术得到了快速发展。

目前,作为光纤激光器的重要组成部分,双包层光纤已经成为了实现高功率输出的基础。典型的双包层光纤结构如图 15 所示,双包层光纤由掺杂纤芯、内包层、外包层、保护层四部分组成,其中外包层的折射率小于内包层,内包层的折射率小于纤芯,内包层的横向尺寸和数值孔径比纤芯大的多,这样非常有利于多模泵浦光的耦合,所以内包层是泵浦的通道,当泵浦光进入尺寸较大的内包层中后,在内包层中反射前进,多次穿过纤芯,掺杂离子充分吸收泵浦光,形成粒子数反转,从而产生激光。另一方面,由于纤芯折射率大于内包层,且纤芯的尺寸和数值孔径比较小,这样就有利于得到模式简单光束质量高的激光输出。

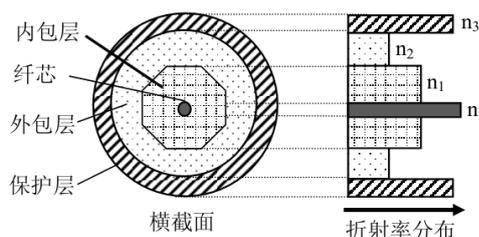


图 15 八角形双包层光纤结构示意图

最初的双包层光纤的内包层采用的是传统的圆形对称结构,它的制作工艺相对简单,也易于与泵浦 LD 的尾纤相耦合连接,但是其完美的对称性导致内包层中的泵浦光存在大量的螺旋光,这些光线即使经过足够多次的反射也无法经过掺杂的纤芯区域,不能被有效吸收,大大地降低了泵浦光的利用率。为了解决这一问题,就必须破坏内包层圆柱对称结构,近年来人们不断改进传统工艺,在原有

的基础之上开发出来内包层为多种形状的双包层光纤，大大提高了泵浦光的利用率，其中较为典型的有 D 形、矩形、正方形、梅花形、六角形等，如图 16 所示。在实际应用中，D 型结构加工工艺最为简单因而使用最多。

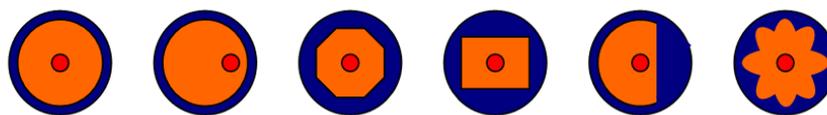


图 16 各种内包层结构示意图

2.2 Tm³⁺离子的能级结构与光谱特性

1879 年，瑞典化学家克利夫从“铈土”中分离出铥和钬两种新元素，并将铥命名为 Thulium，以纪念克利夫的祖国所在地斯堪的纳维亚半岛(Thulia)，元素符号曾为 Tu，今用 Tm，即铥。金属铥为银灰色，有优异的延展性，质地较软，可用刀切开。铥是第 13 号镧系元素，它的 4f 壳层里有 12 个电子。其化学活泼性不如镧等轻稀土，在空气中比较稳定，铥在化学反应中通常呈正三价^[55]。

硅基光纤中 Tm³⁺离子的吸收谱线如图 17 所示，能级结构如图 18 所示^[56]，从图中可以看出，Tm³⁺离子一般可以通过以下三种波长进行泵浦。

(1) ³H₆→³H₅ 能级泵浦方式：吸收谱线的中心位于 1210nm，峰值吸收截面 $4.7 \times 10^{-25} \text{m}^2$ 。Tm³⁺离子吸收一个泵浦光子，从基态 ³H₆ 跃迁至 ³H₅ 态，然后无辐射弛豫到 ³F₄ 态，再从 ³F₄ 态跃迁至基态，同时产生 2μm 波段的激光。由于这个波段的泵浦源缺乏，多采用波长分别是 1.319μm 和 1.064μm 的 Nd:YAG 激光器和掺 Yb³⁺光纤激光器来做泵浦源，但是由于吸收截面比较小，且泵浦过程中会有一部分能级上的 Tm³⁺离子再次吸收泵浦光子，跃迁到更高的激发态，因此泵浦光不能被有效利用，激光器的效率一般都低于 40%。

(2) ³H₆→³F₄ 能级泵浦方式：吸收谱线的中心位于 1630nm，峰值吸收截面 $4.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$ 。此波长下的泵浦属于同带泵浦，不存在激发态吸收，其 Stokes 效率最高，但是同样是由于缺乏此波长的泵浦源，一般采用波长 1.55μm 的掺 Er³⁺激光器作为替代，由于目前掺 Er³⁺激光器的输出功率比较低，还无法使用此波长泵浦源获得高功率的 2μm 激光。

(3) ³H₆→³H₄ 能级泵浦方式：吸收谱线位于 793nm，峰值吸收截面约 $8.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$ 。由于 790nm 的半导体激光器制造工艺比较成熟，容易获得较高的输出功率，所以目前普遍采用这个波长对掺铥光纤进行泵浦。虽然此波长下，激光器的 Stokes 效率比较低，仅 40%，但是基于 Tm³⁺离子之间的交叉弛豫效应(Cross Relaxation)^[57]，理论上的量子效率可以达到 200%^[58, 59]。所谓交叉弛豫过程是指在高掺杂浓度的增益介质中，由于离子之间距离较近，激发态离子在弛豫过程中

把能量转移给临近的基态离子，使得基态离子被激励，在这个过程中，一个泵光光子理论上可以产生两个激光光子，从而明显提高了激光器的斜率效率。交叉驰豫的速率与离子的掺杂浓度有关，在较低浓度时近似成正比，而浓度太高时反而降低^[60]。

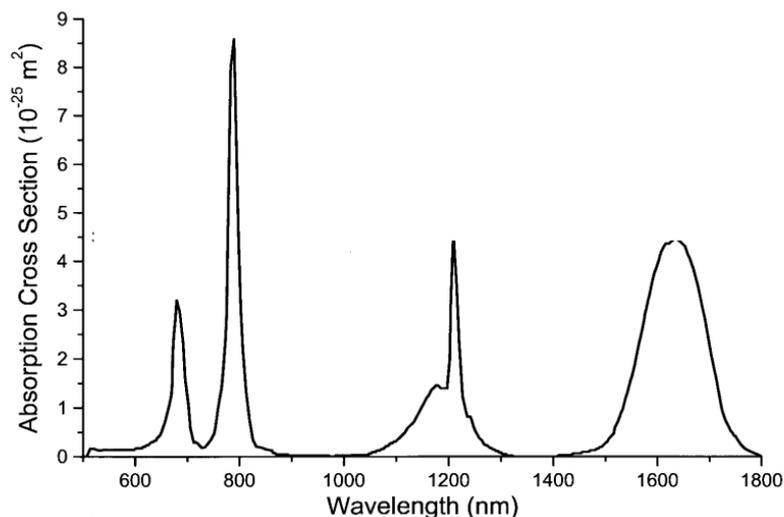
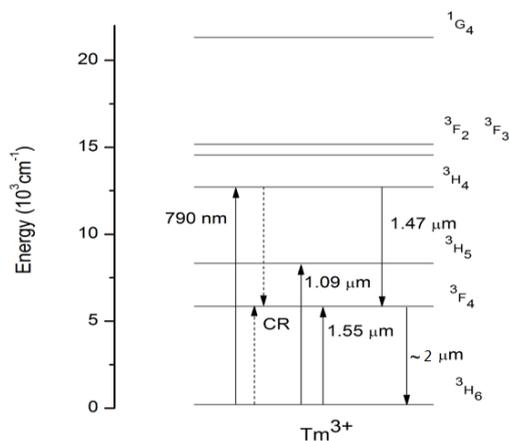
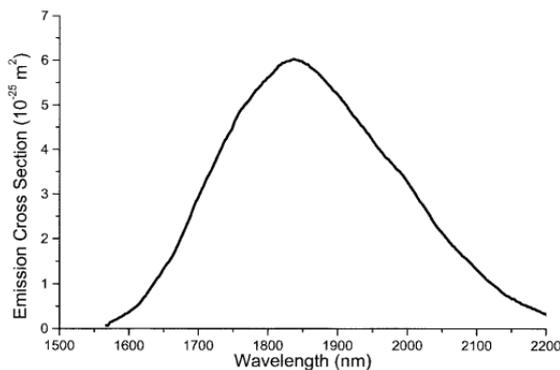


图 17 硅基光纤中 Tm^{3+} 离子的吸收谱

Tm^{3+} 离子的能级结构如图 18 所示，图中共有 7 个能级，从低到高分别是 $^3\text{H}_6$ 、 $^3\text{F}_4$ 、 $^3\text{H}_5$ 、 $^3\text{H}_4$ 、 $^3\text{F}_2$ 、 $^3\text{F}_3$ 和 $^1\text{G}_4$ ，其中 $^3\text{F}_2$ 、 $^3\text{F}_3$ 两个能级很近，一般将其简化为一个能级，图中给出了使用三种不同泵浦波长时所对应的离子跃迁方式，当 $^3\text{F}_4$ 上的粒子由于受激辐射跃迁至基能级 $^3\text{H}_6$ 时，就能产生 $2\mu\text{m}$ 波长的激光。可见， Tm^{3+} 离子是一个多能级系统，并且不同的泵浦波长对应不同的光子能量和吸收能级，于是 Tm^{3+} 的激发过程也就不同。

图 18 Tm^{3+} 离子的能级结构示意图

基态 $^3\text{H}_6$ 的 Stark 能级分裂非常严重, 因此 $^3\text{F}_4$ 到 $^3\text{H}_6$ 的跃迁有一个很宽的发射谱线, 约 400nm。硅基光纤中 Tm^{3+} 离子的发射光谱如图 19 所示。可以看出, Tm^{3+} 离子在 1600nm 至 2200nm 之间均有发射谱线, 因此掺铥光纤可以被用来制作宽波长可调谐激光器。

图 19 硅基光纤中 Tm^{3+} 离子的发射光谱

2.3 掺铥双包层光纤放大器的理论仿真

主振荡功率放大光纤放大器 (MOPA) 是把小功率脉冲振荡光耦合进入双包层光纤的纤芯, 在光纤同端或异端以大功率半导体激光器 (LD) 泵浦, 就能得到单脉冲能量较高、平均输出功率较大、调谐范围广、光束质量好的激光光束, 这种方式是最有可能实现大单脉冲能量和高光束质量的脉冲激光输出的技术方案之一。

针对光纤放大器和激光器的理论模型有很多, 主要有速率方程法、密度矩阵法 (半经典理论) 及全量子处理法等^[61-65]。目前针对掺铥双包层光纤放大器的理

论仿真比较多^[56, 66-71]，虽然掺铥双包层光纤放大在一定程度上与掺镱光纤相似，但是由于 Tm^{3+} 离子和 Yb^{3+} 离子的能级结构不同，且掺铥光纤中存在着交叉弛豫效应，两者仍然存在着一定的差异。为了研究影响掺铥光纤放大器输出特性的关键因素，在本节中首先从速率方程和功率传输方程出发，考虑光纤中的 ASE，对 CW 情况下的掺铥双包层光纤放大器进行了数值模拟，理论分析了种子光波长、种子光功率、增益光纤长度、泵浦功率、光纤端面反射等因素对光纤放大器输出特性的影响。接着在此基础上，进一步对掺铥双包层光纤放大器的瞬态增益特性进行了模拟仿真，研究了脉冲信号光经过掺铥光纤放大器后的放大与波形畸变。这些理论分析的结果对于光纤放大器的前期构建和后期优化都有一定的参考意义^[72]。

2.3.1 掺铥双包层光纤放大器理论模型的建立

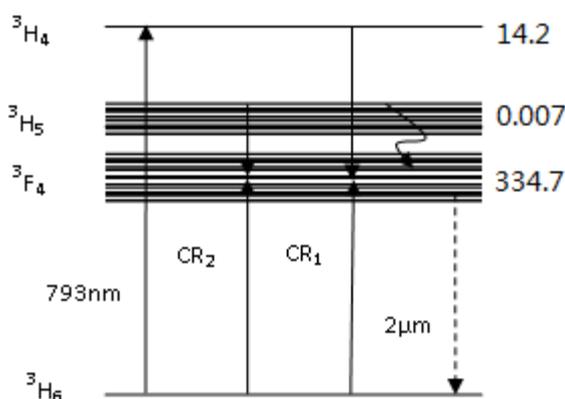


图 20 Tm^{3+} 离子的简化能级示意图

由 2.2 节可以看出， Tm^{3+} 离子是一个多能级系统，其能级结构比较复杂，在模拟仿真前，需要对其进行简化。图 20 是 Tm^{3+} 离子的简化能级示意图，图中给出了掺铥光纤中 Tm^{3+} 的四个低能级结构，以波长为 793nm 的抽运光抽运四能级 Tm^{3+} 的 $^3\text{H}_4$ 能级，可产生 $2\mu\text{m}$ 波段的激光输出。假设处于能级 $^3\text{H}_6$ 、 $^3\text{F}_4$ 、 $^3\text{H}_5$ 、 $^3\text{H}_4$ 的粒子数分别为 N_0 、 N_1 、 N_2 、 N_3 ， CR_1 和 CR_2 分布表示两种交叉弛豫过程，图中右侧的数字代表各激发态能级粒子寿命 (μs)，由于能级 $^3\text{H}_5$ 的寿命比较短，仅有 $0.007\mu\text{s}$ ，因此可以忽略该能级上的粒子数，即有 $N_2=0$ 。这样只考虑粒子的交叉弛豫过程 CR_1 ，不考虑非辐射跃迁和激发态吸收 (ESA)，则在 CW 情况下，光纤长度上任一点 z 处的速率方程可表示为^[56]：

$$\begin{cases}
 \frac{dN_0(z)}{dt} = -(W_{01}(z, \lambda_k) + W_{03}(z))N_0(z) + W_{10}(z, \lambda_k)N_1(z) - CR_1 + \frac{N_1(z)}{\tau_1} + \beta_{30} \frac{N_3(z)}{\tau_3} \\
 \frac{dN_1(z)}{dt} = W_{01}(z, \lambda_k)N_0(z) - W_{10}(z, \lambda_k)N_1(z) - \frac{N_1(z)}{\tau_1} + \beta_{31} \frac{N_3(z)}{\tau_3} + 2CR_1 \\
 \frac{dN_3(z)}{dt} = W_{03}(z)N_0(z) - \frac{N_3(z)}{\tau_3} - CR_1 \\
 N = N_0(z) + N_1(z) + N_3(z) \\
 CR_1 = k_{3101}N_3(z)N_0(z) - k_{1310}N_1^2(z)
 \end{cases} \quad (2.1)$$

式中：N 为掺杂浓度， τ_i 为能级 i 的寿命， β_{ij} 为能级 i 到能级 j 的自发辐射分支比。 W_{03} 为泵浦吸收系数， W_{10} 为激光受激发射系数， W_{01} 为激光受激吸收系数。

为了研究 ASE 对放大器性能的影响，采用全光谱的分析方法，设定增益掺铽光纤的长度为 L，把 ASE 光谱分成 K 个区间，中心波长为 λ_k ， $k=1, \dots, K$ ，带宽为 $\Delta\lambda$ 。在每一个光谱区间 $\Delta\lambda$ 内，取其中心波长为 λ_k ，加上泵浦光（前向 P^+ ，后向 P^- ）可以得到 $2K+2$ 个功率传输方程。另外，在信号光（ λ_s ）波长的区间内，由于信号光功率一般都会远大于自发辐射光功率，所以可以忽略这个区间内的自发辐射。泵浦光为窄带光谱，忽略其光谱宽度对于吸收截面的影响，则泵浦吸收系数，激光受激发射系数，激光受激吸收系数可以表示为如下：

$$W_{03}(z) = \frac{\lambda_p \Gamma_p}{hcA} \sigma_a(\lambda_p) [P^+(z) + P^-(z)] \quad (2.2)$$

$$W_{10}(z, \lambda_k) = \frac{\lambda_k \Gamma_s}{hcA} \sigma_e(\lambda_k) [S^+(z, \lambda_k) + S^-(z, \lambda_k)] \quad (2.3)$$

$$W_{01}(z, \lambda_k) = \frac{\lambda_k \Gamma_s}{hcA} \sigma_a(\lambda_k) [S^+(z, \lambda_k) + S^-(z, \lambda_k)] \quad (2.4)$$

泵浦光（前向 P^+ ，后向 P^- ）和信号光（前向 S^+ ，后向 S^- ）功率传输方程为：

$$\pm \frac{dP^\pm(z)}{dz} = -P^\pm(z) [\Gamma_p (\sigma_a(\lambda_p) N_0(z) - \sigma_e(\lambda_p) N_1(z)) + \delta_p] \quad (2.5)$$

$$\pm \frac{dS^\pm(z, \lambda_k)}{dz} = S^\pm(z, \lambda_k) [\Gamma_s (\sigma_e(\lambda_k) N_1(z) - \sigma_a(\lambda_k) N_0(z)) - \delta_s] \quad (2.6)$$

$$+ 2\sigma_e(\lambda_k) N_1(z) \frac{hc^2}{\lambda_k^3} \Delta\lambda$$

式中 δ_p 和 δ_s 分别是泵浦光及信号光在双包层光纤中的本征吸收及损耗，(2.6) 式中的 hc^2/λ_k^3 表示自发辐射对光纤传播模式的贡献，因子 2 是由于具有两个正交的偏振态引起的，其余各项参数的意义及取值见表 1。

表 1 模拟中采用的参数意义及取值

符号	参量	取值
τ_1	3F_4 的能级寿命	334.7 μ s
τ_3	3H_4 的能级寿命	14.2 μ s
N	Tm ³⁺ 的掺杂浓度	$2.8 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
A	光纤掺杂的横截面积	$4.9 \times 10^{-10} \text{ m}^2$
λ_p	抽运光波长	793nm
λ_s	信号光波长	$\sim 2 \mu\text{m}$
$\sigma_a(\lambda_p)$	抽运光的跃迁吸收截面	$8.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_e(\lambda_p)$	抽运光的跃迁发射截面	$2.5 \times 10^{-26} \text{ m}^2$
$\sigma_a(\lambda_k)$	激光的跃迁吸收截面	如图 22
$\sigma_e(\lambda_k)$	激光的跃迁发射截面	如图 21
Γ_p	抽运光的重叠因子	0.9366
Γ_s	信号光的重叠因子	0.0039
δ_p	抽运光在光纤中的本征吸收系数	$1.2 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}$
δ_s	激光在光纤中的本征吸收系数	$2.3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$
k_{3101}	交叉弛豫系数	$3.0 \times 10^{-23} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
k_{1013}	交叉弛豫系数	$2.4 \times 10^{-24} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$

值得注意的是，根据2.2节的相关数据，可以发现硅基光纤中的Tm³⁺离子在1600~1800nm之间同时存在着吸收谱线和发射谱线，因此为了能够更好的模拟出掺铥光纤放大器的真实特性，需要对这段区间的谱线数据进行处理，图 21和图 22中的实线是硅基光纤中的Tm³⁺离子的发射截面、吸收截面曲线，点划线则是其高斯拟合后的曲线。

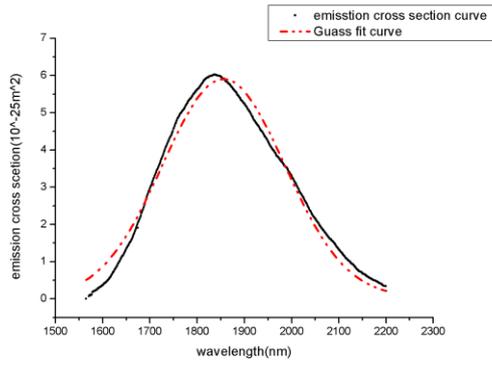


图 21 硅基光纤中 Tm^{3+} 离子发射截面拟合曲线

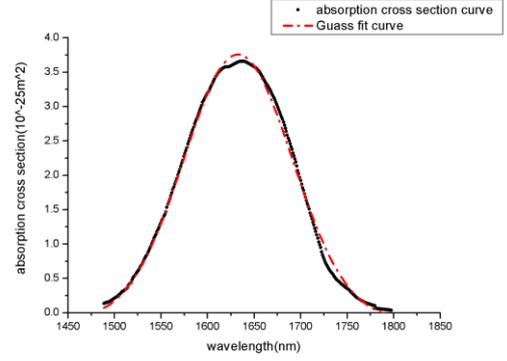


图 22 硅基光纤中 Tm^{3+} 离子吸收截面拟合曲线

方程2.1-2.6描述了掺铽双包层光纤放大器工作在稳态时的情况，但方程没有简单的解析解，只能通过计算机进行数值模拟。反向ASE的引入使速率方程组的计算变成双边值问题，此时需要考虑的边值条件有：

$$\begin{cases} P^+(0) = P_l \\ P^-(L) = P_r \\ S^+(0, \lambda_s) = S_{in} + R_1 S^-(0, \lambda_s) \\ S^+(0, \lambda_k) = R_1 S^-(0, \lambda_k), k = 1, \dots, s-1, s+1, \dots, K \\ S^-(0, \lambda_k) = R_2 S^+(0, \lambda_k), k = 1, \dots, K \end{cases} \quad (2.7)$$

式中 P_l 和 P_r 分别是前向和后向的泵浦光功率， S_{in} 为注入种子光功率， R_1 、 R_2 分别为光纤前后端面的反射率。沿光纤前后向进行反复迭代，对于两点边值问题，迭代的原则如下：正向计算的结果（ $z=L$ ）作为反向计算的初值，然后从后向前迭代，直到最后相邻两次迭代的结果之差满足特定精度即可以停止计算，迭代总次数由收敛的快慢决定。

具体迭代过程如下：

对于稳定情况下，开始计算时可选择除了边值条件以外的所有位置正向和反向功率的初始值为零，因为传输方程中包含有自发辐射项，经过一段时间的计算，就会产生正反向ASE。

首先计算正向功率传输方程，初始条件 $P^+(0)=P_l$ ， $S^+(0, \lambda_s)=S_{in}+R_1 S^-(0, \lambda_s)$ ， $S^+(0, \lambda_k)=R_1 S^-(0, \lambda_k)$ ， $k=1, \dots, s-1, s+1, \dots, K$ ，记录下光纤中各点的正向传输功率；

然后，固定第一步中得到的各点正向传输功率 $P^+(z)$ ， $S^+(z, \lambda_k)$ 不变，利用反向初始条件 $P^-(L)=P_r$ ， $S^-(0, \lambda_k)=R_2 S^+(L, \lambda_k)$ 计算反向功率传输及粒子数方程，得到光纤中各点反向传输功率；

接着，类似的，固定反向传输功率 $P^-(z)$ ， $S^-(z, \lambda_k)$ 和正向初始条件 $P^+(0)=P_l$ ， $S^+(0, \lambda_s)=S_{in}+R_1 S^-(0, \lambda_s)$ ， $S^+(0, \lambda_k)=R_1 S^-(0, \lambda_k)$ ， $k=1, \dots, s-1, s+1, \dots, K$ 不变，再次得到光

纤中各点的正向传输功率；

依次类推，直到功率分布稳定，抽运光、信号光和 ASE 功率通过粒子数方程联系起来，得到稳定的上能级反转粒子数分布，即相应的光纤中抽运光、信号光和 ASE 功率等也达到稳定分布，边界条件也自然得到满足。

2.3.2 数值模拟的结果与分析

对于稳态放大情况，方程 2.1 中 $dN_i/dt=0$ 。一般在光纤放大器中，光纤前端切平面会有 4% 的菲尼尔反射，而光纤后端切 6~8° 斜角后，可以将反射率控制在 1% 以下，因此本文中假设光纤前后端面的反射率 $R_1=4\%$, $R_2=0.2\%$ 。掺铥双包层光纤的参数为纤芯直径 25 μm ，数值孔径 NA 为 0.09，内包层直径 400 μm ，数值孔径 NA 为 0.46，对于 793nm 泵浦光的吸收系数为 2.4dB/m，根据这些参数及相关理论，可以计算出仿真计算时需要的泵浦光和信号光的重叠因子 Γ_p 和 Γ_s ，光纤中的掺杂粒子数浓度 N。本文中仅对前向泵浦情况进行讨论，后向和双向泵浦的结果可以用类似的方法得到。

1. 上能级粒子数、抽运光和 ASE 在光纤中的分布

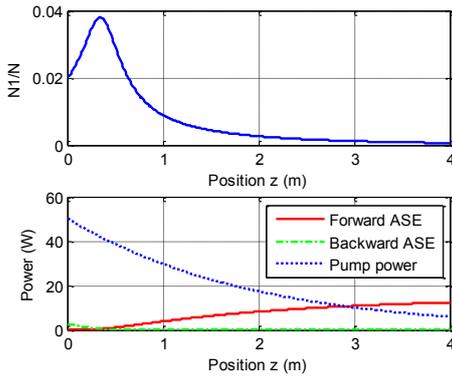


图 23 无信号光, 50W 泵浦分布曲线

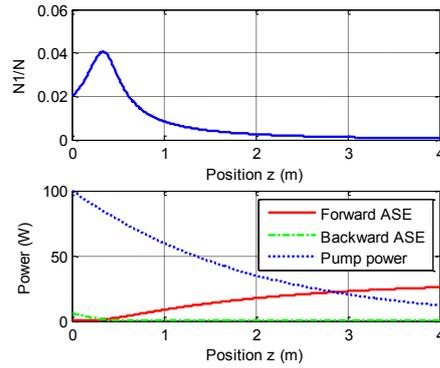


图 24 无信号光, 100W 泵浦分布曲线

图 23 和图 24 分别是当信号光为零，前向泵浦光为 50W 和 100W，光纤长度为 4m 时，上能级粒子数，泵浦光和前后向 ASE 在光线中的分布曲线。在光纤的两端存在着很明显的前向 ASE 和后向 ASE，另外还可以看出上能级粒子数在光纤中的分布并不是均匀的，在 $z=0.4\text{m}$ 处， N_1/N 达到极大值，而 ASE 达到极小值。在光纤的两端，尤其是当 $z>3$ 后， N_1/N 非常小，这是由于在这些位置处前后向 ASE 消耗了大量的上能级粒子数。

光纤中储存的能量可以表示：

$$E_s(t) = h\nu_s A \int_0^L N_2(z,t) dz \quad (2.8)$$

根据此公式算得 50W 和 100W 泵浦下，光纤中储存的能量均为 1.1mJ，可见

提高泵浦功率不能有效增加光纤中储存的能量，多余的泵浦光均以 ASE 形式消耗掉了。

2. 种子光波长对放大器性能的影响

种子光作为 MOPA 系统中的核心，其重要性不言而喻。由于 Tm^{3+} 离子具有比较宽的发射截面，因此选择合适的种子光波长对放大器的放大效率，ASE 的抑制都有很大的影响。图 25 是不同种子光波长下，泵浦光、信号光、ASE 在光纤中的分布及输出光谱曲线，光纤长度 L 仍为 4m，泵浦光功率 20W，种子光功率为 400mW。可以看出随着种子光波长的增大，ASE 功率迅速增大，输出光谱的信噪比从 $\lambda_s=2010nm$ 时的 40dB 下降到了 $\lambda_s=2040nm$ 时的 10dB，产生这种现象的原因是：2040nm 处于掺 Tm^{3+} 光纤发射截面曲线（图 21）的尾端，在放大的过程中无法有效抑制 ASE，而 2010nm 更靠近发射截面曲线的中心，可以有效抑制 ASE 的产生。因此，在设计掺铥双层光纤 MOPA 系统时要特别注意种子光波长的选择，根据实际情况，尽量选择靠近发射截面曲线中心的种子光波长。

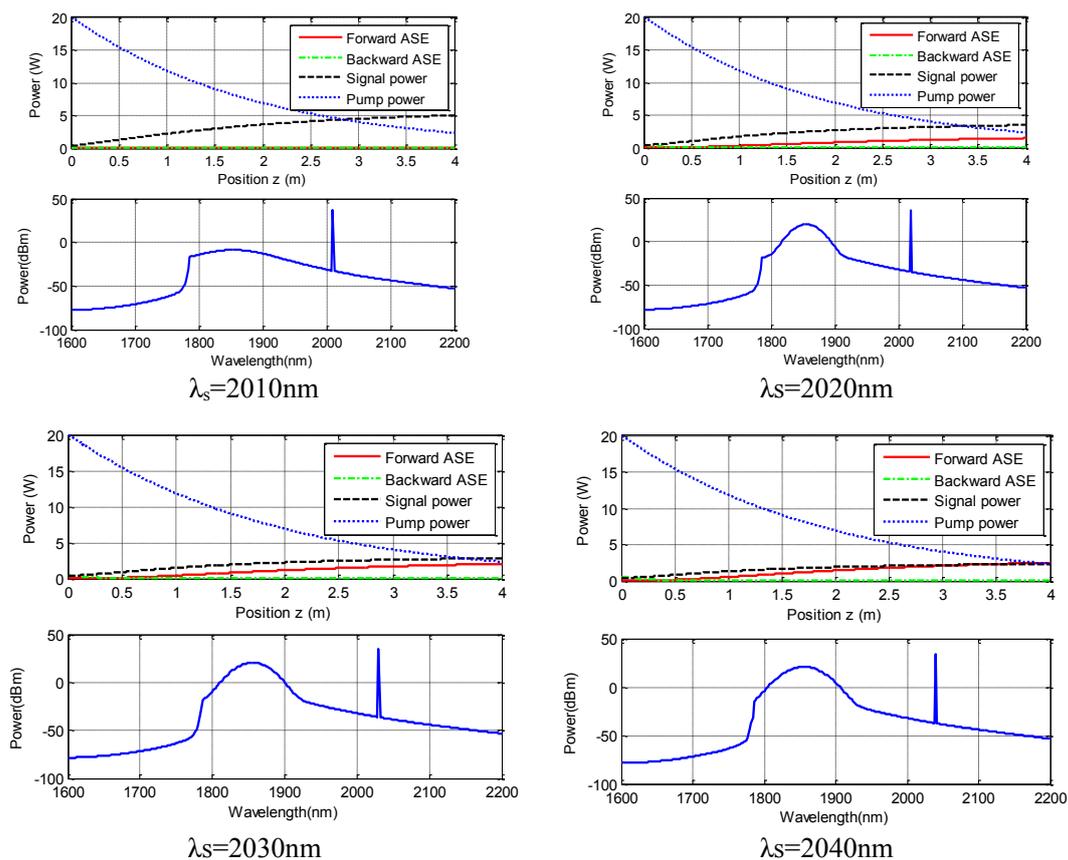


图 25 不同种子光波长下，泵浦光、信号光、ASE 在光纤中的分布及输出光谱曲线

3. 种子光功率对放大器性能的影响

MOPA系统中种子光的功率也会直接影响放大器的性能，选取2010nm和2020nm两种波长的信号光，50W泵浦进行数值计算，得到结果如图26所示，图中实线、点线、点划线分别是前向ASE、后向ASE和输出信号光功率，■和▲分别表示种子光波长为2010nm和2020nm的情况。从图中可以看出，随着种子光功率的增大，前后向的ASE功率逐渐下降，输出信号光功率逐渐上升，值得注意的是，存在一个种子光功率阈值 S_{thr} ，功率超过此阈值后ASE可以得到很明显的抑制，且不同波长的种子光， S_{thr} 也不同， $\lambda_s=2010\text{nm}$ 时， $S_{thr}=1.2\text{W}$ ， $\lambda_s=2020\text{nm}$ 时， $S_{thr}=1.6\text{W}$ ，这个现象的原因可以用上一小节的理论来解释。因此在设计MOPA系统时，要尽量增加种子光的功率，使其接近或者超过对应的阈值 S_{thr} 。

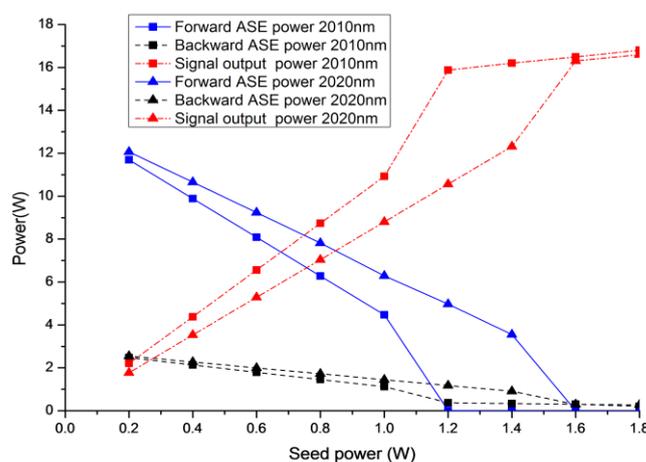


图 26 不同波长，不同功率种子光时放大器输出功率

4. 光纤长度对放大器性能的影响

由于光纤对信号光和泵浦光存在着吸收和损耗，当光纤长度变化时，输出信号光的功率也会随之变化，图27中种子光波长 λ_s 为2020nm，功率为1.6W，前向泵浦光功率50W，可以看出当光纤长度大于10m后，输出信号光功率达到饱和，这是因为此时泵浦光已经完全被光纤吸收。当光纤长度超过15m时，输出信号光功率开始有略微下降，这是因为光纤后段的上能级粒子数几乎为零，信号光不但无法放大，反而会因为光纤的损耗和吸收而变小。因此存在着一个最佳的光纤长度，使得MOPA系统的放大倍数最大。

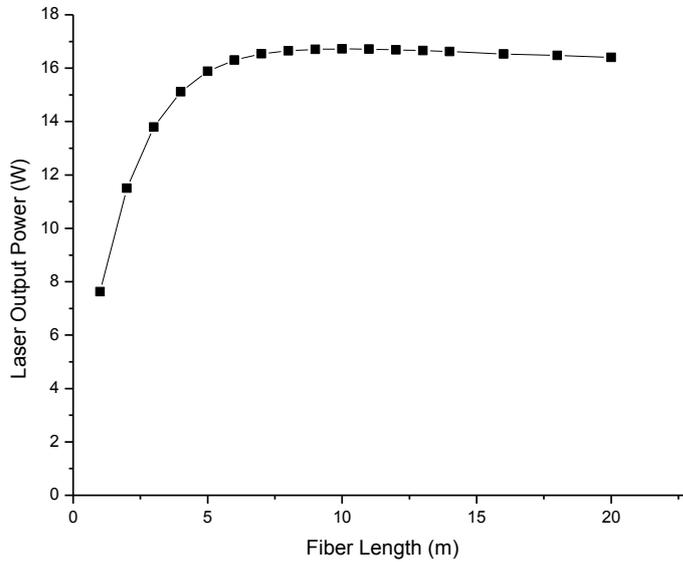


图 27 不同光纤长度时信号光功率

图 27 种子光的功率大于阈值 S_{thr} ，在实际实验中，由于种种原因，种子光功率可能无法达到阈值 S_{thr} ，此时应该如何选择合适的光纤长度也是一个值得研究的问题。将图 27 种子光功率下调为 1W 后，不同光纤长度情况下，输出信号光和 ASE 功率如图 28 所示。可以看出，存在着一个最佳光纤长度，使得信号光输出功率最大，此时应该选择光纤长度 2m 左右。值得注意的是，随着光纤长度的增加，前后向 ASE 功率出现了一定程度的下降，而信号光功率有一定增加，这是因为光纤后段对 ASE 的再吸收，虽然可以通过增加光纤长度提高输出光的信噪比，但是这种方法效果不明显，而且成本昂贵。

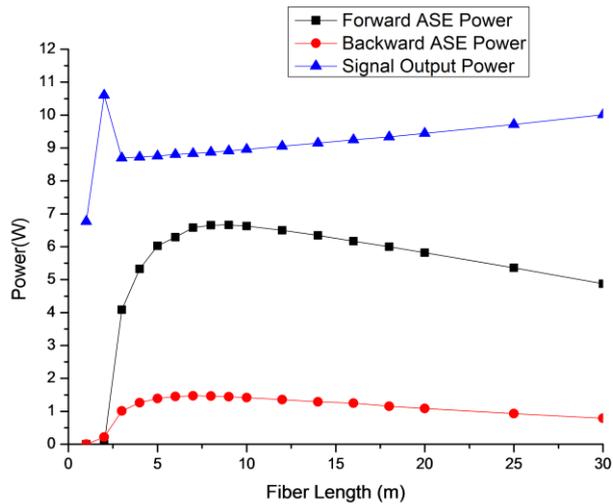


图 28 不同光纤长度时信号光功率(低种子光功率下)

5. 泵浦功率对放大器性能的影响

不同的泵浦功率对放大器的放大倍数存在着很大的影响，图 29 中种子光波长 λ_s 为2020nm，功率为1.6W，光纤长度为10m。从图中可以看出，当泵浦功率小于50W时，ASE得到很好的抑制，信号光被线性放大，当泵浦光超过50W后，前后向ASE急剧增加，此后再增加泵浦功率对信号光功率的提高没有任何效果，反而会引起ASE功率的急剧增大，可见此时增加的泵浦功率几乎完全转变为ASE。因此存在一个最佳泵浦功率，在此功率下MOPA放大器的放大性能最优。

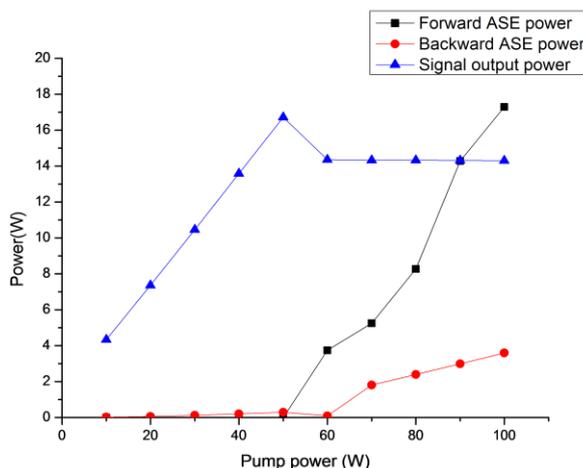


图 29 不同泵浦功率下 ASE 及信号光功率

6. 光纤端面反射率对放大器性能的影响

在高功率光纤放大器应用中，光纤端面一般要需要斜角研抛，前后端面不同的角度会有不同的反射率，对放大器的输出特性也会有一定影响。

选取光纤长度为10m，种子光波长为2020nm，功率1.6W，前向泵浦光为50W，固定两个端面反射率中的其中一个，只改变另外一个端面反射率，可以得到放大器输出光谱如图 30所示。可以看出放大器输出特性和端面反射率直接相关，端面反射率越大，光纤中的ASE就越严重。通过对比可以看出，放大器对前端面的反射率更敏感，当 $R_1=4\%$ ， $R_2=1\%$ 时光谱中有明显的ASE，但是当 $R_1=1\%$ ， $R_2=4\%$ 时光谱中仅有少量ASE。

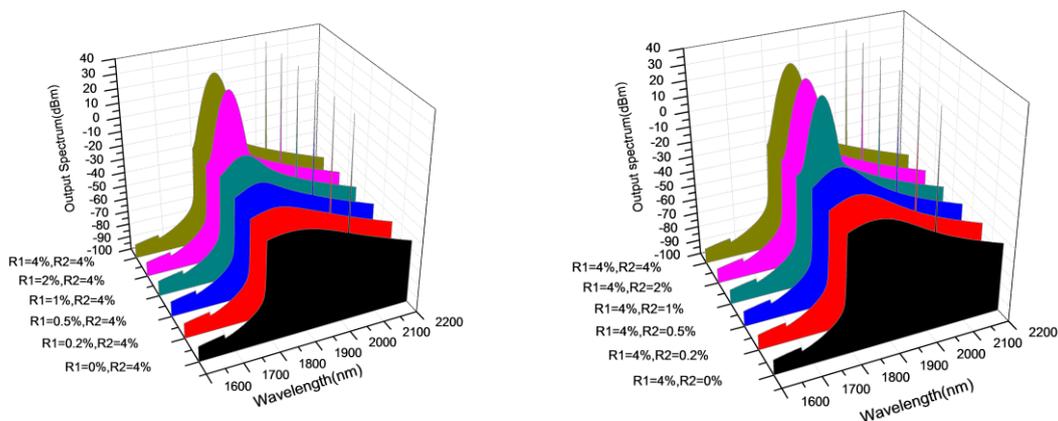


图 30 不同光纤端面反射率时放大器输出光谱

图 31 给出了几种不同端面反射率情况下放大器的输出光谱对比,可以看出,同时减少两个光纤端面的反射可以有效地抑制 ASE, 反射率越小, 抑制效果越明显,但是光纤前端面做斜角研抛会降低种子光和泵浦光的耦合效率,因此在设计光纤放大器时,在保证种子光和泵浦光的耦合效率前提下,应尽量增大端面研抛的角度,减少端面反射率,抑制 ASE 的产生,提高放大器输出信噪比。

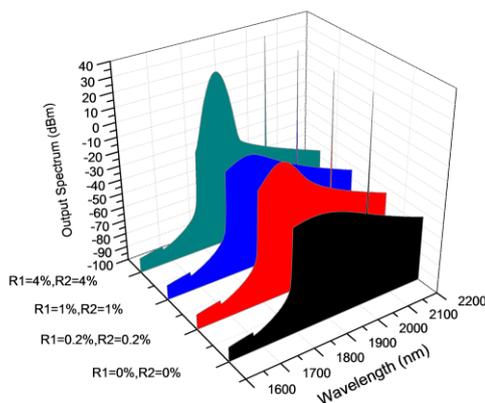


图 31 几种不同端面反射率时放大器的输出光谱对比

2.3.3 放大器的瞬态增益及脉冲畸变研究

本节将在上个小节中连续种子光放大的基础上,对脉冲种子光放大器的放大特性进行研究。相对于连续光放大而言,脉冲放大的动态特性理论模拟更为复杂,由于其输入信号与时间有关,通常要考虑脉冲形状畸变、脉冲能量、放大器中存储能量等参数随时间的变化。加入时间项后,放大器的脉冲功率传输方程为^[73]:

$$\pm \frac{\partial P^\pm(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial P^\pm(z,t)}{\partial t} = -P^\pm(z,t) [\Gamma_p (\sigma_a(\lambda_p) N_0(z,t) - \sigma_e(\lambda_p) N_1(z,t)) + \delta_p] \quad (2.9)$$

$$\pm \frac{\partial S^\pm(z, t, \lambda_k)}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial S^\pm(z, t, \lambda_k)}{\partial t} = S^\pm(z, t, \lambda_k) [\Gamma_s(\sigma_e(\lambda_k)N_1(z, t) - \sigma_a(\lambda_k)N_0(z, t)) - \delta_s] \quad (2.10)$$

$$+ 2\sigma_e(\lambda_k)N_1(z, t) \frac{hc^2}{\lambda_k^3} \Delta\lambda$$

其参数和稳态情况一致，可以看出，此时各能级粒子数 N_i 会随着时间 t 的变化而变化，稳态时 $dN_i/dt=0$ 的条件已不成立，但是仍然可以利用有限差分法对这些方程组进行数值求解。

图 32 中是在 40W 泵浦光情况下，峰值功率 1kW，半高全宽为 50ns 的高斯波形输入信号光和放大光的波形对比图。从图中可以看出放大后的输出信号光的波形有一定的畸变，不过不明显，半高全宽也没有明显变化，但是放大脉冲的前沿明显被提前了。这是因为当脉冲光在光纤中传输时，由于反转粒子数有限，脉冲前沿增益在消耗一定的反转粒子数后，泵浦光无法及时补充反转粒子数，这样就使得脉冲后沿能够获得的反转粒子数比脉冲前沿要少，脉冲前沿的增益就会比脉冲后沿大。脉冲在经过光纤放大器的非均匀放大后，前沿变陡，后沿被拉长，造成了脉冲波形的畸变。

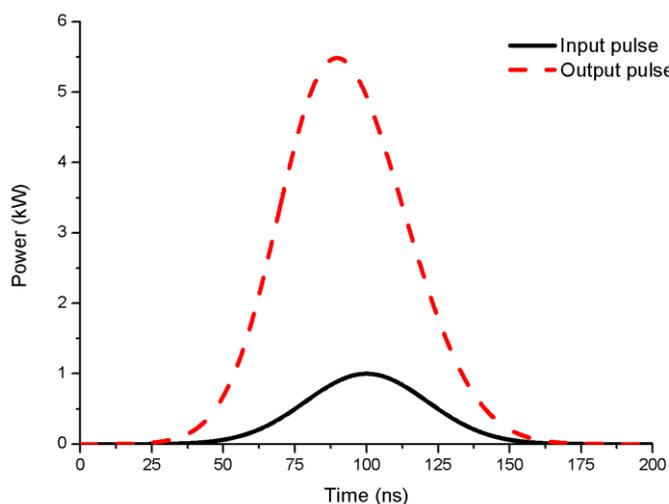


图 32 高斯脉冲的波形畸变

对于矩形脉冲信号光，放大后就会有非常明显的畸变，如图 33 所示。显然，对于大多数脉冲放大的应用，这样严重的脉冲畸变是不能接受的。然而，这也可以作为获得高功率、窄脉宽的激光脉冲的一种方法，在信号进入放大器之前，采用削波技术等方法截去脉冲的缓慢上升部分，使其前沿变陡，这样经过放大后就能达到压缩脉宽的目的。另外，对于给定的泵浦条件，可以在光纤输入和输出波形之间引入反馈机制，根据输出波形来逐步调整输入波形的形状和大小，从而产生所需的输出脉冲波形。

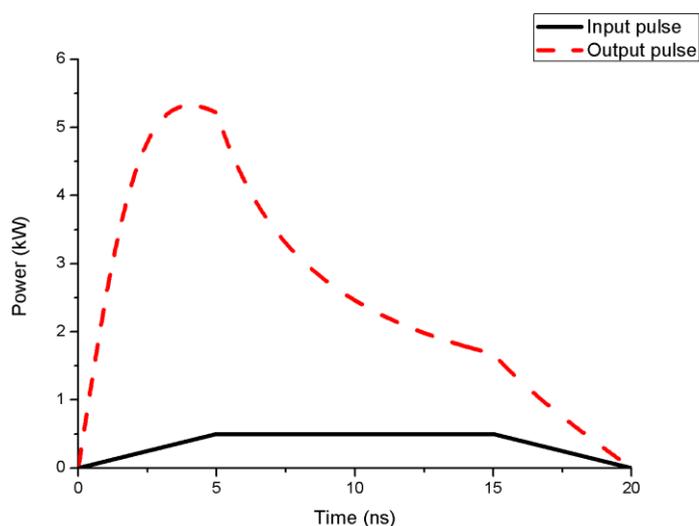


图 33 矩形脉冲的波形畸变

2.4 本章小结

本章根据铯离子的能级结构及光谱特性，针对掺铯双包层光纤放大器的特点，采用有限差分法建立了数值模型，研究了在 CW 光纤放大器中，种子光波长、功率，泵浦光的功率，增益光纤长度，光纤端面的反射率等因素对放大器特性的影响，并在此基础上研究了脉冲信号光经过掺铯放大器后的放大与波形畸变。计算结果表明：掺铯光纤放大器存在着最佳光纤长度和泵浦功率；在构建光纤放大器时，应选择合适的种子光的波长，尽可能增大种子光功率，以优化放大器的输出特性；光纤端面反射率，尤其是前端面反射率，会严重影响放大器的输出特性，在保证信号光和泵浦光耦合效率的情况下，尽可能增大光纤的研磨角度，降低光纤端面反射率，有效地抑制 ASE，提高输出信号光功率和信噪比。输入信号光脉冲在经过放大器后会出现前沿被提前的现象，对于矩形脉冲这种现象尤为明显，需要在实验中加以注意。该工作对掺铯光纤放大器的设计与研制有着一定的参考价值。

3 声光调 Q 脉冲掺铈光纤激光器的实验研究

3.1 调 Q 激光器的基本原理

通常的激光器谐振腔内的损耗是不变的,一旦泵浦光使得反转粒子数达到或者略超过阈值时,激光器就开始振荡,于是上能级的粒子数因为受激辐射开始减少,这样就使得上能级不能积累很多的反转粒子数,只能被限制在阈值反转数附近,从而导致激光器峰值功率不能提高。为了获得高功率的输出,就要使上能级积累大量的反转粒子,这个可以通过改变激光器的阈值来实现,具体来说,就是在泵浦初期,设法将激光器的阈值调的很高,彻底抑制住激光振荡的产生,这样上能级反转粒子在泵浦下不断积累,当反转粒子数积累到最大时,突然把谐振腔的阈值调到很低,此时,之前积累的反转粒子数便雪崩式地跃迁到低能级,于是在极短的时间内将之前积累的能量释放出来,从而获得了高功率的巨脉冲激光输出,这就是调Q激光器的基本原理^[74]。所谓Q,是指激光器的品质因数,它的定义为

$$Q = 2\pi\nu_0 \left(\frac{\text{腔内储存的能量}}{\text{每秒损耗的能量}} \right) = 2\pi\nu_0 \frac{W}{\delta Wc/(nL)} = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0} \quad (3.1)$$

式中, n 为介质的折射率, L 为谐振腔腔长, λ_0 为激光的中心波长, ν_0 为激光的中心频率, W 表示腔内储存的能量, δ 为光在腔内的单程能量损耗率。由上式可见,当 λ 和 L 确定时, Q 值与谐振腔的损耗 δ 成反比,即损耗 δ 越大, Q 值越低,阈值高,不易起振;当损耗 δ 变小, Q 值就变大,阈值变低,易于起振。由此可见,要改变激光器的阈值,可以通过改变谐振腔的 Q 值来实现。

图 34是调Q激光脉冲的建立过程。图(a)表示连续泵浦速率 W_p ;图(b)表示谐振腔的 Q 值是时间的阶跃函数;图(c)表示反转粒子数随着时间的变化;图(d)腔内光子数随着时间的变化;在泵浦的大部分时间内,谐振腔的 Q 值比较低,一直处于高损耗状态,激光无法起振,反转粒子数 Δn 在泵浦光的抽运下不断积累,当 Δn 达到最大值 Δn_i ,即在 t_0 时刻,谐振腔的 Q 值发生突变,谐振腔的损耗突然变小,阈值也随之变低,于是激光振荡开始建立,由于 Δn_i 远远大于阈值反转粒子数 Δn_t ,

受激辐射的过程被迅速增强，谐振腔内储存的能量在极短的时间内被释放成受激辐射的能量场，从而产生了一个高峰值功率的巨脉冲。

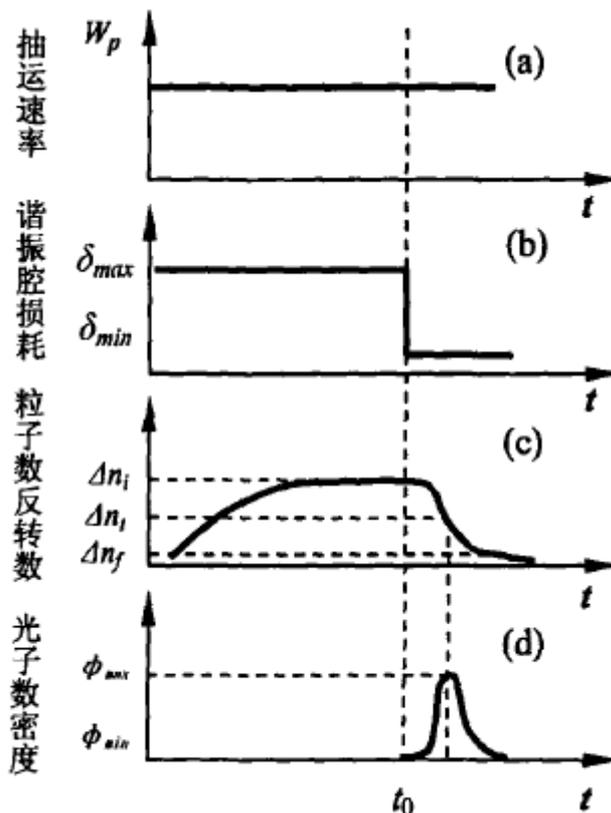


图 34 调 Q 脉冲的建立过程

3.2 声光调 Q 的基本原理

声光调 Q 是一种基于声光效应的主动调 Q 方式。声波是一种弹性波（纵向应力波），在介质中传播时，会使介质产生相应的弹性形变，引起介质的密度呈疏密相间的交替变化，介质的折射率也会因此发生相应的周期性变化，就如同产生了一个光学“相位光栅”，当光波通过这个“相位光栅”时，就会发生光的衍射。其衍射光的强度、方向、频率等都随着超声波的变化而变化。目前，通常被用来作为声光晶体的材料主要有：熔融石英、重火石、石英及氧化碲等。

声光调 Q 大多是基于声光的衍射效应中的布拉格衍射。产生布拉格衍射条件是声波频率较高，声光作用长度 L 较大，光束与声波波面间以一定的角度斜入射，介质具有“体光栅”的性质。此时，各级衍射光会相互干涉，各高级次衍

射光将互相抵消，只出现 0 级和+1 级（或-1 级）的衍射光，这是布拉格衍射的特点，如图 35 所示。

如果能合理选择参数，并使超声场足够强，就可使入射光能量几乎全部转移到+1 级（或-1 级）衍射光上。因此，利用布喇格衍射效应制成的声光器件可以获得较高的效率。

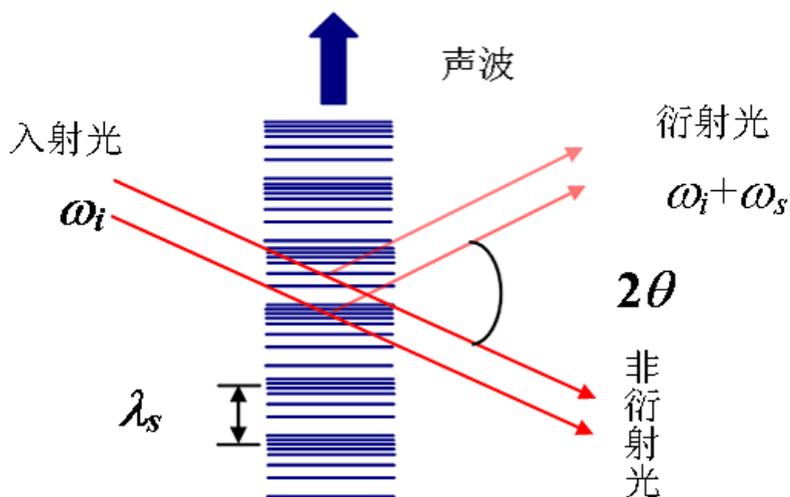


图 35 声光晶体的布拉格声光衍射示意图

3.3 实验装置的选择

3.3.1 声光 Q 开关的选择

在光纤调Q激光器中，声光开关的性能直接决定了输出光脉冲的形状，开关的速度过快会导致输出脉冲的畸变（多脉冲结构），而开关速度过慢则会制约调Q 脉冲的建立时间，不利于高峰值功率脉冲输出，因此针对不同类型的光纤激光器需要选择合适的调Q开关时间。对于主动的调Q开关，还要尽量选择偏转效率比较高的器件，保证高效的调Q 激光脉冲振荡过程。

实验中，我们采用的是GOOCH&HOUSEGO古奇公司生产的型号为QS027-10M-NL5声光调制器作为Q开关，其上升沿时间在百纳秒左右，同时也有着较高的衍射效率（80%）。声光开关的参数如下：

表 2 QS027-10M-NL5 声光调制器参数

型号	QS027-10M-NL5
材料	熔融石英
频率	27.12MHz
衍射效率	~ 80%
最大工作射频功率	100W

3.3.2 掺铥双包层光纤的选择

掺铥双包层光纤在激光器中既作为增益介质又是谐振腔的一部分，其重要性不言而喻。在输出平均功率给定情况下，脉冲宽度越窄，得到的脉冲峰值功率就越高，对于调 Q 光纤激光器，脉冲宽度一般满足下面这个表达式^[75]：

$$\tau_p = \frac{r\eta(r)}{r-1-\ln r} \times \frac{2L}{c\delta_0} \quad (3.2)$$

其中， δ_0 表示谐振腔的单程能量损耗率， $\eta(r)$ 表示光纤的能量提取效率， r 表示泵浦过阈值度（实际泵浦功率与阈值泵浦功率比值）， L 则是谐振腔的腔长。从这个公式中不难发现，可以通过两条途径对脉冲宽度进行控制，获得较窄的脉冲输出。一种方法是通过提高泵浦超阈值度 r ，目前也有多篇文献采用这种方法获得了高功率窄脉宽的激光输出^[40, 43]，但是提高泵浦功率后，激光器的输出光谱中容易出现 ASE，从而影响输出光质量。另外一种方法是通过缩短谐振腔的腔长 L 即使用较短的增益光纤来获得窄脉冲输出，这也是我们在实验中采用的方法。但是，使用短光纤容易造成激光器的增益不够，输出功率无法提高，因此我们决定采用高掺杂的光纤来解决增益不足的问题。

实验中我们使用的是一根长度为 70cm 高掺杂掺铥双包层光纤，纤芯直径为 25 μm ，数值孔径 NA0.09，内包层为八角形，直径 250 μm ，数值孔径 NA0.46，光纤对 793nm 泵浦光的吸收系数为 9.5dB/m。

3.4 声光调 Q 掺铥光纤激光器

3.4.1 前向泵浦掺铥光纤调 Q 激光器

实验装置如图 36 所示，实验中采用一段 70cm 的掺铥双包层光纤作为增益介质，为了抑制光纤端面菲涅耳反射（4%）引起自激振荡，掺杂光纤输出端被切成斜角（8°）。泵浦源采用的是由 DILAS 生产的 793nm 半导体激光器，泵浦光经过尾纤输出，再通过一对 1:1 透镜组耦合进入增益光纤。激光经过光纤后，通过一焦距为 8mm 的非球面镜准直进入 AOM。激光器的谐振腔由一个 2 μm 高反 790nm 高透的平面镜和另一个 2 μm 部分透射（20%）790nm 高透的平面镜构成，采用 AOM 的零级作为反馈，控制谐振腔的损耗。

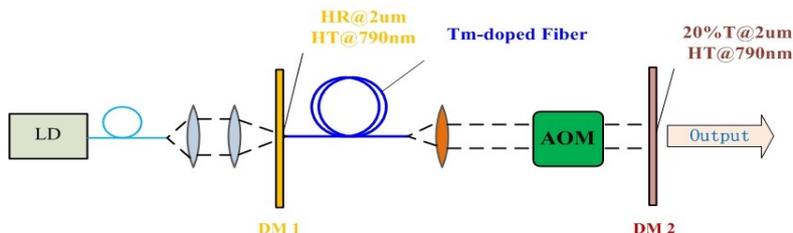


图 36 前向泵浦掺铥光纤调 Q 激光器结构示意图

激光器的输出平均功率随重复频率、泵浦功率的变化关系如图 37 所示，可以看出，激光器的阈值在 3.25W 附近，随着激光器重复频率的增加，输出平均功率也会随之增大，50kHz 时获得最大输出功率 1.2W，斜率效率约为 33% 。

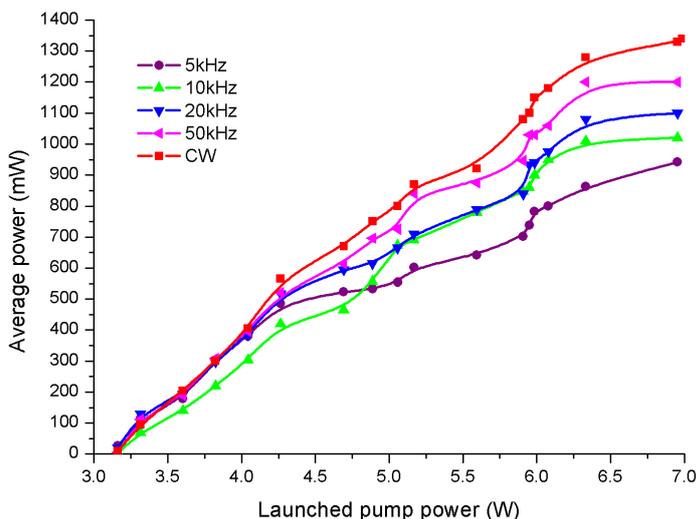


图 37 不同重复频率下的平均输出功率曲线

图 38 给出了输出脉冲宽度随着泵浦功率，重复频率的变化曲线。可以看出在低泵浦功率下，脉冲宽度普遍比较宽，但是随着泵浦功率的增加，脉冲宽度会迅速变小。另外，重复频率越低，所对应的脉冲宽度也越窄。

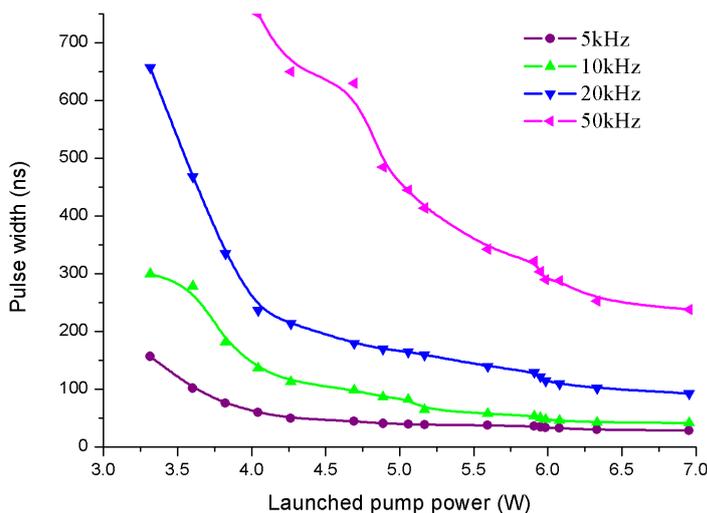


图 38 不同重复频率时的脉冲宽度曲线

实验中我们发现，调 Q 脉冲波形时常出现毛刺，附带一种周期性调制，类似于“自锁模”现象，且在低功率下或高的脉冲重复频率时尤为明显，而随着泵浦功率的提高，现象会逐渐减弱。图 39 给出了典型的带有“自锁模”现象的脉冲波形。锁模的周期与腔长相关，为 $T_c/2$ (T_c 调 Q 光纤激光器往返腔长时间)，在掺铽光纤激光器中也有文献报道观察到类似现象^[76, 77]。关于“自锁模”现象形成的原因，有文献认为是由于声光调制器引入的相移引起的^[78]，但有掺铽光纤激光器实验发现当声光静态时，也会出现锁模现象^[79]。有文献认为在高功率下是由于光纤的非线性效应如自相位调制造成，而低功率下则是由于纵模间的拍频效应形成^[76]。另外，也有文献认为是由于谐振腔中的 ASE 引入的扰动引起了此现象^[77]。掺铽光纤的上转换效应在一定程度上也加剧了锁模的形成。

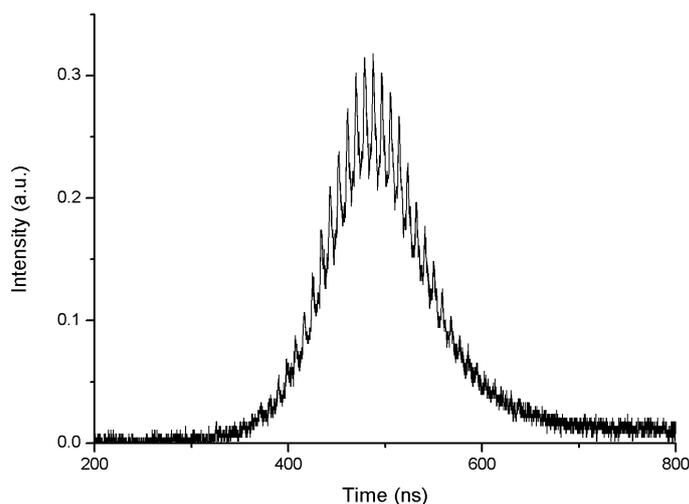


图 39 带有“自锁模”现象的脉冲波形

当重复频率为 5kHz 时，得到了脉冲宽度仅为 29ns 的脉冲，脉冲波形如图 40 所示。值得注意的是，此时脉冲波形出现了分叉现象，这种现象的出现的原因和之前的“自锁模”现象类似，同时也有研究分析认为调 Q 开关的上升沿时间、腔内反转粒子数的分布也会影响分叉现象的形成。

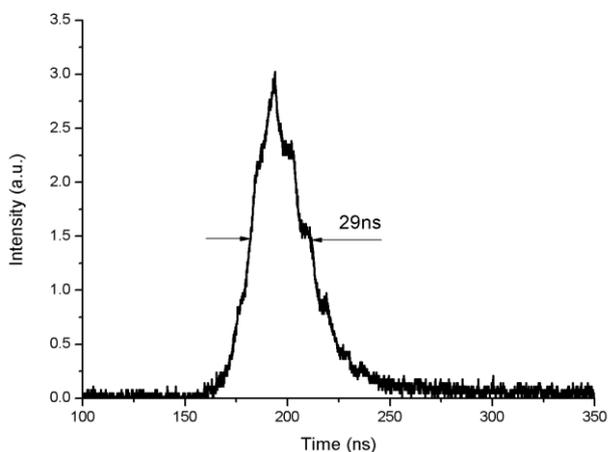


图 40 5kHz 时脉冲波形

图 41 给出了脉冲峰值功率及单脉冲能量随着重复频率和泵浦功率的变化曲线。在重复频率 5kHz 下, 获得了最大单脉冲能量为 188 μ J, 最大峰值功率 6.5kW 的脉冲输出。

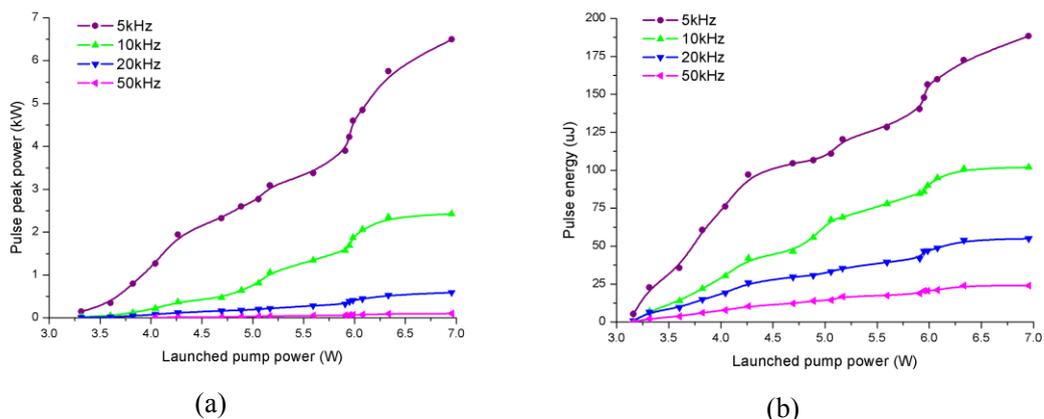


图 41 不同重复频率下脉冲峰值功率(a)及单脉冲能量(b)曲线

图 42 是激光器一个典型的输出光谱, 由于使用的是宽带 (1.8~2 μ m) 双色平面镜作为激光器的谐振腔, 且没有添加其他频率选择器件, 而掺铈光纤的荧光谱线很宽, 所以输出光谱中可以看出很明显的多模起振, 光谱宽度约 11nm。

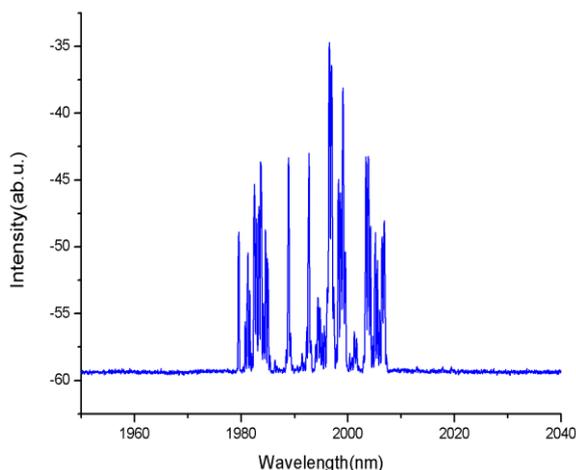


图 42 激光器典型的输出光谱

3.4.2 前向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器

上一节我们对前向泵浦声光调 Q 脉冲掺铥光纤激光器进行了研究，得到了脉冲宽度仅为 29ns 的输出，但是由于大部分脉冲掺铥光纤激光器的应用往往不仅需要较短的脉冲宽度，还需要有较窄的输出光谱，所以需要进一步对掺铥光纤调 Q 激光器的光谱控制进行进一步的研究。目前，掺铥光纤调 Q 激光器研究领域的学者们大部分都关注于如何提高激光输出的平均功率及单脉冲能量，针对输出光谱压窄的实验研究比较少。在已经发表的文献中，利用体布拉格光栅 (VBG) 作为光谱控制器件，获得窄谱宽输出是一种比较有效的方法^[48, 80]。由于 VBG 属于体材料，所以使用 VBG 可以实现高功率下窄谱宽激光输出，但同时 VBG 在使用时需要调节，且不利于激光器后期全光纤化的实现。光纤布拉格光栅 (FBG) 自被提出开始就引起人们的广泛关注，被应用到波长选择、光纤传感、通信等诸多领域。目前已有多篇文献报道了使用 FBG 作为波长选择和光谱窄化元件，获得窄谱宽输出的掺铥光纤激光器，但是大部分都限于 CW 情况^[81-85]，关于声光调 Q 脉冲输出情况还未见报道。

根据实际情况，实验中采用的 FBG 是在一根双包层无源光纤上光刻得到的多模光栅，其纤芯直径 25 μm ，包层直径 250 μm ，与增益光纤规格匹配。使用一个高反 FBG 作为谐振腔的前腔镜，由于是在多模光纤上光刻高反 FBG，其反射谱线较宽，线宽为 1.7nm (大于 95%)，中心波长为 1996.8nm。

激光器的结构与上一节的类似，仍然使用 AOM 的零级作为反馈，我们为光纤的两端、熔点和增益光纤各自设计了热沉，掺铥光纤以 20cm 的直径盘绕在热沉中，使其散热效果更好，以获得更加稳定的输出。

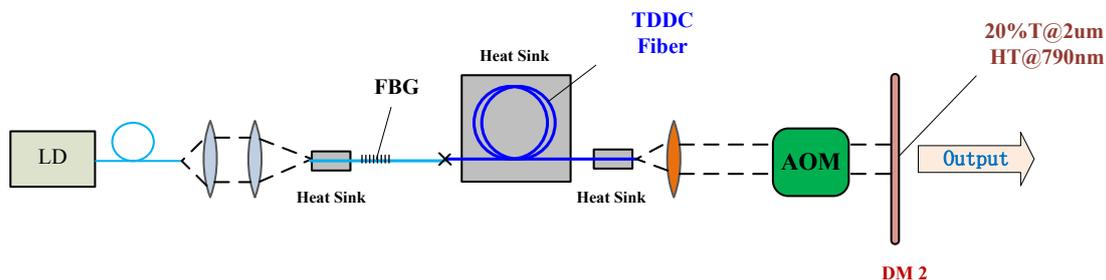


图 43 前向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器结构示意图

在不同重复频率下激光输出平均功率特性如图 44 所示。在 40kHz 时，最大平均功率输出为 1.2W，斜率效率 28%。随着重复频率的降低，输出平均功率也逐渐减小。值得注意的是，激光器的阈值会随着重复频率的降低而增大，这可能是由于引入 FBG 后，激光器的腔长从之前的 70cm 增加到了 170cm，而在较长的腔长下，泵浦均匀性变差，影响腔内反转粒子数分布的均匀度，从而影响激光器的阈值，引起了该现象。

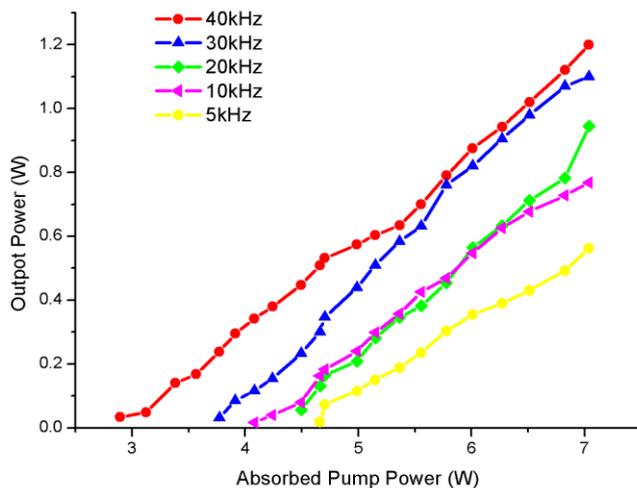


图 44 不同重复频率时的平均输出功率曲线

图 45 给出了不同重复频率下脉冲宽度的变化曲线，5kHz 时，获得了最短约 100ns 的脉冲，脉冲变宽主要是由于使用 FBG 后增加了谐振腔腔长。

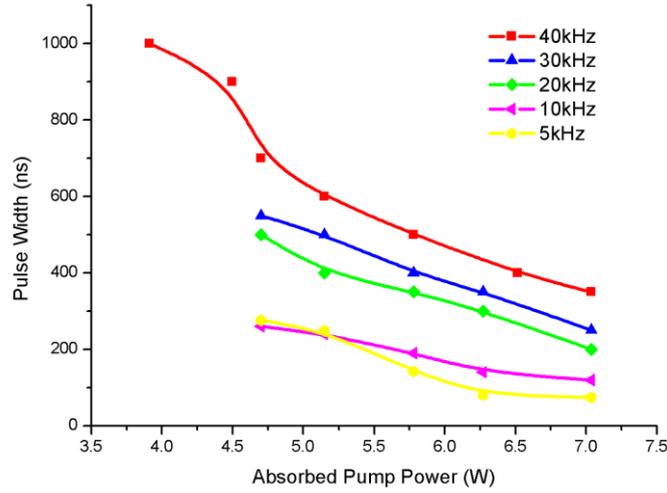


图 45 不同重复频率时的脉冲宽度曲线

图 46 是激光器在 5kHz、40kHz 不同重复频率下的输出光谱以及所使用的 FBG 反射谱。对比后不难发现，使用 FBG 作为谐振腔对输出光谱的压窄起到了明显作用，在 40kHz 时，得到了 0.1nm 线宽的输出，但是随着重复频率的降低，输出光谱会发生明显的分裂和展宽，这是由于在低重复频率下由于 ASE 的扰动会使增益谱变宽，而所使用的 FBG 反射谱相对较宽，无法对输出光谱进行进一步的压窄。

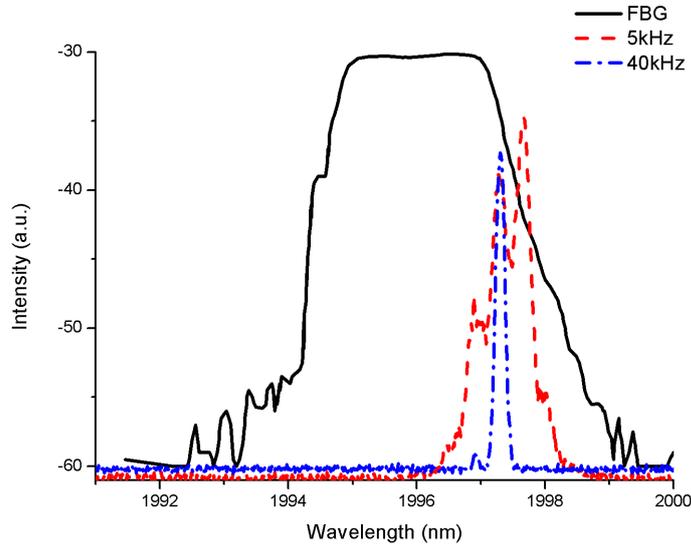


图 46 不同重复频率下的输出光谱及 FBG 反射谱

此外，当激光器的平均输出功率大于1.2W时，Q开关出现了“关不死”的现象。所谓“关不死”现象是指当调节AOM的驱动使其始终工作在布拉格衍射情况下，由于AOM衍射效率为80%，此时总是会有部分激光透射通过AOM，这样就导致谐振腔的损耗无法被保持在最低值，当泵浦功率提高时，就会出现激光振荡。“关不死”现象会影响输出脉冲的纯净度，因此限制了激光器功率的进一步提升。

3.4.3 后向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器

上一节我们使用 FBG 对前向泵浦掺铥光纤调 Q 激光器进行了线宽压窄研究，在高重复频率下，获得了线宽 0.1nm 的脉冲输出，但由于 FBG 反射谱较宽的影响，在低重复频率下，输出光谱发生了明显的分裂和展宽。为了进一步对输出线宽进行压窄，我们采用了另一个带宽更窄（0.7nm）的 FBG，由于这个 FBG 的反射率较低（9%），只能作为输出端来使用。同时，为了解决“关不死”的问题，我们对后腔镜的反馈方式进行了改进，采用 AOM 的一级反射作为反馈，只有当 AOM 工作在布拉格衍射情况时，谐振腔才会打开，其它情况下，谐振腔始终关闭，腔的损耗最大，这样就比较彻底地解决了“关不死”的问题，保证了输出脉冲的纯净度。

激光器的结构如图 47 所示，FBG 的反射中心波长为 1996.9nm，峰值反射率为 9%，3dB 带宽为 0.7nm，谐振腔由 FBG 和一个 2 μm 高反平面镜组成，使用 AOM 的一级布拉格反射作为反馈，靠近 AOM 的光纤端被切成 8° 斜角以抑制自激振荡。激光器采用后向泵浦结构，使用一个 2 μm 高反 790nm 高透的 45° 双色片将激光耦合输出。

值得注意的是，实验中我们发现，激光器的输出光谱会出现不在 FBG 反射谱范围内的谱线，似乎 FBG 没有起到压窄谱宽的作用，经过分析后，我们发现这是由于 FBG 的反射率较低，泵浦光耦合端的光纤 4% 的菲尼尔反射会和激光器的后腔镜形成另外一个谐振腔，引入谱线竞争，从而对激光器的输出光谱产生影响。为了消除光纤端面的影响同时不影响泵浦光的耦合效率，我们对这个端面也采取了切斜角处理，角度约为 3.2°。

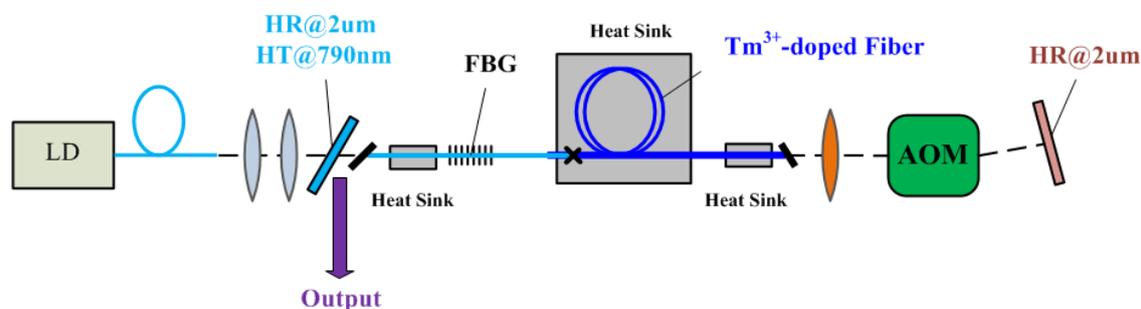


图 47 后向泵浦光纤光栅掺铥光纤调 Q 激光器

图 48 给出了激光器输出平均功率随重复频率和泵浦功率的变化曲线，激光器的阈值为 3.6W，当重复频率从 80kHz 降低至 30kHz 时，平均功率并没有发生特别大的下降，这是由于采用后向泵浦方式，提高了谐振腔内反转粒子数均匀度，有利于提高输出功率的稳定性。激光器的斜率效率约为 33%。

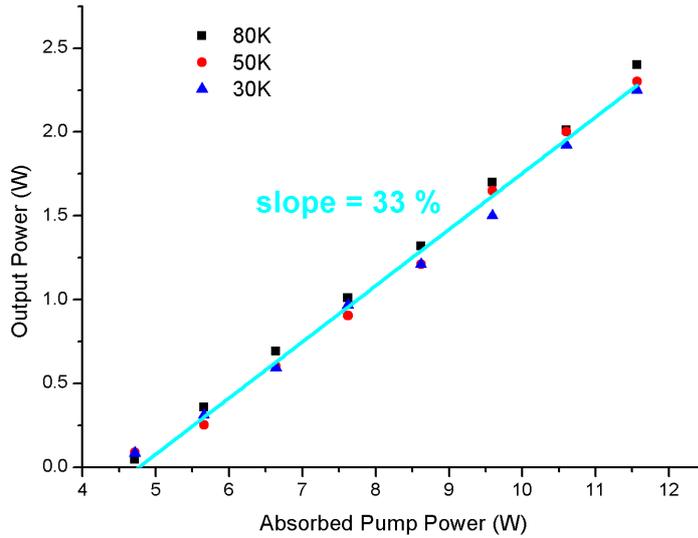


图 48 不同重复频率下的平均输出功率曲线

激光器的脉冲宽度与重复频率和泵浦功率的关系如图 49 所示，在 5kHz 时，最短的脉冲宽度为 125ns。

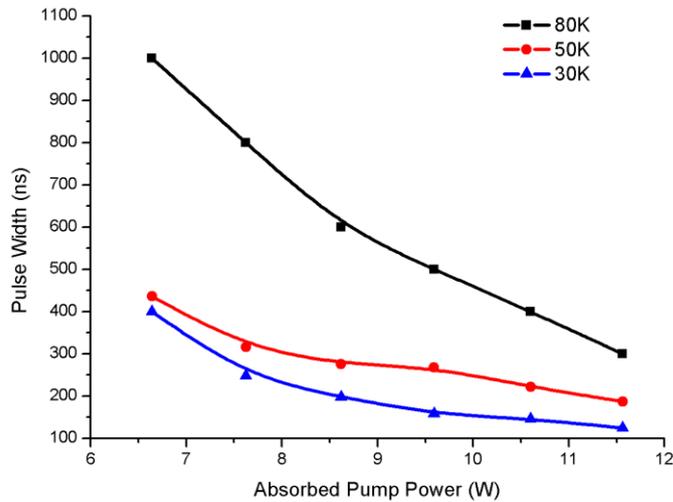


图 49 不同重复频率时的脉冲宽度曲线

图 50 给出了 30kHz 时, 脉冲序列及脉冲波形, 脉冲序列的均方根值 (RMS) 稳定性为 90%。

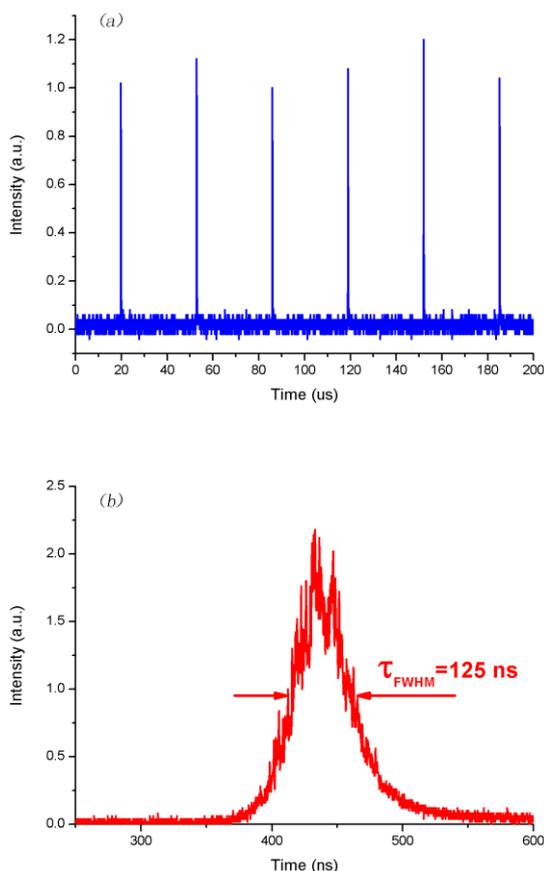


图 50 30kHz 时, 脉冲序列(a)及脉冲波形(b)

激光器不同重复频率下的输出光谱及FBG的反射谱如图 51 所示, 在 80kHz、50kHz 和 30kHz 时, 输出光谱线宽分别为 0.1038nm、0.1391nm 和 0.1614nm。可以看出随着重复频率的降低, 输出光谱的线宽并没有发生图 46 中明显的分裂及展宽, 这说明使用较窄带宽的 FBG 能够更加有效地压窄输出线宽。此外, 如果能够使用较高折射率的 FBG, 可以消除由于光纤端面菲尼尔反射引入的谱线竞争干扰, 同时提高泵浦光的耦合效率, 降低激光器的阈值, 还可以进一步对 FBG 的反射率进行优化, 以获得最佳的输出结果。

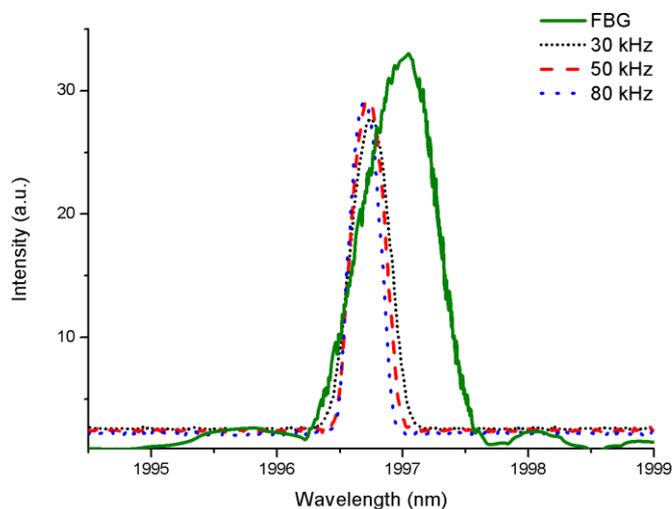


图 51 不同重复频率下的输出光谱及 FBG 的反射谱

激光器输出的单脉冲能量随重复频率和泵浦功率的变化如图 52 所示，在 30kHz 时，获得了最大单脉冲能量 75 μ J 的激光输出。

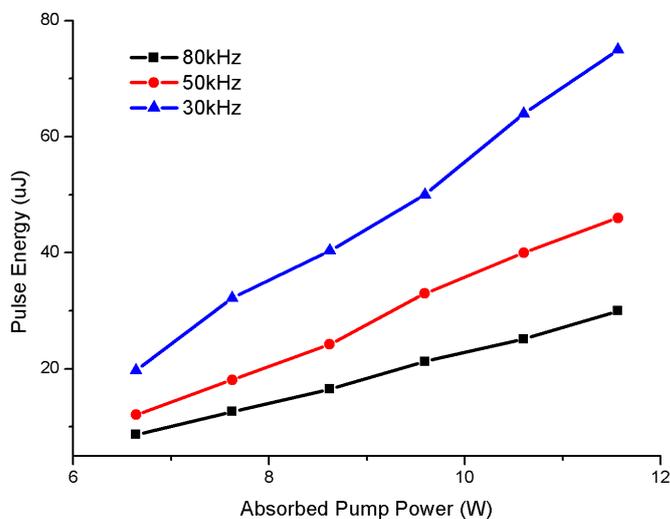


图 52 不同重复频率下的单脉冲能量变化曲线

为了验证激光器在此结构下的稳定性，我们选取了重复频率为 35kHz，对激光器的输出平均功率的稳定性进行了一个小时的测量，结果如图 53 所示，在一个小时的测试中，激光器的平均输出功率最大值为 1.937W，最小值为 1.914W，平均值为 1.92347W，标准差为 3.39mW，由此可得到功率的抖动幅度约为 1%，可见激光器在脉冲运转时有着比较高的功率稳定性。

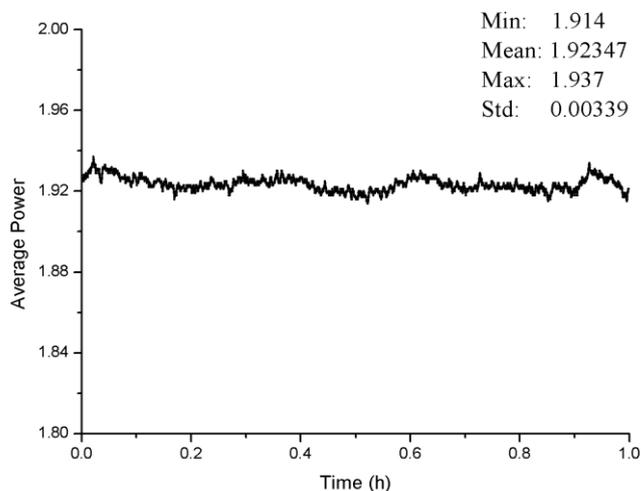
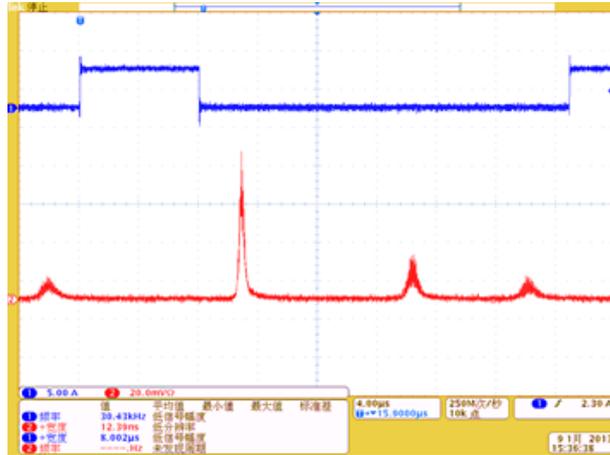


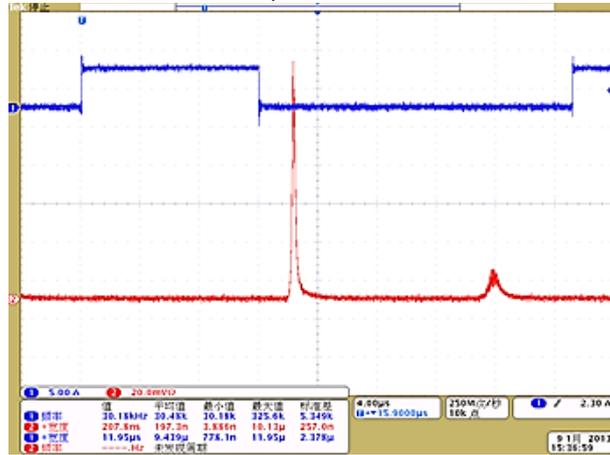
图 53 35kHz 时激光器平均输出功率的稳定性

实验中还发现,虽然激光器在运转过程中的稳定性比较高,但是从关闭到再次开启过程中的稳定性比较差,我们分析后认为这种不稳定性是由于增益光纤末端的透镜引起的,因为这个透镜在激光器中同时具有准直和耦合的作用,透镜的焦距为 8mm,而光纤的纤芯仅有 25 μm ,透镜微小的移动会非常明显地影响谐振腔内激光聚焦光斑的大小,进而影响到激光的耦合效率,引起激光器输出功率的变化。我们使用稳定度更高的调整架并对激光器的散热结构进一步优化后,激光器的稳定性得到了很大程度的提高。另外,由于光纤端面的热效应,激光器从启动大概需要半小时的时间才能达到稳定。

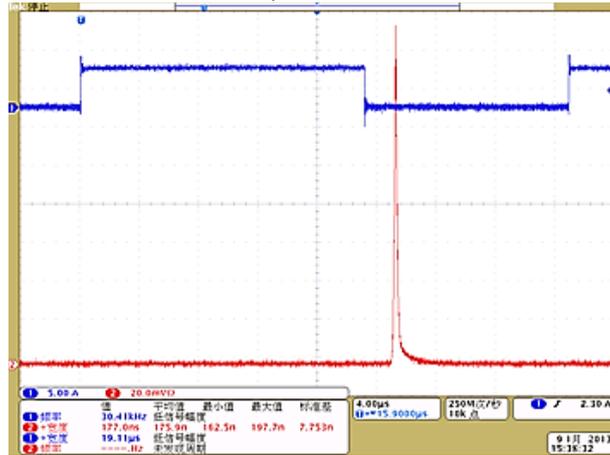
为了获得更高的单脉冲能量,我们尝试让激光器在低于 30kHz 的情况下工作,结果发现输出脉冲中出现了次脉冲现象。此时,输出脉冲由一个主脉冲及若干个次脉冲组成,主脉冲与次脉冲之间的时间间隔约 12 μs ,次脉冲与次脉冲之间的时间间隔约为 6 μs 。进一步的研究发现,谐振腔打开的时间(τ_{open})与次脉冲的形成有着直接联系,图 54 给出了随着谐振腔打开时间由长变短(从 25 μs 到 14 μs)时,输出次脉冲的变化情况。图中的高低电平信号代表加载在 AOM 上的射频信号,高电平代表射频信号关闭,此时谐振腔损耗最大,即处于关闭状态;低电平信号则代表射频信号打开,此时 AOM 工作在布拉格衍射状态,谐振腔打开,获得巨脉冲输出。从图中可以看出,随着谐振腔打开(低电平)时间的缩短,次脉冲现象逐渐消失,这个过程中脉冲之间的时间间隔基本保持不变,每当一个次脉冲消失后,主脉冲的波形强度就会增加,我们使用示波器对脉冲信号进行积分后发现,在这个过程中,所有主脉冲和次脉冲的脉冲能量之和保持不变。另外我们还发现,如果谐振腔打开的时间足够长,即使是在高重复频率下,输出脉冲也会出现次脉冲现象。



$$\tau_{\text{open}}=25\mu\text{s}$$



$$\tau_{\text{open}}=21\mu\text{s}$$



$$\tau_{\text{open}}=14\mu\text{s}$$

图 54 次脉冲随谐振腔打开时间 (τ_{open}) 的变化情况
 针对这个现象, 我们的分析如下: 首先, 主脉冲与次脉冲之间的时间间隔在

μs 量级，而谐振腔的往返时间为 ns 量级，因此次脉冲的形成不应该归因于寄生振荡。其次，AOM 的打开时间约为 200ns，因此次脉冲的形成也不应归因于 Q 开关打开时间过长。最后，由于变化过程中所有主脉冲和次脉冲的脉冲能量之和保持不变，因此次脉冲的形成不应归因于谐振腔储存能量过大。

通过查阅相关文献，我们发现在掺 Nd 的激光器中普遍存在着类似的次脉冲现象^[86-88]，针对此现象，有文献认为其产生的原因是在激光器的主脉冲产生后，下能级上仍有大量粒子未转移到基态，由于下能级弛豫时间快（30ns），在下能级粒子数转移到基态过程中，上能级粒子数弛豫时间比较长（230 μs ），结果在下能级弛豫过程中还会再次产生粒子数反转，进而输出次脉冲^[87]。

结合 Tm^{3+} 离子的能级特性，我们认为产生次脉冲现象的原因可能如下：在低重复频率下，激光器对谐振腔中能量提取的速率变慢，在主脉冲产生后，仍然会有部分上能级粒子存在，如果谐振腔打开的时间过长，期间泵浦光并没有停止粒子数抽运，同时由于交叉弛豫效应，上能级的粒子数会逐渐增加，同时下能级粒子数会随之减少，而且我们所使用的是高掺杂光纤，交叉弛豫效应会更为明显，这样就形成了再一次的粒子数反转，导致次脉冲的形成，并且在后面不断产生周期性的次脉冲。当缩谐振短腔打开时间时，就会破坏这种机理的周期性，“切掉”了次脉冲，最终获得单脉冲输出。

由于 AOM 驱动电路的限制，我们无法对谐振腔的打开时间进行进一步的缩短，因此无法得到低于 30kHz 的脉冲单脉冲输出。

3.5 本章小结

首先介绍了声光调 Q 激光器的基本原理，然后在实验上研究了不同结构声光调 Q 掺铥双包层光纤激光器。使用前向泵浦结构及高掺杂短光纤，在 5kHz 重复频率下，获得了脉冲宽度 29ns，单脉冲能量 188 μJ ，峰值功率 6.5 kW 的脉冲输出。使用后向泵浦结构改善了输出功率稳定性，改用 AOM 一级衍射作为反馈解决了谐振腔的“关不死”问题。最后我们利用 FBG 作为谐振腔反馈器件，对输出光谱进行了压窄实验，得到了线宽约为 0.1nm，平均功率大于 2W 的脉冲输出，并尝试对实验中出现的次脉冲现象的形成原因进行了解释。

4 窄谱宽脉冲掺铥光纤放大实验研究

4.1 实验装置

为了进一步提高输出脉冲的峰值功率和单脉冲能量，我们使用 3.4.3 节中得到的窄谱宽脉冲掺铥光纤激光器作为种子源，利用 MOPA 方案进行了掺铥光纤放大实验。整个 MOPA 系统的结构如图 55 所示，种子源在经过一根长 1.5m 的无源光纤（FUD）的传输后进入放大级，增益光纤为一根长 3.2m 的掺铥双包层（TDDC）光纤，该光纤为熊猫型偏振保持光纤。光纤纤芯直径为 $25\mu\text{m}$ ，数值孔径 NA 为 0.09，内包层直径为 $400\mu\text{m}$ ，数值孔径 NA 为 0.46，对于 793nm 泵浦光的吸收系数为 2.4dB/m 。光纤缠绕在直径为 30cm 的铝筒上并使用风扇进行冷却。值得注意的是，由于种子光是非偏振光，耦合进入增益保偏光纤后会有接近一半的功率损耗，这对后期的功率放大会有一定的影响。放大器的泵浦源是 nlight 公司生产的半导体激光器，输出的连续泵浦光和脉冲种子光通过一个 45° 双色片从同一端耦合进入增益掺铥光纤进行功率放大，为了抑制 ASE 和自激振荡，增益光纤的另一端被切成斜角。

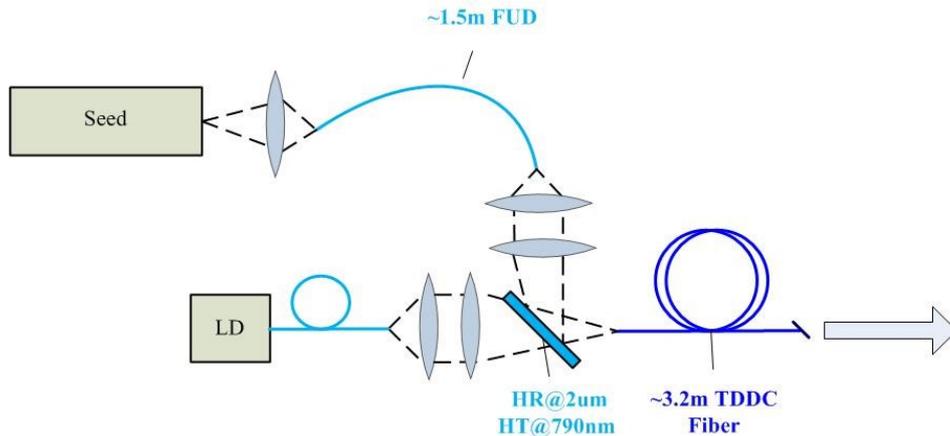


图 55 MOPA 系统的结构图

4.2 实验结果与讨论

图 56 是放大器的平均输出功率随着泵浦光功率和重复频率的变化曲线，此时种子激光器的输出功率为 2W。随着重复频率的增加，放大器的输出功率并没有明显的增加，这可能是由于注入的泵浦功率比较低，重复频率对放大效率的影响不够明显。放大器的斜率效率约为 27%，最大功率输出为 5W，可以看出，随着泵浦光的增加，放大器的输出功率呈线性增长且仍有提升的空间。

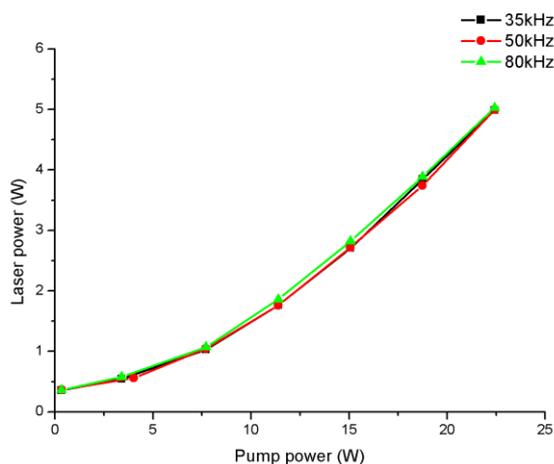


图 56 放大器平均输出功率变化曲线

图 57 给出了在 50kHz 下，最大输出功率时放大器输出的光谱特性。可以看出，输出光谱没有出现明显的 ASE，且放大后的光谱中心相对于种子光谱中心存在一定的红移，这是由于在高功率下掺铈光纤的发射截面曲线会有一些的改变。放大光的光谱线宽度没有明显的改变。放大器在其他重复频率下的输出光谱与此类似，都没有出现明显的 ASE。

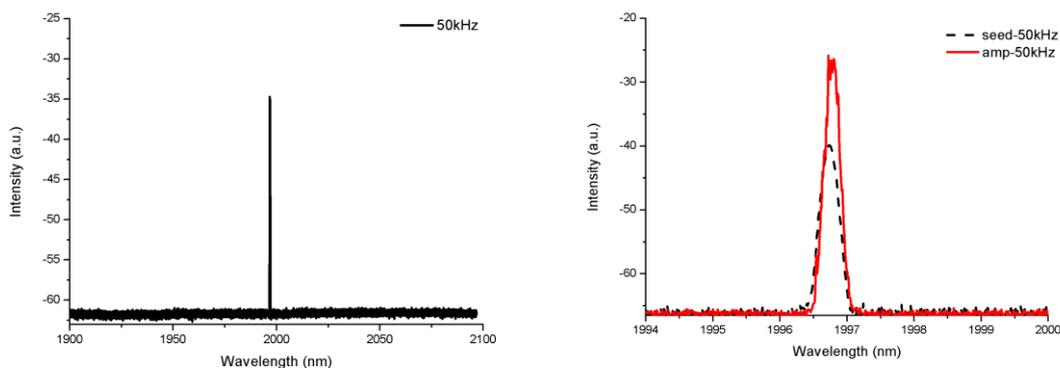


图 57 50kHz 时放大器输出的光谱特性

50kHz 时，种子光脉冲和放大后脉冲的波形对比如图 58 所示，种子光在经过放大后毛刺现象没有发生明显改善，脉冲波形没有发生明显畸变，但是脉冲宽度有了一定程度的缩短。

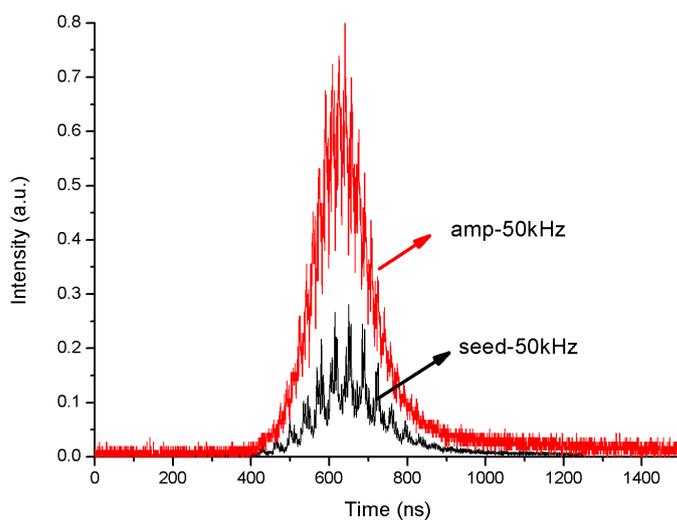


图 58 50kHz 时种子光脉冲和放大后脉冲的波形对比

4.3 本章小结

本章中我们利用 3.4.3 节中得到的窄谱宽脉冲掺铽光纤激光器作为种子源，采用 MOPA 方案进行了掺铽光纤放大实验，初步实验结果得到了平均输出功率 5W 的放大输出，输出光谱没有明显的 ASE 现象，放大脉冲的宽度有了一定的缩短。可以增加放大器的级数或者提高泵浦功率以得到更高的功率输出。

5 总结与展望

5.1 工作内容和创新点总结

由于掺铥双包层光纤激光器输出的 $2\mu\text{m}$ 波段的激光处于人眼安全和大气窗口的特殊波段,在激光手术、空间光通信、遥感、激光雷达等领域有着重要应用。本文在大量文献调研的基础上,从理论和实验两个方面对掺铥双包层光纤和声光调 Q 掺铥光纤激光器进行了深入研究,具体为:

1. 根据铥离子的能级结构及光谱特性,针对掺铥双包层光纤放大器的特点,采用有限差分法建立了数值模型,比较系统的研究了 CW 掺铥光纤放大器中,种子光波长、种子光功率,泵浦光功率,增益光纤长度,光纤端面的反射率等因素对放大器特性的影响,还研究了脉冲信号光经过掺铥放大器后的放大与波形畸变特性,该工作对掺铥光纤放大器的设计与研制有着一定的参考价值。

创新点:(1)研究了种子光波长对掺铥光纤放大器特性的影响,根据实际情况,尽量选择靠近发射截面曲线中心的种子光波长可以最大程度的抑制放大器的 ASE;(2)研究了光纤端面反射率对于放大器特性的影响,发现放大器光纤的前端面反射率对放大特性的影响要大于后端面。

2. 使用声光调制器作为调 Q 开关,在实验上研究了不同结构声光调 Q 掺铥双包层光纤激光器,对前向和后向两种不同泵浦方式下的输出平均功率、输出光谱、脉冲宽度分别进行了讨论,还利用 FBG 作为谐振腔反馈器件,对输出光谱进行了压窄实验。

创新点:(1)使用吸收系数 9.5dB/m ,长度为 70cm 的高掺杂短光纤作为谐振腔,在 5kHz 时,获得了脉冲宽度 29ns ,单脉冲能量为 $188\mu\text{J}$,峰值功率 6.5kW 的短脉冲输出。(2)使用窄带宽的 FBG 作为激光器的输出耦合器件,在不同重复频率下,均获得了谱线宽度约 0.1nm ,平均功率大于 2W 的窄谱宽脉冲输出。

3. 利用实验得到的窄谱宽脉冲掺铥光纤激光器作为种子源,采用 MOPA 方案利用熊猫保偏型掺铥双包层光纤作为增益介质进行了放大实验,初步实验结果得到了平均输出功率 5W 的放大输出,输出光谱没有明显的 ASE 现象。

5.2 展望

目前掺铽光纤激光技术的研究多集中在输出功率的提高,输出光谱线宽的压窄及斜率效率的提升等方面。

光纤激光器和放大器的数值仿真模型一直是光纤激光技术的研究重点之一,本文中的放大器理论模型主要针对 CW 掺铽光纤放大器,下一步可以考虑对理论模型进行更深入的研究,在目前仿真程序的基础上对脉冲运转的掺铽放大器的特性进行研究,同时应该对程序中的相关参数进行校正,使仿真结果更加符合放大器的实际特性,提高仿真模型对掺铽光纤放大器的设计与研制的参考价值。

为了进一步获得更高输出功率掺铽光纤激光器,尤其是 2 μm 脉冲激光输出,作者认为后续可以对下面这些工作进行展开。

首先,由于目前的声光调 Q 掺铽光纤激光器中 AOM 与增益光纤是空间耦合结构,导致激光器输出功率的稳定性比较差,谐振腔内器件引入的损耗比较大,下一步可以考虑采用光纤化的 AOM,并逐步将整个激光器全光纤化,这样可以大幅度地提高激光器输出功率的稳定性,降低谐振腔的损耗,同时可以使激光器的结构更加紧凑。

其次,目前激光器输出的脉冲序列稳定性比较差,脉冲波形中毛刺现象比较严重,可以考虑使用掺杂浓度更高的单模光纤,进一步缩短腔长,减少腔内纵模数,提高泵浦的均匀度,这样在一定程度上可以提高脉冲序列的稳定性,消除脉冲波形中的毛刺现象。由于后期需要使用保偏光纤进行功率放大,因此可以尝试进一步改进激光器结构,直接使用保偏光纤作为增益介质,得到偏振激光输出,这样可以提高后期激光器作为种子光的利用效率。此外,还可尝试使用氟化物基底的光纤,由于 Tm^{3+} 离子在氟化物光纤中具有更加长的上能级寿命,因此可以获得更加短的脉冲输出。

最后,在目前 MOPA 结构的放大器中,种子光、泵浦光和放大级光纤采用的是空间结构,它们之间的耦合损耗比较大,因此将来工作可以考虑对放大器的耦合透镜进行优化,提高其耦合效率,或者使用合束器,逐步实现放大器的全光纤化。

参考文献

- [1] Maiman T H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 1960, 187(4736): 493-494.
- [2] Kapron F P, Keck D B and Maurer R D. RADIATION LOSSES IN GLASS OPTICAL WAVEGUIDES. *Applied Physics Letters*, 1970, 17(10): 423-425.
- [3] Kao K C and Hockham G A. Dielectric-Fibre Surface Waveguides for Optical Frequencies. *P I Electr Eng*, 1966, 113(7): 1151-1156.
- [4] Desurvire E, Simpson J R and Becker P. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier. *Opt Lett*, 1987, 12(11): 888-890.
- [5] Laming R I, Farries M C, Morkel P R, Reekie L, Payne D N, Scrivener P L, Fontana F and Righetti A. Efficient Pump Wavelengths of Erbium-Doped Fiber Optical Amplifier. *Electronics Letters*, 1989, 25(1): 12-14.
- [6] Snitzer E, Po H, Hakimi F and Tumminelli R. Erbium fiber laser amplifier at 1.55 μm with pump at 1.49 μm and Yb sensitized Er oscillator. *Proceedings of the Optical Fiber Communication Conference, Optical Society of America*, 1988.
- [7] Taga H, Yoshida Y, Edagawa N, Yamamoto S and Wakabayashi H. 459 km, 2.4 Gbit/s four wavelength multiplexing optical fibre transmission experiment using six Er-doped fibre amplifiers. *Electronics Letters*, 1990, 26(8): 500-501.
- [8] Pask H, Carman R J, Hanna D C, Tropper A C, Mackechnie C J, Barber P R and Dawes J M. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1995, 1(1): 2-13.
- [9] Pierce M C, Jackson S D, Dickinson M R, King T A and Sloan P. Laser-tissue interaction with a continuous wave 3- μm fibre laser: Preliminary studies with soft tissue. *Laser Surg Med*, 2000, 26(5): 491-495.
- [10] Hale G M and Querry M R. OPTICAL-CONSTANTS OF WATER IN 200-NM TO 200-MUM WAVELENGTH REGION. *Appl Optics*, 1973, 12(3): 555-563.
- [11] Scholle K, Heumann E and Huber G. Single mode Tm and Tm,Ho : LuAG lasers for LIDAR applications. *Laser Physics Letters*, 2004, 1(6): 285-290.

- [12] Fried N M and Murray K E. New technologies in endourology - High-power thulium fiber laser ablation of urinary tissues at 1.94 μm . *J Endourol*, 2005, 19(1): 25-31.
- [13] Jackson S D and Lauto A. Diode-pumped fiber lasers: A new clinical tool? *Laser Surg Med*, 2002, 30(3): 184-190.
- [14] Ishii S, Mizutani K, Fukuoka H, Ishikawa T, Philippe B, Iwai H, Aoki T, Itabe T, Sato A and Asai K. Coherent 2 μm differential absorption and wind lidar with conductively cooled laser and two-axis scanning device. *Appl Optics*, 2010, 49(10): 1809-1817.
- [15] Sudesh V, McComb T, Sims R, Shah L and Richardson M. High power, tunable, CW, narrow line thulium fiber laser for ranging applications. *Proceedings of the Advanced Solid-State Photonics*, Optical Society of America, 2009.
- [16] Pierce M C, Jackson S D, Dickinson M R and King T A. Laser-tissue interaction with a high-power 2- μm fiber laser: Preliminary studies with soft tissue. *Laser Surg Med*, 1999, 25(5): 407-413.
- [17] Hazey J W, Narula V K, Renton D B, Reavis K M, Paul C M, Hinshaw K E, Muscarella P, Ellison E C and Melvin W S. Natural-orifice transgastric endoscopic peritoneoscopy in humans: Initial clinical trial. *Surgical Endoscopy and Other Interventional Techniques*, 2008, 22(1): 16-20.
- [18] Bui M H, Breda A, Gui D, Said J and Schulam P. Less smoke and minimal tissue carbonization using a thulium laser for laparoscopic partial nephrectomy without hilar clamping in a porcine model. *J Endourol*, 2007, 21(9): 1107-1111.
- [19] Bilici T, Mutlu S, Kalaycioglu H, Kurt A, Sennaroglu A and Gulsoy M. Development of a thulium (Tm:YAP) laser system for brain tissue ablation. *Laser Med Sci*, 2011, 26(5): 699-706.
- [20] Chen B, Thomsen S L, Thomas R J, Oliver J and Welch A J. Histological and modeling study of skin thermal injury to 2.0 μm laser irradiation. *Laser Surg Med*, 2008, 40(5): 358-370.
- [21] Zeitels S M, Burns J A, Akst L M, Hillman R E, Broadhurst M S and Anderson R R. Office-based and microlaryngeal applications of a fiber-based thulium laser. *Annals of Otolaryngology and Laryngology*, 2006, 115(12): 891-896.
- [22] Burns J A, Kobler J B, Heaton J T, Lopez-Guerra G, Anderson R R and Zeitels S M. Thermal damage during thulium laser dissection of laryngeal soft tissue is reduced with air cooling: Ex vivo calf model study. *Annals of Otolaryngology and Laryngology*, 2007, 116(11): 853-857.
- [23] Lippert E, Nicolas S, Arisholm G, Stenersen K and Rustad G. Midinfrared laser source with high power and beam quality. *Appl Optics*, 2006, 45(16): 3839-3845.
- [24] Kieleck C, Eichhorn M, Hirth A, Faye D and Lallier E. High-efficiency 20-50 kHz

mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2 μm holmium laser. *Opt Lett*, 2009, 34(3): 262-264.

[25] Creeden D, Ketteridge P A, Budni P A, Setzler S D, Young Y E, McCarthy J C, Zawilski K, Schunemann P G, Pollak T M, Chicklis E P and Jiang M. Mid-infrared ZnGeP₂ parametric oscillator directly pumped by a pulsed 2 μm Tm-doped fiber laser. *Opt Lett*, 2008, 33(4): 315-317.

[26] Kulkarni O P, Alexander V V, Kumar M, Freeman M J, Islam M N, Terry F L, Jr., Neelakandan M and Chan A. Supercontinuum generation from similar to 1.9 to 4.5 μm in ZBLAN fiber with high average power generation beyond 3,8 μm using a thulium-doped fiber amplifier. *J Opt Soc Am B*, 2011, 28(10): 2486-2498.

[27] Thomas Ehrenreich, Ryan Leveille, Imtiaz Majid and Tankala K. 1-kW, All-Glass Tm: fiber Laser. Proceedings of the SPIE Photonics West 2010: LASE Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications, Conference 7580, 2010.

[28] Goodno G D, Book L D and Rothenberg J E. Low-phase-noise, single-frequency, single-mode 608 W thulium fiber amplifier. *Opt Lett*, 2009, 34(8): 1204-1206.

[29] Nelson L E, Ippen E P and Haus H A. Broadly Tunable Sub-500 Fs Pulses from an Additive-Pulse Mode-Locked Thulium-Doped Fiber Ring Laser. *Applied Physics Letters*, 1995, 67(1): 19-21.

[30] Sharp R C, Spock D E, Pan N and Elliot J. 190-fs passively mode-locked thulium fiber laser with a low threshold. *Opt Lett*, 1996, 21(12): 881-883.

[31] Solodyankin M A, Obraztsova E D, Lobach A S, Chernov A I, Tausenev A V, Konov V I and Dianov E M. Mode-locked 1.93 μm thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber. *Opt Lett*, 2008, 33(12): 1336-1338.

[32] Wang Q, Geng J, Luo T and Jiang S. Mode-locked 2 μm laser with highly thulium-doped silicate fiber. *Opt Lett*, 2009, 34(23): 3616-3618.

[33] Jackson S D and King T A. Efficient gain-switched operation of a Tm-doped silica fiber laser. *Ieee J Quantum Elect*, 1998, 34(5): 779-789.

[34] Dickinson B C, Jackson S D and King T A. 10 mJ total output from a gain-switched Tm-doped fibre laser. *Opt Commun*, 2000, 182(1-3): 199-203.

[35] Zhang Y J, Yao B Q, Ju Y L and Wang Y Z. Gain-switched Tm³⁺-doped double-clad silica fiber laser. *Opt Express*, 2005, 13(4): 1085-1089.

[36] Jiang M and Tayebati P. Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a

- gain-switched Tm-doped fiber laser. *Opt Lett*, 2007, 32(13): 1797-1799.
- [37] Zhou R-L, Zhao J, Chen Z-Y, Ju Y-L and Wang Y-Z. All-Fiber Gain-Switched Thulium-Doped Fiber Laser Pumped by 1.558 μm Laser. *Chinese Physics Letters*, 2012, 29(6): 064201.
- [38] Myslinski P, Pan X, Barnard C W, Chrostowski J, Sullivan B T and Bayon J-F. Q-switched thulium-doped fiber laser. *Opt Eng*, 1993, 32(9): 2025-2030.
- [39] Golding P S, Jackson S D, Tsai P K, Dickinson B C and King T A. Efficient high power operation of a Tm-doped silica fiber laser pumped at 1.319 μm . *Opt Commun*, 2000, 175(1-3): 179-183.
- [40] El-Sherif A F and King T. High-peak-power operation of a Q-switched Tm^{3+} -doped silica fiber laser operating near 2 μm . *Opt Lett*, 2003, 28(1): 22-24.
- [41] El-Sherif A F and King T A. High-energy, high-brightness Q-switched Tm^{3+} -doped fiber laser using an electro-optic modulator. *Opt Commun*, 2003, 218(4-6): 337-344.
- [42] Qamar F Z and King T A. Passive Q-switching of the Tm-silica fibre laser near 2 μm by a Cr^{2+} :ZnSe saturable absorber crystal. *Opt Commun*, 2005, 248(4-6): 501-508.
- [43] Qamar F and King T A. Short-pulse, high-peak-power Q-switched Tm-silica fibre laser at 1.9 μm . *Opt Laser Technol*, 2006, 38(1): 1-7.
- [44] Eichhorn M and Jackson S D. High-pulse-energy actively Q-switched Tm^{3+} -doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm. *Opt Lett*, 2007, 32(19): 2780-2782.
- [45] Eichhorn M and Jackson S D. High-pulse-energy, actively Q-switched Tm^{3+} , Ho^{3+} -codoped silica 2 μm fiber laser. *Opt Lett*, 2008, 33(10): 1044-1046.
- [46] Geng J, Wang Q, Smith J, Luo T, Amzajerdian F and Jiang S. All-fiber Q-switched single-frequency Tm-doped laser near 2 μm . *Opt Lett*, 2009, 34(23): 3713-3715.
- [47] Geng J, Wang Q, Jiang Z, Luo T, Jiang S and Czarnecki G. Kilowatt-peak-power, single-frequency, pulsed fiber laser near 2 μm . *Opt Lett*, 2011, 36(12): 2293-2295.
- [48] Willis C C C, Shah L, Baudelet M, Kadwani P, McComb T S, Sims R A, Sudesh V and Richardson M. High-energy Q-switched Tm^{3+} -doped polarization maintaining silica fiber laser. *Proc SPIE 7580, Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications*, 2010, 758003-758003.
- [49] Kadwani P, Modsching N, Sims R A, Leick L, Broeng J, Shah L and Richardson M. Q-switched thulium-doped photonic crystal fiber laser. *Opt Lett*, 2012, 37(10): 1664-1666.
- [50] Stutzki F, Jansen F, Jauregui C, Limpert J and Tünnermann A. 2.4 mJ, 33 W Q-switched

- Tm-doped fiber laser with near diffraction-limited beam quality. *Opt Lett*, 2013, 38(2): 97-99.
- [51] Tang Y. High power pulsed 2 μm Tm³⁺ doped fiber laser. *Semiconductor Laser Diode Technology and Applications*, 2011, 287-320.
- [52] Hu H, Du G-G, Yan P-G, Zhao J-Q, Guo C-Y and Ruan S-C. Q-Switched Thulium-Doped Domestic Silica Fiber Laser. *Chinese Physics Letters*, 2011, 28(4): 044206.
- [53] Maurer R D. Optical waveguide light source. Google Patents. 1974.
- [54] Snitzer E, Po H, Hakimi F, Tumminelli R and McCollum B C. DOUBLE CLAD, OFFSET CORE Nd FIBER LASER. *Proceedings of the, Optical Society of America*, 1988: PD5.
- [55] 顾友. 稀土元素铥及其应用. *稀土信息*, 2006, 1(1): 20-21.
- [56] Jackson S D and King T A. Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers. *J Lightwave Technol*, 1999, 17(5): 948-956.
- [57] Antipenko B. Cross-relaxation schemes for pumping laser transitions. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 1984, 54(1): 385-388.
- [58] Jackson S D. Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm³⁺-doped silica fibre lasers. *Opt Commun*, 2004, 230(1-3): 197-203.
- [59] Frith G, Lancaster D G and Jackson S D. 85 W Tm-doped 2 μm fibre laser pumped at 793 nm. *Proceedings of the Lasers and Electro-Optics Society, 2005 LEOS 2005 The 18th Annual Meeting of the IEEE, IEEE*, 2005: 762-763.
- [60] Jackson S D and Mossman S. Efficiency Dependence on the Tm³⁺ and Al³⁺ Concentrations for Tm³⁺-Doped Silica Double-Clad Fiber Lasers. *Appl Optics*, 2003, 42(15): 2702-2707.
- [61] Gloge D. Weakly Guiding Fibers. *Appl Optics*, 1971, 10(10): 2252-2254.
- [62] Marcerou J F, Fevrier H A, Ramos J, Auge J C and Bousselet P. General Theoretical Approach Describing the Complete Behavior of the Erbium-Doped Fiber Amplifier. *Fiber Laser Sources and Amplifiers Ii*, 1991, 1373(1): 168-186.
- [63] Bromage J, Winzer P, Nelson L, Mermelstein M, Horn C and Headley C. Amplified spontaneous emission in pulse-pumped Raman amplifiers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2003, 15(5): 667-669.
- [64] Oron R and Hardy A. Approximate analytical expressions for signal amplification in strongly pumped fibre amplifiers. *Iee P-Optoelectron*, 1998, 145(2): 138-140.
- [65] Wang Y. Heat dissipation in kilowatt fiber power amplifiers. *Ieee J Quantum Elect*, 2004, 40(6): 731-740.

- [66] Xu J Q, Prabhu M, Lu J R, Ueda K and Xing D. Efficient double-clad thulium-doped fiber laser with a ring cavity. *Appl Optics*, 2001, 40(12): 1983-1988.
- [67] Wang F, Shen D, Chen H, Fan D and Lu Q. Modeling and optimization of stable gain-switched Tm-doped fiber lasers. *Optical Review*, 2011, 18(4): 360-364.
- [68] Peterka P, Faure B, Blanc W, Karásek M and Dussardier B. Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers. *Optical and Quantum Electronics*, 2004, 36(1): 201-212.
- [69] Evans C A, Ikonic Z, Richards B, Harrison P and Jha A. Theoretical Modeling of a similar to 2 μm Tm³⁺-Doped Tellurite Fiber Laser: The Influence of Cross Relaxation. *J Lightwave Technol*, 2009, 27(18): 4026-4032.
- [70] Yu G-y, Chang J, Wang Q-p, Zhang X-y, Liu Z and Huang Q-j. A theoretical model of thulium-doped silica fiber's ASE in the 1900 nm waveband. *Optoelectronics Letters*, 2010, 6(1): 45-47.
- [71] Lu H B, Zhou P, Wang X L and Jiang Z F. Space-propagation model of Tm-doped fiber laser. *J Opt Soc Am A*, 2012, 29(11): 2337-2343.
- [72] Huang Q, Yu T, Zu J and Tao M. Theoretical modeling and simulation of Tm-doped double-clad fiber amplifier. *Proceedings of the Optoelectronics and Microelectronics (ICOM), 2012 International Conference on*, 2012: 172-176.
- [73] Wang Y and Xu C-Q. Modeling and optimization of Q-switched double-clad fiber lasers. *Appl Opt*, 2006, 45(9): 2058-2071.
- [74] 蓝信钜. 激光技术. 华中理工大学出版社, 1995, 77-79.
- [75] Siegman A E. *LASERS*. University Science Books, Sausalito, CA, 1986, 492.
- [76] Myslinski P, Chrostowski J, Koningstein J and Simpson J R. Self-mode locking in a Q-switched erbium-doped fiber laser. *Appl Optics*, 1993, 32(3): 286-290.
- [77] Wang Y, Martinez-Rios A and Po H. Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking. *Opt Commun*, 2003, 224(1): 113-123.
- [78] Cutler C C. Why does linear phase shift cause mode locking? *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1992, 28(1): 282-288.
- [79] 冯小星, 陈柏, 朱毅, 陈嘉琳, 梁丽萍 和 林尊琪. 调 Q 及连续掺 Yb 光纤激光器中的自锁模研究. *高功率激光及等离子体物理研究论文集 (专题)*, 2007, 3(1): 873-877.
- [80] Wang F, Shen D Y, Fan D Y and Lu Q S. High power widely tunable Tm: fiber laser with spectral linewidth of 10 pm. *Laser Physics Letters*, 2010, 7(6): 450-453.

- [81] Zhang Y J, Wang W, Song S F and Wang Z G. Ultra-narrow linewidth Tm^{3+} -doped fiber laser based on intra-core fiber Bragg gratings. *Laser Physics Letters*, 2009, 6(10): 723-726.
- [82] Hemming A, Jackson S D, Sabella A, Bennetts S and Lancaster D G. High power, narrow bandwidth and broadly tunable Tm^{3+} , Ho^{3+} -co-doped aluminosilicate glass fibre laser. *Electronics Letters*, 2010, 46(24): 1617-1618.
- [83] Zhang Y, Tian Y, Wang W and Yao B. Tunable narrow linewidth Tm^{3+} -doped silica fiber laser with an intracavity taper. *Laser Physics Letters*, 2010, 7(3): 225-229.
- [84] Zhang Y J, Wang W, Zhou R L, Song S F, Tian Y and Wang Y Z. Narrow Linewidth Tm^{3+} -Doped Large Core Fiber Laser Based on a Femtosecond Written Fiber Bragg Grating. *Chinese Physics Letters*, 2010, 27(7): 4214-4216.
- [85] Jing T, Zhang Y J and Zhong F F. All-fiber ultra-narrow linewidth 50 pm Tm^{3+} -doped double-clad fiber laser at 1948 nm. *Laser Phys*, 2011, 21(1): 169-171.
- [86] Wei M D, Cheng C C and Wu S S. Instability and satellite pulse of passively Q-switching Nd : LuVO(4) laser with Cr(4+): YAG saturable absorber. *Opt Commun*, 2008, 281(13): 3527-3531.
- [87] Ng S P, Tang D Y, Qian L J and Qin L J. Satellite pulse generation in diode-pumped passively Q-switched Nd : GdVO4 lasers. *Ieee J Quantum Elect*, 2006, 42(7-8): 625-632.
- [88] Kimmelma O P, Tittonen I and Buchter S C. Short pulse, diode pumped, passively Q-switched Nd:YAG laser at 946 nm quadrupled for UV production. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*; Vol 3 (2008), 2008, 08008(3): 1-5.

黄启杰在攻读硕士学位期间发表的论文和 专利目录

- [1] **Qijie Huang**, Ting Yu, Jifeng Zu, Mengmeng, Tao, Theoretical modeling and simulation of Tm-doped double-clad fiber amplifier, Optoelectronics and Microelectronics (ICOM), 2012 International Conference on. IEEE, 2012: 172-176.
- [2] **Qijie Huang**, Ting Yu, YaMeng Zheng, Jifeng Zu, and Weibiao Chen, 2.4-W Narrow-Linewidth Q-Switched Tm³⁺-Doped Double-Clad Fiber Laser, IEEE Photonics Journal, 2013,5(2): 1500406-1500412
- [3] **Qijie Huang**, Ting Yu, YaMeng Zheng, Jifeng Zu, and Weibiao Chen, Research on Diode Pumped Acousto-Optic Q-Switched Tm-Doped Fiber Laser, SPIE Optical Engineering + Applications 2013 (Accepted)
- [4] **黄启杰**, 祖继锋, 余婷, 郑亚萌, 周军, 陈卫标, 窄线宽声光调 Q 掺铥光纤激光器, 发明专利申请号: 201310016212.4
- [5] Mengmeng Tao, **Qijie Huang**, Ting Yu, and Xisheng Ye. Parameters determination and theoretical modeling of Tm-doped fiber lasers, The Third Asia Pacific Conference on Optics Manufacture, 2012.
- [6] Mengmeng Tao, **Qijie Huang**, Ting Yu, Pengling Yang, Weibiao Chen, and Xisheng Ye. Cross relaxation in Tm-doped fiber lasers, The Second International Symposium on Laser Interaction with Matter, 2012.
- [7] 陶蒙蒙, **黄启杰**, 余婷, 杨鹏翎, 陈卫标, 叶锡生. LD 泵浦不同腔结构高效运转掺铥光纤激光器, 红外与激光工程, 42(6), 2013.
- [8] Mengmeng Tao, **Qijie Huang**, Ting Yu, Pengling Yang, Weibiao Chen, and Xisheng Ye. High Efficient 57pm Tm-doped Fiber Laser with Two Multimode Fiber Bragg Gratings, Laser Physics (Accepted)

致谢

光阴似箭，如白驹过隙，三年的硕士生活仿佛就在眨眼之间。整理思绪，回想经历过的点点滴滴，研究生学习阶段遇到的事情太多太多，需要感谢的人也太多太多。

首先，我想感谢我的硕士导师祖继锋研究员！在我攻读硕士学位期间，在学习、科研工作以及日常生活等许多方面均得到了祖老师的悉心指导和热心关怀。祖老师严谨的治学态度、坚实的理论基础和知识结构、丰富的实验设计和优化经验等都给我留下了很深的印象，永远是我学习的榜样。

感谢余婷副研究员，是她带领着我踏出了激光实验的第一步。我在专业技能上的进步离不开余老师的用心指导，余老师丰富的实验技能和严谨的实验态度让我受益匪浅。

感谢研究中心领导对硕士论文工作的支持。感谢何兵老师、刘驰老师、杜松涛老师在实验和理论上给以的指导和帮助。感谢周国强师傅在机械加工方面给予的便利和帮助，感谢冯诚士师傅提供的水箱。感谢电子组和机械组的老师们在电路方面和机械件的帮助。

感谢周翠云师姐在光纤放大器理论仿真上给我的指点。感谢何晶师姐、张磊师兄在激光器调Q方面的实验帮助。感谢舒仕江师兄、王明建师兄、李世光师兄、朱亮师兄在组会及平时关于实验方面的指点和讨论。感谢郑亚萌师妹在实验中的协助，感谢杨易、李峰、刘晶、于真真、刁伟峰、张鑫及其他一起在503办公室生活的兄弟姐妹们，求学之路上有你们的陪伴才有了科研之外的欢乐时光。感谢空间激光这个温暖的大家庭里其他同学和师弟师妹的关心和支持，祝福大家。感谢这几年求学路上，小学好友、初高中好友、大学好友的关心和帮助，感谢所有帮助过我的人！

最后，感谢我的父母和爷爷这么多年来含辛茹苦的养育和经济上、精神上的无私支持，正是你们的默默奉献才让我走到今天！

黄启杰个人简历

2003.9-2006.7	浙江省宁波中学	高中
2006.9-2010.7	东北大学 应用物理	本科 理学学士
2010.9-2011.7	中国科学技术大学 物理系	代培
2011.8-2013.7	中国科学院研究生院 上海光学精密机械研究所 光学工程专业	工学硕士