分类号	:
UDC	:

密级_____

编号<u>200618014020004</u>

中国科学院研究生院

博士学位论文

脉冲光纤激光器

调Q特性的研究

赵宏明

指导教师<u>王之江院士 楼祺洪研究员 本科毕业</u> <u>中国科学院上海光学精密机械研究所</u> 申请学位级别<u>博士</u>学科专业名称<u>光学工程</u> 论文提交日期<u>2008.11.01</u>论文答辩日期<u>2008.12.22</u> 培养单位<u>中国科学院上海光学精密机械研究所</u> 学位授予单位<u>中国科学院研究生院</u>

答辩委员会主席____方祖捷研究员____

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士研究生毕业论文

_{论文题目} 脉冲光纤激光器调 Q	
特性的研究	
专业光学工程	
研究生姓名 赵宏明	
呈师姓名 王之江院士 楼祺洪研究员	
研究生 2006 03	
研先生八字的问 <u>2000.03</u>	

2008年11月1日

脉冲光纤激光器调 Q 特性的研究

作者:赵宏明 导师:楼祺洪

摘 要

掺稀土元素的光纤激光器的研究和应用是目前国际激光研究领域的热点之一。同其它气体或固体激光系统相比,光纤激光器无论在效率、体积、冷却和光 束质量等方面,均占有明显的优势。脉冲的光纤激光器的研究对目前和潜在应用 尤为重要,如在光通信,医疗,传感,材料加工,军事等领域。脉冲光纤激光器 是目前光纤激光领域比较活跃而且有很多特点的研究方向。本文的主要目的是从 理论和实验两方面对掺镱的脉冲光纤振荡器进行研究。

第一章综述了国内外在双包层光纤中如何获得高峰值功率、高能量的激光脉冲的新进展,列出了三种实现脉冲激光输出的手段,包括调Q技术、锁模技术、种子振荡功率放大的 Mopa 系统。给出了脉冲双包层光纤激光器实现方案及关键元器件的原理、特点和关键技术。

第二章报道了一种简单的半导体激光泵浦的声光调 Q 的掺镱国产大模场面积双包层光纤激光器。在零级衍射输出了光束质量因子 M²为 2,宽度在几百纳秒左右的激光脉冲,其脉冲重复频率在 1-50kHz 可调。在 1kHz 时,激光脉冲宽度 133ns,单脉冲能量 0.93mJ。

第三章在实验和理论上研究了不同结构的声光调 Q 的双包层光纤激光器的 脉冲输出特性,对前向、后向不同泵浦方式的掺镱调 Q 双包层光纤激光器的输 出平均功率、调 Q 脉冲宽度及脉冲稳定性进行了对比及讨论。在 10kHz 脉冲重 复频率下,后向泵浦获得斜效率为 60%的脉冲激光输出,其脉冲宽度为 52ns, 单脉冲能量 0.3mJ。利用数值差分模拟了线形腔的速率偏微分方程组,理论模拟

- I -

结果与实验得到的结果相符。

第四章实验分析了声光开关时间及上升沿时间对调 Q 光纤激光器输出脉冲 特性的影响。实验发现改变上升沿时间可以使得输出脉冲发生改变; 声光开关时 间确实能够制约脉冲输出的稳定性及重复频率。声光开关的上升沿时间不变, 选 用较长的光纤激光腔则产生分叉脉冲的现象, 对此给出了解释, 并进行了理论模 拟。

第五章研究和实现了一种脉宽压缩的高重复频率的调 Q 光纤激光器,通过 调节声光开关时间。获得了重频在 50kHz-1.5MHz,脉宽在数十纳秒级的稳定脉 冲序列,在 50kHz 下脉冲宽度为 35ns。实验结果表明,在这种调 Q 方式中,脉 冲的宽度随着重复频率的增加没有快速增加,因而在高重频工作下,依然可以保 持窄脉宽输出。通过分析调 Q 激光脉冲的建立时间,分析了这种脉冲的形成机 理。

中红外激光技术在医疗手术,大气通信,遥感探测及军事等领域有非常特殊 而重要的应用。在第六章中给出了基于国产的掺铥双包层光纤的高功率连续激光 器的研究结果。利用 795nm 的半导体激光器双端泵浦国产的掺铥的双包层光纤, 输出 50W 的 2μm 的中红外激光.斜效率 45%。实验结果对高功率的 3-5μm 的中 红外激光的泵浦源方案选择,具有一定的指导意义。

关键词:脉冲光纤激光器,声光调Q,大模场面积双包层光纤,中红外光纤激光器

- II -

Study on Q-switched character of pulsed fiber laser

Author: Hongming Zhao Directed by: Qihong Lou

Abstract

The technique and applications of earth-doped fiber lasers is one of the research focuses in international laser research fields at present. Comparing with other solid or gas lasers, fiber laser has a distinguished superiority. It demonstrates a most attractive foreground in industry, medicine, scientific research, military affairs and so on because of its small volume, light weight, high efficiency, as well as compact architecture. Furthermore, the research of pulsed fiber laser is very important for the present and potential application. In this dissertation, theoretical and experimental study on actively pulsed Yb-doped fiber laser oscillator is presented.

In the first chapter, the latest progresses and development trends of pulsed fiber, which achieved higher-power and higher energy laser pulses are reviewed. Three scheme of pulsed fiber laser are included, the master-oscillator power amplifier (MOPA), Q-switched and mode-locked techniques, the principle, characteristic and key techniques of pulsed double-clad fiber laser are presented.

In the second chapter, a simple laser-diode pumped acoustic-optic Q-switched fiber laser is reported by using China-made large mode area ytterbium-doped fiber. Q-switched pulses with several hundred ns pulse duration (1 kHz-50 kHz) are achieved in the direction of the zero order output. When the repetition is 1 kHz, the pulse energy is 0.93mJ with pulse duration of 132ns.

In the third chapter, the characteristics of acoustic-optic double-clad fiber laser are reported by using different pumping constructions. The comparisons and discussions of average power, pulse width and stability of Q-switched pulses between the forward pump and back ward pump conditions are presented. In experiment, the output of Q-switched pulses with 60% slope efficiency of average power, 52ns pulse width and 0.3mJ single pulse are obtained at the repetition rate of 10 kHz. Finally, the rate equations with different pump configurations are built up to analyze the Q-switched pulse, and the theoretical results agree with experimental results well.

In the fourth charter, laser-diode pumping Q-switched ytterbium-doped fiber laser is studied in experiment by controlling the switching time of acousto-optic modulator (AOM). It is found that the rise time of AOM can regulate the Q-switched pulse shape and that the switching time of AOM can influence output pulse stability and pulse repetition rate. Moreover, adopting longer fiber, multi-peak Q-switched pulses appear, which agree with the results reported by foreign researcher. The simulated results are given for the multi-peak pulses.

The fifth charter describes and discusses a pulse-compressed, high-repetition-rate Q-switched fiber laser by regulating the switching time. Several tens pulses train at the repetition rate range of 50kHz-1.5MHz are obtained, and the pulse width is 35ns at 50kHz. The experimental results show that pulse width will not increase quickly with the increase of repetition rate in such Q-switched fiber laser. Therefore, the Q-switched fiber lasers can high-repetition-rate pulses easily. Finally, the forming mechanism of Q-switched pulses is discussed by analyzing the build-up time for Q-switched pulses.

The mid-infrared laser technology has especial and significant applications in medical surgery, atmosphere communication, remote detecting and military affair. The sixth charter introduces the research work of 2µm high-power double-clad fiber laser. The Tm-doped double-clad fiber laser has produced 50-W, 2µm laser with a slope efficiency of 53%, using 795nm laser diode arrays as two-end pumping sources. The

results give a helpful guidance for the project of pumping source in the next high-power mid-infrared (3-5µm) laser systems.

Key words: pulsed fiber laser, acousto-optic Q-switching, high repetition rate, switching time, double-clad fiber, mid-infrared fiber laser

н	

绪论	1
1.1 引言	1
1.2 双包层光纤及掺镱光纤的特性	2
1.2.1 双包层光纤	2
1.2.2 掺镱石英光纤特性	3
1.3 脉冲光纤激光振荡器	5
1.3.1 调Q光纤激光器	6
1.3.2 锁模光纤激光器	14
1.3.3 脉冲种子振荡与光纤放大系统	17
1.4 调Q光纤激光器的关键技术	
1.5 研究背景及本文工作的主要内容	
参考文献	23
国产双包层光纤激光器声光调 Q 的研究	27
2.1 实验装置	
2.2 实验结果及锁模现象的讨论	
2.2.1 实验结果	
2.2.2 锁模	
2.3 小结	
参考文献	
不同腔结构下的声光调 Q 光纤激光器	41
3.1 前向泵浦和后向泵浦的实验方案	
3.2 调 0 脉冲的特性及对比	
3.3 理论分析	
3.4 小结	50
参考文献	
调Q光纤激光器脉冲输出特性与声光开关时间特性的研究	
4.1 引言	
	 绪论

	4.2 声光开关上升沿对输出脉冲特性影响及分析	
	4.2.1 声光开关上升沿时间的控制实验	
	4.2.2 快的声光开关上升沿时间与输出的脉冲形状的分析	54
	4.3 声光开关的时间门大小对输出脉冲的影响	
	4.4 小结	60
	参考文献	60
5	窄脉冲的高重频调 Q 光纤激光器	61
	5.1 引言	61
	5.2 实验结果及讨论	61
	5.3 高重频调Q脉冲的产生	65
	5.4 进一步的实验和理论分析	69
	5.4.1 后向泵浦的高重频光纤激光器	69
	5.4.2 理论分析和讨论	72
	5.5 小结	76
	参考文献	77
6	中红外光纤激光器的研究	78
	6.1 研究背景	78
	6.2 掺铥光纤的特性	78
	6.3 实验结果及分析	
	6.4 小结	
	参考文献	
7	总结	
赵宏	安明攻读博士学位期间发表的论文目录	89
赵宏	宏明个人简历	91
致	谢	

1 绪论

1.1 引言

有关掺杂光纤激光器的研究,是源于1961年Snitzer在掺钕(Nd)玻璃波导中激光辐射的发现,仅比Maiman的红宝石激光器的时间落后一年。1963年美国光学公司(America Optcal Corporation)的Snitzer和Koestor首先提出了光纤激光器和放大器的构思[1]。但因为当时光纤损耗大、半导体激光器无法在室温下连续工作等原因,在这之后相当长的一段时间内,光纤激光器没有得到很好的发展。1966年,高锟和Hockham在分析了造成光纤中光衰减地主要原因,讨论了利用光纤在通信中的可能性[2]。1970年美国康宁公司开发出衰减小于20dB/km的光纤[3],这一光纤技术上的突破,不仅为光通信和光电子技术产业的发展奠定了基础,而且为光纤激光器中特种光纤的开发提供了先进的技术手段。

早期由于半导体激光技术的限制,光纤激光器只是围绕着Nd光纤激光器开展,Yb只是作为激光的一种激活离子,没有作为激光的主要工作物质。80年代中后期,大功率半导体激光器快速发展,随着光纤制作工艺和半导体泵浦技术成熟,光纤激光器迅猛发展。1987年英国南安普敦大学及美国贝尔实验室(Bell.Lab)实验证明了掺铒光纤放大器(EDFA)的可行性[4]。它采用980nm的半导体激光泵掺铒单模光纤对信号光实现放大,这种EDFA奠定了现在光纤通信的基础。第二年,英国南安普顿大学首次进行了Yb石英光纤激光器的特性研究,尽管产生的激光功率比较低(4mW),但是这一报道使得科研工作者重新认识了Yb光纤激光器的优点[5]。

与气体激光器及其他的固体激光器比较,光纤激光器作为第三代激光技术的 代表,具有以下优势:

- 光纤制造成本低、技术成熟及其光纤的可饶性所带来的小型化、集约化 优势;
- 2) 增益介质长更有利于对泵浦光的充分吸收,因而转换效率高(超过60%) 所以激光阈值低;
- 3) 玻璃材料具有极低的体积面积比, 散热快、损耗低;
- 输出激光波长多,这是因为稀土离子能级非常丰富及其稀土离子种类之多;
- 5) 可调谐性:由于稀土离子能级宽和玻璃光纤的荧光谱较宽;
- 6) 可以通过控制纤芯尺寸容易实现单模、光纤光栅实现窄线宽运转;

- 在全光纤化的激光器的谐振腔内无光学镜片,具有免调节、免维护、高 稳定性的优点,这是传统激光器无法比拟的;
- 光纤导出,使得激光器能轻易胜任各种多维任意空间加工应用,使机械 系统的设计变得非常简单;
- 胜任恶劣的工作环境,对灰尘、震荡、冲击、湿度、温度具有很高的容忍度;
- 10) 高的电光效率:综合电光效率高达20%以上,大幅度节约工作时的耗电, 节约运行成本;
- 11) 高功率,目前商用化的高功率双包层光纤激光器是已达几千瓦。

1.2 双包层光纤及掺镱光纤的特性

1.2.1 双包层光纤

常规光纤激光器是由半导体激光直接泵浦入纤芯来实现的,光纤纤芯在几微 米到几十个微米,这限制了最大可能的入纤泵浦功率。为了突破常规光纤激光器 的在转化效率和输出功率的限制,1988年Snitzer等人提出了包层泵浦技术[6]。双 包层光纤是一种具有特殊结构的光纤,它比常规光纤增加了一个内包层(最早的 内包层形状为圆形)。双包层光纤对泵浦光的耦合面积是由内包层尺寸(几百个 微米)决定,而不是纤芯。这样双包层光纤一方面提高了入纤激光的功率的耦合 效率,另一方面输出光束质量由纤芯性质决定,内包层的引入没有破坏光纤激光 器输出的光束质量。图1-1给出了一个内包层为八边型的双包层光纤示意图。



图1-1双包层光纤(八边形内包层)的截面结构及折射率分布

双包层光纤由涂覆层、内包层、外包层、掺杂纤芯所构成,如图1-1所示, 涂覆层的折射率小于内包层的折射率,内包层的折射率小于纤芯的折射率,这样, 就构成了双层的波导结构。内包层作为泵浦光的波导,其横向尺寸和数值孔径均 远大于纤芯,这样就可以比较容易地将高功率的多模半导体激光泵浦入光纤,并 被限制在内包层中传输,不扩散,有利于保持高功率密度光泵。最早提出和实现 的是圆形内包层的双包层光纤,掺杂纤芯处于圆形内包层的中心,在这种情况下, 由于其完美的对称性,存在大量的螺旋光线,这些光线在内包层中的多次反射却 永远也不能到达纤芯区域,从而不可能被纤芯吸收,这样即使采用较长的光纤仍 然会有大量的漏光存在,使得转换效率难以提高。解决这一问题的途径之一是保 持内包层的圆形形状,但是将掺杂纤芯偏离圆形的中心(称为偏心形)。这样就 可以使更多的泵浦光线可以进入纤芯区域,提高泵浦吸收功率,但仍然有大量的 螺旋光存在,使得泵浦吸收效率难以提高。发展为现在高耦合效率的D型、矩形、 八边型等,如图1-2所示。当纤芯掺杂了稀土元素(Yb、Nd、Tm、Er等),泵浦 光耦合到内包层中传输并通过内包层的反射进入纤芯,就会被掺杂离子吸收,产 生离子数反转,产生激光。可以看出双包层光纤克服了在激光功率和泵浦效率方 面的限制,是光纤激光器发展过程中具有重大意义的技术突破。由于石英光纤具 有非常高的激光损伤阈值,因此石英掺杂的光纤是光纤激光理想的选择。



图1-2 不同形状的双包层光纤

1.2.2 掺镱石英光纤特性

不同的掺稀土元素可以实现不同波长的激光输出,这在有些场合显得非常有用,图1-3给出了不同掺杂元素的石英光纤的发射光谱范围。例如,1.5µm、人眼安全的2µm波段常使用在激光通信、测距和雷达方面,而1.5µm-4µm为水的吸收峰波段。



图1-3不同掺稀土元素的石英光纤的发射光谱



图1-4 掺镱石英锗光纤的吸收和发射谱

掺镱光纤作为激光器的增益介质近年来有了很大的发展,激发态Yb³⁺离子的 寿命较长[7](大约可达到870µs),具有高储能特点,而且吸收截面很大,这样用 相对较低的泵浦功率就可在激发态存储大量的能量。其在970nm-1200nm范围有 连续的荧光发射,转换效率高,图1-4为镱离子在石英光纤中的吸收谱(虚线) 和发射谱(实线)[8,9]。从图中可以看出Yb石英光纤在920nm和975nm分别有两 个吸收峰,在920nm处的吸收峰值半宽度比较宽,因此对泵浦源的光谱稳定性及 宽度要求较低,在975nm处的吸收峰值比较高,吸收截面是920nm处的两倍,因 此泵浦光吸收转化比较高。Yb³⁺离子的能级图非常简单,只包括两条谱线:基态 ²F_{7/2}和激发态²F_{5/2},两者之间的能量约为10000cm⁻¹,这有利于消灭声子非辐射驰 豫和浓度淬灭现象,没有激发态吸收或上转换。所以,Yb³⁺可以高掺杂而不发生 淬灭现象,并且在高功率泵浦时不会发生效率下降,是高效率高功率光纤激光器 的首选掺杂元素。当Yb³⁺掺入锗石英等基质材料后,由于基质材料中电场分布的 不均匀引起Yb³⁺能级因Stark效应而产生分裂,在室温条件下²F_{5/2}的可分辨2个 Stark子能级(d,e),²F_{7/2}的3个子能级可以分辨(a,b,c),如图1-5所示[10]。



图 1-5 Yb³⁺在石英光纤中的跃迁机制示意(室温)

Pask等人深入研究了Yb³⁺对应的激光跃迁[7]。一般认为,在常温条件下石英 光纤中,Yb³⁺激光跃迁有两类情况。一类是位于短波区的发光,它对应于三能级 跃迁(d-a),另一类是位于长波区的发光,它对应于准四能级跃迁(d-b,d-c)。根据 图1-5所示的能级结构和图1-4所示的荧光光谱可知石英光纤中Yb的激光跃迁过 程和泵浦源的波长有关。

当泵浦波长为915nm时,存在三种可能的激光跃迁过程,如图1-5所示,对应的跃迁为 I:1075nm, II:1031nm, III:976nm。其中过程III的激光下能级为基态,因此为三能级系统。过程 I 和 II 的激光下能级(b或c)为Stark分裂产生的、处于基态之上的子能级,具有四能级系统的特点,但是由于子能级b或c距离基态很近,在泵浦不充分的情况下b或c上仍可能存留较多的粒子,因此严格说来它们应属于"准四能级"系统。

当泵浦波长为975nm时,存在两种可能的激光跃迁过程,如图所示,对应的 跃迁为 I:d-c~1075nm, II:d-b~1031nm。这两个过程的激光下能级也是Stark分 裂产生的、处于基态之上的子能级。虽然在室温下能级d不能分辨出两个清晰的 子能级,但它仍然是由Stark分裂子能级构成的多重态展宽的能级,因些也具有准 四能级系统的特点。

1.3 脉冲光纤激光振荡器

从80年代开始,光纤激光技术的研究受到世界各国的普遍重视。至90年代, 高功率光纤激光器、脉冲光纤激光器和窄线宽可调谐光纤激光器成为研究的热 点。由于波导结构的光纤激光器的高增益特性,使得低功率激光二极管泵浦的光 纤激光的脉冲运转实现起来更加容易。目前,光纤激光器振荡输出高光束质量、 高功率、短脉冲激光的方式主要有两种:锁模技术、调Q技术。调Q光纤激光器 能产生峰值功率非常高的巨脉冲,因此在许多领域都有着重要的应用,窄脉冲、高重频的调Q光纤激光器是一个重要发展方向。1989年,宝丽来公司的L.A. Zenteno等人首次报道了脉冲泵浦的增益开关方式的Nd光纤激光器的调Q运转[11]。

另外全光纤化也是调Q光纤激光器发展的一个重要趋势,因此人们也陆续开发出了一些全光纤的Q开关来代替体结构的声光与电光调制器,其中最具代表性的是光纤光栅和全光纤马赫-曾德干涉仪。在国内,华南师大的杜卫冲等用光纤光栅迈克尔逊干涉仪作Q开关获得了脉宽1.3us,重复频率17kHz,峰值功率500mW的调Q脉冲[12]。在研究光纤激光器的同时,光纤中的一些非线性效应(例如背向受激布里渊散射)使人们发现可以利用这些效应在光纤激光器中实现自调Q,这种自调Q光纤激光器是全光纤型,结构简单,无须任何主动调Q装置,一度引起研究者的关注[13-16]。

锁模光纤激光器的结构很复杂,输出脉冲宽度很窄,主要在皮秒及飞秒范围内。高重复率的超短光脉冲的产生是高速OTDM系统中的关键技术之一。OTDM 系统的传输速率越高,所需光脉冲的宽度就越窄。通常OTDM系统的传输速率高 达几十或数百Gbit/s,则光脉冲的宽度就必须为皮秒或亚皮秒量级。由于主动锁 模光纤激光器可以直接产生高重复频率且脉宽至少在皮秒量级的光脉冲,因此一 直被认为是OTDM系统的理想光源。目前,锁模光纤激光器的研究主要集中在输 出脉冲的稳定、重复频率的提高、脉宽的压缩和波长的调谐等几个方面。而双包 层光纤的内包层尺寸比普通光纤大很多,与普通光纤的耦合存在一定问题,以及 光纤非线性效应的限制,因此,利用锁模技术在双包层光纤中直接实现超短的脉 冲激光振荡输出比较困难。

1.3.1 调 Q 光纤激光器

1.3.1.1 被动调 Q 光纤激光器

1. 饱和吸收体调 Q 技术

可饱和吸收体 (saturate absorber, SA) 是一种非线性吸收介质,其吸收系数 并不是常数。在较强激光作用下, SA 吸收系数随着光强的增加而减少直到饱和, 对光表现出透明的特性。在激光腔内,刚开始,激光比较弱, SA 吸收系数很大, 光透过率很低,腔内处于低 Q 值 (高损耗)状态,故不能形成激光谐振。当泵 浦光的继续和上能级粒子数的积累,腔内光子密度增加, SA 透过率逐渐增加, 直到饱和,这时腔内 Q 值猛增,产生激光脉冲,随后光变弱, SA 再次进入吸收 状态。

光纤采用饱和吸收体(半导体材料或掺稀土的晶体薄片),其特点是结构紧凑, 峰值功率高,脉冲宽度窄(几纳秒)。2002年,英国南安普顿大学的Laroche M等 人采用如图1-6所示的实验装置,用Co:ZnS作为饱和吸收体,在饵镱共掺的双包 层光纤中获得3~5 ns的千赫兹的脉冲序列,峰值功率10 kW,最高脉冲能量60 uJ,中心波长1550nm左右[17]。为提高光束质量,实验采用一段单模光纤来消除大模场面积双包层光纤中的高阶模。2006年M.Laroche等采用掺镱的双包层光纤Cr:YAG被动调Q激光器被报道,由于受激布里渊散射的原因,其脉冲形状不是很理想,表征为周期性的多峰脉冲包络结构[18]。类似的实验结果也被报道在文献[19]。在2008年J.Y.Huang等人同样使用铒镱共掺的双包层光纤,报道了AlGaInAs量子阱的半导体饱和吸收体调Q,输出的重复频率为12kHz调Q脉冲,峰值功率高于500W,但脉冲也具有调制的周期子脉冲结构[20]。2007年潘雷等采用了相似的装置,3m的掺镱光纤获得了较好的脉冲波形,采用小信号透过率为0.3的Cr:YAG,在重复频率353kHz下获得了较好形状的173ns的被动调Q脉冲,平均功率3.8W[21]。

被动调Q的光纤激光器值得一提的是Andrei A. Fotiadi等在2005年报道了一种 全光纤的被动调Q技术[22]。整个实验采用全光纤结构,在20m的掺镱双包层光 纤后焊接了一段10cm的掺钐(Sm)的光纤,这段掺钐光纤作为饱和吸收体。在 130kHz下获得了稳定且脉冲比较理想的650ns激光脉冲序列。



图 1-6 Co³⁺:ZnS 被动调 Q 双包层光纤激光器



图 1-7 全光纤的被动调 Q 激光器

2. 光纤非线性效应调 Q 技术

因为全光纤的紧凑和稳定性,利用光纤中的非线性效应受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering, SBS),受激拉曼散射(stimulate Raman scattering, SRS)来产生自脉冲的被动调Q方式被多次报道。受光纤的非线性效应的限制,这种方式采用的双包层光纤的纤芯较细(10um 左右),而且对泵浦功率也有一定的要求。

SBS 自调 Q 原理是受激布里渊散射效应在光纤介质内产生周期瞬态反馈而 使谐振腔内 Q 值周期性变化。特点是结构简单,插入损耗小,调制效率高,脉 冲宽度与腔长无关。自 1998 年 Z.J.Chen 在声光调 Q 光纤激光器报道这种自调 Q 现象以来[23],国内的南开大学先后进行了一系列研究和报道[13-16]。2002 年他 们了利用光纤干涉环的 SBS 效应实现掺镱双包层光纤被动调 Q,输出脉冲宽度 3.2 ns,峰值功率 134 kW,重复频率 800 Hz[15]。

随后有关光纤的受激拉曼散射引起的自调Q现象被Y. Zhao 等人在2006年 报导[24]。实验采用26m 掺镱双包层光纤,其后熔接一根能高致拉曼效应的掺锗 光纤(图1-8)。最终该调Q光纤激光器获得了70ns的一级斯托斯克(1168nm) 和60ns二级斯托斯克拉曼激光脉冲(1232nm),稳定的脉冲重复频率为588kHz。



图 1-8 SRS 调 Q 光纤激光器实验原理

1.3.1.2 主动调 Q 光纤激光器

主动调 Q 技术在脉冲全固态激光器一直是重要的研究对象,在调 Q 光纤激 光器研究中也不例外。主要采用的方法是在激光谐振腔内插入电光开关或声光开 关调制腔内的 Q 值来产生短的高强度的激光脉冲,产生的脉冲宽度从百纳秒到 几十纳秒;而一段双包层光纤本身就是光纤激光器的谐振腔。因此,为抑制在光 纤两端产生谐振的不利影响,大多采用将光纤腔内的端面处理成有一定斜角的端面 5°-15°。传统的调 Q 光纤激光器由于纤芯低,增益空间小,受光纤中 ASE、后向 Rayleigh 散射和端面的损伤阈值的制约,使得其能量输出很有限。近几年,大模场面积光纤的出现,使得主动声光调 Q 的光纤激光器输出突破毫焦量级。调 Q 光纤激光器主要采用以下几种技术

1. 增益开关技术

增益开关(gain switching)方式是指采用主动控制泵浦源的方式泵浦光纤激 光器,即脉冲泵浦的光纤激光器。这样通过控制泵浦的重复频率和脉冲宽度,利 用掺杂光纤瞬态增益,输出激光脉冲。由于增益调制类似于调 Q 技术的损耗调 制,我们把它归类为"调 Q"方式。设计增益开关的脉冲激光器,输出稳定脉冲, 其关键因素是泵浦源的脉冲建立要快速,若其中一个泵浦脉冲衰减,其随后的腔 的增益将低于阈值。最终,对输出脉冲重复频率和宽度的调节转移到对泵浦源输 出脉冲的有效控制上。

如图 1-9 所示,给出了 L. A. Zenteno 等人报道的掺钕(Nd)光纤增益开关调 Q 激光器,泵浦源为 590nm 的染料激光器,通过 AOM 调制成脉冲波形[11]。R1 为双色镜对泵浦光高透、激光高反; R2 为输出耦合镜。实验结果显示,在超短 光纤 5cm 可以在高重频(几百 kHz-2.5MHZ)下获得好的窄的脉冲宽度(10ns),在低重频则采用长的光纤 7m 获得较好的实验结果,脉冲宽度在微秒量级。另外 的实验发现,增益开关泵浦源脉冲形状对输出脉冲形状影响不大,而输出脉冲宽 度与泵浦脉冲宽度、强度及腔长有关。



图 1-9 增益开关的掺铥光纤激光实验装置

2. 电光调 Q 技术

电光调制是利用电光晶体的电致双折射效应(KD*P、LiNbO₃),通过外加高 电压信号来控制腔内的Q值,达到调Q的目的。其特点是开关时间短、效率高, 可以精确控制,缺点是需要外加高电压脉冲信号源,而且对偏振有一定的要求, 不利于腔的紧凑性。2004年,J.Swiderski等人理论和实验报道了掺钕的双包层光 纤激光器的电光调Q技术,在16W泵浦功率下,5m的双包层光纤输出250ns的脉 冲,重复频率500Hz[25]。

2005 年,他们又报道了 3 m 和 5 m 的掺钕双包层光纤激光器,在 500 Hz 低 重复频率下分别输出了 0.15 mJ、48 ns 和 0.36 mJ、84 ns 的线偏振激光脉冲[26]。

随着调制频率的增加,输出脉冲能量和峰值功率呈指数下降,脉冲宽度线性增加。 在泵浦功率 1.5 W 下在重复频率 10 kHz 获得了 250 ns 脉冲,而在 500 Hz 下脉冲 宽度为 95 ns,实验装置见图 1-10。

3. 声光调 Q 技术



图 1-10 电光调 Q 掺钕双包层光纤激光器

声光调 Q 是利用超声波形成驻波场诱导声光晶体(SiO₂、TeO₂等)产生周 期性折射率变化,对入射光波长产生衍射,这样来调制腔内的衍射损耗,从而达 到对 Q 值的调制,其特点是控制简单,比较紧凑。1992年,Myslinski等人利用 类固体晶体结构的短光纤,实现声光调制器的调 Q 激光器,得到了峰值功率为 290W 的调 Q 脉冲[27]。1995年,M. Seika 等人实现了掺铒的环形腔声光调 Q 激 光器输出[28]。1996年,GP.Lees等人采用声光调制器,在调 Q 掺铒光纤激光器 中在低脉冲重复频率调制下(100Hz),成功地实现了峰值达 100W 的脉冲输出 [29]。对双包层光纤的声光调 Q,英国 Southampton 大学进行了一系列的研究 [23,30-33]。2001年,他们报道了采用双向端面泵浦声光调 Q 掺镱包层激光器[31], 输出脉冲能量 7.7 mJ,平均功率 10 W,重复频率 500 Hz,脉冲宽度 250 ns。但 输出的光束质量并不是很好,M²=31。为提高输出的光束质量,2004年,Pipe A 等人采用高掺杂 8000pm,4 m 的大模场(Large Mode Area, LMA)双包层光纤, 实验装置如图 1-11 所示。915nm 和 975nm 双向泵浦下,得到了 1.2 mJ、40 ns、 重复频率 10 kHz、M²=1.1 的高亮度激光脉冲[33]。声光调 Q 的双包层光纤激光 器在输出高能量、高强度、高重复频率的调 Q 脉冲中占有重要地位。



图 1-11 声光调 Q 双包层光纤激光器

4. 全光纤的压电陶瓷、磁弹性调 Q 技术

为了提高调 Q 光纤激光器的稳定性,有人提出了利用压电陶瓷弹性原理,改 变腔内某一光纤的形变来实现全光纤调 Q 目的。例如压电陶瓷附加在具有双臂 的光纤干涉仪干涉仪[34](马赫曾德干涉仪, Mach-Zehnder interferometer, MZI 或者迈克尔逊干涉仪,),这样通过射频(RF)脉冲发生器改变压电陶瓷 (piezoelectric transducer)形变,进而调制通过 MZI 的光的透过率,如图 1-12 所示,2007 年 Shumin zhang 等采用 Er-Yb 共掺的双包层光纤(EYDF)激光器[35], 掺杂光纤长度 9m,整个腔长 16 米,在最大泵浦功率 720mW,获得了 1.2μs激 光脉冲,重复频率 12kHz,峰值功率 2W。对于 3dB 的 MZI 的激光透过率为:

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos[(L1 - L2)(\beta + \frac{1}{2}\gamma P_0)]$$
(1-1)

式子中 L1、L2 分别为 MZI 的双臂的长度, β 为光纤传输常数, γ 为与输入功 率 P₀ 有关的非线性相位参数。这样通过调制干涉仪其一臂 L2 的长度, 就可以达 到对透过率 T 的调制, 来实现整个光纤谐振腔的 Q 值变化。特点是全光纤集成 化, 紧凑, 稳定。

在此之前,一种方式基于压电陶瓷与 Brgg 光栅组合的调 Q 方式被提出。当脉冲信号被加到压电陶瓷,压电陶瓷诱导光纤光栅周周期性的形变,来改变对腔内振荡激光的发射率,实现调 Q 目的。这一方案被国内华南师大的杜卫冲等人在 1997 年提出[12],2002 年上海光机所的夏江珍、方祖捷研究员等报道了 Sagnac 光纤干涉仪、光纤光栅、压电陶瓷组成的全光纤调 Q 激光器[36],如图 1-13。采用高反的布拉格光纤光栅,使得两个方向传播的光被反回,它们在 3dB 耦合器处发生干涉,输出两个端口的分光比直接由两个臂长差决定,布拉格光栅就是臂的终端。这样通过 PZT 调制其中一臂的长度,实现调 Q 脉冲。在最近几年,也有报道采用 PZT 与调制光纤光栅来实现全光纤的调 Q,采用两个中心波长很近的反射式的布拉格光纤光栅,构成谐振腔,其中一个光纤光栅被 PZT 调制,这样,通过 PZT 的调制诱导光纤光栅的周期结构变化,这样产生反射率的变化,实现调 Q 脉冲运转[37]。国外新加坡 X.P. Chen 等人对也深入研究了这种全光纤

的 PZT 与光纤光栅相结合的调 Q 方式,多次报道了对不同腔型的调 Q 光纤激光器[38-40]。获得了微秒量级的调 Q 脉冲,在十几 kHz 获得脉冲宽度达到几十微秒到百微秒。



图 1-12 全光纤的 PZT+MZI 调 Q 激光器示意图



图 1-13 全光纤的 PZT 光纤环形镜调 Q 光纤激光器

同理,利用磁弹性介质也可以实现全光纤调Q激光器,2006年,T.V. Andersen 等人报道了一些列全光纤调Q光纤激光器,采用电控磁弹性介质,来调制Bragg 光纤光栅,在1.9m腔长的线性掺铒光纤激光器中,获得几百纳秒脉冲输出,脉冲 重复频率在1kHz-200kHz可调[41]。

利用干涉仪作为调Q开关装置存在的不足之处是很难保证参考臂和测量臂长 度相等,由于光纤的折射率受温度等外界因素影响较大,器件工作的稳定性也不 是很满意。此外,因压电陶瓷,磁弹性介质的性能制约,而双包层光纤比起常规 的光纤,光纤一般都比较粗,因此这种调Q技术目前不能应用于双包层光纤激光 器,而且压电陶瓷调制由于开关上升沿时间比较长,调制频率比较低(目前大多 报道在20kHz以下)且输出脉冲宽度比较宽(百纳秒-微秒量级),限制了其应用的范围。

1.3.1.3 主被动复合调Q光纤激光器

由于被动调Q的脉冲序列频率是无法调节,而是由激光器中各个因素综合决定的,如泵浦功率、谐振腔长度,工作物质等多方面制约。前面提到了利用光纤非线性SBS效应可以得到几个纳秒级的短脉序列冲,但输出的重复频率极状态不稳定,因而有人提出了主被动结合的调Q方式,即通过引入声光开关来约束输出的重复频率,在一定程度上对输出SBS调Q脉冲的重复频率可调。1998年Z.J.Chen报道了声光调Q的掺镱双包层光纤激光器,并发现输出SBS的混合调Q方式[23],实验中选用掺Nd双包层光纤作增益介质,纤长7.2m,纤芯直径5.1 Lm,NA为0.12。内包层为矩形结构,截面尺寸150 um×75 um。泵源为800 nm、3W激光二极管,有60%的泵光耦合到内包层中。系统由一个全反镜和一个二向色镜构成驻波谐振腔。在双包层光纤的输出端接几m长的单模光纤实现调Q,得到ns量级的激光脉冲。在腔内插入声光调制器,使激光脉冲重复频率在6.6 kHz-16.4 kHz范围内可调。

2003年吕福云等对声光与SBS的混合调Q进行报道[15],在1kHz下得到200kW的2ns主被动脉冲输出。2004年,他们采用图1-14的实验结构装置,实现了650Hz-6.5kHz的脉冲控制运转,在1.5kHz下获得了4.2ns峰值功率153kHz的调Q脉冲,调谐范围1080.8nm-1142.7nm [13]。



图 1-14 SBS&声光复合调 Q 掺镱双包层光纤激光器

综上所述,在输出窄脉冲,高峰值功率,SBS 被动调 Q 的输出脉冲宽度可以 达到 2-5 ns,峰值功率突破百千瓦,但是其输出重复频率和稳定性都比较差。为 了提高重复频率的可控制性和脉冲稳定性,有人提出了在腔内插入声光主动控制 或采取脉冲抽运方式的增强调 Q 方式,该方法在一定程度上能够更容易地控制 和获得 SBS 调 Q 脉冲,但输出脉冲的重复频率受 LD 脉冲抽运频率的限制,在 高重复频率(几十千赫兹)难以突破。一方面受 SBS 效应本身的制约,稳定的 脉冲重复频率基本维持在百赫兹到十几千赫兹;另一方面由于非线性效应的局限 性使得 SBS 调 Q 在选择光纤上只能采用小纤芯的双包层光纤,由此带来的低损 伤阈值和低提取能量,在一定程度上限制了 SBS 调 Q 高能量脉冲输出。

1.3.2 锁模光纤激光器

锁模光纤激光器比起传统的超快固体激光器,它不但可以提供与光通信兼容的超短脉冲源,在光纤传感和锁模基础研究方面也有着重要的作用。大多数光纤激光发射都有较宽的带宽,这意味着在光纤激光器中可以产生高峰值功率和极短脉宽的脉冲。非线性效应如自相位调制在光纤激光器中占主要作用,并决定了许多工作特性,功率、紧凑性、可靠性和可操作性需求提供了一个较好的折衷方案,与大多数商业钛宝石激光系统相比,价格便宜;另一方面,光纤激光器基于远程通信技术,大规模的制造也会降低成本,由于光纤具有柔挠性、器件体积小、灵活、能量转换效率高等优点,且光纤中的非线性光学效应明显,可以利用非线性效应产生超短脉冲,所以用光纤作为振荡器产生超短脉冲激光具有传统固体激光器不具有的优势。从1989年开始,对锁模传统的单包层光纤激光器的研究掀起新的热潮,这类激光器能产生超短脉冲,并在光纤通信、超快现象、光纤传感、惯性约束核聚变等方面具有应用价值。

1.3.2.1 主动锁模光纤激光器

主动锁模采用的是周期性调制谐振腔参量的方法,即在激光器谐振腔内插入 一个受外部信号控制的调制器,用一定的调制频率周期性地改变谐振腔内振荡模 的振幅或相位。当选择的调制频率与纵模间隔相等时,对各个模的调制会产生边 频,其频率与两个相邻纵模的频率一致,各模之间的相互作用使得所有的模在足 够强的调制下达到同步,形成锁模序列脉冲。主动锁模又可以分为振幅调制和相 位调制锁模。

1. 振幅调制锁模

调制激光工作物质的增益或腔内损耗,均可使激光器振幅得到调制,如果调制频率 f=c/2L'(角频率 Ω=πc/L'),可实现锁模。从一种简单的理解方式可来理解 超短脉冲的形成,由于损耗调制的频率正好是 c/2L',损耗调制的周期正好是脉 冲在腔内往返一次所需的时间 T0 (T0=2L'/ c),因而调制器的损耗 γ (t) 是一 周期为 T0 的函数,

 γ (t+T0) = γ (t)

1-2

设光信号在 t1 时刻通过调制器,并且 γ (t1) =0,则在 (t1+T0)时刻此 信号将再次无损地通过调制器。对于 t2 时刻通过调制器的光信号而言,若 γ (t2) ≠0,则每次经过调制器时都要损失一部分能量,这就意味着只有在损耗为零的 时刻通过调制器的那部分光信号能形成振荡,而光信号的其余部分因损耗大而被 抑制,因此形成周期为 2L'/c 的窄脉冲输出。

2. 相位调制锁模

相位调制又称频率调制。在激光器谐振腔内插入一电光晶体,利用晶体折射 率 η 随外加调制信号周期性变化,光波在不同的时刻通过介质,便有不同的相位 延迟,即产生相位调制。由于波导铌酸锂(LiNO₃)晶体相位调制器尺寸较小, 能够以较低的耦合损耗集成在光纤内部,调制频率高达 40GHz,所以锁模光纤 相位调制,常被采用。其原理可以解释为,在相位调制极大或者极小时通过调制 器的那部分光信号不产生频移外,其他时刻通过调制器的光信号均经受不同程度 的频移。如果调制相位的周期与光在腔内运行的周期一致,则经受频移的光信号 每经过调制器一次都要再次经受频移,最后因移出增益曲线以外而猝灭。只有那 些在相位调制函数极值时通过调制器的光信号才能形成振荡,因而产生超短光脉 冲序列。

以上分析可以看出,无论是利用振幅还是相位调制器实现主动锁模,调制能力都会因为电器件响应频率的限制而受限,锁模脉冲的脉冲宽度也仅能达到 ps 量级。而且多数体调制器的尺寸较大,还引入了较大的耦合损耗。虽然波导型 LiNbO3 调制器尺寸较小,但腔内 LiNbO3 调制器的使用不仅导致了附加损耗,而且也引入了一个非光纤元件。

1.3.2.2 被动锁模光纤激光器

被动锁模或自锁模光纤激光器是在腔内不用调制器之类的任何有源器件的 情况下,利用光纤或其他元件中的非线性光学效应实现锁模工作的,在一定条件 下,激光器可以实现自启动锁模工作,获得超短脉冲输出[42]。其原理是,利用 非线性器件对输入脉冲的强度依赖性,得到与输入输出脉冲相比更窄的脉冲。基 于这一基本思想的几种方法都可以用于被动锁模激光器,被动锁模主要采用可饱 和吸收体、非线性光纤环形镜或者非线性偏振效应实现锁模。

1. 可饱和吸收体锁模

可饱和吸收体是一种非线性介质,对腔内激光的吸收是随光场强度而变化 的,当光场较弱时对光吸收很强,因此光透过率很低;随着激光强度增加吸收减 少,当达到特定值时,吸收饱和光透过率达100%。在自发辐射基础上发展起来 的光信号不可避免地存在强度起伏,经过可饱和吸收体时,弱信号遭受较大的损 耗,而强的尖峰信号却衰减很小。如果吸收体的吸收高能级寿命小于谐振腔往返 周期,则在强尖峰光脉冲通过后,透射率很快下降,后继通过的弱光仍经受很大 的损耗。并且由于激光工作物质的纵向弛豫时间远大于往返时间周期,强尖峰光 脉冲和弱光信号经受着相同的增益和相差悬殊的损耗,其结果是强光脉冲形成稳 定振荡,而弱光信号衰减殆尽。同时,在强尖峰光脉冲经过饱和吸收体时,其前 后沿,因经受较大损耗而不断削弱,所以形成了往返周期的超短光脉冲序列。它 类似于被动 Q 开关,但又有区别,被动锁模要求可饱和吸收体的上能级寿命特 别短。

2. 非线性光纤环形镜

选择非线性光纤环形镜(Sagnac 干涉仪)是一种解决办法,它具有与强度 相关的投射特性,可以像可饱和吸收体一样窄化脉冲。采用非线性光纤环形镜进 行被动锁模的光纤激光器,因为其腔的形状如图所示,通常称为"8"字形激光器,其锁模物理机制称为干涉或者加成脉冲锁模[43]。

"8"字形激光器工作原理为:图 1-15 中间的 3dB 光纤耦合器将入射光分成 幅值相等、传播方向相反的两部分,这种设计能提供放大的掺杂光纤靠近中央耦 合器,使得一路光刚进入环路即被放大,另一路则在离开时才被放大,这种结构 称为非线性放大环形镜 (NALM)。两列向相反方向传播的光在 NALM 内往返一 次后获得了不同的非线性相移,而且相位差不是一个常数,而是随脉冲色散形状 变化。如果将 NALM 调节到使脉冲的中央较强部分的相移接近 π,则脉冲的这 部分能量被透射,而边沿部分由于其功率较低,所得相移较小,从而被反射。总 的结果是,从 NALM 输出的脉冲要比输入脉冲窄,因而从功能上讲,NALM 的 作用与快速可饱和吸收体类似。其主要区别在于,光纤非线性效应的电极化起源 决定其响应速度可以达到飞秒量级。

3. 非线性偏振旋转效应

当一个脉冲的两正交偏振分量在 光纤中传输时,由 SPM 和 XPM 效应 引起的强度依赖的偏振态变化可用于 光纤激光器锁模。其物理机制是利用 非线性双折射效应,其锁模机制与"8" 字形激光器相同,这里只是用同一脉 冲的两正交偏振分量代替反向传输的 两列波。从实用性角度看,用一个具 有单个光纤环的腔即可实现被动锁模 [44]。



图 1-15 "8"字形腔锁模光纤激光器示意图

利用非线性偏振旋转效应实现被动锁模的光纤激光器,其锁模过程为:在两

个偏振控制器之间有一偏振隔离器作 为锁模元件,偏振隔离器起隔离和偏 振器双重作用,光在离开隔离器后是 线偏振的。随着后一个偏振控制器将 其偏振态改变为椭圆偏振。在脉冲传 输过程中,SPM和 XPM 致相移分别作 用于两个正交偏振分量上,使其偏振 态非线性演化。由于非线性相移是强 度相关的,偏振态沿整个脉冲是不均 匀的。调节另一个偏振控制器(即隔 离态前面的)迫使脉冲中心部分线性 偏振,使得偏振隔离器能透过脉冲中



图 1-16 利用非线性偏振旋转效应实现 被动锁模的单包层光纤激光器

央的高强度部分而阻挡(吸收)低强度脉冲边翼,结果脉冲在腔内往返一次后就 有微小的窄化,这种情况与使用快饱和吸收体时相类似。 图 1-17 是用 "V"形槽侧面泵浦的锁模双包层光纤激光器,利用非线性偏振旋转锁模,一对光栅嵌在腔内以压缩脉冲,控制腔内色散,使之保持平衡。通过改变光栅之间的距离,可以观察到不同的结果[45]。

泵浦源半导体激光器(波长 975 nm)最大输出功率为 3.7 W,用"V"形槽 全反射耦合进入光纤,耦合效率 90%,获得 90fs,百毫瓦激光输出。。掺杂光纤 长度为 4 m,纤芯直径 7 um,方形的内包层尺寸为 125 um,双包层光纤两端分 别与单模光纤接合,使整个光纤长度达到 8.8 m,光纤两端输出面形成一定角度 以避免菲涅耳反射。被动锁模通过光学克尔效应引起的非线性偏振旋转得到,光 从隔离器中出来是线偏振光,随后通过 1/2 波片加上 1/4 波片,其偏振状态变为 椭圆。在脉冲沿光纤传播时,由于正交偏振元件产生三级非线性效应,调节输出 端之前的偏振控制器(波片),使脉冲中央高强度的峰通过,而两侧强度低的则 被滤掉,这样使得脉冲宽度得以缩短。内腔中使用一对光栅(1200 线/mm)对来 补偿光纤所产生的正群速色散,对脉冲进行啁啾压缩。



图 1-17 V 形槽被动锁模双包层光纤激光器

经实验证明,高功率被动锁模光纤激光器的脉冲压缩特点和整个腔的散射有 关,通过调节两内腔光栅间的距离,可以很好的控制整个腔的散射。边频带的产 生可以通过光谱滤波器来消除,锁模的不彻底限制了脉冲压缩效率的提高。

被动锁模方法可以实现光纤激光器的全光纤结构,可以获得 fs 量级的超短 脉冲,且具有结构简单、价格便宜的优点,但是有一个不足之处就是锁模脉冲的 重复频率不容易控制。这是因为与主动锁模相比,腔内没有元件能精确决定重复 频率。

1.3.3 脉冲种子振荡与光纤放大系统

光纤作为一个长的激光增益介质,更适用于光纤放大器,光纤放大器可以获

得高达 30dB-40dB 的信号增益。采用了脉冲种子振荡器,采用合适的多级光纤放大技术,可进一步提高输出的功率。这就是目前在光纤中获得高功率的激光脉冲比较成熟的技术,振荡源功率放大系统(Master Oscillator Power Amplification system, MOPA's)。图 1-18 给出了我们实验室杜松涛等人 2008 年报道的 20W 的全光纤 Mopa 放大系统的实验装置图[46]。实验采用的是带尾纤的 Nd: YVO4种子源,使用了(2+1)×1 的泵浦光纤耦合器(Taped Fiber Bundle,TFB),放大光纤采用 10m 长,国产的 D 型双包层光纤(内包层 400/450um,纤芯尺寸 18um)。实验最终获得了 20W 脉冲输出,斜效率高于 57%,重复频率 50kHz-175kHz,脉冲宽度 15ns 左右。



图 1-18 20W 的全光纤 Mopa 系统实验装置

1.4 调 Q 光纤激光器的关键技术

1. ASE (Amplificatin Spontaneous Emission) 的抑制

在调 Q 光纤激光器中,由于放大自发辐射 ASE 的存在,使得输出脉冲功率 不能像普通调 Q 的固体激光器那样,随着泵浦功率的增大而增大,而是会出现 对泵浦吸收的饱和。当达到这个饱和吸收时,即使增大泵浦功率也不会提高输出 脉冲的峰值功率。因为泵浦功率高时,产生的 ASE 也强。而 ASE 的增益饱和限 制了反转粒子数的增大。ASE 的随着纤芯的减少,而变得更加突出。[47]这种影 响在低重复频率的调 Q 光纤激光器非常明显,因为低重复频率下,反转粒子数 随着泵浦功率的时间积累增加,诱导的 ASE 的强度也大,脉冲的峰值功率达到 饱和[48,49]。

抑制 ASE 的方法有: 增大纤芯尺寸; 提高掺杂浓度以减少掺杂光纤的长度; 在特殊腔型下, 需要对光纤的一端面磨成斜面, 来抑制腔内端面反射。

2. 非线性脉冲现象

锁模、自调 Q 的脉冲是调 Q 光纤光纤激光器常常遇到的问题[50]。甚至在谐振腔不加任何调 Q 元件,光纤激光器也能产生调 Q 脉冲,人们已经多次观察到掺铒和掺镱光纤的自调 Q 现象。实验观察到在 F-P 组合的线性腔比环形腔更容

易观察到自调Q现象。2006年J.Li 等人实验研究了线性腔的掺镱光纤自脉冲现象[51]。认为低功率下(高于阈值)光纤激光器的自脉冲现象是由于受激辐射与低泵浦部分的掺杂光纤再吸收的快速相互作用引起的,能够产生微秒量级的自脉冲现象,如图1-19所示。实验的研究者发现,光纤自脉冲调Q过程复杂,在阈值附近会产生驰豫振荡脉冲现象,当泵浦功率升高,会出现饱和吸收效应产生的自脉冲现象。

与此同时研究者在主动的调Q方式发现一种自锁模现象常常伴随在调Q脉冲中,围绕是否是锁模问题,以及形成的机理,一些研究者也进行了各自的讨论和分析[52][53]。2005年,上光所的冯小星等在实验发现,这种"锁模"现象并不是很稳定,没有随着泵浦功率产生的非线性效应的增加而增强,而是减弱[54]。

当泵浦功率升高达到受激布里渊阈值时,光纤激光器又呈现出非线性的自脉动的现象,输出很窄的几个纳秒级的受激布里渊自调Q现象[55]。我们在1.3节谈论过这种机理。虽然输出窄的高峰值功率的脉冲是好事情,但在主动调Q的光纤激光器中,往往很多情况下不需要突然出现这么窄的高峰值功率的脉冲,因为窄的高峰值功率的脉冲会损伤光纤的纤芯端面以及其他光学元器件的损坏,实际表现为激光器突然无光,或者输出功率下降。这样激光器就需要增加人为的控制因素,如选取大纤芯(20µm以上)的光纤以提高SBS调Q的阈值,或者直接降低泵浦功率等等方法来抑制SBS的产生。



图 1-19 掺镱光纤激光器的自脉冲现象(低泵浦部分光纤的再吸收引起)

3. 调Q脉冲特性

这里描述的调Q脉冲特性主要是指输出的脉冲波形、重复频率、脉冲宽度。 调Q光纤激光器输出脉冲的特性,一直是困扰脉冲光纤激光器应用的重要问题。

由于光纤激光器光纤介质本来就很长,而激光器输出的调 Q 脉冲宽度,直接跟激光谐振腔的长度成反比,所以长的调 Q 光纤激光器很难获得窄的(纳秒) 调 Q 脉冲输出。大多报道的光纤振荡器输出的脉冲大多在百纳秒附近。举例子 说明在 50kHz 大多的在几百个纳秒直至在微秒附近,而激光加工领域所关注的 则是几十纳秒的脉冲。在更高的重复频率百 kHz,没有报道。

另外调Q光纤激光器输出的脉冲形状也不尽人意,除了上面提到的"锁模"、

非线性自脉冲现象外,也会产生一种脉冲"分叉"现象。在理论上,1996年的 Roy 等人分析了环形腔的光纤激光器的调 Q 脉冲分叉现象,指出短的 Q 开关上 升沿时间是光纤激光器输出调 Q 脉冲分叉的重要因素[56]。2004年,Y. Wang 等 人采用速率方程组,进一步对线性腔的调 Q 脉冲分叉现象进行了分析[57]。

1.5 研究背景及本文工作的主要内容

脉冲光纤激光器的研究是目前激光领域比较活跃的研究方向之一。光纤激光器在体积、重量、效率、结构等方面比其他固体激光器具有明显的优势,在工业、医疗、科研、军事等领域已展现出极其诱人的应用前景。

在工业加工方面,脉冲的光纤激光在大规模的制造业领域受到了相当的重视,如打标,打孔,切割、焊接等。比起常规的精密加工技术,激光加工展示了 巨大的优势,它在工业应用方面还有一些特殊的应用,对材料硬化、元器件的灰 尘清洁、微纳结构的加工等。在欧美日等发达国家,大约有 50%-70%的汽车零 部件都用到了激光加工技术,并以激光焊接和激光切割为主。使用光纤激光焊接 车身、船体乃至水下焊接,可使它们的重量大大降低。光纤激光在施工现场的 应用方面明显优于任何其它种类的激光,包括在开矿、隧道开凿、切割和岩石及 混凝土钻孔等方面。光纤激光能够通过很长的光纤将足够的 能量传输到远程的 目标。光纤激光超高的电光转换效率(30%),良好的光束质量,车载机动性及 设备的稳定性和免维护性等特点使得它在此类应用领域里成为最佳的选择。研究 结果表明,工业激光在岩石开凿方面完全可以与现存机械方法达到效果相同的水 平(能量水平),且具有更高的效率。在激光的微加工工艺则需要高重频,窄脉 冲的激光,来减少每个脉冲的材料减少的分量,提高加工精度。由于低成本,高 的稳定性,纳秒级的脉冲激光器成为激光工业加工的领头羊。大多数采用了脉冲 宽度在 10ns-100ns 的激光器。

光纤激光器在通信方面,除了常规的光纤放大器模块外,脉冲激光器应用在 遥感通信,雷达等方面。

此外,低功率光纤激光器在外科手术、成像和美容领域的应用更为广泛。一 些研究小组和商业团体正在探索低功率光纤激光器在医学领域的应用,如光学相 干拓扑(OCT)、显微外科和皮肤再生、激光手术、针灸等。在医学领域,光纤激 光器将会逐渐代替很多现有光源,因为它们成本低、便于使用、传送的能量范围 很宽(脉冲和连续运转均可),以及很适合在手术和诊断成像方面应用。掺铒光纤 激光器也是大多数业已确定的商用光纤激光器的核心,可用于软组织凝固、眼周 色素减少、太阳斑、皮肤再生、手术等。数瓦级的窄带掺镱光纤激光可通过自旋 偏振氦气,对像肺这样的低密度生物组织进行医学成像。利用喇曼频移及参量波 长变换技术,可由双包层光纤激光得到紫外到中红外一些波长的激光,满足不同 医学应用的要求。

科学技术的不断进步,推动了高功率光纤激光器和放大器的迅猛发展。大功

率半导体激光器制作工艺的成熟、低损耗掺杂双包层石英光纤的拉制成功均为光 纤激光器和放大器的发展创造了有利条件。脉冲光纤振荡器有着其他激光器无法 比拟的优势,增益谱线与后续的光纤放大有着很好的匹配,有利于高功率输出; 直接振荡输出,减少光、电系统的复杂性,另外可以容易的实现全光纤的脉冲输 出或全光纤的脉冲放大器系统。

本论文目的是研制一种高重频几十 kHz, 几十纳秒的脉冲掺镱的双包层光纤激光器, 根据实验室的现有条件及以上的报道结果, 图 1-20 列出不同调 Q 方案的输出脉冲形状, 其中 a 为掺镱光纤输出的 SBS 调 Q 脉冲[14], b 为 Cr: YAG 被动调 Q 掺镱光纤激光器输出的分叉脉冲包络[19]; c 为电光调 Q 掺钕光纤输出脉冲[27]; d 为声光调 Q 高功率泵浦下输出的脉冲波形[33]。可以看出声光调 Q 的脉冲保持了比较好的形状。表 1-1 总结、比较了国内外研究的调 Q 掺镱光纤激光器输出特性。由表 1 可见, 在输出较高重复频率、宽度几十纳秒的光纤脉冲振荡器中, 声光主动调 Q 占有重要地位, 而这一类调 Q 脉冲激光器正是材料加工工业领域所关注的, 因此我们研究工作主要围绕了声光调 Q 的双包层光纤器展开。



图 1-20 不同调 Q 的掺镱光纤激光器输出脉冲

调Q方式	特点	稳定运转的重复频率、脉冲宽度
增益调 Q	不需要加入其他器件,对泵 浦源要求比较苛刻。	重频、脉宽由泵浦源的驱动决定 目前暂无报道,潜力比较大
饱和吸收体	多数报道输出脉冲形状畸 形,重复频率不容易控制, 重复频率比较高。	重复频率:几十 kHz-百 kHz 脉冲宽度 140 纳秒-几百纳秒。
混合	脉冲窄,峰值功率高可达百 kW,输出重复频率比较低。	稳定的重复频率: 6.6kHz-16.4kHz 脉冲宽度: 2ns-5ns。
SBS	脉冲窄,峰值功率高可达百 kW,重频低且不可控制。	稳定的重复频率: 500Hz-8.3kHz 脉冲宽度: 5ns
声光	使用方便,重复频率可控达 百 kHz,引入体器件,不利 于全光纤。	百赫兹-200kHz,低重频频 kHz 以 下可获得几十纳秒,几十 kHz 上脉宽 基本在几百纳秒级别甚至微秒量级。
电光	重复频率可控,开关时间 短;系统复杂,需要高压 kv, 且只能对偏振光进行调制。	掺镱的光纤电光调 Q,目前没有报 道。
全光纤调 Q	全光纤、结构紧凑,重复频 率可调;输出脉冲宽在微秒 量级,重频低、且不稳定, 不能在双包层光纤中使用。	目前报道重复频率低 20kHz 以下; kHz 调制重频下,输出的脉冲宽度在 微秒量级。

表 1-1 国内外研究的双包层光纤激光器的不同调 Q 方式的对比

本论文的研究工作先对声光调 Q 的脉冲双包层光纤进行理论和实验上最后 介绍了在中红外高功率光纤激光器的研究工作。主要内容包括:

报道了一种简单的激光二极管泵浦的声光调 Q 的掺镱国产大模场面积双包 层光纤激光。在零级衍射输出了光束质量因子为 2,宽度在几百纳秒左右的激光 脉冲,其脉冲重复频率在 1-50kHz 可调。在 1kHz 时脉冲宽度 133ns,单脉冲能量 0.93mJ,光束质量 2.0 左右,针对实验出现的"锁模"现象进行了分析。

对比了前向、后向泵浦的声光调 Q 的双包层光纤激光器的脉冲输出特性, 对不同泵浦方式的掺镱调 Q 双包层光纤激光器在输出平均功率,调 Q 脉冲宽度 及脉冲稳定性进行了对比及讨论,在 10kHz 脉冲重复频率下,后向泵浦获得斜 效率为 60%的平均功率输出,其脉冲宽度为 52ns,单脉冲能量 0.3mJ。最后利用 数值差分模拟了线形腔的速率偏微分方程组,脉冲理论模拟结果与实验得到的结 果相符。 紧接着,实验分析了声光开关时间及上升沿时间对调 Q 的光纤激光器输出 脉冲特性的影响。实验发现声光开关时间确实能够制约脉冲输出的稳定性及重复 频率;调节声光开关的上升沿时间则可以改变调 Q 的激光脉冲宽;声光开关上 升沿时间不变,选用长的光纤激光腔则产生分叉脉冲的现象,验证了国外的实验 报道结果,并给出了解释。

描述和讨论了一种脉宽压缩的及高重复频率的调 Q 光纤激光器,通过调节 声光开关时间。获得了 50kHz-1.5MHz,几十纳秒的稳定脉冲序列,在 50kHz 下 脉冲宽度为 35ns。实验结果表明,这种调 Q 方式可以容易的实现高重频脉冲, 而且输出的脉冲宽度随着重复频率的增加没有快速增加而是趋于稳定。通过分析 调 Q 激光脉冲的建立时间入手,分析了这种脉冲的形成机理。

中红外激光技术在医疗手术,大气通信,遥感探测及军事等领域有非常特殊 而重要的应用。研究了 3-5um 中红外激光器的泵浦源-2um 高功率的掺铥光纤激 光器。实验利用 795nm 的半导体激光器双端泵浦国产的掺铥的双包层光纤,输 出 50W 的 2µm 的中红外激光。实验结果对下一步的高功率 3-5µm 的中红外激 光的泵浦源方案的选择,有一定的指导意义。

参考文献

- [1] F.P.Kapron. et al., Radiation loss in glass optical waveguide, Appl. Phys. Lett., 1970,17(10):423-425
- [2] K.C.Kao, G.A. Hochham, Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies, Proc. IEEE, 1966, 1123:1151-1158
- [3] R.J. Mears, L. Reekie et al, Low-noise Erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54 um, Elect. Lett., 1987,23:1026
- [4] E. Desurvire, J.R. Simpson, P. C. Becher, High-gain erbium-doped fiber amplifier, Opt. Lett., 1987, 12(11): 888-890.
- [5] D.C. Hanna, Percival R.M., et al. Continuous wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser Elect. Lett., 1988, 24(8):1111-1113.
- [6] E. Snitzer, H. Po, F. Hakima, R. Tumminelli et al., Proc. Conf. Optical Fiber Sensors, Postdeadline Paper PD5,1988
- [7] R. Paschotta, J. Nilsson, P. R. Barber, et al., Lifetime quenching in Yb-doped fibers, Optics Communication, 1997, 136:375-378.
- [8] Paschotta R., N ilsson J , Tropper A. C., et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers. IEEE J. Quantum Electron, 1997, 33 (7) :1049-1056.
- [9] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, An ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm, 1990,37(4):517-525.
- [10] H. M. Pask, Robert J. Carman, David C. Hanna, et al., Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2μm region, IEEE Journal of Selected topics in Quantum Elec.,1995,1:1-13.
- [11] L. A. Zenteno, E. Snitzer, H. Po, et al. Gain switching of a Nd-doped fiber laser,

Opt. Lett., 1989, 14(13):671-673.

- [12] 杜卫冲,谭华耀,刘颂豪,一种新型的光纤光栅调Q掺Er光纤激光器, 光学学报1997,17(8):1077-1079.
- [13] Ya-Xian Fan, Fu-Yun Lu ,Shu-Ling Hu , et al, Tunable high-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser, Opt. Lett.,2004,29(7): 724-726.
- [14] Ya-Xian Fan, Fu-Yun Lu ,Shu-Ling Hu , et al, 105-kW,Peak-power double-clad fiber laser, IEEE Photon. Technol. Lett.,2003,15(5):653-655.
- [15] 吕福云,樊亚仙,王宏杰等,包层抽运调Q光纤激光器的实验研究,中国 激光,2003,3(12):1057-1060.
- [16] Ya-Xian Fan Fu-yun Lu,Shu-ling Hu, et al. Narrow-linewidth widely tunable hybrid Q-switched double-clad fiber laser. Opt. Lett., 2003,28(7): 537-539.
- [17] M. Laroche, A. M. Chardon, J. Nilsson, D, et al, Compact diode-pumped passively Q-switched tunable Er–Yb double-clad fiber laser, Opt. Lett.,2002,27(22):1080-1082
- [18] M. Laroche, H. Gilles, S. Girard, N. Passilly, and K. Aït-Ameur, Nanosecond pulse generation in a passively Q-Switched Yb-doped fiber laser by Cr4+ : YAG saturable absorber, IEEE. Photon. Technol. Lett., 2006, 18(6):764-766.
- [19] J.Y. Huang, H. C. Liang, K. W. Su, and Y. F. Chen, High power passively Q-switched ytterbium fiberlaser with Cr4+:YAG as a saturable absorber, Opt. Expr. 2007, 15(2):473-479.
- [20] J. Y. Huang, S. C. Huang, H. L. Chang, K. W. Su, Y. F. Chen, and K. F. Huang, Passive Q switching of Er-Yb fiber laser with semiconductor saturable absorber, Opt. Expr., 2008,16(5):3002-3007.
- [21] Lei Pan, Ilya Utkin, and Robert Fedosejevs, Passively Q-switched Ytterbium-doped double-clad fiber laser with a Cr4+:YAG saturable absorber, IEEE Photon. Technol. Lett., 2007, 1979-1981.
- [22] Andrei A. Fotiadi Andrei, S. Kurkov, Igor M. Razdobreev, All-fiber passively Q-switched Ytterbium laser, 2005, CLEO,515.
- [23] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, and J. D. Minelly, Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers, Opt. Lett., 1998, 23,454-456.
- [24] Y. Zhao and Stuart D. Jackson, Passively Q-switched fiber laser that uses saturable Raman gain, Opt. Lett., 2006, 31(6): 751-753.
- [25] J. Swiderski, A. Zajac, P. Konieczny, M. Skorczakowski, Numerical model of a Q-switched double-clad fiber laser, Opt. Expr., 2004, 12(15):3354-3359.
- [26] J. Swiderski, A. Zajac, M. Skorczakowski, et al, Q-switched Nd-doped double-clad fiber laser, Opto-elcetronics, 2005, 13(3):187-191.
- [27] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. Arnold Koningstein, and Jay R. Simpson. High Power Q-Switched Erbium-doped fiber laser, J. Quantum. Elect. 1992, 28(1):371-377.
- [28] M. Sejka, C.V. Poulsen, et al, High repetition rate Q-switched ring laser in Er-doped fiber, Optical Fiber Technology, 1995,1:167-170.
- [29] C. C. Renaud, R. J. Selvas-Aguilar, J. Nilsson, P. W. Turner, and A. B. Grudinin,

Compact High-Energy-Switched Cladding-Pumped Fiber Laser with a Tuning Range Over 40 nm, IEEE Photon. Technol. Lett., 1999,11(30):976-978.

- [30] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser, 2000,Opt. Lett.,25(1): 37-39.
- [31] C.C. Renaud, J.A. Alvarez-Chavez, J.K. Sahu, et al.7.7 mJ pulses from a large core Yb-doped cladding pumped Q-switched fibre laser, CLEO 2001,CTuQ5.
- [32] Y. Jeong, J.K.Sahu, M.Laroche, et al. 120-W Q-switched cladding-pumped Yb-cdoped fiber laser, CLEO 2003,626.
- [33] A.Piper, A.Malinowski, K.Furusawa, et al., High-power, high-brightness, mJ Q-switched ytterbium-doped fibre laser, Elect. Lett., 2004, 40(15):928-929.
- [34] A. Wang, H. Ming, J. Xie, X. Chen, et al., Single-frequency Q-switched erbium-doped fiber ring laser by combination of a distributed Bragg reflector laser and a Mach-Zender interferometer, 2003, Appl. Opt.42(18):3528-3530.
- [35] S. Zhang, F. Lu and J. Wang, All-fiber actively Q-switched Er/Yb co-doped ring laser, Microwave and Optical Technology Letters, 2007,49(9):2183-2185.
- [36] 夏江珍, 蔡海文, 任 虹, 瞿荣辉, 陈高庭, 方祖捷, 全光纤调 Q 掺铒光 纤激光器的脉冲研究, 光子学报, 2002, 31 (8): 989-992.
- [37] N.A. Russoa, R. Duchowicza, J. Morac, J.L. Cruz, M.V. Andres, High-efficiency Q-switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator, Opt. Comm., 2002, 210:361-366.
- [38] Influence of Sidelobes on Fiber-Bragg-Grating-Based Q-switched Fiber Laser, X. P. Cheng, J. Zhang, P. Shum, M. Tang, and R. F. Wu, IEEE Phton. Technol. Lett., 19(20):1646-1648.
- [39] X. P. Cheng, C. H. Tse, P. Shum, R. F. Wu, M. Tang, W. C. Tan, and J. Zhang, All-fiber Q-switched Erbium-doped fiber ring laser using phase-shifted fiber Bragg grating, IEEE Photon. Technol. Lett., 2008,26(8):945-947.
- [40] X. P. Cheng, P. Shum, C. H. Tse, R. F. Wu, W. C. Tan, M. Tang, and J. Zhang, All-fiber Q-switched ring laser with increased repetition Rate, IEEE Photon. Technol. Lett., 2008,20(10):764-766.
- [41] T.V. Andersen, P. Perez-Millan, S.R. Keiding, et al., All-fiber actively Q-switched Yb-doped laser, Opt. Comm., 2006,260:251-256.
- [42] 孙军强,黄志坚,黄德修. 被动锁模光纤激光器的自启动机理的理论研究,光 通信技术,1996,20(2):115-119.
- [43] N.H Seong and D.Y Kim. A new figure-eight fiber laser based on a dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror with lumped dispersive elements. IEEE Photonics Technol. Lett., 2002,14(4):499-461
- [44] A.D. Kim, J.N. Kutz, and D.J. Muraki, Pulse train uniformity in optical fiber lasers passively mode-locked by nonlinear polarization rotation. IEEE J. Quantum Electron., 2000,36(4):465-471.
- [45] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, et al., 90-fs stretched-pulse ytterbium-doped double-clad fiber laser, Opt. Lett., 28(15):1305-1307.
- [46] S. Du, J. Zhou, F. Zhang, Y. Feng, Q. Lou and W. Chen, 20-W average power,

high repetition rate, nanosecond pulse with diffraction limit from an all-fiber MOPA system, Microwave and Optical Technology Letters,2008,50(10): 2546-2549.

- [47] 黄琳,刘永智,代志勇,提高声光调Q光纤激光器输出功率的关键因素分析,光电子技术与信息,2006,19(2):30-34.
- [48] Cyril C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, Characteristics of Q-switched cladding-pumped Ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs, IEEE J. Quantum Electronics,2001,37(2):199-206.
- [49] Ashraf F. El-Sherif and Terence A. King, Analysis and optimization of Q-switched operation of a Tm3+-doped silica fiber laser operating at 2 μ m, IEEE J. Quantum Electronics, 2003,39(6):759-765.
- [50] S. Fu, X. Feng, L. Si, Z. Guo, X. Jia, Y. Zhao, S. Yuan, and X. Dong, Self-pulsing dynamics of highpower Yb-doped fiber lasers, Microwave and Optical Technology Letters, 2006, 48(11):2282-2285.
- [51] J. Li, K.I. Ueda, M. Musha, A. Shirakawa, L. Zhong, Self-pulsing dynamics of ytterbium-doped fiber laser with pump-bypassed cavity, Applied Physics B, 2006, 85:565-569.
- [52] P.Myslinski, J.Chrostowski, J.A.Koningstein and J.R.Simpson, Self-mode locking in a Q-switched erbium-doped fiber laser, Appl. Opt.,1993, 32(3):286-290.
- [53] Y. Wang, A. Martinez-Rios, H. Po, Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking, Opt. Commun.,2003,224:113-123.
- [54] 冯小星,陈柏,朱 毅,陈嘉琳,梁丽萍,林尊琪,调 Q 及连续掺 Yb 光纤激光器中的自锁模研究,中国激光,2005,32 (7): 873-877.
- [55] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor and V. P. Gapontsev, Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser, Opt. Lett., 1997, 22(5):298-300.
- [56] P. Roy and D. Pagnoux, Analysis and optimization of a Q-switched Erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator, Optical Fiber Technology, 1996, 2:235-240.
- [57] Y. Wang and C. Xu, Understanding multipeak phenomena in actively Q-switched fiber lasers, 2004, Opt., Lett. 29(10):1060-1062.
2 国产双包层光纤激光器声光调 Q 的研究

近些年来,双包层光纤激光器得到迅猛发展,国际上掺镱的双包层光纤激光器已突破 3kW[1],上海光机所采用国产的双包层光纤激光器也已经超过 1kW。 调 Q 激光器可以把价格便宜的激光二极管发出的连续光转化为高峰值功率的纳 秒级短脉冲激光。声光调 Q 激光器由于声光开关所需的驱动调制电压很低(低于 200V),故容易获得高重复频率的脉冲。

国外报道有关调 Q 光纤激光器很多, IPG 公司已经将调 Q 光纤激光器产品 化,但是国内关于调 Q 国产的双包层光纤激光器多集中在基于压电陶瓷及被动 的调 Q 研究[2-4],在声光调 Q 光纤激光器的研究比较少。基于声光调 Q 本章就 着重描述了采用国产的双包层光纤的调 Q 技术实验研究。

2.1 实验装置

不同于固体激光器中的声光器件,光纤激光器中的声光开关有着特殊的要求,这里简单的介绍一下声光调Q的原理[5],给出了声光调Q的选择,及实验过程中一种简单的外触发电路驱动电路-信号发生器的制作及光学端面的处理。

1. 声光调 Q 原理

声波是一种弹性波(纵向应力波),在声光介质中传播时,使介质产生弹性 形变,引起介质的密度呈疏密相间的交替分布,因此,介质的折射率也随着发生 相应的周期性变化。这如同一个光学"相位光栅",光栅间距常数等于声波长λs。 当光波通过此声光介质时,会产生光的衍射。衍射光的强度、频率、方向等都随 着超声场的变化而变化。该介质就是一个声光晶体,常见的材料有:熔融石英、 重火石、石英及氧化碲等。

声光调Q大多是采用的声光的衍射效应-布拉格衍射

产生布喇格衍射条件: 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。

衍射光各高级次衍射光将互相抵消,只出现0级和+1级(或-1级)衍射光, 这是布喇格衍射的特点,如图2-1所示。

若能合理选择参数,并使超声场足够强,可使入射光能量几乎全部转移到+1级(或-1级)衍射极值上。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 2-1 声光晶体的布喇格声光衍射示意图



图 2-2 产生布拉格衍射条件的模型

这里给出了产生布拉格衍射条件的理论分析(图 2-2)。入射光1和2在B, C点反射的1'和2'同相位,则光程差AC-BD等于光波波长的整倍数

$$x(\cos\theta_i - \cos\theta_d) = m\frac{\lambda}{n} \qquad (m = 0, \pm 1)$$
(2-1)

要使声波面上所有点同时满足这一条件,只有使

$$\theta_i = \theta_d \tag{2-2}$$

由 C, E 点反射的 2', 3'同相位,则光程差 FE+EG 必须等于光波波长的 整数倍

$$\lambda_s (\cos \theta_i + \cos \theta_d) \frac{\lambda}{n}$$
(2.3)

考虑到 $\theta_i = \theta_d$,所以

$$\sin\theta_{B} = \frac{\lambda}{2n\lambda_{s}} = \frac{\lambda}{2nv_{s}} f_{s}$$
(2-4)

θ_B称为布喇格角。可见,只有入射角θ_i等于布喇格角θ_B时,在声波面上衍射的光波才具有同相位,满足相干加强的条件,得到衍射极值,上式称为布喇格方程。

布喇格衍射光强度与声光材料特性和声场强度的关系。当入射光强为 *L*_i时, 布喇格声光衍射的 0 级和 1 级衍射光强的表达式可分别写成

$$I_{0} = I_{i} \cos^{2}\left(\frac{v}{2}\right)$$

$$I_{1} = I_{i} \sin^{2}\left(\frac{v}{2}\right)$$
(2-5)

 $v = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta nL \, .$

得衍射效率

$$\eta_s = \frac{I_1}{I_i} = \sin^2 \left[\frac{\pi L}{\sqrt{2\lambda}} \sqrt{\frac{L}{H} M_2 P_s} \right]$$
(2-6)

式中, $M_2 = n^6 P^2 / \rho v_s^3$ 是声光介质的物理参数组合,是由介质本身性质决定的量,称为声光材料的品质因数(或声光优质指标),它是选择声光介质的主要指标之一; P_s 超声功率; H为换能器的宽度, L为换能器的长度。

可见:

1) 若在超声功率 *P*_s一定的情况下,要使衍射光强尽量大,则要求选择 *M*₂大的材料,并要把换能器做成长而窄(即*L*大*H*小)的形式;

2) 当超声功率
$$P_s$$
足够大, 使 $\left[\frac{\pi L}{\sqrt{2\lambda}}\sqrt{\frac{L}{H}}M_2P_s\right]$ 达到 $\pi/2$ 时, $I_1/I_i=100\%$;

- 当改变超声功率 P_s时, I₁/I_i也随之改变,因而通过控制超声功率 P_s(即控制加在电声换能器上的电功率)就可以达到控制衍射光强的目的,实现声光调制。
 - 2. 声光开关的选择

在光纤调 Q 激光器中,开关的速度直接决定输出脉冲的形状,速度过快会 直接导致输出脉冲的畸变(多脉冲结构),这还与光纤的长度及谐振腔有关[2]。 而过慢的开关速度则会制约调 Q 脉冲的建立时间,不利于高峰值功率脉冲输出。 因此需要针对相应的光纤激光器选择合适的调 Q 开关时间。对于主动的调 Q 开 关,则尽量选择偏转效率比较高的器件,以此高效的保证调 Q 激光脉冲振荡过 程。

这样,我们采用上升沿时间在百纳秒左右,高的衍射效率(80%)的 GOOCH&HOUSEGO 古奇公司的声光调制器(M80-2G-OL),作为我们的Q开 关见(图 2-3)。声光开关的参数如下:



图2-3 M80-2G-OL4声光调制器的外观图

材料	TeO2
波长	1000-1100nm
损伤阈值	10MW/cm ²
频率	80MHz
衍射角	10mrad
上升沿时间(10%-90%)	153ns/mm

表 2-1 M80-2G-OL 声光调制器的参数

3. 信号发生器

由于厂家提供的驱动电源没有内触发信号源,所以需要提供一个重复频率可 调且占空比可调的 CMOS 型脉冲信号发生器。为此选取了 555 型的时基电路作 为定时器,制作了一种简单的脉冲信号发生器。555 定时器内部结构如下(图2-4):

- (1) 由三个阻值为 $5k\Omega$ 的电阻组成的分压器;
- (2)两个电压比较器 C1 和 C2 (图 2-4 c):
 - $V_+ > V_-$, $V_0 = 1;$
 - $V_{+} < V_{-}, V_{0} = 0_{\circ}$
- (3) 基本 RS 触发器;
- (4) 放电三极管 T 及缓冲器 G。

工作原理: 当 5 脚悬空时, 比较器 C1 和 C2 的比较电压分别为 $\frac{2}{3}V_{cc}$ 和 $\frac{1}{3}V_{cc}$ 。 (1) 当 vI1> $\frac{2}{3}V_{cc}$, vI2> $\frac{1}{3}V_{cc}$ 时, 比较器 C1 输出低电平, C2 输出高电平, 基本 RS 触发器被置 0, 放电三极管 T 导通, 输出端 v₀ 为低电平。

(2) 当 $vI1 < \frac{2}{3}V_{cc}$, $vI2 < \frac{1}{3}V_{cc}$ 时, 比较器 C1 输出高电平, C2 输出低电平, 基本 RS 触发器被置 1, 放电三极管 T 截止, 输出端 v_0 为高电平。

(3)当 vI1< $\frac{2}{3}V_{cc}$, vI2> $\frac{1}{3}V_{cc}$ 时, 比较器 C1 输出高电平, C2 也输出高电平, 即基本 RS 触发器 R=1, S=1, 触发器状态不变, 电路亦保持原状态不变。



图 2-4 555 定时器的电气原理图和电路符号。 (a) 原理图 (b) 电路符号 (C) 比较器



图 2-5 信号发生器的简易电路

首先由 555 电路产生信号脉冲,经 74LS123 对输出脉冲进行整形。这样通过 R2 可调节输出脉冲的重复频率,而 R3 可调节输出脉冲的宽度。这样构成了一个 简易的脉冲信号发生器,可以通过外触发信号来控制声光开关的射频电路,产生 周期性调制,电路图见图 2-5。

4. 光纤端面光学处理

由于双包层光纤的特殊结构,在内包层外直接是聚合物的涂覆层,内包层用 以限制高功率的泵浦光在其中传输。纤芯端面的缺陷将导致激光振荡阈值提高, 激光损伤阈值下降,甚至不能产生激光振荡;内包层端面的缺陷,将使得泵浦光 难以高效地耦合进入内包层,且在高功率泵浦时会使端面发生损伤。因此光纤端 面的切割至关重要。常用切割刀有笔式切割刀和台式光纤切割刀。在实验中由于 我们采用的是大纤芯的双包层光纤,所以采用了笔式切割刀切割光纤,如宝石刀、 钨钢刀。切割时要避免断纤、斜角、毛刺和裂痕等不良端面的产生。

由于我们的脉冲光纤激光器采用的是腔内插入调制器,为了保证对整个光纤属于激光谐振腔内的一个增益介质,需要对光纤的一个处在腔内的端面进行光学处理,磨成一个斜角来抑制菲涅耳端面反射形成的自激,这样才能更好地使声光 开关作为一个腔内调Q器件。

为此,我们采用了适合特种光纤端面研磨的抛光设备(图 2-6),并配备了相应的光纤夹具,同时设置了调节端面角度的按钮,可对光纤端面进行 0°~45° 的角度抛光。采用一系列的不同颗粒程度的高品质金刚石砂纸进行研磨,确保经过最后一步的抛光后,光纤端面(特别是纤芯地方)光洁,无划痕或瑕疵,成为一个较为理想的光学抛光面。



图 2-6 光纤研磨抛光机外观示意图

5. 声光调制的脉冲光纤激光器

采用了美国Apollo公司的激光二极管阵列,激光中心波长在970nm左右,采用 尾纤输出,纤芯200um,数值孔径0.22。



图2-7 国产的声光调Q双包层光纤激光器

为了更容易地实现声光调 Q 的脉冲光纤激光器的出光,在这里根据调 Q 的 固体激光器结构设计,我们采用端面泵浦掺镱的国产双包层光纤,古奇的声光调 制器作为 Q 开关,声光调制器选取在零级方向工作。其中双包层光纤的一端(左) 切割成平面,利用菲涅耳反射(4%)作为输出谐振腔镜,利用放置在声光零级 方向的对激光波长1080nm左右高反的平面镜作为另一个腔镜,将激光后向反馈, 这样构成了 F-P 谐振腔。,最后通过位于耦合入纤透镜组之间的双色镜 45 度反射 平面镜(透过率 90% @ 975 nm,反射率 99.5% @1080 nm)输出激光,整个谐振 腔两端让光纤激光器后向输出,如图 2-7。

图中的虚框为设计的耦合透镜组,结合 LD 尾纤的数值孔径 *NA*₁和实验室的 双包层光纤内包层的数值孔径 *NA*₂(0.37-0.48)为了保证 LD 尾纤输出的泵浦光 完全耦合到双包层光纤的内包层,两个透镜的焦距 *f*₁、*f*₂应满足如下关系:

$$\frac{NA_1f_1}{f_2} < NA_2 \tag{2-7}$$

对此实验采用了两个普通的透镜,其焦距分别为18mm、12mm 测量发现,透镜组的耦合效率在91%左右,而LD 激光的入纤功率耦合效率在81%左右。

这里我们选取的国产双包层光纤为武汉烽火科技股份有限公司制作,其内包 层为 D 型(600/650um),数值孔径 0.37,纤芯尺寸大约 40µm。

2.2 实验结果及锁模现象的讨论

2.2.1 实验结果

图 2-8 给出了调Q的双包层光纤激光器输出的平均功率及不同调制频率下的输出脉冲宽度。可以看出随着泵浦功率的增加,脉冲的宽度逐渐减小,在最大的吸收泵浦光功率 3.8W 下,获得的 50kHz 的最窄脉冲在 360ns 左右,1kHz 下获得了 0.9mJ 的 132ns 脉冲;实验还发现在相同的泵浦功率下,脉冲的重复频率越高,输出的平均功率越接近,而获得脉冲的宽度越宽,脉冲宽度差异在 50kHz 时尤为突出。图 2-9 给出了不同脉冲重复频率(1kHz、10kHz、20kHz、50kHz)的输出脉冲形状的对比。图 2-10 给出了输出 50kHz 的脉冲序列,脉冲与脉冲的抖动性在 20%左右。实验对输出的激光脉冲的光束质量,采用刀口法进行了测量,其光束质量 M²约为 2 左右。



图 2-8 在不同的脉冲重复频率下(1kHz、10kHz、20kHz、50kHz)获得平均输 出功率及脉冲宽度



图 2-9 不同脉冲重复频率下捕获的脉冲形状



图 2-10 50kHz 调制下输出的脉冲序列

2.2.2 锁模

自始至终实验发现,声光调Q的光纤激光器在低重频时,输出高能量脉冲显得比较困难,由于实验条件的影响(如空气灰尘,光纤端面处理),常常会发生, 光纤端面损伤的问题,并发出"啪"的声响,光纤激光器输出激光降低,发现光纤 纤芯端面呈现白色,进一步采用低倍率透镜目测可以清楚看到光纤的纤芯已炸 碎。而且这种现象常会发生在高功率泵浦时,调Q光纤激光器的调制突然打开, 由于输出的第一脉冲能量比较大,因此的光纤纤芯容易损伤。为此,整个光纤激 光器的脉冲运转必须是从低功率下打开,逐步向高功率下调整。另外调Q双包 层光纤激光器在高重频的输出窄的几十纳秒的脉冲,显得力不从心。一方面需要 极力提高泵浦功率,另一方面需要减少光纤的长度,加大光纤的掺杂浓度。

此外在实验中发现调 Q 脉冲时常附带一种周期调制,在低功率下或者高的脉冲重频时,比较明显,而随着泵浦功率的提高,现象减弱,见图 2-10 所示。图 2-11 所示的脉冲顶部的局部放大见图 2-12,可以看出脉冲中寄生了周期调制的自脉冲,这种调制周期为 Tr /2 (Tr 为调 Q 光纤激光器往返腔长时间)。相似的报道被国内外众多研究者关注[7-9]。





这种周期性调制自然而然让人联想到"自锁模"现象。锁模是由在激光振荡模 式间的固定的相位联系产生。产生这种相互关联的相位有两种方法, 1)调制增 益、损耗或者腔内的相位; 2)声光调制器引入的相移产生[10],但是在更多的 报道中发现,无论声光调制器是否放置,锁模现象都会出现,在我们实验中也观 察到,声光静态时,也会有锁模现象出现,同样也被其他研究者证实[9]; 3)由 介质的非线性效应引起。光纤中的非线性效应产生,如自相位调制、互相位调制。 那么问题就集中在是否是由光纤的非线性效应引起锁模,1993年的P. Myslinski 等人通过分析指出光纤的非线性效应引起的模式拍频造成了锁模现象。自相位调 制的存在使得光脉冲的频谱被展宽,当这种展宽和腔的模式间隔相差不多时,腔 内的模式便能相互作用,直到它们之间产生一个固定的相位关系,也即形成锁模 [7]。由公式[11]

(2-8)

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

$$\ddagger \psi \gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}}$$

 P_0 为腔内脉冲的峰值功率,可以由输出功率和腔镜反射率计算得出, n_2 为二氧化硅的非线性系数, λ_0 为真空中的激光波长, A_{eff} 为有效纤芯面积(模场面积),具体参数如下:

P ₀	5000W
n ₂	2.7×10 ⁻²⁰ m ² /W [8]
λ_{0}	1080nm
$A_{e\!f\!f}$	$4 \times 10^{-10} \text{m}^2$

表2-2 光纤非线性参数数值表

数值计算L_{NL}大约为1.6m,与实验采取的光纤长度可比拟,也就是说光纤的自相位调制起到了一定的影响。

实验的进一步发现在提高泵浦功率下,按照上面的推理,增益介质光纤的非 线性应该是增加,因此得到的结果是锁模现象明显,但是实际上观察的锁模现象 是减弱,这一情况在文献中也有报道[9][13]。在实验中我们给出了输出锁模调Q 脉冲的激光光谱图(图2-13),光谱分析仪为 Anritsu MS9710A(日本安立公司)。从 常规锁模知识可以知道,锁模在光谱中的表象是具有较宽的连续光谱,从所给的 光谱图能够看出这一点。我们知道掺杂的光纤介质本身增益光谱比较宽,在低功 率下输出的光谱比较窄,因此输出的锁模脉冲宽度比较宽。而高功率泵浦下,更 多的光谱很容易振荡产生,扰乱了原有的有序锁模脉冲的周期调制,使得锁模被 破坏。因此非线性效应虽然明显,但是锁模现象被削弱。进一步,1997年P.Glas 等人实验报道,通过缩短光纤介质外的反馈腔长,在6m长的连续掺钕光纤激光 器中获得130ps的稳定锁模脉冲[14]。2002年复旦大学的梁建中等在一定线宽的光 纤布拉格光栅约束的光纤激光器获得了稳定的"锁模"激光,通过采用反射率为15 dB渗镱光纤光栅作为反射器,在渗镱光纤激光器中,产生了稳定的纳秒级脉冲 序列,脉冲宽度小于5 ns。激光器的阈值功率为18 mW,在锁模工作区域内最大输出平均功率为3 mW,输出激光线宽0.05nm[15]。



2.3 小结

本章研究了基于国产的双包层光纤激光器的声光调 Q 技术。采用了一种简单的激光二极管泵浦的声光调 Q 的掺镱国产大模场面积双包层光纤激光器,在 零级衍射输出了光束质量因子为 2,宽度在几百纳秒左右的激光脉冲,其脉冲重 复频率在 1-50kHz 可调。在 1kHz 时脉冲宽度 133ns,单脉冲能量 0.93mJ。针对 实验出现的锁模脉冲,进行了讨论和分析。

参考文献

- [1] V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov et al., 3kW Yb fibre lasers with a single-mode output, Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications, 2006, session HPFL- 3.
- [2] S. Zhang, F. Lu, and J. Wang, All-fiber actively Q-switched Er/Yb co-doped ring laser, Microwave and Optical Technology Letters, 2007, 49(9):2183-2186.
- [3] 夏江珍 蔡海文 任 虹 瞿荣辉 陈高庭 方祖捷,全光纤调Q 掺铒光 纤激光器的脉冲研究,光子学报,2002,31(8):989-992.

- [4] Y. Fan, F. Lu, S. Hu, K. Lu, Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser, Optics Letters, 2004, 29(7):724-726.
- [5] 蓝信炬, 激光技术, 2005年, 科学技术出版社, (北京)第二版。
- [6] P. Roy and D. Pagnoux, Analysis and optimization of a Q-switched Erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator, Optical Fiber Technology, 1996, 2:235-240.
- [7] P.Myslinski, J.Chrostowski, J.A.Koningstein and J.R.Simpson, Self-mode locking in a Q-switched erbium-doped fiber laser, Appl. Opt.1993, 32(3):286-290.
- [8] Y. Wang, A. Martinez-Rios, H. Po, Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking, Opt. Commun.,2003,224:113-123.
- [9] 冯小星,陈柏,朱 毅,陈嘉琳,梁丽萍,林尊琪,调 Q 及连续掺 Yb 光纤激光器中的自锁模研究,中国激光,2005,32(7):873-877.
- [10] C. Chapin Cutler ,Why does linear shift cause mode locking, IEEE J. Quantum Electronics, 1992,28(1):282-288.
- [11] D. Milam, M. J. Weber, Measurement of nonlinear refractive-index coefficients using time-resolved interferometry: Application to optical material s for high-power neodymium lasers J. A p pl. Phys., 1976, 47(6): 2497-2501.
- [12] G. P. Agrawal, 非线性光纤光学原理及应用[M], 北京: 电子工业出版社 2002, 第三章: 42-43.
- [13] P. Glas, M. Naumann, A. Schirrmacher, L. Da⁻weritz and R. Hey, Self pulsing versus self locking in a cw pumped neodymium doped double clad fiber laser, Optics Communications, 1999,161:345-358.
- [14] P. Glas, M. Naumann, A. Schirrmacher, L. Da^{*}weritz and R. Hey, Self pulsing versus self locking in a cw pumped neodymium-doped double clad fiber laser, CLEO,1997,CTHL64:395.
- [15] 梁建中, 胡谊梅等, 自锁模掺镱光纤激光器研究, 中国激光, 2002, 29 (10):865-867.

3 不同腔结构下的声光调 Q 光纤激光器

主动调 Q 的激光器,由于其重复频率可调,可控性好,在激光应用中广泛使用。而输出高能量 (mJ)、高峰值功率 (kW)、高重复频率 (kHz)、高亮度 (近衍射极限)的掺镱双包层光纤激光器,一直以来是双包层光纤激光器调 Q 研究的热点。

由于光纤激光器不同于常规的固体激光器,就泵浦的方式分为前向泵浦、后向泵浦及双向泵浦,以此研究不同腔型的光纤激光器就显得格外重要。2006 年 薛东等人报道分析了不同泵浦方式对连续的高功率国产双包层光纤激光器输出 效率的影响[1];2006 年加拿大的 Wang Yong 等人对不同泵浦方式下的声光调 Q 的线性腔激光器进行了详尽的理论分析[2],但是关于不同泵浦方式下,声光调 Q 的双包层光纤激光器的实验比较的报道还未见。

前面我们谈到,为了获得高重频、高效率、短脉冲的调 Q 光纤激光器,就 需要缩短光纤激光器的腔长,采用短的高掺杂的光纤。为此,我们采用了英国南 安普顿制作的高掺杂光纤,针对前向泵浦和后向泵浦的声光调 Q 的双包层光纤 的线性腔进行实验和理论的研究,对声光调 Q 的光纤激光器具有一定的指导意 义。

3.1 前向泵浦和后向泵浦的实验方案



图 3-1.a 前向泵浦的声光调 Q 双包层光纤激光器实验装置



图 3-1.b 后向泵浦的声光调 Q 双包层光纤激光器实验装置

实验分别采用如图 3-1 所示的实验装置,两种不同泵浦结构的调 Q 双包层光 纤激光器均采用典型的 F-P 腔结构,采用波长为 975nm 的带光纤(200μm, NA 0.22)耦合输出的激光二极管(LD)阵列连续泵浦,泵浦光经一对透镜组合注入 到双包层光纤。图 3-1.a 所示采用了前向泵浦技术,光纤激光器的前腔镜为对 975 高透(90%),1080nm 高反(99.5%)的双色镜片。该双色镜紧贴光纤前端面但 不接触。图 3-1.b 采用了后向泵浦方式,双包层光纤的前镜采用了对对输出激光 45 度高反(1080nm 高反, 975nm 高透)的双色镜,。该光纤激光器利用光纤前 端面 Fresnel 反射作为谐振前腔镜。为了进行比较,实验采用了同一根掺镱的双 包层光纤(Southampton,UK),光纤长度 2.5m,其内包层为 D 型 400μm/360μm (NA=0.46),纤芯直径 30μm,纤芯数值孔径 0.08,双包层光纤的注入前端面与 光传输方向垂直,后端面被切斜并抛光与光路大约 15°夹角,以防止光纤后端面 Fresnel 反射而产生的自激振荡。由光纤输出的激光,经准直透镜注入到声光调 制器(GOOCH&HOUSEGO INC.)。实验中声光调制器均工作在一级衍射方向。 图 3-1 实验装置中的声光调制器后面的平面镜对激光波长高反(1080nm 高反 99.5%)。

3.2 调Q脉冲的特性及对比

实验采用快速光电探测管探测,利用 Lecroy WR62XR 示波器监测输出的调 Q 脉冲波形,输出功率采用 Spectra-Physics 407A 功率计测量。调节实验装置,首 先利用光谱分析仪测量了输出激光光谱,如图 3-2 所示,激光运转中心波长在 1071nm 左右,线宽大约 3nm 左右,实验同时观察到了在 1050nm 左右的激光发 射谱,这是由于谐振腔内的全反镜镀膜对波长的选择,在一定程度上没有完全抑 制 1053nm 中心左右的激光发射谱。随后我们对图 3-1 不同实验装置的输出调 Q 脉冲特性进行了比较。 中科院上海光机所研究生毕业论文/2009年



1. 输出平均功率

图 3-3 给出了在重复频率 10kHz 下不同装置得到的输出平均功率(单脉冲能量)与入纤功率的对比。可以看出,两种方式下的输出平均功率(单脉冲能量)均随入纤泵浦功率的增大而增大。



图 3-3 10kHz 调制频率下,不同装置的平均输出功率(单脉冲能量)与LD 泵浦功率关系。

由图 3-3 还可以看出后向泵浦方式输出激光功率要明显优于前向泵浦方式, 在入纤功率 7.5W 下,后向泵浦方式激光斜效率达到了 60%,光-光转换效率为 40%,单脉冲能量 0.3mJ。与文献[1]报道提到采用前向和后向泵浦在连续输出功 率下物理分析方法类似,后向泵浦功率输出斜效率高于前向泵浦方式,这主要是 因为不同的泵浦方式和激光器谐振腔结构引起的反转粒子数腔内分布不均,而导 致的增益不同,后向泵浦方式更有利于输出较高的功率。此外由于前向泵浦方式 中采用的前腔镜双色镜与其后相邻的光纤端面虽然接近但是仍有一定距离,在一 定程度上加大了该泵浦方式下的光纤激光器模式损耗。

2. 输出脉冲的宽度、峰值功率

实验还发现随着调制频率的升高,10kHz-50kHz 输出激光脉冲由几十纳秒显 著加宽到几百个纳秒(近微秒)左右。在同一调制重复频率下,随着泵浦功率增 大,输出的脉冲宽度降低。在低泵浦功率下,前向泵浦的输出脉冲与后向泵浦脉 冲宽度有些差别,进一步加大泵浦功率,二者脉冲宽度之间的差异逐渐减少,且 脉冲随泵浦功率变化趋向平缓。在不同的调制频率下,得到脉冲宽度对比不尽相 同,例如在 10kHz 下前向泵浦方式,获得的激光脉冲宽度反而比后向泵浦方式 窄,如图 3-4 所示。随着重复频率的增大到 50kHz,其脉宽之间差异也越来越小 几乎一致。这可以解释为,当调制频率低(10kHz)时,后向泵浦的调Q脉冲形 成过程中自发辐射快速增长[2]引起的脉冲加宽,相反地,当调制频率比较高时 (50kHz),由于光纤中的反转粒子数不足引起不同泵浦方式中的自发辐射光的 增长差异而产生脉冲宽度接近[2]。另外图 3-4 同时给出了两种不同泵浦方式中的 调 O 脉冲的峰值功率,随着入纤功率增加,峰值功率随之增加,低泵浦功率下, 峰值功率差异很小,随着泵浦功率增加,后向泵浦产生的调 Q 脉冲峰值功率增 加越来越快。由于高的泵浦功率下,两种不同方式获得的脉冲宽度比较接近(图 3-4 所示),因此峰值功率的差异主要是因为在后向泵浦方式下,输出平均功率的 斜效率大引起的。



图 3-4 10kHz 调制频率下,不同结构的调Q脉冲宽度随LD泵浦功率关系

3. 输出脉冲的稳定性

影响声光调 Q 的光纤激光器稳定性输出因素很多,在调 Q 的光纤激光器中 常见的是寄生在调 Q 脉冲的自锁模现象,锁模现象使得输出的激光脉冲形状有 毛刺而不平滑。在本论文第二章,我们讨论过其机理。

实验对不同泵浦方式的激光器的锁模现象分别进行了观察,实验发现在前向 泵浦装置中,其脉冲"锁模"现象要更显著,同样的泵浦功率下其调 Q 脉冲锁 模调深度要高于后向泵浦方式的调 Q 脉冲。而随着泵浦功率的增加,调 Q 中的 "锁模现象"逐渐减弱,可以得到比较干净的脉冲形状。图 3-5 给出了两种方式 下,低功率输出脉冲的"锁模"现象,高功率干净的脉冲波形见图 3-7 中前向泵 浦方式获得的脉冲(实线所示)。



图3-5 低功率前向泵浦(左)后向泵浦(右)下输出的锁模脉冲

对于脉冲序列的稳定性,两种不同装置的实验结果均发现声光调制器的一级 衍射工作时间宽度对输出脉冲的稳定性很重要。在低泵浦功率下,输出激光脉冲 的稳定与声光工作时间宽度的变化更为灵敏。前向泵浦的激光器在泵浦功率 4w, 声光开关重频为 20kHz 下工作。当声光开关的工作门宽度在 20µs 时,此时激光 器没有脉冲输出,当时间门宽度为 9.3µs 时,激光器输出稳定的 20 kHz 的调 Q 脉冲;随着时间门宽度的缩短,激光器出现了稳定的输出重复频率在 10 kHz 脉 冲的"半频"效应。这是由于低功率泵浦,光纤介质的增益低,并且脉冲建立时 间比较长,与声光一级衍射工作时间相比拟引起的。这也导致了在高重复频率调 制下,输出的调 Q 脉冲的不稳定,在前向泵浦装置中尤为明显,针对这一"半 重频"现象的研究将在第四章中给出。进一步提高泵浦功率,实验发现输出脉冲 与脉冲的稳定性也随之提高,在泵浦功率 7W,调制频率 20kHz,时间门宽度 9µs -9.5µs,获得了稳定性在 95%的脉冲序列。

3.3 理论分析

进一步的脉冲理论模型分析如下,首先假设声光调制器(Acousto-optic modulator, AOM)和全反镜引起的时间延迟(其引起的腔长远小于增益介质光纤

的长度) 忽略不计;其次假定采用的 AOM 为图 3-6 所示的开关模型, T_r 为声光 开关工作时的上升沿时间, T_{open} 为声光开关的高衍射时间,由声光开关的电触发 信号的脉冲宽度决定,由此得到一组偏微分方程组[2]。

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau} + \frac{\Gamma_p P_p}{h \nu_p A_{eff}} [\sigma_{ap}(N_t - N_2) - \sigma_{ep} N_2] + \frac{\Gamma_l P_l}{h \nu_l A_{eff}} [\sigma_{al}(N_t - N_2) - \sigma_{el} N_2] (P_l^+ + P_l^-)$$

(3.1)

$$\frac{1}{V_p} \frac{\partial P_p^{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial P_p^{\pm}}{\partial z} = \Gamma_p [\sigma_{ep} N_2 - \sigma_{ap} (N_t - N_2)] P_p^{\pm} - \alpha_p P_p^{\pm}$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial P_l^{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial P_l^{\pm}}{\partial t} = \Gamma_p [\sigma_{ep} N_2 - \sigma_{ep} (N_t - N_2)] P_p^{\pm} - \alpha_p P_p^{\pm} + 2\sigma_{ep} N_2 \frac{\hbar v_l^2}{\Delta \lambda}$$

$$(3.2)$$

$$\frac{1}{V_l}\frac{\partial P_l}{\partial t} \pm \frac{\partial P_l}{\partial z} = \Gamma_l [\sigma_{el}N_2 - \sigma_{al}(N_t - N_2)]P_l^{\pm} - \alpha_l P_p^{\pm} + 2\sigma_{el}N_2 \frac{nV_l}{V_l}\Delta\lambda$$
(3.3)

其中 N_i , N_2 是时间t和位置z的函数, 分别表示掺镱粒子数密度和上能级粒子数密度. $P_p(P_l)$ 代表泵浦光(信光)功率强度; $\Gamma_p(\Gamma_l)$ 是泵浦光(信光)的传输迭代系数。 $v_p(v_l)$ 是泵浦光(信光)的频率, $V_p(V_l)$ 表示泵浦光(信光)在光纤内的传输速度。 τ 为上能级粒子数寿命, $\Delta\lambda$ 为输出激光的带宽。 \pm 分别表示前向、后向传输。 $\sigma_{ap}(\sigma_{al})$, $\sigma_{ep}(\sigma_{el})$ 分别是掺镱粒子对泵浦光(信光)吸收和发射截面。 A_{eff} 为光纤纤芯有效截面。其中的 α_p 、 α_l 分别为泵浦光、信光的吸收系数。

对于前向泵浦, 声光开关打开时, 其边界满足如下条件:

$P_l^{-}(0) = R_1 P_l^{+}(0) T_f$	(3.4)
$P_l^{-}(L) = (1-T)^2 \eta^2 P_l^{+}(L)$	(3.5)
$P_{out} = TP_l^+(L)$	(3.6)
后向泵浦方式,其边界条件为	
$P_l^+(0) = R_2 P_l^-(0)$	(3.7)
$P_l^{-}(L) = T^2 \eta^2 P_l^{+}(L)$	(3.8)
$P_{out} = (1 - R_2) P_l^-(0)$	(3.9)

以上边界条件把实验装置图 3.1 所示光纤的右端全反镜均视为理想的高反镜。其中的 L 为掺镱双包层光纤长度; *T_f*为前向泵浦装置中双色镜与光纤入射端面对激光往返的耦合效率, T 为声光开关对激光的衍射效率; R1、R2 分别为前向泵浦中的双色镜对激光的反射系数、后向泵浦中光纤端面的剩余菲涅耳反射系数, n 为双包层光纤后的透镜对激光的耦合效率。



图 3-6 声光开关在电脉冲触发下工作示意图

表 1. 方式(1)-(9)中的相关参数					
N _t	$3.5 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$	T _n	0.0046		
σ_{ap}	$1.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2$	T_s^r	0.9		
σ_{ep}	$3 \times 10^{-24} \text{ m}^2$	R_1	0.99		
σ_{as}	$1.4 \times 10^{-26} \text{ m}^2$	R_2	0.04		
σ_{es}	$2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	T_{f}	0.9		
τ	840µs	Т	0.85		
A_{eff}	$7 \times 10^{-10} \text{m}^2$	a_p	$4 \times 10^{-1} \mathrm{m}^{-1}$		
$\Delta\lambda$	3nm	η	0.9		

数据引自 ref[2、3]

根据以上偏微分方程组,可以给出相应的理论分析结果。图 3-7 比较了在泵 浦功率 6W、重复频率 10kHz 下,两种不同泵浦方式下的脉冲宽度实验结果和理 论分析结果。由图 3-7 可以看出,由以上理论分析的调 Q 脉冲形状能很好的吻合 实验得到的脉冲波形。图 3-8 给出了不同泵浦方式下,前向传输和后向传输方向 的激光 *P*[±] 在时间和光纤空间上的分布。



图 3-7 不同泵浦方式下调 Q 脉冲波形(实线为实验得到的结果; 虚线为理论分析的结果)



图 3-8.a 前向泵浦光纤中前向激光的时间演化



图 3-8.b 前向泵浦光纤中后向激光的时间演化



图 3-8.c 后向泵浦光纤中前向激光的时间演化



图 3-8.d 后向泵浦光纤中后向激光的时间演化

3.4 小结

实验报道了不同泵浦结构(前向泵浦、后向泵浦)的声光调 Q 的大模场双 包层光纤激光器输出脉冲特性研究,对前向泵浦,后向泵浦的光纤激光器在输出 平均功率,脉冲宽度及脉冲稳定性进行了比较分析;实验研究发现后向泵浦结构 更有利于输出高功率,平滑的调 Q 脉冲,且稳定性高的调 Q 脉冲序列,这对调 Q 光纤激光器的研究具有一定指导意义。实验采用后向泵浦装置,在 10kHz 调 制下,获得了斜效率为 60%的平均功率输出,其脉冲宽度为 52ns,单脉冲能量 为 0.3mJ。最后给出了相应的速率方程组,不同泵浦方式下的理论分析调 Q 脉冲 宽度和能量结果与实验结果相符。

参考文献

- D. Xue, Q. Lou, J. Zhou, Comparison of Yb-doped laser with one-end and double-end pumping configuration, Optics & laser Technology, 2007,39: 871-874.
- [2] Y. Wang and C. Xu, Modeling and optimization of Q-switched double-clad fiber lasers, Apply Optics, 2006, 45: 2058-2071.
- [3] V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov et al., 3kW Yb fibre lasers with a single-mode output, Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications, 2006, session HPFL- 3.

4 调 Q 光纤激光器脉冲输出特性与声光开

关时间特性的研究

4.1 引言

光纤激光器中常常遇到与固体激光器所不同的特性,如开关时间对输出脉冲的扰动,输出激光脉冲的分叉现象,而这些现象常常由很多研究者报道,本章主要研究了声光开关时间对输出脉冲特性的影响。首先我们回顾一下2004年,Yong Wang等人对声光开关上升沿时间导致输出脉冲分叉进行了一系列分析。指出脉冲分叉的原因是由于由于ASE的扰动了影响了脉冲的形成过程,与声光的上升沿时间及腔内的光子数、反转粒子数有关[1]、[2]。2008年J.P. Feve等人在实验获得了不同的上升沿的声光调Q脉冲,在150ns的上升沿时间的声光开关作用下,得到了良好的脉冲形状[3]。

2006 年 Y. Wang 等人又分析了不同的上升沿时间对输出脉冲的一系列理论 模拟,从理论分析的结果,我们发现在一定范围内可以实现不同宽度的调 Q 脉 冲的输出,如图 4-1 所示,左、右图分别为低功率泵浦和高功率泵浦[4]。基于这 一理论,我们进行了相关的实验。与此同时,在前几章的实验我们也发现不同的 开关时间对输出的调 Q 脉冲的输出特性影响很大,因此,我们对开关时间也进 行了一系列的实验。



图 4-1 输出脉冲宽度与声光开关上沿时间关系(10kHz@实线, 20kHz@虚线)

4.2 声光开关上升沿对输出脉冲特性影响及分析

4.2.1 声光开关上升沿时间的控制实验

由于声光的开关时间的上升沿主要由声波对激光光束的控制时间决定。而这一时间主要是由光束的尺寸决定的。由此我们可以采取控制通过声光晶体的激光 光束大小来实现对声光开关上升沿时间的控制。这样既不需要增加额外的一套声 光器件,也有利于实验结果的可比性。基于这一思想,我们采取几何光学思路, 改变通过声光晶体的准直透镜焦距 f 的来实现,实验装置参照图 3-1.b。利用几 何关系可以推算出通过声光开关的光束直径为 2Nf,其中 N 为双包层光纤纤芯的 数值孔径。由选取的声光开关的上升沿时间速度参数(153ns/mm)可以推算出 时间大小(图 4-2)。



图 4-2 声光开关的上升沿时间控制示意图

在理论上,根据高斯光束的传输 ABCD 矩阵,我们可以知道,由透镜准直

输出经高反镜反射回来的激光再次通过透镜耦合到光纤中的耦合效率是相同的。 这样我们进行了如下的输出脉冲特性的对比。从图 4-3 可以看出,短焦距的准直 透镜具有较短的脉冲输出特性,在低功率下更为明显。



图 4-2 20kHz (左)、50kHz (右)输出脉冲宽度的对比

由于声光晶体通光孔径的限制,更大的焦距没有在实验中应用,同时市场中最小尺寸的普通透镜为 6.3mm,我们没有进行快的声光上升沿时间的调 Q 脉冲实验。在实验中我们也观察到了脉冲分叉现象(图 4-3)。根据国外学者的分析当光纤选择比较长时其脉冲分叉的想象会更加明显,于是我们选取了 10m 的武汉烽火科技的国产光纤,脉冲呈现明显的分叉现象,如图 4-4 所示。示波器上显示其分叉节点随采样不同而左右晃动、上下起伏,进一步实验发现整个节点周期与光纤腔内往返周期相同。





4.2.2 快的声光开关上升沿时间与输出的脉冲形状的分析

1995年Milan Sejka 等人报道了掺饵的环形光纤调Q激光器,发现输出的调Q 脉冲有分叉现象[5]。1996年Philippe Roy等人分析了调Q掺饵光纤激光器的输出 脉冲。指出在短的声光调Q上升沿调制下,将会产生分叉脉冲的现象[6]。2004

年Yong Wang等人通过建立传输模式的激光速率方程组理论分析发现,当调Q开关的上升沿时间比光纤整个腔的往返时间可比的条件下,腔内的暂态扰动及光子数扰动将导致了输出的脉冲出现分叉。另一方面也解释为何在传统的短腔结构的固体激光器内并没有观察到[7][8]。

我们根据公式 3.1-3.3, 给出 2.5m 长的光纤激光器在上升沿时间 50ns 时的输出调 Q 脉冲的特点。图 4-5 为低功率泵浦下输出的脉冲的毛刺现象,可以发现这些毛刺与第三章阐述的锁模脉冲有些类似,因此也被解释为产生"锁模"现象原因。



图 4-5 理论模拟的 10m 光纤输出的分叉脉冲(低泵浦功率)



图 4-6 模拟的输出的分叉脉冲

图 4-6 则给出了高的功率泵浦下输出时脉冲出现分离的叉脉冲结构,而这些 对于主动调 Q 的光纤激光器的有些场合的应用是不利的。因此为了保证输出脉 冲的完整性,选取一定的 Q 开关的上升沿时间是必须的[3]。

4.3 声光开关的时间门大小对输出脉冲的影响

在采用 6.3mm 的准直透镜,我们对声光开关时间和脉冲输出的影响进行了 测试。当调节脉冲信号发生器的脉冲宽度时,声光开关的时间宽度也随之改变。 实验采用示波器监测输出脉冲,发现重复频率越高,需要的脉冲建立时间越长, 所需要的声光开关时间也越长,时间宽度可达 9-10us 左右。固定脉冲信号发生 器的脉冲的调制频率,当减少声光开关时间时 T,输出激光脉冲的逐步出现:稳 定的完整重复频率区域(T>T1)-稳定的半重复频率脉冲(T1>T>T2)-不稳定区 -稳定的完整重复频率脉冲区域(T<T3)。图 4-7 给出了 4.6W 泵浦功率下,不同的 AOM 调制频率下,输出脉冲的重复频率图。而图 4-8 则给出了 100kHz 的调制 频率下,输出的光脉冲与泵浦功率依赖关系。可以看出声光开关时间 T1、T2 实 际上分别为常规的调 Q 脉冲及半重频率的调 Q 脉冲的建立时间。

为了描述这种光脉冲的重复频率为调制 AOM 重复频率的一半的现象,我们随即进行了如下的对比测试方法。正常情况下(T>T1)获得完整的调 Q 脉冲的输出特性及声光开关时间与获得的半重复频率的脉冲情况下的对比。图 4-9 给出了在输出相同的光脉冲重复频率下,两种不同调 Q 的脉冲建立时间(声光开关时间)。而图 4-10 给出了输出相同的光脉冲重复频率下,两种不同方式输出的调

Q 激光脉冲的脉冲宽度对比。从两个对比的图来看,两种不同调 Q 方式在输出 光脉冲的重复频率一致情况下,所需要的脉冲建立时间一致,获得的脉冲特性基 本一致。



图 4-7 4.6W 泵浦功率下,不同的 AOM 调制频率下输出脉冲的重复频率图



图 4-8 100kHz 的调制频率下,输出的光脉冲与泵浦功率依赖关系



图 4-9 输出相同的光脉冲重复频率下,常规调 Q (黑色)和半重频调 Q (红 色)的脉冲建立时间对比。



图 4-10 输出相同的光脉冲重复频率下,两种不同方式输出的调 Q 激光脉冲的脉冲宽度对比。

由此我们认为,半重复频率调Q基本原理与传统的调Q方式一致,出现的 原因可以解释为这样,在低阈值、长介质的光纤激光器中,调Q脉冲的建立时 间比较长,半重复频率和完整重复频率的调Q脉冲的建立时间相差不是很大, 而缩短的脉冲提取时间,也加大了能量的积累时间。因此缩短声光开关时间,破坏了原有的完整重复频率调 Q 脉冲的形成,当声光开关时间缩短,而使得光纤激光器抑制了一部分调 Q 脉冲产生,呈现周期性丢失输出脉冲,最直接容易的表现就是输出半重复频率的激光脉冲,每一个输出的光脉冲都经过充分的振荡增益输出。为了更好的给出说明,我们给出了调 Q 过程的示意图。图 5-11 为主动调 Q 时在低泵浦功率下的调 Q 脉冲建立过程,这种情况下,上能级积累速度非常缓慢,这样就给产生"半重频"效应提供了一个机会。图 5-12 就给出了一个这样的调 Q 建立过程,由于反转粒子数不是很强,且激光的脉冲建立时间比较长,所以在其中一个短的激光振荡时间内,激光脉冲被抑制了。而这种半重频现象同样也会出现在低功率泵浦下的传统的固体激光器 (Nd: YVO4 主动调 Q),我们实验观察到过。



图 5-12 出现"半重频"时 的调 Q 过程示意图(低功率泵浦时)

4.4 小结

在实验上,研究了声光的开关时间对激光二极管泵浦的调 Q 掺镱光纤激光器的影响。我们通过控制激光通过声光窗口的光束大小来约束声光开关的上升沿时间,以此判断对输出光脉冲的形状的影响。实验发现声光开关的上升沿时间可以对脉冲的宽度在一定程度上调整,而适当的选择声光开关参数可以优化输出脉冲形状。

我们还给出了的声光开关的打开时间对输出脉冲的影响,针对减少激光振荡时间出现的"半重频现象"进行了分析。对比和讨论了输出的单重复频率脉冲和半重复频率脉冲现象。实验结果发现低功率泵浦下,较低的上能级粒子数的光 纤激光器能够产生"半重频"的脉冲序列。

参考文献

- [1] Y. Wang and C. Xu, Why do output pulses split in actively Q-switched fiber lasers, Proc. of SPIE, 2004,5577:186-195.
- [2] Y. Wang and C. Xu. Understanding multipeak phenomena in actively Q-switched fiber lasers, Optics Letters, 2004, 29(10):1060-1063.
- [3] J.P. Feve, J. Morehead, S. Makki, J. Franke, M. Muendel, C. Wang, G. Zhao, Q-switched fiber lasers with controlled pulse shape, Proc. of SPIE, 2008, 6873: 1-8.
- [4] Y. Wang and C. Xu, Modeling and optimization of Q-switched double-clad fiber lasers, Apply Optics, 2006, 45(9): 2058-2071.
- [5] M. Sejka, C.V. Poulsen, et al, High repetition rate Q-switched ring laser in Er-doped fiber, Optical Fiber Technology, 1995,1:167-170.
- [6] P. Roy and D. Pagnoux, Analysis and optimization of a Q-switched Erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator, Optical Fiber Technology, 1996, 2:235-240.
- [7] Y. Wang, A. Martinez-Riosc, H. Po, Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking, Optics Communications, 2003, 224:113-123.
- [8] Y. Wang, C Xu, Switching-induced perturbation and influence on actively Q-switched fiber lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004,40(11):1583-1596.

5 窄脉冲的高重频调 Q 光纤激光器

5.1 引言

近些年来,有关声光调Q的光纤激光器的报道很多,而大多数的光纤激光器 工作在低的重复频率下,由于光纤增益介质比较长,因此高重复频率的脉冲(几 +kHz)建立比较困难,而且脉冲宽度比较宽,大多在几百纳秒甚至微秒量级。 为了获得高重复频率的窄脉冲激光,传统固体的激光器常常将谐振腔缩短[1]。 因此有报道采用几十厘米的光纤[2]或者严格意义讲上的光纤玻璃棒[3-4],短的 光子晶体光纤来获得高重复频率的窄脉冲[5]。而另一方面获得高重复频率窄脉 冲的方法就是提高泵浦光的功率,2004年南安普顿大学的A.Pipe等人在吸收泵 浦功率24W时,获得了低于40ns的10kHz脉冲[6]。

5.2 实验结果及讨论

实验采用如图 5-1 所示的结构,光纤为国产武汉烽火科技公司制作,D 型 600/650 µm 的双包层结构,纤芯 40µm,长度为 1.8m。光纤一端为平面,另一端 研磨成有一定斜角的斜面。在声光调制器的一级衍射方向放置了对激光高反的平 面镜,在零级方向输出,当声光关闭时,光纤激光器处于能量存储状态;当声光 工作在一级衍射时候,零级衍射部分的剩余激光作为输出。功率计选用 Spectra-Physics 407A,示波器 Lecroy WR62XR 测量设备进行探测。根据第四章 所阐述的现象,当激光打开输出的工作时间逐渐缩短,输出的脉冲依次进入一系 列的区域,稳定的完整重复频率区域-不稳定区-稳定的半重复频率脉冲-不稳定区-稳定的完整重复频率脉冲区域。首先我们测量了当开关时间足够长时,获得的 传统调 Q 模式激光脉冲,结果如图 5-2 所示。接着我们针对最后一个区域进行了 深入研究。

实验过程中,我们首先固定声光开关的调制频率,而后调节激光输出的打开时间,根据示波器显示的激光脉冲确定最佳时间。当输出脉冲获得的峰值功率最大[7],且脉冲稳定,此时的开门时间为最佳位置,测量输出脉冲特性。依次采用这种方法,测量不同声光开关调制重复频率,得到如图 5-3 结果。与图 5-2 比较发现,输出脉冲宽度被极大的缩短,也就是说脉冲宽度被压缩了,4.5W 吸收

功率光纤激光器输出 35ns 激光脉冲,单脉冲能量 20µJ,优于以前报道的相同条件下的激光器,且脉冲稳定性比较好(90%),图 5-4、5-5 给出了输出不同重复频率下的脉冲能量及 50kHz 截获的稳定脉冲序列。进一步发现其输出脉冲宽度与调制的重复频率关系并不是很密切,输出脉冲宽度缩短的同时,峰值功率被明显提高,且常见的"锁模"毛刺也被抑制了,从图 5-6 到 5-8 给出了两种脉冲的对比。

我们知道当缩短声光打开时间时,光纤激光器的能量积累时间相应延长了,因而更容易的建立调Q脉冲,虽然脉冲振荡时间(声光开关打开时间)缩短了,但是脉冲的建立时间也被缩短了。当不断减少的建立时间小于不断减少的声光打开时间时候,就能容易的输出稳定的调Q脉冲。



图 5-2 传统意义上的声光调 Q 脉冲宽度与吸收泵浦功率关系




图 5-6 传统调 Q 输出脉冲波形(上)与压缩后输出脉冲(下)对比



图 5-8 给出了两种方式输出的峰值功率与泵浦功率关系

5.3 高重频调 Q 脉冲的产生

根据上述实验,我们发现这种方式更有利于输出高重频激光脉冲,于是我们 采用高重频的信号发生器Angilent 33250A进行了高重频光纤激光器调Q的实验, 针对声光开关时间及输出高重频脉冲进行了测试。实验中的光纤激光器可以稳定的获得高达MHz的脉冲序列。如图5-9给出了获得的1.5MHz重复频率的脉冲序列,脉冲宽度75ns,峰值功率9.4W。图5-10给出激光脉冲重复频率1.5MHz的声光开关时间最佳位置T3与泵浦功率的关系。当声光打开时间高于T3时,输出脉冲出现不稳定情况;反之可以输出稳定的脉冲序列,且随着开关时间减少,输出脉冲峰值幅度也减少。

依照相同的测试方法,图5-10给出了声光开关时间T3、输出脉冲宽度与调整的脉冲重复频率关系(吸收泵浦功率4.5W)。图5-11为T3、输出的脉冲宽度与吸收的泵浦功率关系(脉冲重复频率1.5MHz,脉冲宽度75ns)。

图5-7中的T3随重复频率的变化曲线表现出一个明显的峰值,这里我们给出 了一个合理的解释。当重复频率不同时,调Q脉冲也提取不同的存储能量;而光 脉冲很容易的在低重频调制时建立。进一步的,调制频率增加时,声光打开时间 也随着增加,而调制周期(反比于调制频率)制约了声光打开时间的增加。在这 种情况下,T3应该趋向周期随重复频率变化的时间曲线,也就是说T3随着重复 频率的增加出现下降趋势,因而出现一个峰值。

当锁定调制频率时,从图5-8可以看出T3随着泵浦功率的增加而降低,说明 形成的激光脉冲需要的建立时间缩短;反之,增大声光打开时间则会导致输出巨 脉冲,而下一个周期没有足够的时间去完成能量的积累,因此输出脉冲的状态不 稳定。

从两个图的输出脉冲宽度,实验还发现一个与传统的调Q脉冲规律不同 [2-6][8][9]的现象,激光脉冲宽度随着泵浦功率及重复频率的变化只有很小的变 化,而传统常见的光纤调Q脉冲随着重复频率的增加迅速加宽。也就是说当调制 重复频率100kHz-1.5MHz,输出的脉冲只会出现强度上的变化,而脉冲宽度基本 不变。图5-9给出了不同重复频率(100kHz、1.5MHz)下输出脉冲的峰值功率。 出现这种现象的原因,是因为缓慢的低的上能级粒子数积累速度导致了上能级粒 子数在高重频率下的差异很小,因此输出脉冲宽度上差异很小。



图5-10 输出脉冲与声光开关的打开时间及吸收的泵浦功率的关系



图5-11 声光开关打开时间T3和输出光脉冲随重复频率的关系



图5-12 声光打开时间T3和输出光脉冲随吸收泵浦功率的关系



5.4 进一步的实验和理论分析

5.4.1 后向泵浦的高重频光纤激光器

根据相同的实验方法,我们在后向泵浦的调Q光纤激光器(图3-1.b)同样也获得重复频率在50kHz-500kHz可调的高重频脉冲。光纤激光器连续输出及平均输出功率见图5-14。其中50kHz缺失的数据是因为采用的信号发生器不够输出窄的信号触发信号。输出脉冲宽度及相应的声光开关的打开时间T3与泵浦功率、重复频率关系对应见图5-15、5-16、5-17、5-18所示。图5-18中的T3与重复频率的关系曲线也出现了一个相同的峰值。



图 5-14 输出的激光功率与泵浦功率关系



图 5-15 输出的激光脉冲功率与泵浦功率关系



图 5-16 输出激光脉冲宽度,峰值功率与脉冲重复频率关系



图 5-17 不同脉冲重复频率下的声光开关的打开时间与泵浦功率的关系



图 5-18 声光开关时间与重复频率的关系

5.4.2 理论分析和讨论

由调Q激光器脉冲的建立时间入手进行分析各个状态脉冲的建立情况。[10]

 $T_b \approx \frac{25\tau_r}{(\frac{n_i}{n_{th}} - 1)(\ln\frac{1}{R_1R_2} + \alpha)}$

(5-1),

公式中τ_r是激光谐振腔的往返周期; *n_i、n_{th}分别为Q*开关打开时的上能级初 始反转粒子数和激光器阈值时的反转粒子数。*n_i*可进一步的表示如下 [11]:

$$n_i = n_{\infty} - (n_{\infty} - n_f) \exp[-\frac{1}{f\tau}]$$
(5-2),

n_f是最终的反转粒子数密度; f 是脉冲的重复频率; τ表示上能级粒子数的寿命, n_∞是当连续泵浦时间达到上能级寿命时的反转粒子数密度。根据文献[8]的数值计算,反转粒子数远远低于总的粒子数n_{tot}。n_∞可以很好的近似表示为[11]:

$$n_{\infty} = \frac{\sigma_{ap} \tau P_{in} T_p T_l}{h v_p A_{eff}} n_{tot}$$
(5-3),

 σ_{ap} 是光纤对泵浦光 v_p 的吸收截面; T_p 、 T_l 分别光纤为泵浦光的模场耦合效率和激光的模场耦合效率的转化效率; P_{in} 为耦合到光纤中的泵浦光功率, A_{eff} 是光纤的有效模式截面。

由简单的双能级激光速率方程,可以得到n_u:

$$n_{th} = \frac{\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + \alpha}{2\sigma_{es}L}$$

(5-4),

 R_1 、 R_2 分别代表高反镜HR的反射率和输出端的Fresnel端面反射; a和 L分别 代表腔内的损耗和光纤激光器的光学长度。对于很长的Q开关打开时间,储存在 光纤上能级粒子数的能量几乎被彻底的提取,这种情况是一个常规的Q脉冲模式 运转。这种典型的调Q脉冲建立时间我们这里用 T_1 表示。因此 $n_f = 0$ 时, T_1 可以 由下面公式表示:

$$T_{1} \approx \frac{25\tau_{r}}{2\sigma_{es}Ln_{\infty}[1 - \exp(-\frac{1}{f\tau})] - \ln(\frac{1}{R_{1}R_{2}}) - \alpha}$$
(5-5)

考虑到声光开关的衍射损耗及准直透镜的耦合损耗,R1取值0.44。其它的参数在表5-1列出。理论模拟的建立时间*T_n*在图5-19表示,泵浦功率3.5W。明显看出随着调制频率增加*T_n*值增长很快。最终光纤激光器由于自身的腔长很长,不能提供更高重复频率(>100kHz)的脉冲输出。

当声光开关的打开时间缩短时,储存在光纤中的能量不能被充分的释放。但 是因为延长的能量积累时间导致上能级积累的粒子数比较多,因而激光能很快建 立一个调Q脉冲,虽然振荡时间很短,但是当声光关断时,足够输出一个脉冲。 因此,讨论初调Q脉冲的形成很有必要。每个周期内声光开关关闭时的最终的反 转粒子数密度n_f是非常重要的,它由声光开关的关闭时间和光纤激光器本身决 定。这里我们当声光开关位于最佳的开关时间时候有n_f = m_h,r是比例系数。为 了便于分析我们给出了传统及脉冲压缩式的调Q运转模式对比如图5-19。传统的 调Q运转方式下,上能级粒子数的能量积累比较迅速,同时激光振荡时间足够长, 因此能量被极大的提取。而在这里我们分析的调Q模式是这样一种情况,上能级 的能量积累缓慢,需要长的积累时间,激光振荡时间比较短,能量未被完全提走, 同时节约了下一周期的上能级积累时间。因此有一个最佳的临界点就是我们结束 提取能量的时刻时,还有一部分阈值附近的粒子数剩余,因此我们n_f取值在阈 值附近。此时理论计算脉冲的建立时间T₃可以表示为

$$T_{3} \approx \frac{25t_{r}}{2\sigma_{es}L[n_{\infty} - (n_{\infty} - rn_{th})\exp(-\frac{1}{f\tau})] - \ln(\frac{1}{R_{1}R_{2}}) - \alpha}$$
(5-6)

 T_3 与输出脉冲重复频率的关系曲线见图5-19所示。图中也给出了另外一条曲 线就是声光开关的最大的极限打开时间 T_p 受重复频率f的制约($T_p = 1/f$)。也 就是说当重复频率增加时,实际的 T_3 不能按照公式(5-6)表示随之增加,而应 该受 T_p 的制约,趋近 T_p 的曲线。因此声光打开时间随着重复频率的增加会产生 一个峰值。图5-20给出了*T*₃、*T_p*随着输出调Q脉冲的重复频率变化的曲线。曲线可以看出,*T_p*的大小限制了实际上的声光开关时间*T*₃的增加,因而在输出高重复频率激光脉冲时,低功率泵浦下,声光开关打开时间趋近*T_p*曲线,而泵浦功率很大时,开关的打开时间表现为曲线*T*₃。图5-21给出这种情况的曲线(500kHz)。由此可以得出,我们理论分析的结果与实验结果比较相符。进一步,我们分析了输出的激光脉冲的宽度T

$$T = \frac{n_i - rn_{th}}{n_i - n_{th} [1 + \ln(n_i / n_{th})]}$$
(5-7)

图5-22给出了脉冲宽度与重复频率的关系(7W泵浦功率)。7W泵浦功率下, 实际的声光开关打开时间遵从公式(5-6)中T3的理论计算结果。可以看出随着 重复频率的升高,输出的激光脉冲脉宽并不是迅速的增加,而是逐渐趋于平稳, 理论结果很好的解释了实验结果。



图 5-19.a 传统的高功率泵浦下的主动调 Q 的建立过程。



图 5-19.b 脉冲压缩式的调 Q 模式。

Tp	0.04
R2	0.04
τr	2.63ns
L	4m
a	0.05
η	0.85
	Tp R2 τr L a η



图 5-20 理论计算的建立时间和脉冲重复频率的关系



图 5-21 理论计算的声光开关时间与泵浦功率关系(500 kHz)



图 5-22 输出的光脉冲宽度与重复频率关系(泵浦功率 7W)

5.5 小结

本章我们基于传统的声光调Q方式,提出了一种通过改变声光开关的打开时间在光纤激光器中来获得高重频、窄脉宽的激光。实验获得重复频率高达MHz, 而脉冲宽度在几十纳秒左右,在50kHz下输出的脉冲能量20µJ,脉冲宽度35ns, 比以往报道的相同情况下获得的脉冲要窄。

实验发现,这种调Q模式,需要不时校正声光开关时间,以稳定输出,但是 输出脉冲特性随着脉冲重复频率的增加,变化比较小,也就是说只是输出脉冲的 峰值随着重复频率发生改变。这些规律与寻常的调Q脉冲大不相同,为此,我们 从分析调Q脉冲的建立时间入手,理论模拟声光开关的打开时间及输出的脉冲宽 度,分析结果与实验结果基本一致,很好的解释了这种调Q脉冲的机理。

参考文献

- Y. Wang, M. Gong and H. Zhang, 2 ns pulse width high repetition rate short cavity acousto-optically Q-switched Nd:YVO4 laser, 2007, Electronics Letters, 43(7):394-396.
- [2] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. Koningstein, and J. R. Sipson, High power Q-switched Erbium doped fiber laser, IEEE J. Quantum Electronics, 1992, 28(1):371-377.
- [3] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, and D. N. Payne, "Short-pulse, high-power Q-switched fiber laser," IEEE Photonics Technology Letters 1993, 4(6):545-547.
- [4] Y. Kaneda, Y. Hu, C. spiegelberg, J. Geng, S. Jiang, Single-frequency, all-fiber Q-switched laser at 1550-nm, presented at OSA Topical Meeting on Advanced Solid-state Photonics, 2004.
- [5] L. Michaille, D. M. Taylor, Charlotte R. Bennett, T. J. Shepherd, and B. G. Ward, Characteristics of a Q-switched multicore photonic crystal fiber laser with a very large mode field area, Optics Letters, 2008, 33(1): 71-73.
- [6] A. Piper, A. Malinowski, K. Furusawa and D. J. Richardson, High-power, high-brightness, mJ Q-switched ytterbium-doped fiber laser, Electronics Letters, 2004,40(15): 928-929.
- [7] Y. Wang, A. Martinez-Rios and H. Po, Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking, Optics Communication, 2003, 224: 113-123.
- [8] D. Zalvidea, N. A.Russo, R. Duchowicz, M. Delgado-pinar, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, High-repetition rate acousto-induced Q-switched all-fiber laser, Optics Communication, 2005, 244: 315-319.
- [9] H.H. Kee, G.P. Lees and T.P. Newson, Narrow linewidth CW and Q-switched erbium-doped fibre loop laser, Electron. Lett. 1998, 34:1318-1319.
- [10] Siegman, Lasers, Chapter 26, University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
- [11] W. Koechner, Solid-state Lsser Engineering, Chapter 8, Berlin, Germany, 1999.

6 中红外光纤激光器的研究

6.1 研究背景

中红外光纤激光器(波长处在2-5µm之间)的输出功率在不断增长,从而使 得其应用领域更加广阔,已经引起了各个国家的广泛关注。波长处在2-3微米的 中红外光纤激光器在激光显微(laser microsurgery)手术等领域具有广阔的应用 前景。因为水对2.7-3µm光谱区的光吸收较强,所以该波长的中红外激光器在医 学手术上具有重要的应用价值。目前,随着光纤制造技术、激光器的泵浦技术以 及泵浦源的不断发展,中红外光纤激光技术特别是2µm附近的掺铥光纤激光器日 趋成熟。

工作在1.9-2.1微米波段的掺铥光纤激光器有望使激光器进入人眼视力无害级别,而且在工业和军事定向能应用方面具备超过1激光器的潜在优势。2µm激光 作为光参量产生中红外(3-5微米)的泵浦源一直是国内外研究热点,因为其在 军事战略上具有重要意义。

大气中的二氧化碳、水蒸气、臭氧等对各种波长的红外线有着不同程度的吸收。有些波段的红外线被吸收得多,不易透过大气传播;有些被吸收得少,容易透过大气。这些能透过或能较多透过大气的红外波段称"大气窗口",红外线有三个大气窗口:0.76-2.5µm、3-5µm、8-14µm。战争中主要军事目标辐射的红外线大都在窗口内:导弹辐射的红外线波段是 l-3µm,处于第一窗口;喷气飞机辐射的红外线波段是 3-4µm,坦克发动机辐射的红外线约 5µm,均位于第二窗口;装备、工厂、人员等地面和水上目标辐射 8-14µm 的红外线,处在第三窗口。故第一窗口的红外装置可用于侦察导弹,第二窗口可用于制导、侦察和跟踪;第三窗口可用于观察地面和水上的一般军事目标。除吸收效应外,红外线在大气中传播时,还会被尘埃、雾滴等散射,在传播方向上不断衰减。散射效应对近红外线影响较大,对中、远红外影响较小,故中远红外线适于全天候和远距离的传输。

本课题的开展主要是基于 3-5µm 的中红外固体激光器的 2µm 泵浦源技术的 探索和研究。

6.2 掺铥光纤的特性

石英光纤中铥原子的两个主要泵浦带位于0.8µm和1.6µm,见图6-1所示。因为

高功率1.6μm的激光器二极管技术不够成熟,此波段的泵浦通常利用Er、Yb共掺的光纤激光器来实现,因此系统的整体光学效率受到Er: Yb激光器的效率制约。 相反,由于铥和钕掺杂晶体泵浦的大量市场需求,0.8μm的二极管工艺和技术相 当成熟。

Tm能级示意图如图6-2所示,790nm的泵浦光可以将基态Tm离子泵浦到³H₄, 然后通过非辐射驰豫到³F₄, ${}^{3}F_{4}\rightarrow {}^{3}H_{6}$ 的辐射跃迁产生2 μ m激光,相当于一个准三能级激光系统。

在高掺杂铥的介质中,因为离子之间距离较近,激发态离子在驰豫过程中把 能量转移给临近的基态离子,使得基态离子被激励,如图6-2所示。一个泵浦光 子被吸收,原则上可以产生两个激光光子(³H₄+³H₆→³F₄+³F₄),从而使得激 光器的量子效率得以提高[1]。因此交叉驰豫的速率与离子的掺杂浓度有关,但 并非浓度越高越好。因此掺Tm光纤激光器可以通过适当地增加掺铥离子浓度来 获得较高的量子效率,0.8μm泵浦产生效率为60-65%[2]。

目前掺 Tm 光纤激光器也有采用同带泵浦的方法,采用 1.5µm 附近泵浦到 ³F₄ [3][4],另外也有用 Nd:YAG 激光器输出的 1.064µm 或者 1.319µm 激光泵浦 ³H₅ 能级,这样可以提高输出效率(能量转换)[5]。理论证明采用带内泵浦的效率 最高[5],因为 Stokes 效率较高。然而,实际上,所获得的高功率 2µm 激光输出 大多是通过二极管激光器泵浦得到的,这是因为 AlGaAs 激光二极管的产品工艺 颇为成熟,成本也在逐年降低。因此采用 790nm 激光二极管泵浦是掺铥光纤激 光器系统中最成熟的。

由于基态³H₆的Stark分裂很厉害,因此³F₄到³H₆的跃迁有一个很宽的发射谱线。 石英光纤中Tm离子的发光谱线如图6-4所示[6]。可以看出Tm光纤的荧光谱线宽 度很宽400nm,因此掺Tm的光纤激光器可以在很宽的波长范围调谐。

截至目前为止,采用掺铥光纤能够得到2µm中红外激光的输出功率不断攀升 (图6-5),最近报道也己接近800瓦[2],IPG公司已经报道了500W的两微米全光 纤激光器,但是目前这些高功率的2微米的激光产品对我国禁运。因此研制国产 的高功率两微米掺铥光纤激光器势在必行。



图6-2 铥离子能级及之间的交叉驰豫示意图



图6-31.5µm及1µm激光泵浦的掺铥能级图



图6-4 石英光纤中Tm离子的荧光谱线



图 6-5 高功率光纤激光器近几年来的研究进展

6.3 实验结果及分析

实验掺铥光纤采用武汉烽火科技集团公司的双包层光纤,纤芯直径 25 微米, 纤芯数值孔径为 0.08,内包层为 D 型结构,尺寸为 400 微米。泵浦源采用了两 个美国阿波罗公司生产的百瓦激光二极管阵列,中心波长 790nm 附近。利用自 行设计的非球面透镜组合将泵浦光聚焦耦合进掺铥的双包层光纤内包层,耦合效 率 65%左右。整个实验装置采用双向泵浦结构,如图 6-6 所示。光纤两端设计了 V 形槽金属夹具及底部水冷装置。 一双色镜对泵浦光高透,对 2 微米激光高反 作为谐振腔镜,紧靠一光纤端面。利用另一端光纤的端面菲涅尔反射作为反馈。 45 度双色镜将激光反射到腔外去。

实验的功率测量采用 Coherent Fieldmate 的功率计, 探头型号为 PM300F-50; 2μm 激光的光谱测量采用北京卓立汉光仪器有限公司的光谱仪, 型号 Omni-λ 500, 分辨率为 0.2nm; 探测器为 InAs 探测器, 可探测范围为 1-3.5 微米; 数据 采集系统为 DSC103。光谱仪外形如图 6-7 所示, 参数如表 6-1 所示。



中科院上海光机所研究生毕业论文/2009年

图 6-6 双向泵浦的掺铥双包层光纤激光器





SPECIFICATIONS			
PARAMETER	VALUE	UNITS	
Focal length	500	mm	
Aperture ratio	f/6.5		
Mechanical scanning range	0 to 1200	nm	
Resolution	0.05	nm	
Grating mount	Interchangeable triple grating turret		
Grating size	68 x68	mm^2	
Dispersion	1.7	nm / mm	
Wavelength accuracy	0.2	nm	
Repeatability	0.1	nm	
Drive step size	0.005	nm	
Focal plane size	25 (w) x 14(h)	mm^2	
Standard slits	0.01 - 3, continuously adjustable	mm	
Slit height	14	mm	
Optical axis height	134	mm	
Size	550 (l) x 288 (w) x 195 (h)	mm³	
Weight	22	kg	

表 6-1. 光谱仪参数

图 6-8 给出了激光二极管输出的光谱图,实验首先选用了长度为 8 米的双包 层光纤进行测试,输出功率如图 6-9 所示,随后将光纤截断,进行了 3.5m、4.5m 长的测试。整个实验结果发现 3.5m 输出激光的效率最高,在将近 130W 泵浦功 率下获得 55W 激光输出,斜效率 45.8%。进一步通过光谱分析发现光纤长度的 增加会引起输出的波长红移,这是因为基态的再吸收增加引起的(图 6-10)[6], 也就说对于短波长激光,基态吸收比较强,而长波方向输出比较弱,因而长波更 容易增益振荡输出;而对于同一根光纤,随着泵浦功率的提升,其输出波长也向 长波方向移动(图 6-11),在低泵浦水平下,激光器输出的线宽比较窄,随着泵 浦水平的提高,激光器变成多纵模运行,而且在高功率状态下,有明显的线宽加 宽。这是由于泵浦功率增加,光纤掺杂区温度随之升高,进而加剧 Tm 离子的 Strark 能级分裂,而改变了能级之间的粒子数的波尔兹曼分布,使得输出的激光 光谱出现红移。





图 6-11 3.5m 长的光纤激光器在不同输出功率时的光谱

6.4 小结

我们采用半导体激光器 (LD) 作为泵浦源,研究了掺 Tm³⁺硅基短光纤激光器的 2μm 连续激光的输出特性。实验结果直接证明掺铥光纤激光器在输出高功率的 2μm 的激光具有很大的优势。采用 3.5m 长的双包层光纤输出高于 50W 的激光。

但是掺铥光纤激光器输出的光谱随着输出功率增加而明显加宽。这一切对于 高功率的掺铥光纤激光器直接作为 3-5µm 的中红外固体激光器的泵浦源是不利 的,因为采用的是光参量振荡技术,需要窄线宽、稳定的波长、偏振、高重频脉 冲的泵浦源等。因此需要或者更改掺铥光纤系统来进一步的满足光参量的中红外 固体激光器的泵浦源技术要求。

实验由于激光二极管输出的模式质量比较差,因此耦合入纤功率比较低,因 此有必要改进光学耦合透镜的设计。另外,因为 Tm³⁺光纤激光器是准三能级系 统,其基态能级分裂为多个 Stark 能级,所以 Tm³⁺光纤激光器的运行受温度的影 响较大。而实验冷却系统采用的是单面冷却,冷却长度比较短(几个厘米),冷却 装置也需要进一步改进。

参考文献

- [1] R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Tropper and D.C. Hanna, Continuous-wave oscillation of Tm-doped fluorozirconate fibre laser at around 1.47m, 1.9 and 2.3 when pumped at 790nm, Opt. Commun.1991, 82: 563-570.
- [2] S. Agger, J.H. Povlsen and P. Varming, Single-frequency thulium-doped distributed-feedback fiber laser, Optics Letters, 2004,29(13): 1503-1505.
- [3] D. Creeden, Peter A. Ketteridge, Peter A. Budni et al, Mid-infrared ZnGeP2 parametric oscillator directly pumped by a pulsed 2µm Tm-doped fiber laser, Opt. Lett.,2008,33(4):315-317.
- [4] M. Meleshkevich, N. Platonov, D. Gapontsev, A. Drozhzhin, et al, 415W Single-Mode CW Thulium Fiber Laser in all-fiber format, CLEOE-IQEC(Europe),2007,1-1.
- [5] S.D. Jackson, T.A. King, Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers, J. Lightwave Technol., 1999, 17(5): 948-956.
- [6] S. Christensen, G. Frith, and B. Samson, Developments in Thulium-doped fiber lasers offer higher powers, SPIE, 2008.
- [7] G. Frith, D.G. Lancaster and S.D. Jackson, 85W Tm-doped silica fibre laser, Electronics Letters, 2005,41(12).

7 总结

纳秒级光纤振荡器的研究是目前光纤激光领域中的研究方向之一。调Q的光 纤振荡器在体积、重量、效率、结构等方面比其他固体激光器以及 MOPA 系统具 有明显的优势,在工业加工、科研、军事等领域已展现巨大的应用前景,声光调 Q的掺 Yb 双包层脉冲光纤激光器是一种简单高效的脉冲光纤激光器,本文对基 于掺镱的石英光纤激光器的声光调 Q 振荡器进行了理论和实验研究,针对其面 临的自身的问题,长脉冲、低重频、脉冲分叉等,主要取得了以下几方面的成果:

- 对不同的腔型结构的调Q光纤激光器(前向泵浦、后向泵浦)输出脉冲特 性进行了研究,发现后向泵浦的调Q方式更为有利,输出稳定性好,效率 高,激光斜效率达到60%。根据激光功率传输方程和线性腔的掺Yb双包 层光纤激光器器的物理模型,采用有限差分法对输出脉冲的特性进行了计 算模拟,结果发表于物理学报。
- 2) 实验研究了声光开关的打开时间、上升沿时间对输出脉冲的影响,与国外报道相比,改变上升沿时间可以在一定程度上对改变脉冲的宽度。并研究 了调Q光纤激光器出现的"半重频"形成的机理。同时指出采用合适的开 关时间可以实现输出比较好的脉冲波形,并给出了理论分析脉冲分叉的结果。该结果发表于中国光学快报。
- 3)利用简单的声光开关时间的可控性,通过声光开关作为分束器,发现了声光调Q光纤激光器的一种高重频,窄脉冲运转的调Q方式,优于之前报道的相同条件下获得的调Q脉冲宽度。结果发表在Opt.Lett。通过这种方式成功实现重复频率高达1.5MHz,脉冲宽度几十纳秒的调Q脉冲。实验发现,该调Q方式下的光纤激光器脉冲输出随着重复频率的升高,宽度基本不发生改变,突破了常规的激光调Q规律。该结果发表于IEEE Photon.Technol.Lett.。为进一步从理论分析这种调Q机理,利用脉冲建立时间进行了一系列的分析。该结果发表于 Opt.Commun.。
- 4) 实验研究了基于国产的掺铥双包层光纤的 2µm 高功率连续激光输出,比较 了不同长度的光纤输出功率,获得高于 50W 的两微米的中红外激光。实验 结果为下一步 3-5µm 的中红外激光光参量振荡器的光纤激光器泵浦源技术 方案提供了可靠的技术支持。

赵宏明攻读博士学位期间发表的论文目录

- 1. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun Zhou, et al., Stable pulse-compressed acousto-optic Q-switched fiber laser. **Optics Letters**, 2007, 32(19):2774-2776.
- 2. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun zhou, et al., High-repetition-rate, MHz, Acousto-optic Q-switched fiber laser, **IEEE Photonics Technology Letters**, 2008, 20(12), 1009-1011.
- 3. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun Zhou, et al.. A study of Q-switched double-clad ytterbium-doped fiber laser with amplifying effect. **Optics Communications**, 2008, 281(9):2552-2556.
- 4. *赵宏明*、楼祺洪、周军,董景星,魏运荣,王之江,不同腔结构下的声光调 Q 双包层光纤激光器特性研究,**物理学报**,57(6):3525-3530。
- 5. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun zhou, et al., An acousto-optic Q-switched fiber laser using China-made double-cladding fiber, Chinese Optics Letters, 2007,5(9):522-523.
- 6. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun zhou, et al., The characteristic of pulsed fiber laser induced by switching time, **Chinese Optics Letters**, Accepted.
- 7. *Hongming Zhao*, Qihong Lou, Jun zhou, etc., "High-repetition-rate acousto-optic Q-switched double-clad fiber laser", 2007, Proceedings of SPIE(Beijing), 6823, 68230Z.
- 8. *赵宏明*,楼祺洪,周军,等,调Q双包层光纤激光器研究新进展,激光与光 电子学进展,2006,43(9):42-46。
- 9. 楼祺洪、**赵宏明**、周军、董景星、魏运荣, 声光调 Q 光纤激光器的窄脉冲输出, 激光与光电子学进展, 2008, 45(2):6。
- Qihong Lou, Jun Zhou, Bing He and *Hongming Zhao*, Fiber Lasers and Their Coherent Beam Combination, **Optics & Photonics News (OPN)**, May, 2008, 47-51.
- 11. Guohua Wu, Qihong Lou, Jun Zhou, Hong Guo, *Hongming Zhao*, Zhijun Yuan, Beam conditions for radiation generated by an electromagnetic J0-correlated Schell-model source, **Optics Letters**, 2008,33(22):2677-2679.
- 12. Fangpei Zhang, Qihong Lou, Jun Zhou, *Hongming Zhao*, et al., 7.3-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier with China-made double-clad fiber. **Chinese Optics Letters**, 2007, 5(6):322-324
- 13. Fangpei Zhang, Qihong Lou, Jun Zhou, *Hongming Zhao*, et al., Impacts of seed power on amplification performance in pulse fiber amplifier. Chinese Optics Letters, 2008, 6(1):19-21.

- 14. Fangpei Zhang, Qihong Lou, Jun Zhou, *Hongming Zhao*, et al., Characteristics of narrow-linewidth master-oscillator fiber power amplifier system. **Proceedings** of **SPIE**, 2007, 6823:68231F.
- 15. 张芳沛, 楼祺洪, 董景星, 周军, **赵宏明**, 何兵, 魏运荣, 朱健强, 王之江. 355 nm 脉冲激光诱导等离子体开关削波研究, 中国激光, 2007, 34(6):759-764
- Fangpei Zhang, Qihong Lou, Jingxing Dong, *Hongming Zhao*, Jun Zhou, Bing He, Yunrong Wei, Zhijiang Wang. Generation of 1.5~12 ns width-tunable 532 nm pulses by adopting laser-induced plasma shutter technique, **Optik** (Accepted).
- Fangpei Zhang, Qihong Lou, Jun Zhou, *Hongming Zhao*, Songtao Du, Jingxing Dong, Yunrong Wei, Libo Li, Bing He, Jinyan Li, Zhijiang Wang. Characteristics of pulsed fiber amplified with China-made LMA fiber and (6+1)×1 multimode combiner, **Optik**, (Accepted).
- 18. Zhijun Yuan, Qihong Lou, Jun Zhou, Jingxing Dong, Yunrong Wei, Zhijiang Wang, *Hongming Zhao*, Guohua Wu, Numerical and experimental analysis on green laser crystallization of amorphous silicon thin films, **Optics and Laser Technology**, (Accepted).
- 周军, 楼祺洪, 朱健强, 何兵, 董景星, 魏运荣, 张芳沛, 李进延, 李诗愈, 赵 宏明, 王之江. 采用国产大模场面积双包层光纤的 714W 连续光纤激光器. 光学学报, 2006, 26 (7):1119-1120。
- 20. 楼祺洪, **赵宏明**,周军,董景星,魏运荣,陈慧挺,脉宽可调的声光调Q 双包层光纤激光器,发明专利,专利号:200610027500.X,(已授权)。
- 21. 楼祺洪, **赵宏明**,周军,董景星,魏运荣,简单高效可调谐的调Q双包层 光纤激光器,**发明专利**,专利申请号:200610028426.3。
- 22. 楼祺洪, **赵宏明**,周军,董景星,魏运荣,稳定的高重复频率声光调Q光 纤激光器,**发明专利**,专利申请号: 200710043930.5。
- 23. 周军, **赵宏明**, 楼祺洪, 董景星, 魏运荣, 泵浦源激光二极管的保护隔离装置, **发明专利**, 专利申请号: 200810032710.7。
- 24. 楼祺洪,苏宙平,董景星,周 军,魏运荣,吴国华, **赵宏明**,李立波,多 反馈外腔激光二极管阵列,**发明专利**,专利申请号: 200610118574.4。
- 25. 楼祺洪, 袁志军, 周 军, 董景星, 魏运荣, **赵宏明**, 晶粒尺寸可控的多晶 硅薄膜制备及检测装置, **发明专利**, 专利申请号: 200810033938.8。
- 26. 楼祺洪, **赵宏明**,周军,董景星,魏运荣,陈慧挺,脉宽可调的声光调Q 双包层光纤激光器,新型专利,专利申请号:200620042598.1。
- 27. 楼祺洪, **赵宏明**,周军,董景星,魏运荣,简单高效可调谐的调Q双包层 光纤激光器,**新型专利**,专利申请号:200620043462.2。
- 28. 楼祺洪,苏宙平,董景星,周军,魏运荣,吴国华, **赵宏明**,李立波,多 反馈外腔激光二极管阵列,**新型专利**,专利申请号:200620048020.7。

赵宏明个人简历

1997.9~2001.7	山东大学	理学学士
2001.9~2004.7	山东大学	工学硕士
2004.8~2005.10	中国工程物理研究院	助理研究员
2006.3~2009.1	中国科学院上海光学精密机械研究所	工学博士

致 谢

光阴似箭,回顾三年来的博士求学生涯,是在楼祺洪研究员的悉心指导下完成的。楼老师严谨的治学态度、敏锐的洞察力、渊博的学识、乐观豁达的生活态度深深的影响着我,将使我受益终身。我的博士课题处处都凝聚着楼老师的心血,我的点滴进步离不开楼老师的殷殷教诲,在我的博士论文完成之际,向楼老师表示衷心的感谢!

同时也由衷的感谢周军研究员在三年来在对我学习和工作上的贴心指导和 帮助。周军研究员忘我的工作作风、不断创新的科研精神、孜孜以求的科研态度、 严以律己,平易待人,一直是我永远学习的榜样。

感谢本课题组的董景星老师和魏运荣老师在工作上的帮助和生活上的关怀! 董景星老师丰富的专业领域的研阅历和熟练的实验技巧及魏运荣老师精密的机 械加工,娴熟的制作技巧确保了科研工作中实验的有效和顺利如期进行,让我受 益匪浅。

感谢课题组何兵博士、漆云凤博士、杜松涛老师、薛东博士在学术问题解惑、 知识领域拓展、实验工作和生活上的帮助,同时要感谢课题组吴国华博士、袁志 军博士、王炜博士、刘侠博士、刘驰博士、薛宇豪博士、李震硕士的帮助。

感谢已经毕业的孔令峰博士、李红霞博士、朱洪涛博士、陈慧挺博士、李立 波博士、张芳沛博士、苏宙平博士、张寿棋硕士、蔡虹硕士的热心关心和帮助。

感谢先进激光实验室胡企铨老师、陈卫标老师、余婷博士及信息光学实验室 的方祖捷老师在学术研究、实验方面给予的解惑和指导!

感谢人教处和研究生部全体老师及所有的同学朋友对我学习和生活上的关 心和帮助!

感谢父母对我一直以来的牵挂、默默的支持,千言万语无法表达他们对我的 养育之恩;感谢我的爱人姜金利女士,并对我的学业选择、科研工作的理解和支 持,生活上的无私照顾,求学三年,却未能尽到我之责任,对此向他们表示深深 的歉意。