

密级:___



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

博士学位论文

超短脉冲光纤激光技术研究

作者姓名: 王兆坤

指导教师: 周军 研究员

中国科学院上海光学精密机械研究所

学位类别: 工学博士

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

2016 年 5 月

Research on ultrashort pulse fiber laser technology

By

Zhaokun Wang

**A Dissertation Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Optical Engineering**

**Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese
Academy of Sciences**

May, 2016

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士学位论文

论文题目 超短脉冲光纤激光技术研究

专 业 光学工程

研究生姓名 王兆坤

导师姓名 周军

研究生入学时间 2011.09

2015 年 5 月

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科研成果。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工作所做的任何贡献，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：王兆坤

签字日期：2016年5月27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：王兆坤

签字日期：2016年5月27日

指导教师签名：周子

签字日期：2016年5月23日

学位论文作者毕业去向：

就业

工作单位：中国计量大学

电话：1821809494

通信地址：浙江省杭州市下沙高教园区

邮编：310018

电子邮件地址：847582790@qq.com

超短脉冲光纤激光技术研究

王兆坤

导师：周军

摘 要

超短脉冲激光具有窄脉冲宽度、高峰值功率等优点，被广泛的应用到微机械加工、国防军事、生物医学诊断等多个领域。目前，获得超短脉冲的方法主要包括调 Q 技术以及锁模技术，其中，被动光纤锁模技术是实现小型化超短脉冲激光输出的有效技术手段。本文对基于等效可饱和吸收体以及 SESAM 的 $1\mu\text{m}$ 波段的被动锁模光纤激光器进行了详细研究，并在此基础上利用增加长腔长以及利用声光调制器进行选单降频获得了低重复频率、高能量以及波长可调谐的超短脉冲输出。论文主要内容如下：

第一章首先介绍了超短脉冲的研究背景以及研究意义，然后详细介绍了基于 SESAM、碳纳米管、石墨烯以及等效可饱和吸收体的被动锁模激光器的研究进展。最后介绍了脉冲的演变特性的发展。

第二章主要介绍了被动锁模光纤激光器的基本理论。由麦克斯韦方程组出发，最终推导出了能够同时体现着色散、非线性以及增益三种效应的描述锁模光纤激光器中脉冲传输的 Ginzburg-Landau 方程。

在第三章中研制了基于等效可饱和吸收体的 $1\mu\text{m}$ 波段的被动锁模光纤激光器。主要研究了长腔条件时低重复频率锁模激光器的输出特性，观察到了矩形脉冲的输出。在 NPR 的长腔结构中引入负色散的啁啾光纤光栅作为限模元件，获得了基频 221kHz，脉宽调谐范围从 18.7ns-98.5ns。在此基础上，对产生的方波脉冲进行了放大，获得了输出功率大于 130W、偏振度大于 18dB 的输出。其次在长腔的 NPR 结构中，通过带通滤波器与 Loyt 的结合，实现了单波长可调谐、双波长的耗散孤子以及耗散孤子共振多种形式的输出，观察到了“阶梯状”矩形脉冲并分析了其形成原因。为了进一步获得低重复频率的窄脉宽的超短脉冲。本文基于 NPR 结构的锁模种子源，利用声光调制器进行了降频实验，获得了脉冲宽度为~21ps、重复频率在 20KHz~4MHz 可调谐的输出的脉冲输出。

第四章主要研究了基于 SESAM 的 $1\mu\text{m}$ 波段被动锁模光纤激光器，研制出了窄线宽（光谱 3dB 带宽 < 0.4nm）的超短脉冲光纤激光器样机。分别采用了啁啾光纤光栅、光环行镜、带通滤波器以及光纤光栅等四种不同的器件作为反射腔镜，搭建了基于 SESAM 的线型腔结构的被动。其中，在利用光栅光纤，获得了全保偏结构的中心波长为 1030nm、脉冲宽度约为 10.4ps 的近转换极限的窄线宽的稳定锁

模输出。同时,研究了波长可转换以及可调谐的窄线宽锁模实验,实现了锁模波长1022nm-1061nm的可调谐输出。

在第五章中探索研究了2 μ m波段的被动锁模掺铥光纤激光器。搭建了基于NPR效应以及以碳纳米管作为可饱和吸收体的被动锁模掺铥光纤激光器,在两种结构中都实现了锁模脉冲的输出。其中,在基于碳纳米管的锁模光纤激光器中观察到了双波长可调谐的锁模输出现象,并对其原因进行了分析。

关键词: 光纤激光器; 被动锁模; 低重复频率; 等效可饱和吸收体; SESAM;

Research on ultrashort pulse fiber laser technology

Zhaokun Wang

Directed by: Jun Zhou

Abstract

Due to its unique features like short pulse width, high peak power, ultra-short pulse sources have a wide range of applications in many fields of micro machining, material defense, biomedical diagnostics and so on. Currently the main method of obtaining ultra-short pulse includes Q-switch and mode-locking technique, wherein passive mode-locking fiber optic technology is the primary method for obtaining ultrashort pulses. In this paper, a detailed study on the passively mode-locked fiber lasers based on equivalent saturable absorber and SESAM is carried on. And furthermore, on this basis, the adapting methods of extended cavity length and acousto-optic modulator assist in obtaining a down-low repetition rate, high energy and wavelength tunable ultrashort pulse output. Several work is carried out as follow:

In the first chapter, this thesis introduce the research background and significance of ultrashort pulses. And then we force on the advances in passively mode-locked laser based on SESAM, carbon nanotubes, graphene and equivalent of the saturable absorber. At last the evolution of the characteristics of the pulse is described.

In the second chapter, we present the basic theory of passively mode-locked fiber laser. And by the Maxwell equations, we finally deduce the Ginzburg-Landau equation which simultaneously embodies the dispersion, nonlinear gain three effects and describes accurately o transmission of ultrashort pulses in fiber.

In the third chapter, based on equivalent saturable absorber, 1 μ m band passively mode-locked fiber laser experiments are designed. The ultra-long resonant cavity of the mode-locked fiber laser at low repetition rate is detailed investigated, and rectangular pulses have been observed. By inserting a negative dispersion chirped-FBG in a long cavity structure, square optical pulse with fundamental frequency 221kHz and pulse width tuning range from 18.7ns-98.5ns is obtained. After being amplified, the output power is increased to 130W at the degree of polarization larger than 18dB. Secondly, through a combination of band-pass filter and Loyt filter, the tunable single-wavelength or dual-wavelength operation under dissipation soliton (DS) and dissipation soliton resonance (DSR) condition is generated in the long cavity based on the NPR structure,

"step-like" rectangle pulse is observed and their formation is analyzed. In order to obtain ultrashort pulse of narrow spectral width at low repetition frequency, an acousto-optic modulator is added to pick the pulse, a stable pulse with pulse width of $\sim 21\text{ps}$ and repetition rate tuning from 20kHz to 4MHz is obtained, and furthermore a preliminary amplification is carried on.

The fourth chapter introduces $1\mu\text{m}$ passively mode-locked fiber laser experiments based on SESAM, the narrow linewidth (3dB spectral bandwidth $<0.4\text{nm}$) passively mode-locked fiber laser is assembled into a prototype. Four different devices including chirped fiber gratings, optical loop mirror, a bandpass filter or FBG and SESAM as the reflection mirror are combined to be investigated at different kinds of linear cavity configurations. Among them, by inserting FBG, a stable mode-locked narrow linewidth output with the center wavelength of 1030nm and pulse width of about 10.4ps which is near the limit of the conversion is observed in all polarization maintaining structure. Meanwhile, a research is conducted to achieve wavelength tunable and switchable fiber laser obtaining a stable pulse with a tuning range from 1022nm to 1061nm wavelength with narrow linewidth.

The fifth chapter describes the experimental study on $2\mu\text{m}$ thulium-doped passively mode-locked fiber laser. Based on NPR effect and carbon nanotubes as the saturable absorber, ultra-short pulse is achieved in thulium-doped fiber laser. In both mechanisms wavelength-tunable phenomenon can be observed. Among them, the phenomenon of a dual-wavelength tunability is observed in the mode-locked fiber laser based on carbon nanotubes and its causes are analyzed.

Key words: fiber laser; passive mode-locked; low repetition rate; the equivalent fiber laser saturable absorber; SESAM;

目 录

1 绪论	1
1.1 锁模光纤激光器的研究背景及意义	1
1.2 锁模光纤激光器发展概况	2
1.3 锁模光纤激光器的锁模机制	11
1.4 本文的主要研究内容	14
2 锁模光纤激光器的相关理论	17
2.1 锁模光纤激光器的基本结构及锁模原理	17
2.1.1 锁模光纤激光器的基本结构	17
2.1.2 锁模激光器的物理机制	18
2.2 光纤中的色散、非线性与增益	20
2.2.1 光纤中的色散	20
2.2.2 光纤中的非线性	22
2.2.3 光纤的增益	23
2.3 锁模光纤激光器中传输的数学模型	25
2.3.1 普通单模光纤中脉冲传播的基本波方程	25
2.3.2 双折射光纤中脉冲传播的基本波方程	26
2.3.3 非线性薛定谔方程	28
2.3.4 GINZBURG-LANDAU 方程	29
2.4 本章小结	30
3 基于等效可饱和吸收体 $1\mu\text{M}$ 波段的锁模光纤激光器研究	31
3.1 等效可饱和吸收体的原理及结构设计	31
3.1.1 非线性偏振旋转锁模	31
3.1.2 非线性放大环形镜锁模	34
3.2 基于等效可饱和吸收体的锁模光纤激光器的实验研究	35
3.2.1 非线性偏振旋转锁模的实验研究	35
3.2.2 基于 LOYT 滤波器的多波长锁模光纤激光器	39
3.2.3 非线性光纤环形镜锁模	42

3.3 时域可调谐方波被动锁模光纤激光器	45
3.3.1 基于 NPR 效应的矩形脉冲	45
3.3.2 基于 NPR 效应的可调谐矩形脉冲	55
3.4 基于 AOM 的被动降频实验	61
3.5 本章小结	66
4 基于 SESAM 的 1 μ M 波段被动锁模光纤激光器研究	67
4.1 SESAM 的基本结构及特性参数	67
4.1.1 SESAM 的基本结构	67
4.1.2 SESAM 的特性参数	68
4.1.3 SESAM 连续锁模运转的条件	70
4.2 不同腔体结构时的被动锁模实验研究	71
4.2.1 利用啁啾光纤光栅作为反射镜的被动锁模	71
4.2.2 利用光纤环形镜作为腔反射镜实现被动锁模	78
4.2.3 利用滤波器进行宽带限模的被动锁模	85
4.2.4 利用光纤光栅 (FBG) 进行窄带限模的被动锁模	88
4.3 波长可转换或波长可调谐的锁模光纤激光器	95
4.3.1 波长可转换的锁模光纤激光器	95
4.3.2 波长可调谐的锁模光纤激光器	98
4.4 窄线宽锁模光纤激光器整机化研究以及降频实验	102
4.4.1 窄线宽锁模光纤激光器样机	102
4.4.2 基于 AOM 实现窄线宽低重复频率超短脉冲	103
4.5 小结	105
5 2 μ M 波段的被动锁模光纤激光器	107
5.1 基于 NPR 结构的 2 μ M 全光纤锁模激光器	107
5.2 基于碳纳米管的 2 μ M 全光纤锁模激光器	109
5.3 本章小结	112
6 总结与展望	115
6.1 本文工作总结	115
6.2 未来工作的展望	116
参考文献	117

王兆坤在攻读博士学位期间发表及待发表的论文目录.....	127
王兆坤个人简历.....	129
致谢.....	131

图表目录

图 1-1 锁模光纤激光器分类	3
图 1-2 Robert Herda 和 Oleg G. Okhotnikov 课题组基于 SESAM 的被动锁模 光纤激光器实验装置图	4
图 1-3 基于 SESAM 的锁模光纤激光器环形腔结构示意图	5
图 1-4 可饱和吸收体材料透射型以及倏逝场型结构示意图	6
图 1-5 S.Y.Set 课题组基于碳纳米管实现的被动锁模光纤激光器结构示意图	7
图 1-6(a)传输模式倏逝场与模场区域的可饱和吸收体形成脉冲的结构说明; (b) CNTs 沉积在 D 型光纤上的结构示意图。	8
图 1-7 基于 CNT 沉积在 D 型光纤的背浦锁模光纤激光器结构示意图	8
图 1-8 1 μ m 波段基于石墨烯的掺 Yb 锁模光纤激光器	9
图 1-9 激光器的输出特性: (a) 输出光谱以及自相关曲线; (b) 对应的脉冲 序列; (c) 对应的 RF 图	10
图 1-10 根据腔内色散的不同所产生的孤子形态分布图[62]	11
图 1-11 基于非线性偏振旋转锁模的展宽脉冲光纤激光器示意图[69]	12
图 1-12 基于石墨烯实现双波长矩形脉冲的实验结构图	14
图 2-1 线性腔锁模光纤激光器结构示意图	18
图 2-2 环形腔锁模光纤激光器结构示意图	18
图 2-3 Yb ³⁺ 的吸收光谱与发射谱[80]	24
图 2-4 Yb ³⁺ 离子的能级结构图	24
图 2-5 掺 Tm 光纤的发射与吸收截面图	25
图 3-1 非线性偏振旋转锁模脉冲光纤激光器 (WDM: 波分复用器; PC: 偏 振控制器; PM-ISO: 偏振相关隔离器; coupler: 分束器; BP: 带通滤 波器)	32
图 3-2 非线性放大环形镜结构示意图	34
图 3-3 基于 NPR 效应锁模光纤激光器的脉冲光谱	36
图 3-4 稳定锁模输出时的脉冲序列	37
图 3-5 稳定锁模输出时的自相关曲线	37
图 3-6 腔长 50m 时的基于 NPR 全正色散锁模激光器的输出光谱	38
图 3-7 基于 NPR 全正色散被动锁模光纤激光器的输出光谱: (左) 腔长为 150m; (右) 腔长为 800m	39
图 3-8 基于 Loya 滤波器的被动锁模光纤激光器结构示意图	40
图 3-9 Loya 滤波器的透射率曲线: (a) 带宽为 6.5nm; (b) 带宽为 10nm[92]	40

图 3-10 基于 Loyt 滤波器时单波长调谐的输出光谱; (b) 对应的基频脉冲序列.....	41
图 3-11 基于 loyt 滤波器双波长可调谐的光谱图: (a) 双波长间距固定时的调谐光谱; (b) 双波长间距可调谐的光谱图.....	42
图 3-12 (a) 三波长可调谐时的光谱图; (b) 三波长对应的脉冲序列	42
图 3-13 基于 NALM 的被动锁模光纤激光器	43
图 3-14 基于 NALM 锁模光纤激光器稳定锁模的输出光谱图	44
图 3-15 对应的锁模脉冲序列图	44
图 3-16 输出脉冲的自相关曲线	45
图 3-17 基于 NPR 实现矩形脉冲输出的全光纤掺 Yb 锁模光纤激光器实验装置图.....	46
图 3-18 矩形脉冲激光器的输出特性: (a) 输出脉冲序列; (b) 不同泵浦功率下的光谱; (c) 不同泵浦功率的脉宽; (d) 输出功率以及脉冲宽度随泵浦功率的演变.....	47
图 3-19 泵浦功率为 497mW 时的脉宽演变	48
图 3-20 (a) 基频、(b) 3 次谐波、(c) 5 次谐波、(d) 9 次谐波锁模状态下的脉冲序列; (e) 497mW 时不同阶次谐波锁模的单脉冲	50
图 3-21 腔长为 60m 时不同功率下的输出特性: (a) 单脉冲随泵浦功率的演变; (b) 最大泵浦功率下的输出光谱。	50
图 3-22 腔长为 160m 时不同功率下的输出特性: (a) 单脉冲随泵浦功率的演变; (b) 最大泵浦功率下的输出光谱.....	51
图 3-23 基于矩形脉冲种子的全光纤 PM MOPA 系统	52
图 3-24 不同重复频率下放大输出功率随泵浦功率的演变	53
图 3-25 最高输出功率下不同重复频率的单脉冲	54
图 3-26 最高泵浦功率下不同的重复频率时的输出光谱	54
图 3-27 最高功率输出时不同脉冲宽度的输出激光的单脉冲波形	55
图 3-28 最高泵浦功率下不同脉冲功率的输出光谱图	55
图 3-29 波长可调谐的矩形脉冲输出的被动锁模掺 Yb 光纤激光器结构示意图.....	56
图 3-30 (a) DS 状态时输出脉冲序列; (b) DS 状态时的自相关曲线; (c) DS 状态时可调谐的光谱图; (d) DSR 状态时的脉冲序列; (e) DSR 状态时单脉冲随泵浦功率的演变; (f) DSR 状态时可调谐的输出光谱图	57
图 3-31 DS 以及 DSR 状态下输出功率与泵浦功率的曲线图	59
图 3-32 (a) 双波长锁模的输出光谱图; (b) 泵浦功率 62mW 时对应的脉冲序列; (c) 泵浦功率 87mW 时对应的脉冲序列; (d) 泵浦功率 93mW 时	

对应的脉冲序列.....	60
图 3-33 (a) 双波长矩形脉冲不同泵浦功率下的输出光谱; (b) 对应的不同泵浦功率下单脉冲.....	61
图 3-34 T-M200-0.1C2G-3-F2S 型声光调制器的外观图	62
图 3-35 利用 AOM 进行选单降频的实验结构图	63
图 3-36 一级放大后的输出光谱图	63
图 3-37 选单降频同步电路的外观图	65
图 3-38 重复频率为 3.98MHz 的脉冲序列 (红)	65
图 3-39 重复频率为 1.32MHz 的脉冲序列 (红)	65
图 3-40 重复频率为 20KHz 的脉冲序列 (红)	66
图 4-1 SESAM 的结构示意图	68
图 4-2 SESAM 的反射率与入射光脉冲能量的关系[95], 左右分别为线性、对数坐标.....	70
图 4-3 基于 C-FBG 的被动锁模激光器系统原理图	72
图 4-4 C-FBG 的反射光谱	73
图 4-5 SESAM 的反射光谱图	73
图 4-6 调 Q 锁模状态下的脉冲序列	74
图 4-7 连续锁模下的单脉冲序列	74
图 4-8 锁模激光器在不同泵浦功率的下的序列图: 基频锁模脉冲, 重复频率为 17.07MHz (左上); 二次谐波锁模脉冲, 重复频率为 31.96MHz (右上); 四次谐波锁模脉冲, 重复频率为 52.6MHz (左下); 六次谐波锁模脉冲, 重复频率为 80.9MHz (右下)	75
图 4-9 不同泵浦功率的输出光谱	76
图 4-10 输出功率随泵浦功率的变化曲线	77
图 4-11 脉冲的自相关曲线	77
图 4-12 利用光纤环形镜实现被动锁模的实验装置图	78
图 4-13 输出脉冲的序列图 (左); 输出脉冲的自相关曲线 (右)	79
图 4-14 锁模脉冲中心波长调谐光谱图	79
图 4-15 (a)激光器输出脉冲序列; (b) 脉冲宽度与输出功率随泵浦功率的变化.....	80
图 4-16 (a) 输出单脉冲宽度随泵浦功率的变化, (b)输出光谱随泵浦功率的变化.....	81
图 4-17 泵浦功率 192mW 时矩形脉冲的频谱	81
图 4-18 泵浦功率 275mW 时, (a) 矩形脉冲中心波长调谐光谱图; (b) 不同波长对应的单脉冲。	82
图 4-19 保偏光环形镜的反射率与波长的关系	83

图 4-20 锁模激光器的输出功率随泵浦功率的演变	84
图 4-21 (a) 不同泵浦功率下的激光输出光谱; (b) 典型的输出激光的脉冲序列图	84
图 4-22 不同功率下单脉冲的自相关曲线	85
图 4-23 锁模激光器功率稳定性测试	85
图 4-24 利用滤波器实现被动锁模的锁模系统	86
图 4-25 系统不同泵浦功率下的输出光谱	86
图 4-26 不同泵浦功率下的脉冲变化情况	87
图 4-27 泵浦功率 330mW 时脉冲的自相关曲线	88
图 4-28 利用 FBG 实现被动锁模的结构示意图	88
图 4-29 稳定锁模时的脉冲序列图	89
图 4-30 利用 FBG 实现锁模的输出光谱	90
图 4-31 利用 FBG 实现锁模的脉冲的自相关曲线	91
图 4-32 采用单模单包层光纤放大的结构示意图	91
图 4-33 锁模激光器的脉冲序列图	92
图 4-34 不同泵浦功率的输出光谱	92
图 4-35 锁模激光功率稳定性测试	93
图 4-36 采用 PM15/130 光纤锁模放大器	93
图 4-37 泵浦功率 6.25W 时光纤放大器输出光谱	94
图 4-38 放大器输出功率随泵浦功率的变化	94
图 4-39 波长可转换被动锁模掺 Yb 光纤激光器实验装置图	96
图 4-40 中心波长为 1029.9nm 时的光谱图与脉冲序列	97
图 4-41 中心波长为 1031.8nm 时的光谱图与脉冲序列	97
图 4-42 单脉冲的自相关曲线: (a) 1029.9nm 波长; (b) 1031.8nm 波长	98
图 4-43 FBG 在不同温度下锁模激光的光谱图: (a) 中心波长 1029.9nm 的 FBG; (b) 中心波长 1031.8nm 的 FBG	98
图 4-44 可调谐锁模光纤激光器结构示意图	99
图 4-45 可调谐滤波器实物图 (左); 可调谐滤波器透射曲线 (右)	99
图 4-46 波长可调谐锁模激光器的输出光谱	100
图 4-47 可调谐锁模光纤激光器工作在 1030nm 处时的输出参数: (a) 输出光谱; (b) 脉冲序列; (c) 自相关曲线; (d) 与 (e) 相应的频谱	101
图 4-48 输出功率随泵浦功率的演变	102
图 4-49 窄线宽锁模光纤激光器原理样	103
图 4-50 窄线宽锁模光纤激光器样机	103
图 4-51 基频输出序列 (红) 以及降频后的脉冲序列 (黄)	104
图 4-52 最大泵浦功率时的输出光谱图	104

图 5-1 基于 NPR 结构的 2 μ m 锁模光纤激光器结构示意图	108
图 5-2 孤子锁模状态下脉冲序列	108
图 5-3 锁模脉冲光纤激光器的光谱图	109
图 5-4 基于碳纳米管的光纤集成器件	110
图 5-5 基于碳纳米管的 2 μ m 锁模光纤激光器结构示意图	110
图 5-6 基于碳纳米管的锁模激光器输出特性: (a) 锁模激光光谱图; (b) 锁模脉冲序列	111
图 5-7 双波长孤子锁模输出的可调谐光谱图	112
图 5-8 双波长运转时所对应的脉冲序列	112
表格 2-1 常见脉冲形状及其对应的CB值	20
表格 3-1 M200-0.1C2G-3-F2S 声光调制器的主要参数	62

1 绪论

1.1 锁模光纤激光器的研究背景及意义

超短脉冲激光由于具有窄脉冲宽度、高峰值功率、宽频谱宽度等优点，在光纤通信、材料精细加工、国防、生物技术、医疗、激光光谱学、时间分辨光谱学等领域具有广泛的应用[1-5]，它的发展使得我们能够直接观测到化学、生物学等研究中的许多超快反应。

超短脉冲激光器具有极窄的时域持续特性（可以达到飞秒量级），能够获得很高的时间分辨率。因此，可以使用超短脉冲观测载流子在半导体的弛豫过程或者物理学、生物学、化学反应的超快过程、超快反应。超短脉冲这些特性使得一些全新的研究领域（譬如飞秒化学、量子控制化学等）得到了快速的发展。由于超短脉冲激光具有极高的峰值功率，使得其在材料的精密加工、生物烧蚀等方面同样具有很大优势。在激光加工的过程中，作用时间极短，当脉冲宽度小于 10ps 时，会大大降低脉冲所带来的热效应，减少材料烧蚀表面熔化物的形成，从而可以大大的提高加工精度。超短脉冲相对较宽的光谱使得其在与人们生活关系息息相关的医疗方面也有着重要应用。例如，基于低相干干涉原理获得深度方向的层析能力的光学相干层析成像（OCT）技术，其轴向成像分辨率主要取决于宽带光源的相干长度。利用超短脉冲，可以实现几百纳米的超宽带光谱，作为 OCT 系统的光源，可以极大提高 OCT 的空间分辨率。此外，高能量的超短脉冲激光能够用于激光微创手术等。

目前，获得超短脉冲的方法主要有两种：调 Q（Q-switching）技术以及锁模（mode-locking）技术。调 Q 技术是采用一定的技术和手段来调制谐振腔的损耗，实现调 Q 激光巨脉冲输出。通常调 Q 技术更为简单，其运转条件与调节手段都相对比较容易实现，但是只能获得纳秒（ns）量级的脉冲[6,7]。锁模的机理通过在激光腔内引入调制器件，使谐振腔内不同振荡的纵模具有确定的相位关系，使得各纵模相干叠加进而获得超短脉冲的一种方式。是而锁模技术能够获得重复频率更高，脉宽可以达到皮秒（ps）甚至飞秒（fs）量级的脉冲。因此为了获得脉宽相对更窄的脉冲通常采用锁模技术。

虽然通过锁模技术产生超短脉冲的固体激光器是目前应用最为广泛、成熟的

超短脉冲光源,但相比较而言,锁模光纤激光器具有更多独特的优势[8]。第一,体积小,光纤能够通过直接通过熔接实现全光纤化的腔结构,减少了外部环境对激光性能的干扰,环境适应性强。第二,光纤本身的体积表面积比相对于固体来讲一般比较小,可以带来的良好的散热性能,易于进行温度管理,极大的提高了光纤激光器的稳定性与寿命。即便在高功率条件下,也能获得稳定的脉冲输出。第三,由于光纤波导结构的优越性,可以选择合适的纤芯尺寸,可以实现单模输出,输出的激光的光束质量(M^2)接近 1;采用大模场面积(LMA)的光纤,可以实现大功率的输出。第四,光纤本身具有非常强的非线性效应,例如群速度色散(GVD)、自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频等多种特性,适当的利用光纤的这些特性,在一定条件下,获得不同锁模机制的超短脉冲输出。第五,具有较宽的波长范围,不同的掺杂离子以及不同的跃迁机理可以提供更大的增益带宽,可以在很宽的光谱范围内实现运行,在激光器内插入波长选择器件能够获得波长可调谐输出的超短脉冲。从而,人们可以通过设计不同的实验,来优化激光器的参数从而获得符合不同需求的超短脉冲光纤激光器。

1961 年, E.Sinter 利用闪光灯泵浦纤芯为 $300\mu\text{m}$ 的掺钕光纤实现了第一台光纤激光器,获得了 $1.06\mu\text{m}$ 波段的超短脉冲输出[9]。但是由于当时光纤本身的传输损耗比较大,锁模光纤激光器在相当长时间内都没有得到进一步的发展。直到最近二三十年的时间,随着稀土元素掺杂光纤制备技术与工艺的日趋完善,人们才将锁模技术与光纤激光器有效的结合起来,研制出锁模光纤激光器[10]。

尽管锁模光纤激光器目前已经在诸多领域获得了广泛的应用。但在某些领域如激光医疗或者微机械加工等需要低重复频率、高峰值功率的光脉冲,因为这样更有利于减小光脉冲与物质作用时的热寄生现象[11-13]。通常,锁模光纤激光器输出的超短脉冲的重复频率一般在几十兆赫兹量级的水平,所以需要采用一定的手段获得低重复频率的超短脉冲。目前,光纤技术的发展使得光纤传输损耗降至很低水平,可以通过增加锁模激光器的腔长来有效的降低超短脉冲的输出频率[14-17]。另一种常用的方式是利用声光调制器等脉冲选择元件实现降频。

1.2 锁模光纤激光器发展概况

锁模光纤激光器的关键器件是锁模调制元件。根据锁模调制元件的不同,在现有的锁模激光器中,实现锁模的方法主要分为三种,如图 1-1 所示:主动锁模、被动锁模以及主被动混合锁模[18]。主动锁模是指利用外界信号谐振腔参量例如幅度或者频率等进行周期性调制的方法,实现腔内各纵模的锁定。根据被调制的参量的不同,又分为振幅调制(损耗调制)锁模以及相位调制(频率调制)锁模两种。被动锁模根据使用器件的不同,可以分为基于等效可饱和吸收体的被动锁模以及基于可饱和吸收体的被动锁模。

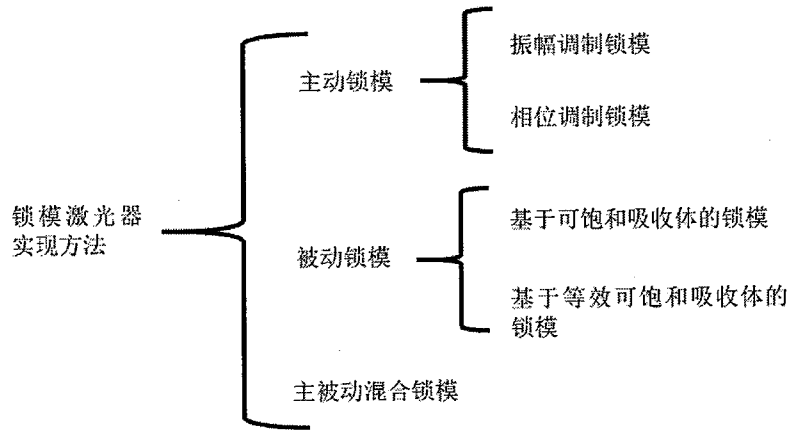


图 1-1 锁模光纤激光器分类

主动锁模通常采用环形腔的结构，调制器通常选用 LiNbO_3 相位或者强度调制器。然而考虑到 LiNbO_3 是一种偏振敏感元件，所以腔内通常引入偏振控制器来调节偏振态。主动锁模的关键是利用电学器件控制调制器的调制频率严格的同步脉冲的重复频率，获得锁模脉冲的脉冲间隔为 $2L/c$ 。因为整体腔长的限制，通常主动锁模的基频频率会低于 100MHz。当调制频率是激光器腔长所决定的锁模基频的整数倍时，激光器会运转在多脉冲状态，即谐波锁模的状态。此时由于过多的锁模脉冲共同竞争腔内的能量，所以单个脉冲的能量比较低。1986 年，英国南安普顿大学的 Alcock 等人实现了第一台主动锁模光纤激光器，增益介质选择掺 Nd^{3+} 光纤，利用声光调制器获得了重复频率 100Hz，脉冲宽度 200ns 的脉冲输出[19]。1999 年，Nakazawa 课题组利用再生锁模技术实现了重复频率 40GHz 的孤子脉冲输出，其脉冲宽度约为 0.9ps，并且输出脉冲波长能够在 1530nm-1060nm 之间调谐[20]。2006 年，清华大学的 Pan Shilong 等人利用高非线性度的光纤(HNLF)和一个窄带法布里-珀罗 (F-P) 滤波器实现了重复频率 25GHz 的大于 70 个波长的同时输出[21]。

主动锁模的主要优点是能够实现高重复频率（可以高达 GHz 量级）的锁模脉冲、中心波长以及重复频率可以调谐等。但是，主动锁模需要加入主动调制器件，损耗较大，受到调制器带宽的限制只能得到脉冲宽度为 ps 量级的脉冲。同时，主动锁模光纤激光器对于温度或者机械噪声等因素的扰动非常敏感，稳定性差。与之相比，被动锁模能够获得相对更短脉宽的脉冲，并且由于不需要外界调制器，实现锁模的方式主要是依赖于光纤本身的非线性效应或者可饱和吸收体元件，所以结构简单，能够实现全光纤化。因此，本文的工作主要着眼于被动锁模光纤激光器。

被动锁模光纤激光器的构成方式有多种，一种是通过在腔内引入非线性元件实现锁模，这种元件被称为可饱和吸收体(SA)，它的透过率与脉冲强度成反比。

其锁模的机理可以被理解为：当初始脉冲经过 SA 时，对于脉冲的中心部分，峰值功率较高，对应的透过率强，而边两翼部分被吸收，使得 SA 饱和；即脉冲中心部分的损耗小于两翼部分，脉冲逐渐被压窄，最终获得超短脉冲。当前，最典型的可饱和吸收体为半导体可饱和吸收镜（Semiconductor saturable absorber mirror, SESAM），其具体结构及工作机理，本文在第四章进行详细介绍。

1993 年，Loh 课题组首次在被动锁模光纤激光器首次使用 SESAM，在线形腔结构中获得了 $1.5\mu\text{m}$ 波段的、脉宽为 22ps 的锁模脉冲输出，该激光器实现的最大输出平均功率约为 4mW[22]。之后，基于 SESAM 的锁模光纤激光器开始获得了广泛的研究与应用。由于掺 Er 光纤的增益带宽位于 1550nm 附近的通信波段的低损耗窗口，基于 SESAM 的掺 Er 锁模光纤激光器获得了最先的发展。2001 年，通过将负色散的单模光纤与具有正色散的补偿光纤结合使用对激光谐振腔进行色散管理，M. Guina 等人采用同样采用线形腔的结构实现了正色散腔的基于 SESAM 的被动锁模掺 Er 光纤激光器[23]。

2002 年之后，随着掺 Yb 光纤的成熟，以掺 Yb 光纤为增益介质的基于 SESAM 的 $1\mu\text{m}$ 波段的锁模光纤激光器逐渐发展起来。于 2004 年，Robert Herda 和 Oleg G. Okhotnikov 采用线性腔的结构搭建了基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器，其结构示意图如图 1-2 所示，腔内采用了高对比度的 SESAM 作为锁模元件，掺 Yb 光纤作为增益介质，最后获得了中心波长为 1036nm、重复频率 80MHz、脉冲宽度为 11ps 的超短脉冲输出。通过改变泵浦功率，能够实现波长 1037nm~1043nm 的可调谐[24]。采用线性腔结构实现被动锁模光纤激光器同样有很多其他的报道[25-27]。国防科技大学的谷元庆等探究了利用布拉格光栅进行窄带限模的实验[25]，并对比了不同饱和通量的 SESAM 对于锁模的影响。利用较小饱和通量的 SESAM 时，获得了中心波长 1064.2nm 处、脉冲宽度约为 40ps 的窄带宽的稳定锁模脉冲输出；在采用较大的饱和通量 SESAM 时，实现了脉冲宽度为 15.1ps 的多脉冲输出。

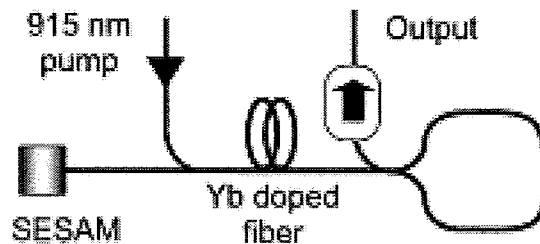


图 1-2 Robert Herda 和 Oleg G. Okhotnikov 课题组基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器实验装置图

除了线性腔的结构，利用环形腔的结构实现基于 SESAM 的被动锁模也有很

多的报道。其结构如图 1-3 所示，一般通过光环行器（Circulator）将 SESAM 引入腔内。2009 年，南洋理工大学 Xiaolong Tian 等人搭建了基于 SESAM 的被动锁模环形光纤激光器[28]。2011 年，国防科技大学的 R. Song 等人利用图所示的结构，在腔内加入了 700m 的单模光纤，并在腔内加入了带通滤波器来选择及稳定输出波长，最终获得了重复频率 281.5KHz、中心波长 1064nm 的超短脉冲输出，输出功率为 11mW[29]。

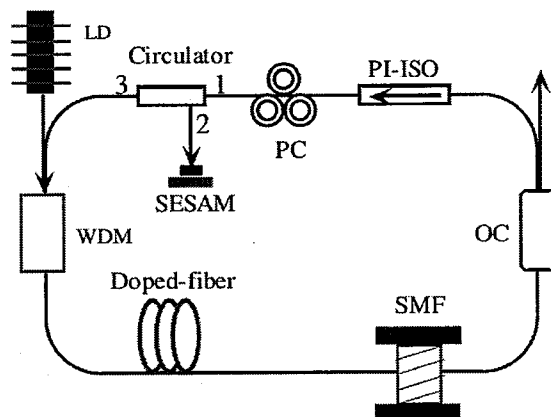


图 1-3 基于 SESAM 的锁模光纤激光器环形腔结构示意图

为了进一步的提高基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器的稳定性，2008 年，美国的 Andy Chong 课题组报道了基于 SESAM 的全保偏结构的被动锁模掺 Yb 光纤激光器。该激光器实现了脉宽为 300fs，单脉冲能量高达 2nJ 的飞秒脉冲的输出，由于保偏光纤能够有效的大大的提高了锁模脉冲的环境稳定性[30]。同年，Dmitry Turchinovich 等人采用 SESAM 作为可饱和吸收元件，采用 FBG 作为波长选择元件，实现了全保偏的飞秒锁模光纤激光器系统，获得了中心波长 1028nm、重复频率 34MHz 的超短脉冲输出，并经过腔外压缩后获得了近转换极限的 140fs 的脉冲宽度[31]。

为了扩展 $2\mu\text{m}$ 以外的波长使用，2011 年，QingWang 等人报道了利用铥铒共掺光纤实现了基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器，获得了中心波长为 2060nm、重复频率为 24.4MHz、脉宽宽度为 1.1ps 的超短脉冲输出，这是首次实现中心波长大于 $2\mu\text{m}$ 的被动锁模光纤激光器[32]。2012 年，等人利用线性腔的结构、双包层掺 Tm 光纤作为增益介质，实现了 $2\mu\text{m}$ 波段脉冲宽度 2.6ps 的超短脉冲输出[33]。

近年来，除了 SESAM，碳纳米管（carbon nanotubes, CNTs）[34-40]、石墨烯（graphene）[41-50]或氧化石墨烯（graphene oxide）[51-53]、拓扑绝缘体（topological insulator, TI）如 碲化铋（Bi₂Se₃）[54,55]和硫化钼（MoS₂）[56,57]等许多新型的可饱和吸收体，也被观察到具有良好的可饱和吸收性，目前已经被

广泛应用到锁模光纤激光器中, 相比于 SESAM, 具有优势, 有望成为下一代的商用可饱和吸收体锁模器件。但是需要指出的是, 吸收材料对外界的污染比较敏感而导致比较容易变质; 并且吸收材料的损伤阈值也极大的限制了激光器的输出功率。

通常, 为了实现光纤激光器的全光纤化, 需要将上述提到的纳秒级微粒的可饱和吸收体材料转移到光纤上后再加入谐振器中, 对于这种可饱和吸收体采用透射型或者倏逝场型两种技术。

透射型的技术是将可饱和吸收体材料直接嵌入谐振腔内, 其结构示意图如图 1-4(a)所示。透射型的可饱和吸收体材料通常使用光学热迁移[56]或者夹心式薄膜法[40,40]将可饱和吸收体材料转移到光纤端面上。其中, 光学热迁移法是指将可饱和吸收体材料与去离子水按照一定的比例混合后, 通过超声波振荡等方法使其纳米颗粒均匀的分布在等离子水中, 形成具有一定浓度的溶液。然后将光纤跳线的一端接头浸入到溶液中, 而跳线的另一端输出一定功率的激光, 通常几十毫瓦。因为热迁移效应(thermophoresis effect)的存在, 使得经过一段时间后, 可饱和吸收体材料会被吸附到光纤表面的纤芯处。放置一段时间后, 使得其中多余的水分自然蒸发后, 将该跳线头与另一个你光纤跳线通过法兰盘相连即可。而夹心式薄膜法是指将可饱和吸收体制成水溶液后, 将水溶液与一定比例的聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)均匀混合, 然后将溶液涂抹在一个光滑且无尘的玻片表面, 待水分自然蒸发后, 即可得到可饱和吸收体薄膜。选取其中一小块薄膜粘附在光纤跳线头的纤芯表面, 将薄膜夹在通过法兰盘相连的另一根跳线之间。

倏逝场型的技术是利用光波的倏逝场与可饱和吸收体材料进行相互作用实现锁模。倏逝场型的可饱和吸收体材料是利用通常采用侧面抛光光纤沉积法[37,57]或者光纤拉锥沉积法[58]。侧面抛光是指将光纤的一面的包层进行抛光研磨使得光纤呈 D 型, 平坦一侧的包层只有几微米的厚度, 然后将材料沉积在包层表面。光纤拉锥是指采用光纤拉锥机将光纤尺寸拉制成锥形, 一般会使得其直径为 10 微米左右、锥区长度为几个毫米左右, 然后将可饱和吸收体沉积在锥区上。

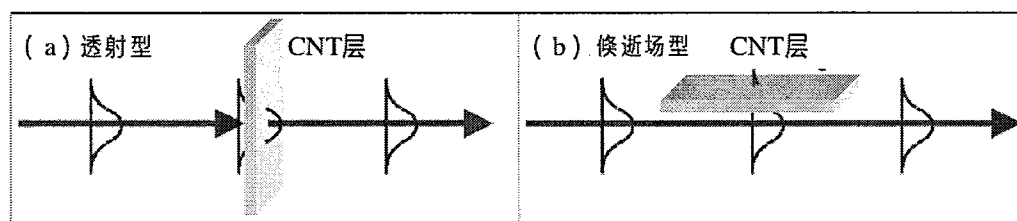


图 1-4 可饱和吸收体材料透射型以及倏逝场型结构示意图

碳纳米管通常分为单壁碳纳米管(Single wall carbon nanotube, SWCNT)以及多壁碳纳米管(Double wall carbon nanotube, DWCNT)。2003 年, S.Y.Set 课

课题组首次将碳纳米管作为可饱和吸收体，成功的实现了 $1.5\mu\text{m}$ 波段的被动锁模光纤激光器，其结构示意图如图 1-5 所示，最终获得了脉冲宽度为 1.1ps 的锁模激光输出[34,35]。之后，美国 OFS 实验室的 Nicholson 课题组利用光学沉积的方法，将碳纳米管通过光吸附的方法直接吸附到光纤端面，成功实现了被动锁模脉冲激光的输出，分别在 $1\mu\text{m}$ 波段以及 $1.5\mu\text{m}$ 波段获得了脉冲宽度分别为 137fs 与 247fs 的超短脉冲[36]。由于采用倏逝场型的技术能够使得光场与可饱和吸收体的相互作用距离加长，大大的提高非线性效应，更利于获得 fs 量级的超短脉冲。2007 年，日本东京大学的 Yong-Won Song 等人成功将 SWNCT 沉积到一根 D 型光纤的平坦一侧作为可饱和吸收体，如图 1-6 所示，并基于图 1-7 所示的结构搭建了全光纤锁模激光器，获得了 $1.5\mu\text{m}$ 波段的重复频率 5.88MHz 的近转换极限的脉冲宽度为 470fs 的超短脉冲输出，这是首次采用全光纤的结构实现了 SWNCT 的可饱和吸收体特性与光纤纤芯传输光场的倏逝场作用相互结合的被动锁模方案[37]。进一步的，该课题组研究了 SWCNT 与拉锥光纤以及 D 型光纤形成的倏逝场相互作用获得的锁模光纤激光器的输出特性[38,39]。2008 年，碳纳米管被首次应用到 $2\mu\text{m}$ 波段的被动锁模光纤激光器，Solodyankin 等人将采用夹心式薄膜法将碳纳米管放置在两个 FC/PC 之间做成可饱和吸收体器件，然后将该器件置于环形腔之后，获得了中心波长为 $1.93\mu\text{m}$ 、脉冲宽度约为 1.32ps 的超短脉冲的输出[40]。

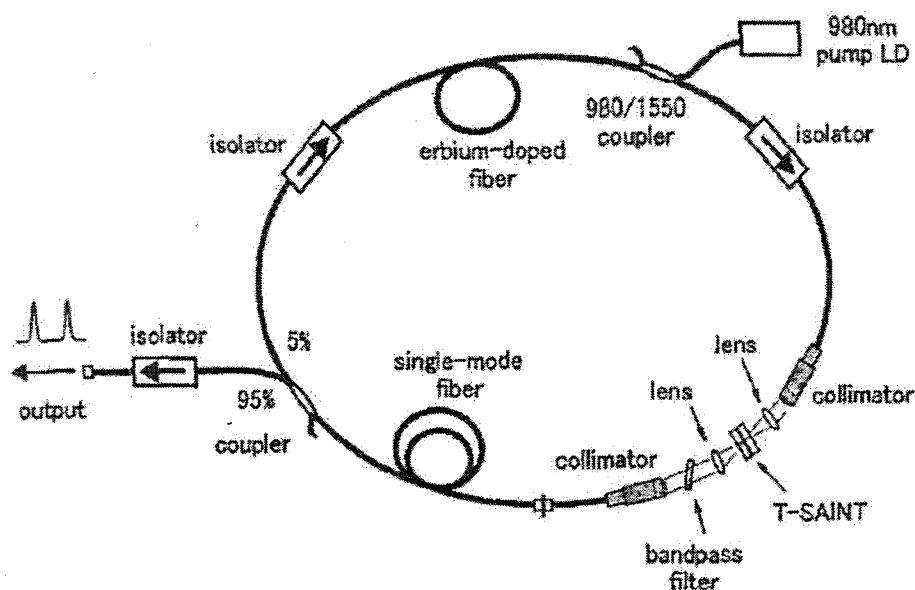


图 1-5 S.Y.Set 课题组基于碳纳米管实现的被动锁模光纤激光器结构示意图

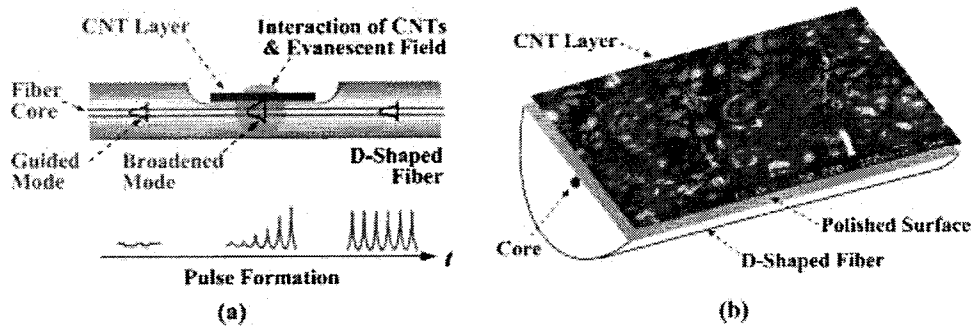


图 1-6 (a) 传输模式倏逝场与模场区域的可饱和吸收体形成脉冲的结构说明；
(b) CNTs 沉积在 D 型光纤上的结构示意图。

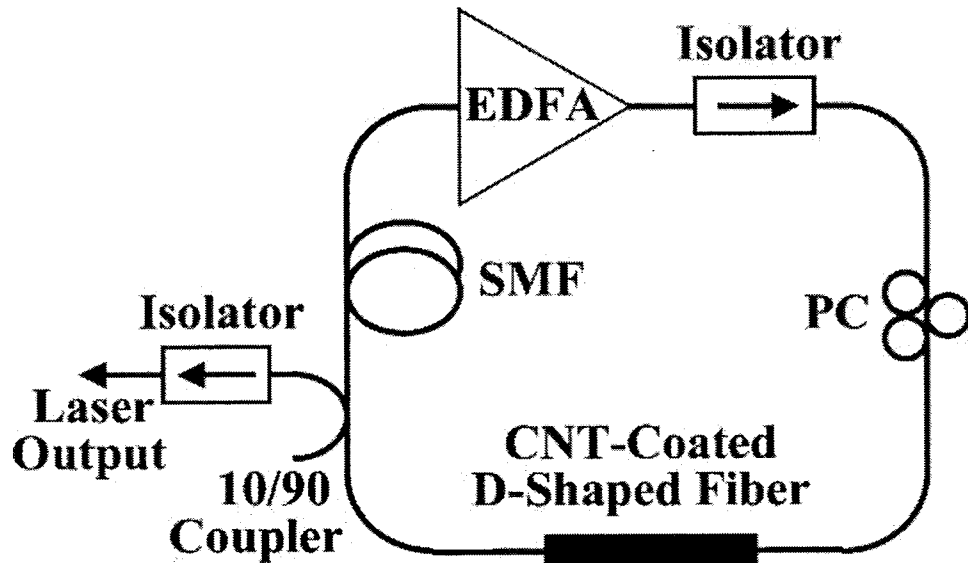


图 1-7 基于 CNT 沉积在 D 型光纤的被动锁模光纤激光器结构示意图

值得说明的是，碳纳米管作为可饱和吸收体实现被动锁模激光的输出，具有尺寸小、化学特性稳定、恢复时间较小（能够小于 1ps）、较低的成本、偏振不敏感等优点。但是碳纳米管能够吸收的光波长通常会受到其本身的管径大小以及手性特性所决定其带宽有一点的限制，这也在一定程度上限制了碳纳米管的应用。

2004 年石墨烯首次被英国曼彻斯特大学的 Andre Geim 以及 Novoselov 等人通过机械分离的方式从石墨中分离出来[41]，之后，随着对石墨烯特性的进一步研究，其引起了更多超短脉冲激光研究者的关注。2010 年，南洋理工大学的 Zhang Han 等人采用少层石墨烯作为可饱和吸收体实现了 1570-1600nm 波段的波长可调谐的被动锁模掺铒光纤激光器，通过腔内的光纤色散的变化，实现了基于不同锁模机制的脉冲宽度从 ps 量级到 fs 量级可变化的脉冲激光的输出，这表明了石墨烯作为可饱和吸收体具有超宽带的可调谐特性，石墨烯的可饱和吸收特性与波

长无关，具有巨大的潜在应用价值[42]。该课题组还进一步的研究了基于石墨烯的被动锁模光纤激光器，分别获得了双曲正割孤子[43,44]、矢量耗散孤子[45]、以及大脉冲能量的高斯脉冲[46]等一系列不同类型的孤子输出。之后，在 $1\mu\text{m}$ 和 $2\mu\text{m}$ 波段的基于石墨烯的被动锁模光纤激光器也得到了相应的发展。2010 年，L.M. Zhao 等人首次将多层石墨烯应用到掺镱锁模光纤激光器中，采用图 1-8 的结构最终获得了中心波长 1069.8nm 的稳定耗散孤子脉冲的输出，但是由于腔内的单模光纤较长，对应的重复频率为 0.9MHz ，所以激光器输出的脉冲宽度约为 580ps ，如图 1-9 所示[47]。2014 年，Shisheng Huang 等人将石墨烯成膜后夹在跳线之间作为可饱和吸收体，成功实现了单波长可调谐以及多波长输出的耗散孤子脉冲的输出[48]。2012 年，M. Zhang 等人采用类似的结构，利用石墨烯在 $1.94\mu\text{m}$ 处获得了脉冲宽度约为 3.6ps 的超短脉冲输出[49]。2015 年，Grzegorz Sobon 等人进一步探究了石墨烯的参数对锁模输出特性的影响，通过设计了多种不同层数的石墨烯可饱和吸收体，分别实现了 $1.5\mu\text{m}$ 以及 $2\mu\text{m}$ 处 fs 量级的锁模脉冲输出[50]。

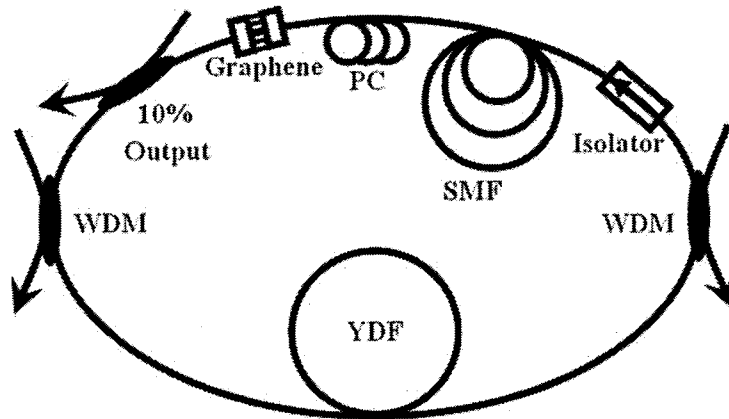


图 1-8 $1\mu\text{m}$ 波段基于石墨烯的掺 Yb 锁模光纤激光器

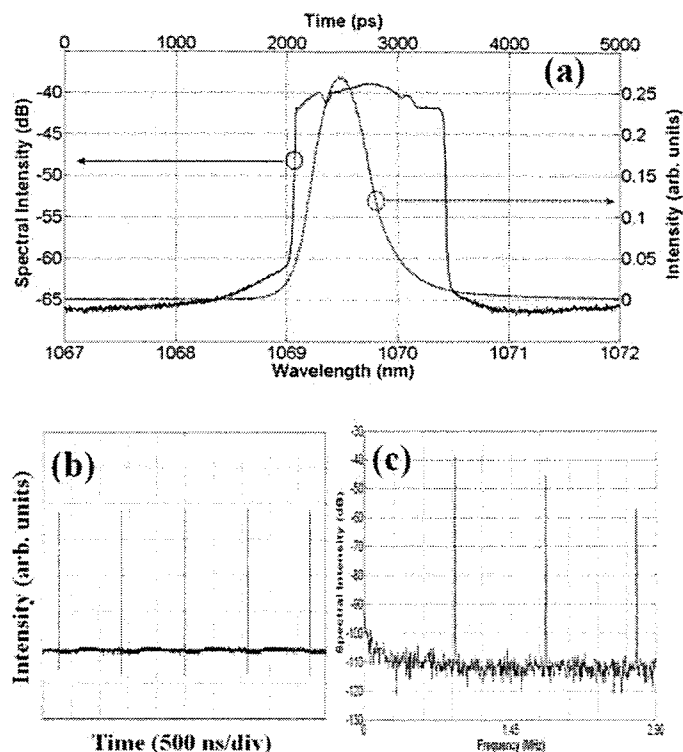


图 1-9 激光器的输出特性：(a) 输出光谱以及自相关曲线；(b) 对应的脉冲序列；(c) 对应的 RF 图

同样，氧化石墨烯以及拓扑绝缘体等新型的可饱和吸收体，有着与石墨烯相媲美的可饱和吸收特性，近几年来也引起了人们的极大关注。目前，已经被广泛应用到 $1\mu\text{m}$ 、 $1.5\mu\text{m}$ 以及 $2\mu\text{m}$ 的锁模光纤激光器中。

基于可饱和吸收体的被动锁模光纤激光器具有结构简单，容易获得脉冲的自启动输出并且锁模阈值比较低，激光器运行比较稳定等优点。但是受到可饱和吸收体本身材料特性的限制，输出脉冲的脉冲宽度一般为 ps 量级。另外一种被动锁模光纤激光器是利用等效可饱和吸收体实现的。所谓等效可饱和吸收体是指利用光纤或者其他器件的非线性效应，是本身不具有可饱和吸收特性的器件能够起到可饱和吸收体的作用。目前最常用的等效可饱和吸收体通常有两种：非线性偏振旋转锁模 (NPR) 以及非线性放大环形镜锁模 (NALM)。1992 年，V. J. Matsas 等人首次在掺 Er 光纤激光器中利用 NPR 锁模技术实现了皮秒量级的超短脉冲输出[59]。1991 年，南安普顿大学的 Richardson 等人首次利用掺 Er 光纤研制出基于 NALM 的被动锁模光纤激光器[60]。同年，Duling 等人也采用相同的技术实现了 314fs 的锁模孤子脉冲[61]。之后，基于等效可饱和吸收体的被动锁模光纤激光器得到了迅速发展。其具体原理，我们将在第三章进行详细的描述。

1.3 锁模光纤激光器的锁模机制

对于锁模光纤激光器来讲,谐振腔通常由不同色散的光纤构成。脉冲在谐振腔中的演变会受到非线性效应以及色散等效应的影响。激光器腔内群速度色散(GVD)在腔内因位置不同而变化导致腔内净 GVD 大小不同,通常被称之为色散图谱(dispersion map)。根据被动锁模光纤激光器的腔内色散分布特性的不同,其形成的孤子可以分为四种状态:传统负色散孤子(conventional negative-dispersion soliton)、展宽脉冲(stretched pulse)、自相似脉冲(self-similar pulse)和耗散孤子等(dissipative soliton),如图 1-10 所示。

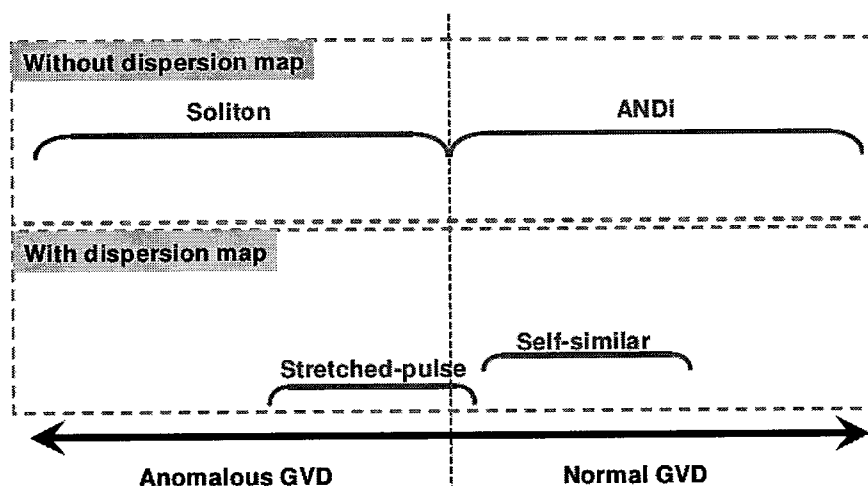


图 1-10 根据腔内色散的不同所产生的孤子形态分布图[62]

人们最早实现的是工作在负色散孤子锁模域的锁模光纤激光器[63,64]。此时,激光器中色散值处处为负。光学孤子是由光纤正啁啾的非线性效应和负啁啾的群速度色散达到动态平衡时产生。孤子锁模激光器典型的输出特征是其输出光谱带有明显的孤子边带(Kelly-band)。这种脉冲在激光腔内稳定传输且没有啁啾。然而由于面积定理和周期性扰动的限制,孤子脉冲的单脉冲能量只能够达到几百个皮焦耳。但是由于这种类型的孤子脉冲没有啁啾,所以对应的窄脉冲宽度使得脉冲的峰值功率相对较高,孤子能量的进一步提升会使得腔内非线性效应累积太强,导致脉冲发生分裂。

为了进一步提高脉冲的能量,人们又提出了展宽脉冲锁模的方式,这种激光器又被称为色散管理孤子激光器[65-68]。通过在光纤激光器中同时引入了正色散以及负色散元件,即引入了色散管理机制,使得激光器工作在近零色散区或者小的净正色散区。通过腔内色散的变化,使得脉冲在腔内循环过程中会周期性的展

宽和压缩,当脉冲引入了啁啾后,增加了脉冲的平均宽度,从而有效的减弱了非线性效应,使得这种色散管理孤子的能量较孤子脉冲提高了一个数量级,大约能够达到几个纳焦。

展宽脉冲锁模的机制首先被 L. Lefort 等人提出[66]。2003 年, F. Ö. Ilday 实现了 $1\mu\text{m}$ 波段的掺 Yb 锁模光纤激光器的展宽脉冲,通过在全正色散腔内加入光栅对进行色散控制,最终获得了 $1.03\mu\text{m}$ 处 50fs 的脉冲输出[65]。图 1-11 为展宽脉冲锁模光纤激光器的典型结构,脉冲在腔内的传输过程中经历了压缩与展宽的过程,并且不同位置的输出特性有所不同。

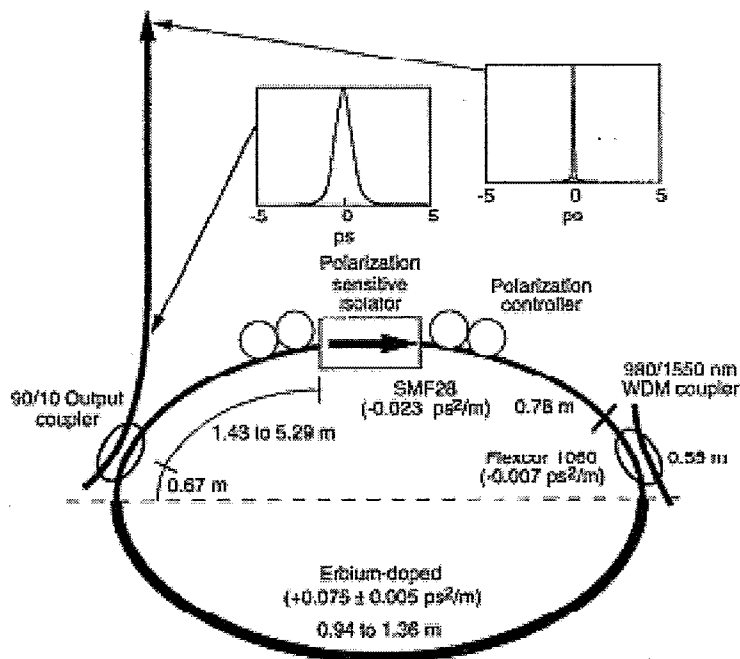


图 1-11 基于非线性偏振旋转锁模的展宽脉冲光纤激光器示意图[69]

值得说明的是,在展宽脉冲锁模的激光器的不同位置输出的脉冲特性都不同,尤其是在负色散的区域,会经历更严重的压缩导致在此区域时峰值功率过高。若再想要继续提高这种脉冲的能量时,同样会产生多脉冲或者其他的不稳定性。

因此, F. Ö. Ilday 等人进一步的提出了自相似锁模的概念[70]。自相似锁模光纤激光器工作在较大的正色散域,因此脉冲带有较大的啁啾。又因为这种激光腔中一般引入色散延迟线进行色散补偿,因此脉冲在一个腔循环中也伴随较强的呼吸现象。这种激光器输出的脉冲为具有近似线性啁啾的抛物线形,因此自相似锁模的光纤激光器的脉冲能量得到了进一步的提高。自相似脉冲具有传输过程中能够保持脉冲形状并无脉冲分裂、具有很强的线性啁啾等特点。展宽脉冲锁模和自

相似锁模虽然都能够提高锁模光纤激光器的脉冲能量,但是它们都需要在激光腔中引入负色散。

然而掺 Yb 光纤激光器产生的 $1\mu\text{m}$ 附近波长的光在普通的单模光纤中具有正色散,因此要想在光纤激光器中引入负色散就需要使用特种光纤(比如光子晶体光纤)等负色散的补偿元件。光子晶体光纤虽然能够提供这一波段的负色散,但是它与单模光纤的熔接损耗一般较大。而光栅对、棱镜对这类块状元件虽然能够在较低损耗下补偿色散,却不利于光纤激光器的全光纤化。因此,人们自然希望通过一种无需负色散元件的锁模方式来提高锁模脉冲的能量。全正色散(ANDi)耗散孤子锁模激光器的提出解决了这一问题。2006 年,Andy Chong 等人首先提出了 ANDi 锁模的概念,获得了 $1\mu\text{m}$ 波段的带有高啁啾的锁模光纤激光器,单脉冲能量达到 20nJ [71]。由于在这类激光器中形成的光脉冲是激光器增益、损耗、正色散、光纤非线性效应等共同作用的结果,因此所形成的脉冲可被称为耗散孤子脉冲。

而最新出现的耗散孤子共振(DSR)[72,73]能够产生平坦的矩形脉冲,通常存在于一个比较严格的激光谐振腔参数的限制范围内。耗散孤子共振效应是指脉冲能量随着泵浦功率的提升可以实现无限增加,此时脉冲的两翼具有较大的非线性啁啾,相对的脉冲的中心具有很小的线性啁啾,导致脉冲的能量不再往脉冲中心积累,而是在脉冲的两翼增加,导致脉冲逐渐演变为矩形脉冲,并且脉冲宽度逐渐增加。最终,使得脉冲的峰值功率保持不变,脉冲宽度以及脉冲能量线性增加,在演变的过程中,矩形脉冲不会发生分裂。理论预言[72,73],耗散孤子共振的现象与腔内的色散没有直接的关系。实验不仅在正色散区域观察到耗散孤子共振的现象[75],同样在负色散区域耗散孤子共振的现象也已经得到了广泛的研究[74]。一般来讲,方波脉冲在腔内的演变在很大程度上会受到非线性效应的影响,所以一般在激光谐振腔的腔长较大时,才能够达到其积累所需的非线性强度。

目前,耗散孤子共振的现象主要集中在 $1\mu\text{m}$ 波段的掺 Yb 锁模激光器以及 $1.5\mu\text{m}$ 波段的掺 Er 光纤激光器中。D. J. Richardson 等人于 1991 年在基于非线性偏振旋转的掺 Er 锁模光纤激光器中,在腔长为 104m 时,首次观察到了矩形脉冲的现象[60]。2008 年, W. Chang 等人在理论上论证了矩形脉冲的演变过程,由于其演变过程与振荡器中谐振的现象类似,于是将这种现象命名为“耗散孤子共振”,主要基于耦合的立方-五次方金兹堡-朗道方程(CGLE),并指出这种现象主要存在于正色散的腔内[72]。基于碳纳米管[76]以及石墨烯[77]等可饱和吸收体,同样也观察到了矩形脉冲的现象。2013 年华,南师范大学的 Nian Zhao 等人利用石墨烯在腔长 115m 的环形腔中实现了 1061.8nm 与 1068.8nm 的双波长的矩形脉冲输出,矩形脉冲脉宽能够在 1.41ns 至 4.23ns 之间调谐,其实验结构图如图 1-12 所示。最近, $2\mu\text{m}$ 波段的耗散孤子共振现象也得到了蓬勃发展。2015 年,深圳大学的徐意等人基于 NALM 的全光纤掺铥激光器中,通过插入色散补偿光纤,使

得整个腔的净色散量为正的情况下, 获得了中心波长 1941.08nm, 脉冲宽度从 480ps 至 6.19ns 可调谐的输出[78]。

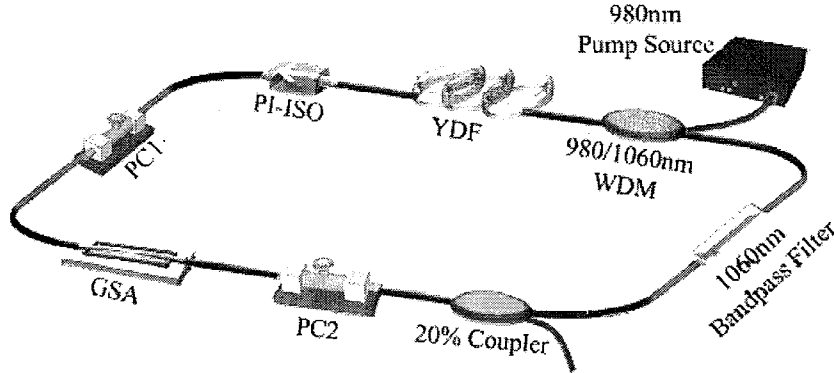


图 1-12 基于石墨烯实现双波长矩形脉冲的实验结构图

1.4 本文的主要研究内容

本文的主要工作围绕于基于等效可饱和吸收体以及 SESAM 的被动锁模光纤激光器, 并在此基础上通过增加单模光纤的长度以及利用声光调制器实现了低重复频率的 $1\mu\text{m}$ 波段的锁模光纤激光器, 并对 $2\mu\text{m}$ 波段的锁模光纤激光器进行了初步的研究。本文主要结构如下:

第一章首先介绍了超短脉冲的研究背景以及研究意义, 然后根据锁模的方法对锁模光纤激光器进行了分类, 并详细介绍了基于 SESAM、碳纳米管、石墨烯以及等效可饱和吸收体的被动锁模激光器的研究进展。然后介绍了脉冲的演变特性的发展。

第二章主要介绍了锁模光纤激光器中相关的基本理论。首先阐述了锁模光纤激光器的基本结构以及锁模原理。进一步讨论了光纤的色散、非线性效应、以及增益特性对锁模脉冲形成机制以及输出特性的影响。并在此基础上, 由麦克斯韦方程组出发, 首先获得了普通单模光纤中脉冲的传输方程-非线性薛定谔方程, 进一步分析了光纤中的双折射效应, 引入了耦合非线性薛定谔方程, 最终推导出了能够同时体现着色散、非线性以及增益三种效应的 Ginzburg-Landau 方程。

第三章主要介绍了 $1\mu\text{m}$ 波段基于等效可饱和吸收体的被动锁模光纤激光器的相关研究。研究了基于非线性偏振旋转(NPR)以及非线性光纤环形镜(NLOM)的锁模实验, 并在 NPR 的结构基础上, 通过在腔内引入 Loya 滤波器, 获得了单波长以及多波长的可调谐输出。进一步研究了低重复频率时锁模激光器的输出特性。首先基于 NPR 效应在长腔结构中获得了方波脉冲输出。在 NPR 的结构中引入负色散的啁啾光纤光栅, 获得了基频 221kHz, 脉宽调谐范围从 18.7ns-98.5ns。

通过合理调节腔内参数,能够实现方波脉冲的谐波锁模。在此基础上,对产生的方波脉冲进行了放大,获得了输出功率大于 130W、偏振度大于 18dB 的输出。其次在长腔的 NPR 结构中,通过带通滤波器与 Loyt 的结合,实现了单波长可调谐、双波长的耗散孤子以及耗散孤子共振脉冲等多种形式的输出。为了进一步获得低重复频量的窄脉宽的超短脉冲。本文基于 NPR 的种子,利用声光调制器进行了降频实验,获得了脉冲宽度为~21ps、重频在 20KHz~4MHz 可调谐的输出。

第四章主要介绍了 1 μ m 波段基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器的相关实验。首先介绍了 SESAM 的基本结构和特征参数等主要特性,讨论了基于 SESAM 实现被动锁模的工作原理。在此基础上,搭建了不同线型腔结构下的被动锁模光纤激光器的实验系统。分别采用了啁啾光纤光栅、光环形镜、带通滤波器以及光纤光栅四种不同的器件与 SESAM 相结合进行了实验研究。利用啁啾光纤光栅,获得了脉宽为 4.36ps 的孤子输出。利用光纤环形镜,分别在短腔条件下分别获得了 1029.2nm-1037.8nm 波长可调谐的、脉冲宽度为 160ps 的耗散孤子输出,在长腔时获得了耗散孤子共振脉冲的输出,随着泵浦功率的增加矩形脉冲的脉冲宽度从 580ps 增加至 2.1ns。在此基础上进一步研究了全保偏结构的实验方案。利用光栅光纤,获得了全保偏结构的中心波长为 1030nm、脉冲宽度约为 10.4ps 的近转换极限的窄线宽的稳定锁模输出。我们根据测量数据比较了几种不同腔体结构锁模输出特性,从中得出了一些规律性的认识。同时,通过采用双光栅作为反射镜,实现了 1029.9nm 以及 1031.8nm 两个波长之间可转换的锁模输出;通过在腔内引入可调谐滤波器,实现了可调谐的被动锁模输出。最后,本章对窄线宽的被动锁模光纤激光器进行了详细的实验和整机化研究,实现了 1030nm 的全光纤锁模光纤激光器原理样机,并基于此样机实现窄线宽低重复频率超短脉冲输出。

第五章介绍了 2 μ m 波段的被动锁模光纤激光器的实验研究。基于 NPR 以及碳纳米管分别实现了锁模输出。由于光纤双折射效应的存在,在两种机理下均能观察到波长可调谐的现象。

最后,总结全文,分析了研究中存在的不足,并在已完成工作的基础上,提出了进一步研究锁模光纤激光器以及低重复频率、高能量超短脉冲的方向,对下一步工作的重点作出了展望与建议。

2 锁模光纤激光器的相关理论

所谓锁模就是指相位的锁定,通过采用适当的措施使得原本各自独立运转的纵模在时间上实现同步,任意相邻的纵模相位差按照常数的关系被锁定,从而获得高峰值功率、窄脉宽的超短脉冲。锁模激光器中激光腔内在形成稳定脉冲的过程中,光脉冲在腔内循环传输时会受到光纤中色散(GVD)、非线性效应(尤其是自相位调制)以及增益介质等各种因素的影响。色散能够改变脉冲每个频谱分量的相位,尽管这种相位的变化不会影响脉冲的频谱,但却会改变脉冲的形状以及脉冲宽度。非线性效应,尤其是自相位调制(SPM)会导致光脉冲频谱的改变。另外,在实际情况中,由于使用过程中施加在光纤上的压力会导致光纤的双折射效应,会对脉冲的传输及演变产生重要的影响。

为了进一步的掌握锁模光纤激光器中超短脉冲的形成过程以及不同因素对锁模脉冲形成的影响,本章将首先介绍了锁模光纤激光器的基本结构及锁模形成的机理,对影响锁模光纤激光器输出特性的色散、非线性及增益等因素进行了详细的论述,并在此基础上,由麦克斯韦方程组出发推导出能够准确描述光脉冲在光纤中传输以及演化的方程,即金兹堡-朗道(Ginzburg-Landau)方程。

2.1 锁模光纤激光器的基本结构及锁模原理

2.1.1 锁模光纤激光器的基本结构

锁模光纤激光器激光器主要包括泵浦源、掺杂光纤(本文讨论的增益介质主要为掺 Yb 与掺 Tm 光纤)、光学谐振腔、锁模调制元件以及耦合输出器。与连续光纤激光器基本的不同就是多出了一个锁模调制元件。锁模光纤激光器主要有两种形式的腔体结构:直线型腔体和环形腔体。直线型腔体典型的结构如图 2-1 所示,环形腔的结构如图 2-2 所示。

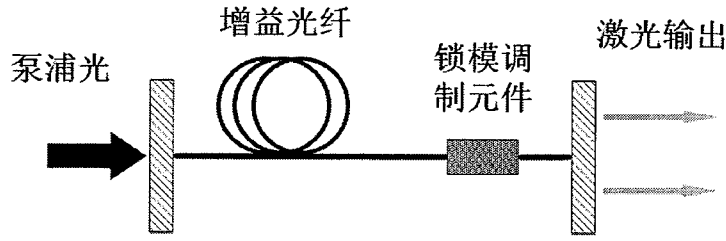


图 2-1 线性腔锁模光纤激光器结构示意图

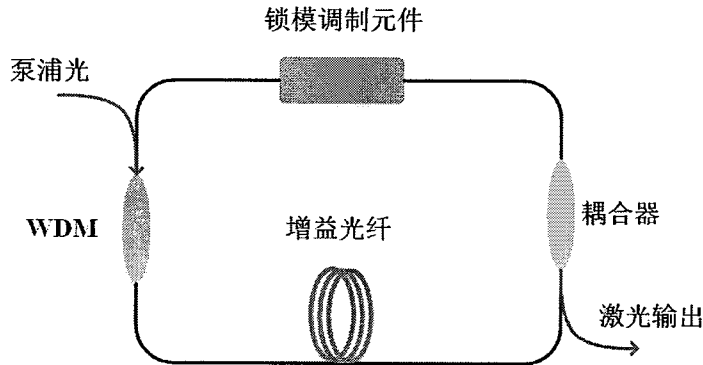


图 2-2 环形腔锁模光纤激光器结构示意图

图中泵浦源、波分复用器（WDM）、增益光纤以及耦合输出器等器件与其在连续波光纤激光器起到的作用相同。其中，泵浦源为增益光纤提供足够的能量使得其中的粒子能够跃迁输出信号光。可以看出泵浦源的特性会影响光纤激光器的输出性能，所以要求泵源的输出功率、波长稳定。锁模光纤激光器的泵浦源通常采用半导体激光二极管（LD）或光纤激光器。例如， $1\mu\text{m}$ 波段的掺 Yb 光纤通常采用 980nm 波长的 LD 泵浦； $2\mu\text{m}$ 波段的掺 Tm 光纤通常采用 1560nm 波长的光纤激光器或者 793nm 波长的 LD 泵浦。目前常用的增益光纤主要是采用石英为基质，通过将一定比例的稀土元素离子掺杂在其纤芯中（现在比较成熟的掺杂离子有 Yb^{3+} 、 Er^{3+} 、 Tm^{3+} 、 Ho^{3+} 、 Nd^{3+} ）。目前，譬如氟化物以及磷酸盐等其他基质材料也得到更为广泛的应用。锁模调制元件是锁模光纤激光器中实现脉冲输出的最为关键的元件，通常可以分为主动调制与被动调制元件。本文主要介绍的是基于被动调制元件的光纤激光器。锁模光纤激光器中超短脉冲的形成及演变主要是依靠于锁模调制器件来完成的，调制元件的调制特性会直接影响超短脉冲的宽度、输出功率以及脉冲形状等各种时域以及频域特性。

2.1.2 锁模激光器的物理机制

在腔长为 L 的多纵模自由运转的光纤激光器中，其纵模的频率间隔 $\Delta\nu_q$ 由下

式决定:

$$\Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nL} \quad (2-1)$$

式中 n 为激光谐振腔的等效折射率, 整数 q 表示纵模阶数。当激光器处于自由运转的状态时, 其输出频谱一般包含若干个相位以及振幅都没有固定关系、随机分布的纵模模式。激光器输出的光场强度便是这些超过阈值条件的纵模无规则叠加的时间平均值, 可以表示为:

$$E(t) = \sum_{q=0}^N E_q \cos(\omega_q t + \varphi_q) \quad (2-2)$$

式中 $q=0, 1, 2, \dots, N$, 是激光器 N 个纵模中的第 q 个纵模的序数。 E_q , ω_q 和 φ_q 分别对应纵模的场强, 角频率与相位。通常情况下, 这 N 个纵模的相位之间都是没有固定关系的, 即能够表示为 $\varphi_{q+1} - \varphi_q \neq \text{常数}$ 。

当通过调整激光器的参数或者控制锁模元件等措施使得这些原本各自独立运转的纵模有一定的确定关系, 在时间上达到同步, 即使得该激光器各相邻模式的相位按照 $\varphi_{q+1} - \varphi_q = \text{常数}$ 的关系被锁定, 此时激光器实现锁模, 能够输出高峰值功率、脉宽窄的超短脉冲脉冲。此时相邻纵模的频率间隔相等, 其大小为 $\Delta\nu_q = c/2nL$ 。经过进一步的解析, 激光器输出总光强 $E(t)$ 将是各个锁定纵模光强的相干叠加, 可以表示为:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \frac{\sin[\frac{1}{2}(2N+1)(\Delta\omega + \alpha)]}{\sin[\frac{1}{2}(\Delta\omega + \alpha)]} = A(t) \cos(\omega_0 t) \quad (2-3)$$

根据上述公式可以看出, 此时输出的光场强度 $E(t)$ 不再是随时间随机变化的函数, 而是将起振的 $2N+1$ 个纵模相位锁定, 此时激光器的输出光场可以等效为调制频率为 ω_0 的调制波, 其中 $A(t)$ 定义为其振幅。它是与时间 t 相关的周期函数, 其周期大小为脉冲在谐振腔内往返一次所需要的时间。由于光场强度 $I(t)$ 正比于 $E(t)^2$, 即 $E_0^2(2N+1)^2$, 所以激光器输出的总的光强也是个关于时间的周期函数。

此时激光器输出的光强是未锁定自由输出时光强的 $2N+1$ 倍, 当腔内锁定的纵模数越多时, 能够实现的脉冲的峰值功率越大。锁模激光脉冲除了具有非常高的峰值功率外, 同时还具有非常短的脉冲宽度。脉冲的宽度定义为脉冲从峰值降至零点的时间间隔。输出光脉冲的宽度可以通过公式推导出来:

$$\Delta\tau = \frac{1}{(2N+1)\Delta\nu_q} \quad (2-4)$$

可以看出脉冲宽度 $\Delta\tau$ 近似等于震荡总线宽的倒数 $(2N+1)\Delta\nu_q$ ，因为锁模激光器的震荡线宽不会超过其净增益线宽 $\Delta\nu_g$ ，所以在最为极限的情况下，能够实现

的最小脉宽 $\Delta\tau_{\min} = C_B/\Delta\nu_g$ ，被称为转换极限脉冲（即是带宽限制的最短脉冲）。其中 C_B 为一个常数，其大小由获得的脉冲的具体形状所决定。

表格 2-1 给出了几种常见脉冲形状的表达式与其相对应的 C_B 值。通常情况下，当脉冲较宽时，脉冲线型假定为高斯线型；相反，当脉冲宽度较小时，一般假定为双曲正割线型。由此可见当激光器掺杂介质的增益带宽越大时，能够得到的锁模脉冲宽度越窄。然而，通常脉宽与光谱带宽的乘积可能会远远大于 1，即脉冲带有很大的啁啾。因此，利用锁模技术能够获得高脉冲能量的超短脉冲激光。

表格 2-1 常见脉冲形状及其对应的 C_B 值

脉冲形状	$I(t)$	$I(\omega)$	C_B
高斯型	e^{-t^2}	$e^{-\omega^2}$	0.441
双曲正割型	$\text{sech}^2(t)$	$\text{sech}^2(\frac{\pi}{2}\omega)$	0.315
洛仑兹型	$\frac{1}{e^{t/2} + e^{-t/2}}$	$\text{sech}(\frac{3\pi}{4}\omega)$	0.386

综上所述，利用锁模技术获得超短脉冲需要两个最基本条件：1.谐振腔内需要包含多个震荡的纵模，即要求掺杂介质的增益带宽尽量大，纵模间的频率间隔尽量小，使得谐振腔能够在足够宽的频谱范围内实现多模振荡；2.保持纵模之间的相位锁定，即使得任意纵模之间满足固定的相位关系。

2.2 光纤中的色散、非线性与增益

锁模光纤激光器主要结构是由光纤构成的，谐振腔中光脉冲的传输大都被限制在光纤中。光脉冲在光纤中的传输以及演变过程必然会受到光纤色散以及光纤中非线性效应的影响。而对于锁模光纤激光器的关键部分——掺杂稀土离子光纤，其增益性质同样对脉冲的输出特性有着非常重要的作用。因此在建立脉冲在光纤的传输方程之前需要详细了解一下这三参数各自的特性以及它们对脉冲演变的影响。

2.2.1 光纤中的色散

当电磁波（光波）在光纤中传播时，会与电介质的束缚电子相互作用，通常介质的响应会与光波频率 ω 有关，这种特性称为色度色散，简称色散，表现为折射率 $n(\omega)$ 对频率 ω 的依赖关系。色散最为重要的特性就是会使得不同波长处的光脉冲在光纤中的传输速度不同，这一特性会使得脉冲出现展宽甚至畸变的现象。

由于光脉冲不同的频谱分量在光纤中传输速度不同，其速度与频率有关，为 $c/n(\omega)$ ，因此光纤色散在超短脉冲的传输中起到关键作用。光纤的色散效应是通过在脉冲频谱的中心频率 ω_0 附近将模传输常数 β 展开泰勒级数来展开：

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2-5)$$

其中，

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (2-6)$$

其中， c 是指真空中的光速， ω 是指光波的角频率， $n(\omega)$ 为介质的线性折射率。对于一般的光纤激光器，只考虑 $m=1, 2, 3$ 的情况就够了。

β_1 为一阶色散系数，是指群速度的倒数；用以描述脉冲包络的群速度运动。

β_2 为二阶色散系数，即群速度色散（GVD），其单位为 ps^2/km 。脉冲演化过程中其主要作用的就是二阶色散。在实际应用中，通常还用到色散常量 D ，单位为 $ps/(km \cdot nm)$ ，它与 β_2 及 n 的关系为：

$$D = \frac{d\beta_1}{d\beta} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2-7)$$

当色散参量 β_2 （或者色散常量 D ）的符号不同时，光纤中的非线性效应会具有不同特征的表现形式。通常 $\beta_2=0$ 处的对应的波长被定义为零色散波长 λ_D 。波长 $\lambda < \lambda_D$ 时， $\beta_2 > 0$ ，此时为正常色散区，此时光脉冲的短波高频成分（蓝移频量）比长波低频分量（红移频量）传输的慢，通常被形象地称为“红快蓝慢”，脉冲呈现正啁啾。在 $\beta_2 < 0$ 时，为反常色散区，光纤具有负色散，情况则正好相反，光脉冲呈现负啁啾。由于 GVD 的存在，会导致脉冲每个频谱分量的相位，且其该变量取决于频率和传输距离。尽管这种相位的改变并不会影响脉冲的频谱特性，但是会改变脉冲的形状，导致原本无啁啾的脉冲在时域上发生展宽。

对于普通单模光纤，其零色散波长 λ_D 一般位于 $1.31\mu m$ 波长处。因此对于掺 Yb 锁模光纤激光器，其 $1\mu m$ 波长的光则位于光纤的正常色散区，因此能够利用普通的单模光纤方便地构成全正色散的光纤谐振腔。如果腔内不采用色散补偿元

件,腔内将带有较大的色散值,输出的脉冲会带有很大的正啁啾。而对于掺 Tm 光纤的 $2\mu\text{m}$ 波段的光波处于光纤的反常色散区。而由于在此区内的锁模光纤激光器能够通过色散与非线性效应两者之间的平衡来实现光孤子的输出。

β_3 为三阶色散(TOD),一般只有在脉冲波长趋近于零色散波长时才需考虑。

通常,三阶色散会引起脉冲畸变,使其在一个沿附近形成非对称的振荡结构或拖尾。工作在 $1\mu\text{m}$ 的掺 Yb 锁模光纤激光器工作在大的正色散区,三阶色散的影响可以忽略。

2.2.2 光纤中的非线性

由于传输模式的石英光纤的模场直径非常小,只有微米量级(通常为 $6\mu\text{m}$),并且与激光的作用距离非常长,因此具有极高的功率密度。在这种高强度电磁场作用下,介质中的束缚电子会进行非谐振振动,从而导致电偶极子的极化强度 P 包含非线性成分。此时,电极化强度 P 和电场 E 的此时的关系可表述为:

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots) \quad (2-8)$$

式中, ϵ_0 是指真空条件下的介电常量, $\chi^{(j)}$ ($j=1,2,\dots$) 是指 j 阶电极化率。一阶电极化率 $\chi^{(1)}$ (线性点极化率) 的作用主要体现在线性折射率以及线性衰减常数中。二阶电极化率 $\chi^{(2)}$, 通常只在某些特殊的分子结构呈现非反演对称的介质中才不为零,而我们实验中的光纤激光器通常采用石英基质的光纤, SiO_2 分子的结构呈反演对称的特性,因此通常其 $\chi^{(2)}$ 为 0。本文所研究的 $1\mu\text{m}$ 与 $2\mu\text{m}$ 波段的光纤的非线性效应正是如此。因此,光纤中能够表现出的最低阶非线性效应来源于三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ 。介质折射率 n 随光强的变化而出现非线性变化的现象称为光克尔(Kerr)效应。其光纤折射率与光强关系式为:

$$n(|E|)^2 = n_0 + n_2 |E(t)|^2 \quad (2-9)$$

式中, $|E(t)|^2$ 是指光纤内的光场强度, n_0 是指无光场存在时的线性折射率, n_2 称为光克尔系数,是指与 $\chi^{(3)}$ 有关的非线性折射率系数。目前,光纤中由于折射率对光强的依赖而导致的非线性效应主要有两种,即自相位调制效应(SPM)以及交叉相位调制(XPM)效应。其中,SPM 是指光场在光纤中传输时其自身引起的非线性相移,使得脉冲产生了新的频率成分。由于非线性相移引起的脉冲光场的瞬时频率的变化量与其在光纤中传输的距离有关,可表示为:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial(\delta\Phi_{\text{NL}})}{\partial t} = -n_2 k_0 L \frac{\partial |E(t)|^2}{\partial t} \quad (2-10)$$

这样使得脉冲在传输过程中带上了啁啾。脉冲前沿相对中心频率产生“红移”,即频率降低;在脉冲顶部,光强保持不变,即对应的频率保持不变;在脉冲后沿,则相反,产生“蓝移”。由此可知,SPM 对光脉冲的不同光强处引入的相移不同,

导致了脉冲中新的频率成分的产生,使得脉冲前沿频率降低,脉冲后沿频率升高,呈现正啁啾,即展宽了光谱,然而并不会改变脉冲的时域形状。XPM 是指一个光场感应另一个具有不同波长或偏振态等特性的光场而产生非线性相移的现象。

2.2.3 光纤的增益

作为光纤激光器中不可缺少的一部分,增益光纤起到了在激光腔内对脉冲实现放大作用。增益光纤通常是通过往光纤中掺入其他离子而制成的,本文所涉及的研究主要在 $1\mu\text{m}$ 与 $2\mu\text{m}$ 波段。分别采用掺 Yb 与掺 Tm 掺光纤作为增益介质。下面将主要讨论两种掺杂光纤的增益特性[79-83]。

(1) 掺 Yb 光纤

掺 Yb 光纤具有良好的功率转换效率,能够实现高功率脉冲的输出。相对于其他掺杂光纤,掺 Yb 光纤难以出现激发态吸收和离子间能量传递时所引起的浓度淬灭等不利因素。掺 Yb 光纤还可以实现高浓度的掺杂,从而可以在单位长度的光纤中提高增益系数。较宽的增益带宽为产生超短脉冲提供了保证,并且足够大的饱和通量也意味着能够实现高脉冲能量的脉冲输出。掺 Yb 光纤所需的泵浦光波长范围可以从 860 nm 到 1064nm,因此可以采用多种方式进行泵浦。图 2-3 展示了在掺锗石英中 Yb^{3+} 离子的吸收和发射的曲线。从图中可以看出,915nm 和 975nm 为 Yb^{3+} 离子的主吸收峰:975 nm 处吸收谱较窄,但具有较大的吸收系数;而在 915 nm 处吸收谱很宽,但是其吸收系数相对较小,通常为 975nm 处的 1/3。并且,975nm 的强吸收峰与 InGaAs 激光二极管(LD)的发射波长相匹配,因此可以使用商用廉价的 LD 对掺 Yb 光纤进行泵浦。 Yb^{3+} 离子在 900nm 到 1150nm 之间均有发射能力,存在一个很宽的发射谱,如此宽的发射谱有利于在这个波段实现宽带可调谐的激光输出。

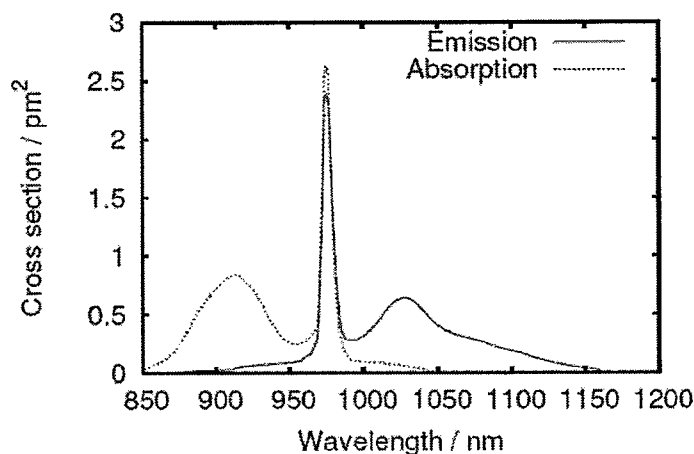
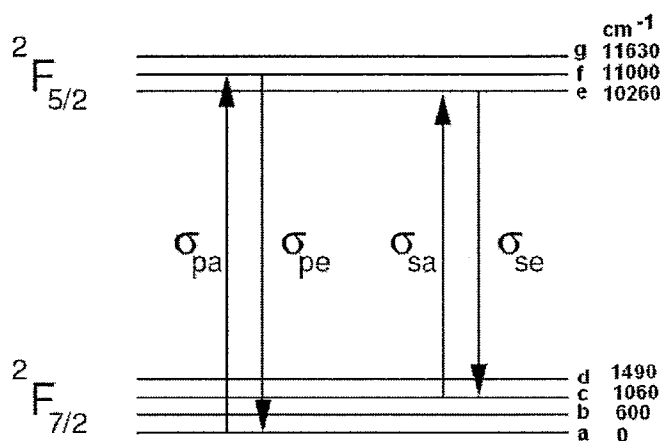


图 2-3 Yb³⁺的吸收光谱与发射谱[80]

通常掺 Yb 光纤是通过往石英光纤中掺入 Yb³⁺离子而制成的,同样也可以在其他材料类型的光纤中掺入而制成掺 Yb 光纤。这里就以掺 Yb 的石英光纤为例,简要介绍一下掺 Yb 光纤的特性。对比于其他稀土元素离子, Yb³⁺离子的能级结构相对比较简单。在所有的光谱范围内,只有两个简并能级是相关的,即基态 $^2F_{7/2}$ 和激发态 $^2F_{5/2}$, 这两个能级分别可以展宽为 4 个和 3 个亚能级,如图 2-4 所示。从图中可以看出, $^2F_{5/2}$ 的能级 e 通常存在两种不同类型的激光跃迁方式: 一种是三能级跃迁结构, 电子从能级 e 到基态 a 的跃迁, 其辐射的波长位置为 975 nm; 另外一种为准四能级跃迁结构, 电子从能级 e 到能级 b, c 或 d 的跃迁, 此时辐射的波长大约在 1010 ~ 1200 nm 的范围内。

图 2-4 Yb³⁺离子的能级结构图

(2) 掺 Tm 光纤

Tm 为一种变价元素, 通常呈现正三价, 其能级结构相比来讲较为复杂, 采用不同的泵浦方式, 其跃迁机制也会有所不同。图 2-5 给出了掺 Tm 光纤发射和吸收截面的数据[82]。可以看出, Tm³⁺离子在 790nm、1210nm、1650nm 波长处吸收截面较大, 由于在 790nm 以及 1550nm 波段的激光器更为常数, 因此通常采用这两个波长的激光作为泵浦光, 实现较高转化效率的激光输出。同时, Tm³⁺具有较宽的发射谱, 其辐射波长能够覆盖 1.6~2.1 μ m, 所以在光纤激光器中可以通过选择不同 Tm³⁺离子掺杂浓度以及不同长度的光纤或者选择不同波长的泵浦波长等多种不同的方式, 可以实现不同波长的激光输出。由 Tm³⁺的能级结构可知, 通常有三种泵浦跃迁方式: 3H_6 - 3F_4 ; 3H_6 - 3F_5 ; 3H_6 - 3H_4 。

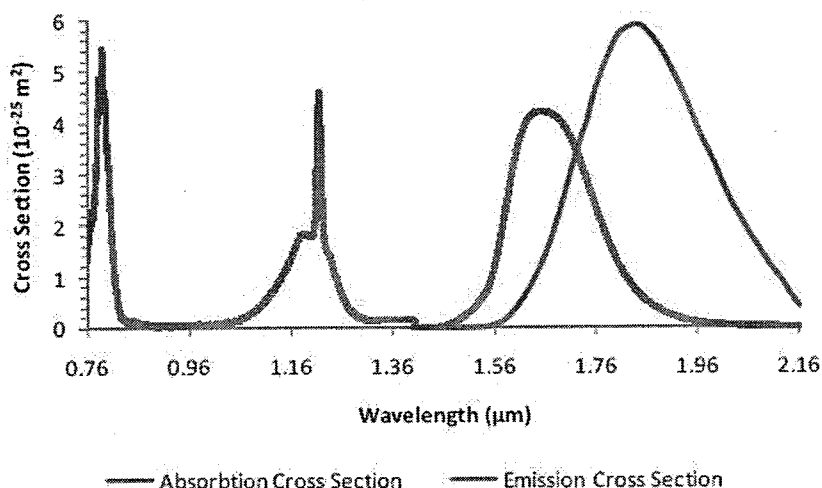


图 2-5 掺 Tm 光纤的发射与吸收截面图

本文主要采用 3H_6 - 3F_4 这种带内泵浦方式。采用输出波长为 1560nm 的 Er:Yb 共掺的光纤激光器作为泵浦源，当 Tm^{3+} 吸收一个波长为 1.6μm 附近的泵浦光子后， Tm^{3+} 由基态 3H_6 被激发到第一激发态 3F_4 ，在 3H_6 和 3F_4 两个能级之间发生粒子数的反转，从而辐射出 2μm 波段的激光。

(3) 增益

光在光纤介质中传播时，获得的瞬时增益的增益系数可写成如下形式：

$$g(z,t) = \frac{\sigma_s \iint W(r,t) |F(x,y)|^2 dx dy}{\iint |F(x,y)|^2 dx dy} \quad (2-11)$$

式中， σ_s 是指掺杂光纤的辐射截面， $W(r,t)$ 是指反转粒子数的密度， $|F(x,y)|^2$ 是指光场强度在光纤上的横向分布。通过此公式，可以求出光纤的增益。

2.3 锁模光纤激光器中传输的数学模型

上一节我们讨论了锁模光纤激光器中色散、非线性效应以及增益的激励对脉冲传输以及演变的影响。为了进一步的准确的理解锁模光纤激光器中脉冲的演变情况，必须要知道描述脉冲在光纤中传输的基本方程。光纤中的脉冲的传输与所有的电磁波同样都要服从麦克斯韦方程组 (Maxwell equations)，本节将从麦克斯韦方程组入手，经过一系列的推导与合理的近似，最终推导出能够同时反映这三种效应的金兹堡-朗道方程 (Ginzburg-Landau) [83]。

2.3.1 普通单模光纤中脉冲传播的基本波方程

包括光纤中光场在内的所有的电磁现象的传输都服从麦克斯韦方程组，该方程组的微分形式如下：

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho_f \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\quad (2-12)$$

式中， $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 分别为电场的矢量长度和磁场矢量长度； $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为电位移矢量和磁感应强度矢量。电流密度矢量 $\mathbf{J}$ 和电荷密度 ρ_f 表示电磁场的源，光纤是一种无自由电荷的介质，显然，二者都为 0。对于介质中传播的光波，其 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 的关系可描述为：

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}\end{aligned}\quad (2-13)$$

其中， ϵ_0 为真空中的介电常数， μ_0 为真空中的磁导率。磁极化强度 $\mathbf{M}$ 与感应电极化率 $\mathbf{P}$ 体现了介质对光场的响应。对于光纤这样的非磁性介质， $\mathbf{M}=0$ 。当忽略掉光纤中其他高阶非线性效应，只考虑与 $\chi^{(3)}$ 有关的三阶非线性效应时，感应极化强度可以表述为两部分：

$$\mathbf{P}(r, t) = \mathbf{P}_L(r, t) + \mathbf{P}_{NL}(r, t) \quad (2-14)$$

其中，线性部分 $\mathbf{P}_L(r, t)$ 和非线性部分 $\mathbf{P}_{NL}(r, t)$ 与场强的普适关系式可以表示为：

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(r, t') dt' \quad (2-15)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_{NL}(r, t) &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^t dt_2 \int_{-\infty}^t dt_3 \times \chi^{(3)}(t-t_1)(t \\ &\quad - t_2)(t-t_3) : \mathbf{E}(r, t_1) \mathbf{E}(r, t_2) \mathbf{E}(r, t_3)\end{aligned}\quad (2-16)$$

利用上式进行一定的简化，可以获得下式给出的描述光纤中光传输的亥姆赫兹方程（Helmholze's Equation）：

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2-17)$$

2.3.2 双折射光纤中脉冲传播的基本波方程

在理想的光纤中，光纤的横截面应该处处是个等直径的标准同心圆，其包层与纤芯的折射率分布式均匀对称的，两个正交偏振的模式的传输常数是相等的，因此可以认为此时的光波是一个单一的偏振电矢量，沿光纤传输的过程中其偏振

态保持不变。然而，对于真实的光纤而言，由于光纤制造工艺导致纤芯尺寸不一致以及使用过程中施加在光纤中的挤压、弯曲、等随机压力，导致了单模光纤中的两个偏振模式不再简并，其两个正交模式的传输常数 β_x 与 β_y 不再相等，两个正交的偏振模式耦合传输一定距离后脉冲的偏振态无法预知，从而导致了光纤的双折射效应。一般用模式双折射度 B_m 表示双折射的大小，定义为：

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (2-18)$$

其中， n_x 与 n_y 分别对应两个正交偏振态的模折射率。此外，对于给定的 B_m 值，

还可以用双折射拍长 L_b 来表示光纤的双折射，是指当光纤在光纤中传输时其偏振态从线偏光到椭圆偏振再到圆偏振最后回到线偏振光所经历的长度，定义为：

$$L_b = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B_m} \quad (2-19)$$

假定 $n_x > n_y$ ，此时 y 轴具有较小模折射率，在 y 轴上传输的光脉冲的群速度相对较大；而相反的 x 轴具有较大的模折射率，光脉冲在 x 轴上传输时的群速度相对较大，因此， x 轴和 y 轴通常被称为光纤的慢轴与快轴。具有不同相速度以及群速度的两个正交偏振分量会导致光脉冲在传输的过程中其脉冲宽度不断被展宽。其中，相速度的不同会导致光脉冲的两个正交偏振分量在光纤中传输时产生不同的相位，两者之间的相位差为：

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi|n_x - n_y|}{\lambda} = \frac{2\pi L}{L_b} \quad (2-20)$$

从上式中可以看出，光脉冲的偏振态会在拍长 L_b 的长度上发生周期性的改变。当传输长度为 L_b 或者其整数倍时，此时两个正交偏振分量的相位差 $\Delta\varphi$ 是 2π 的整数倍，从而光脉冲回到了原来线偏振态。

当光脉冲在双折射光纤中传播时，考虑到交叉相位调制（Cross-phase modulation, XPM）所引入的两个两个正交偏振分量 E_x 与 E_y 两者之间的耦合，通常用耦合非线性薛定谔方程表述：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} &= i\beta A_x - \delta \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + i\gamma(|A_x|^2 + \frac{2}{3}|A_y|^2)|A_x| + \frac{i\gamma}{3}A_y^2 A_x^* \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} &= i\beta A_y - \delta \frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + i\gamma(|A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2)|A_y| + \frac{i\gamma}{3}A_x^2 A_y^* \end{aligned} \quad (2-21)$$

式中 A_x 表示光脉冲沿 x 轴偏振分量的慢变振幅,相应的 A_y 表示 y 轴方向上的慢变振幅。

2.3.3 非线性薛定谔方程

考虑到光脉冲在光纤中传输时会受到光纤的色散以及非线性效应(自相位调制以及交叉相位调制)的共同作用,我们在亥姆赫兹方程的基础上进行了一定的近似处理后,推导出了能够描述脉冲光在具有色散以及非线性效应的光纤中传输特性的传输方程,该方程通常被定义为广义非线性薛定谔方程(GNSE),其具体解析式如下:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial T} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (2-22)$$

主要进行了三方面的简化,首先将非线性极化率 $P_{NL}(r,t)$ 简化为线性 P_L 微扰处理,主要是考虑到非线性极化率相对于非线性极化率比较小,可以忽略。第二,假定光场在光纤中传播时其偏振态保持不变。第三,将光场假定为单色光,即光场的中心频率 ω_0 远小于其对应的谱宽。式中, α 是光纤的损耗系数; β_1 、 β_2 、 β_3 分

别指光纤的一阶、二阶、三阶色散系数,其中 β_2 是指群速度色散,会引起脉冲宽度的变化;三阶色散系数 β_3 能够引起光脉冲形状的畸变。 A 是指光脉冲电场进行归一化后的慢变包络振幅。因此, $|A|^2$ 是光脉冲的瞬时光功率。 T 是指以群速度移动的坐标系(即群时延坐标系), T_R 是指受激拉曼散射的非线性响应时间, γ 是指非线性系数,其定义式为:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2-23)$$

其中, n_2 为光纤的非线性折射率系数; A_{eff} 是指光纤的有效模场面积,其大小取决于光纤参量,如纤芯大小、纤芯-包层折射率差等。

广义非线性薛定谔方程中,等式的左边部分分别描述了超短脉冲在光纤中传输时光纤损耗以及色散效应对光脉冲演化的影响。而等式的右边是非线性效应对光场的影响。其中,第一项对应的是SPM所引起的非线性相移;第二项与第三项都为高阶非线性项,第二项源于 $\Delta\beta$ 的频率相关性,与脉冲沿的自变陡效应相关,第三项源于拉曼散射感应的频移有关。

因为上述方程能够适用于描述带宽较大时脉冲宽度小至100fs的光脉冲的传输。但对于脉冲宽度较大并且对应的峰值功率不高情况下的脉冲,上述方程中的等式后两项所对应的高阶非线性项可以忽略不计,此时,三阶色散贡献也很小,

亦可忽略。此时方程可以简化为：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma |A|^2 A \quad (2-24)$$

目前，光纤技术的发展使得光纤的损耗可以忽略不计，因此可以忽略式中的光纤损耗项，令系数 $\alpha=0$ ，方程可以进一步的简化，该方程被称为非线性薛定谔方程（NLSE），其具体表达式为：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A \quad (2-25)$$

该方程能够描述光纤中光脉冲的传输特性，方程中只关注色散以及非线性效应（SPM）对光脉冲传输特性的影响。该方程是非线性科学的一个基本方程，是研究光纤中光孤子产生与传输的基本方程，目前已广泛的应用于脉冲的研究。

2.3.4 Ginzburg-Landau 方程

在锁模光纤激光器中，需要采用掺杂光纤作为增益介质，掺杂光纤由于具有对信号光放大的功能，而与普通光纤有着很大的不同。超短脉冲在掺杂光纤的传输通常采用金兹堡-朗道（Ginzburg-Landau）方程来描述。

通常，掺杂光纤主要包括小信号增益、增益饱和系数以及增益带宽等特征参数。对于掺杂光纤，其增益系数一般表示为：

$$g(\omega) = \frac{G}{1 + (\omega - \omega_a)^2 T_2^2 + P/P_s} \quad (2-26)$$

上式中， P 是指入射光的光功率； P_s 是指增益介质的饱和功率，这与增益光纤的掺杂浓度有关； ω 对应入射光的频率； ω_a 对应掺杂光纤的谐振频率； G 是指掺杂光纤的小信号增益系数。

在增益光纤中，考虑到光纤中的增益、损耗以及增益色散效应对光脉冲传输的共同影响，光脉冲在掺杂光纤的传输特性可以通过下列方程给与表示，即金兹堡-朗道（GLE）方程：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A - \frac{1}{2} (g - a) A + \frac{g T_2^2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (2-27)$$

可以看出等式右边除了体现了 GVD 以及 SPM 作用的共同影响，还增加了对应去除损耗的净增益的第三项以及对应增益色散的第四项。考虑到掺杂光纤中增益饱和的影响，光纤的增益系数随时间变化的关系式可表述为：

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{G - g}{T_1} - \frac{g |A|^2}{E_s} \quad (2-28)$$

式中， T_1 是指增益光纤中亚稳态的能级寿命， E_s 是指增益光纤的饱和强度。

2.4 本章小结

本章主要介绍了锁模光纤激光器中相关的基本理论。首先阐述了锁模光纤激光器的基本结构以及锁模原理。进一步讨论了光纤的色散、非线性效应、以及增益特性对锁模脉冲形成机制以及输出特性的影响。并在此基础上,由麦克斯韦方程组出发,首先获得了普通单模光纤中脉冲的传输方程-非线性薛定谔方程,进一步分析了光纤中的双折射效应,引入了耦合非线性薛定谔方程,最终推导出了能够同时体现着色散、非线性以及增益三种效应的 Ginzburg-Landau 方程。

3 基于等效可饱和吸收体 $1\mu\text{m}$ 波段的锁模 光纤激光器研究

被动锁模光纤激光器是以光纤介质或者谐振腔内其他器件的非线性效应对入射脉冲强度的依赖性作为锁模机制，实现各纵模的锁定，从而获得 ps 甚至 fs 量级的超短脉冲输出。这种激光器腔体结构简单，不需要任何有源器件，易于实现全光纤化。实现被动锁模的方法主要有两种：一种是在腔内直接插入可饱和吸收体；而另一种就是采用等效可饱和吸收体实现被动锁模，通过光纤介质的非线性偏振旋转效应（NPR）或者非线性光纤环形镜（NLAM）技术，这种锁模的方式或被称为加成脉冲锁模。本章主要介绍了基于等效可饱和吸收体的锁模实验。首先实现了基于 NPR 以及 NLAM 的原理实现了重复频率为 MHz 量级、脉冲宽度为 ps 量级的超短脉冲的输出。在此基础上通过增加腔长以及利用声光调制器等两种方式实现了低重复频率的锁模脉冲的输出。

3.1 等效可饱和吸收体的原理及结构设计

3.1.1 非线性偏振旋转锁模

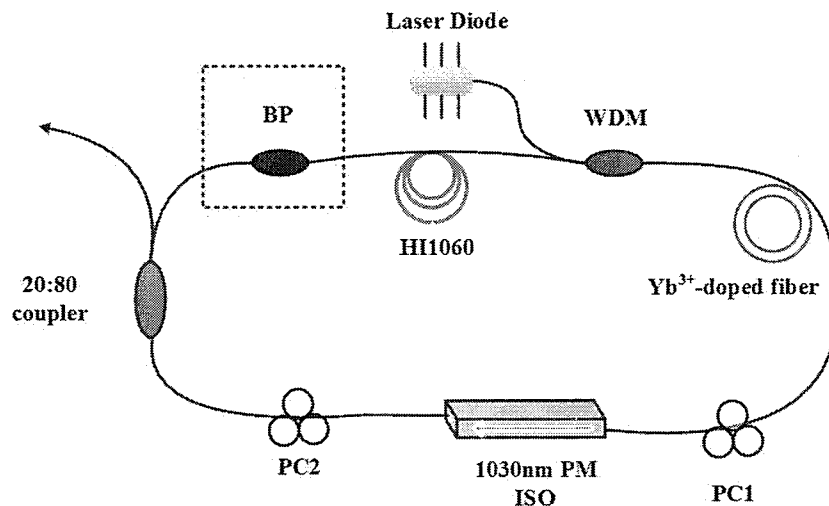


图 3-1 非线性偏振旋转锁模脉冲光纤激光器 (WDM: 波分复用器; PC: 偏振控制
制器; PM-ISO: 偏振相关隔离器; coupler: 分束器; BP: 带通滤波器)

非线性偏振锁模技术是一种较早提出并且能够全光纤化的能够获得超短脉冲输出的被动锁模技术。基于 NPR 效应的被动锁模光纤激光器只需要一个光环形腔就能够实现锁模, 其实现锁模的物理机制是利用光纤的双折射效应, 即对弱非线性双折射光纤中的非线性偏振控制以及演变进行振幅调制来实现锁模[84-86]。其结构示意图如图 3-1 所示。

其物理机制当一个脉冲的采用两个偏振控制器 (PC) 以及两者之间插入的一个偏振隔离器 (PM-ISO) 作为锁模的关键元件, 起作用等效于一个快饱和吸收体。其中, 偏振隔离器起到隔离器与起偏器的双重作用。一个光脉冲可以等效为两个正交的偏振分量。谐振腔内的光脉冲通过隔离器起偏之后变成线偏光, 线偏振的脉冲通过光隔离器之后的偏振控制器后受到光纤应力的作用将变成椭圆偏振的脉冲光。之后, 椭圆偏振的脉冲光在腔内沿的光纤传输过程中, 会受到光纤中非线性效应 (尤其是 SPM 与 XPM) 的影响, 脉冲会产生与强度相关的非线性相移, 分别作用与两个正交的偏振分量上, 使得光脉冲在传输的过程中其偏振态不断发生非线性的演化。因为产生的非线性相移强度相关, 所以整个脉冲的偏振态是不均匀的。当脉冲再通过调整另一个偏振控制器时, 使得脉冲的中心部分变成线偏振光, 如此以来, 当脉冲再一次通过偏振相关隔离器时, 脉冲中央高强度的部分能够接近无损耗的通过, 而脉冲两翼的低强度部分则大部分被隔离器所阻挡, 结果使得脉冲在腔内往返一次后就会有微小的窄化, 这与使用快饱和吸收体的脉冲窄化机制类似。等效可饱和吸收所积累的非线性相移 ϕ_{NL} 的函数:

$$\varphi_{NL} = \gamma LP \quad (3-1)$$

其中, γ 为光纤的非线性系数; P 为激光的强度; L 为光纤的长度。非线性旋转的角度变化 2π 之后又会变回到 0 , 因此 NPR 效应的透过率曲线会出现周期性的结构。

对于单个脉冲而言, 边缘部分的强度低而中心部分的强度高, 因此, 脉冲边缘的通过损耗比较大, 而中心部分的通过损耗小。而且脉冲每次通过高掺杂的增益光纤时, 除了脉冲功率受到放大外, 同时也会受到增益饱和和增益窄化滤波效应的作用, 是的脉冲边缘部分发生窄化。如此在腔内不断的循环, 脉冲宽度不断的被压缩与窄化, 最终输出超短的锁模序列。

相对于其他被动锁模的光纤激光器, 基于 NPR 效应的锁模光纤激光器, 并不需要依赖于特定的材料工艺或者严苛的工作环境, 只需要通过合理的控制谐振腔内的非线性、色散 (GVD)、增益损耗等因素, 通过调节偏振控制器至合适的位置, 便可以实现稳定的超短脉冲锁模激光的输出。其中, 自振幅调制 (APM) 在这里起到的作用可以等效为可饱和吸收体, 而 SPM 的作用则转变为振幅调制。SPM 的系数与偏振控制器的状态无关, 仅受到光纤的克尔 (Kerr) 系数以及光纤长度有关; APM 系数则与偏振控制器的偏转角度以及光纤的非线性相移等有关。因此, 通过改变偏振控制器的状态或者脉冲能量的大小, 都能够改变 APM 系数的大小, 最终导致激光器输出参数的改变。

此外, 普通的可饱和吸收体的调制深度是固定的, 而在非线性偏振旋转锁模光纤激光器中, 两个偏振控制器以及两者之间插入的偏振隔离器所组成的等效可饱和吸收体的振幅调制深度是可以通过调节偏振控制器而改变的。通过调节偏振控制器的角度, 可以使激光器运转在连续、调 Q、调 Q 锁模、连续锁模、noise-like 脉冲以及耗散孤子共振等不同的状态。当激光器内积累的非线性相移过强时, 会出现过饱和的现象, 这会导致锁模激光器内的脉冲分裂。由于这个原因, 过饱和现象等效于使得腔内能够允许的最大单脉冲峰值功率存在一个上限值。这造就了激光器中脉冲的能量量子化的效应, 可以用来作为光纤激光器中实现谐波锁模的一种机制。通常, 此时积累的非线性相移要大于 5π 。

在其理论模型中, 基于 NPR 锁模机制通常采用 NPR 透过率的传输曲线来表示:

$$T = 1 - q_0 / [1 + P/P_{SA}] \quad (3-2)$$

其中, q_0 为非饱和损耗; P 为脉冲的瞬时功率; P_{SA} 为饱和功率。

或者可以用反射率方程表示为:

$$R = R_{unsat} - R_{sat} \cdot [1 - 1 / [1 + P/P_{sat}]] \quad (3-3)$$

上式中, R_{unsat} 为非饱和反射率系数; R_{sat} 为饱和反射率系数; P_{sat} 为饱和功率; P 为脉冲的瞬时功率。

3.1.2 非线性放大环形镜锁模

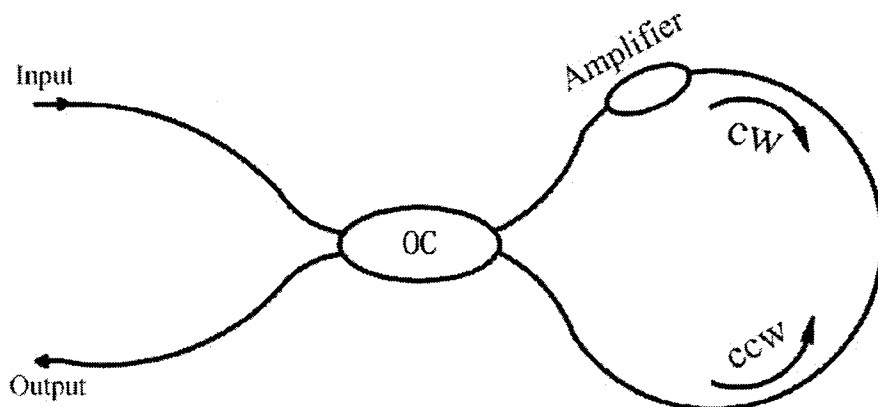


图 3-2 非线性放大环形镜结构示意图

另外一种基于等效可饱和吸收体的被动锁模实现光纤激光器的技术为非线性光学环形镜。其作为一种被动锁模机制，通过光纤和偏振控制器的结合使用，其作用同样也相当于可饱和吸收体行为，属于强度干涉类型锁模。根据获得不等光强的方式不同，通常分为非线性光学环形镜（nonlinear optical loop mirror, NOLM）[87,88]和非线性放大环形镜（nonlinear amplified loop mirror, NALM）[89,90]两种。无论是 NOLM 还是 NALM 结构，实际上都是基于萨格纳克（Sagnac）干涉环的原理。其中，NALM 的结构示意图如图 3-2 所示。

该实验结构中的核心器件为一个 2×2 的光纤耦合器，一端熔接成光纤环，增益光纤位于在光纤环的一侧。通常耦合器的分数比为 50:50（3dB 耦合器），这是为了获得最高的消光比，使得光脉冲得到最有效的调制。正因如此，入射到光环路的光波最开始会分成幅值比例近似为 1:1、但是却分别沿顺时针方向（cw）和逆时针方向（ccw）完全相反的两个方向传输的两束激光。其中一束激光进入到光纤环后首先被稀土掺杂的光纤所放大，然后到达传能光纤；另一束激光先经过传能光纤，然后被掺杂光纤放大。这样，沿不同方向传输的两束光波在光纤传输过程中都受到与强度相关的 SPM 以及 XPM 等光纤非线性效应的作用而产生非线性相移，但是由于这两列光波经过的过程不一样，所以它们之间的相位差不是一个常数，而是在沿光纤传输时时域发生变化。两束激光在光纤环中经历的相位延时分别可以表示为：

$$\begin{aligned}\delta\varphi_{cw} &= \frac{\pi}{\lambda_s} n_2 g I_{s0} L \\ \delta\varphi_{ccw} &= \frac{\pi}{\lambda_s} n_2 I_{s0} L\end{aligned}\quad (3-4)$$

其中， λ_s 为激光波长； n_2 为光纤的非线性折射率，其典型值为 $2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ，

对于不同掺杂光纤，其具体值略有不同； g 为激光器的增益系数； I_{s0} 为输入激光的强度； L 为光纤的长度。

从公式 3-4 可以看出，cw 光获得的相位延时 $\delta\varphi_{cw}$ 与放大器的增益系数有关，

cw 光在腔内运转一圈之后，获得的相位延时 $\delta\varphi_{cw}$ 是 ccw 光相位延时 $\delta\varphi_{ccw}$ 的 g 倍。

由此可见，激光在光纤环内所能获得的相位延迟是与光强成正比。由于非线性相移的强度相关性，虽然经过相同长的光纤后，由于光功率的不同，可以使 cw 光与 ccw 光之间存在一个差值，称之为非线性相移差。当光纤足够长时，会经历足够的非线性相移差。通过调节 PC 向腔内引入偏振旋转，当在合适的位置，使两束激光脉冲中心较强的部分经历了不相同的非线性相移再次回到 3dB 耦合器相位差等于 $(2n+1)\pi$ ，两束光便会在 OC 中干涉相长，形成非线性开关，而脉冲两翼的部分被相消，此时相当于脉冲中心部分获得了最大的透射率，其透射率曲线可以表示为：

$$T = \frac{1}{2} [1 - \cos(\delta\varphi_{cw} - \delta\varphi_{ccw})] \quad (3-5)$$

因此，要获得最大的透射率，需要满足光纤环中 cw 与 ccw 两束光的非线性相移差为 $(2n+1)\pi$ 。脉冲中心部分此时在腔内能够获得最高的增益，经过多次的循环后，脉冲得到进一步的压窄，最终达到稳定锁模的输出。

从功能上讲，NALM 在这里起到的作用是一个类可饱和吸收体：对脉冲中心的强光透过而对脉冲两翼的弱光吸收。由于 NALM 的等效可饱和吸收效应依赖于光纤介质的非线性效应的电极化，响应速度极快，甚至可以达到飞秒量级，因此理论上可以直接利用 NALM 机理的锁模实现飞秒量级的激光输出。

3.2 基于等效可饱和吸收体的锁模光纤激光器的实验研究

3.2.1 非线性偏振旋转锁模的实验研究

基于图3-1的实验结构，搭建了中心波长为1030nm的耗散孤子锁模光纤激光器，激光器采用全光纤的结构，腔内没有任何色散补偿或者负色散的器件，所以该激光器工作在全正色散区域。实验中采用976nm半导体泵源，其最大输出功率为600mW，通过976nm/1030nm的WDM耦合入环形腔。增益光纤采用长度约为1m的Nufern公司生产的高掺杂Yb³⁺光纤，其在980nm波长的光吸收系数为250dB/m。腔内加入了3m长的单模光纤（SMF），光纤型号为HI1060，芯径为6μm。PM-ISO不仅保证激光在腔内的单向运行，还可以使通过它的光变成线偏光。两个偏振调制器（PC）用于调节激光的损耗与偏振态。通过中心波长为1030nm，输出耦合

比为30/70的输出耦合器输出激光，其中30%的激光输出到腔外进行监控与分析。激光器内除了PM-ISO的尾纤由1m的PM980保偏光纤组成外，其余光纤均为HI1060普通单模光纤，根据锁模的重复频率计算出环形腔的总长度约为11.9m。

在不同泵浦功率以及适当的控制偏振控制器时，能够观察到不同的输出状态。在泵浦功率比较低时，激光器会运转在介于锁模与连续锁模之间的状态，此时激光器的输出功率比较低，而且时域上能够观察到很多振幅不一致的调Q巨脉冲，对应的光谱也会有很多不稳定的毛刺。这说明此时腔内的损耗比较大，无法积累足够的能量输出锁模脉冲。当泵浦阈值超过220mW时，通过仔细调节PC，能够获得稳定的连续波锁模运转。图3-3为连续锁模输出时脉冲的光谱图。其中心波长约为1029nm，半高全宽约为10nm。光谱为具有陡峭边沿的矩形形状，这是全正色散耗散下孤子锁模的典型频域特征。这与带通滤波器的透过曲线基本一致。在此实验中，带通滤波器起到非常重要的作用。图3-4为稳定锁模输出时示波器采集的脉冲序列，其重复频率为18.03MHz，此时对应的脉冲间隔为55.4ns。随着泵浦功率的进一步提升，由于脉冲能量的增大，腔内累积的非线性效应开始增强从而导致脉冲发生分裂。实验中能够获得的最大单脉冲能量的输出为24mW，此时对应的单脉冲能量为1.33nJ。自相关仪测得的脉冲宽度经过Guass拟合为14ps，其自相关曲线如图3-5所示。经计算，其时间带宽积约为37.2，说明脉冲带有很大的正啁啾。

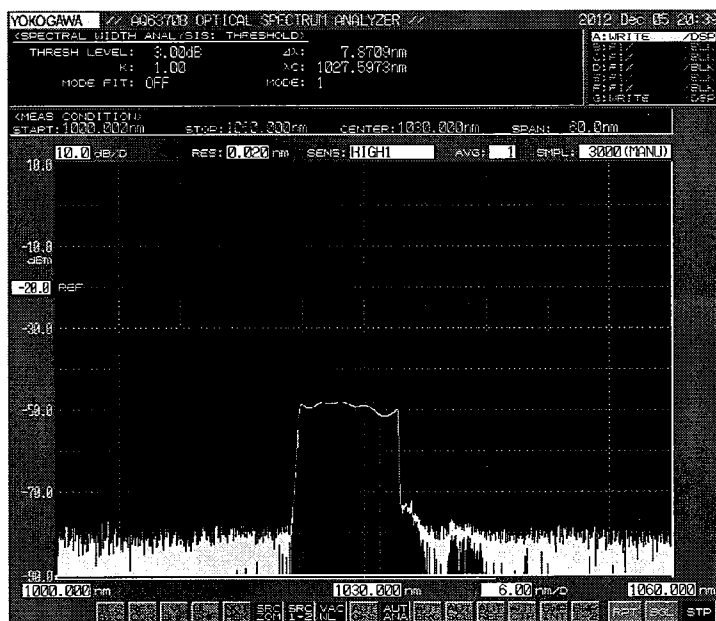


图 3-3 基于 NPR 效应锁模光纤激光器的脉冲光谱

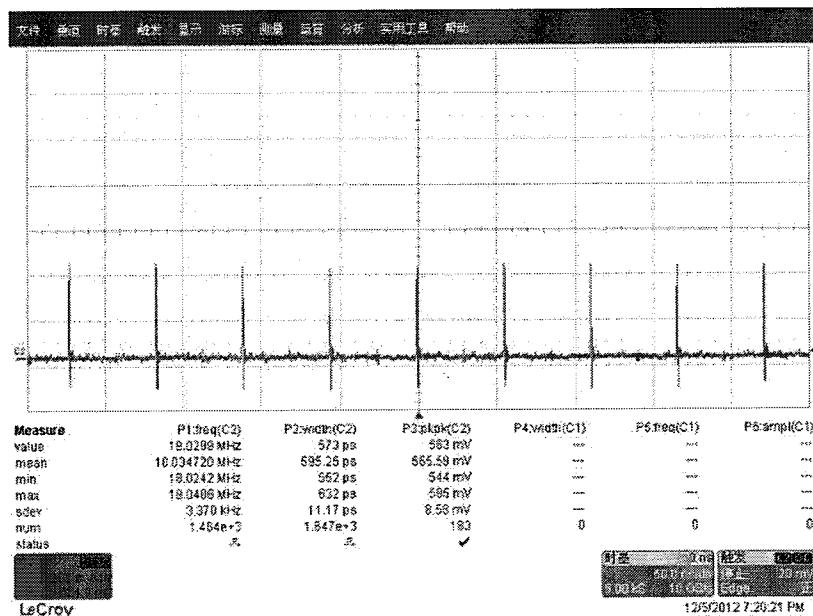


图 3-4 稳定锁模输出时的脉冲序列

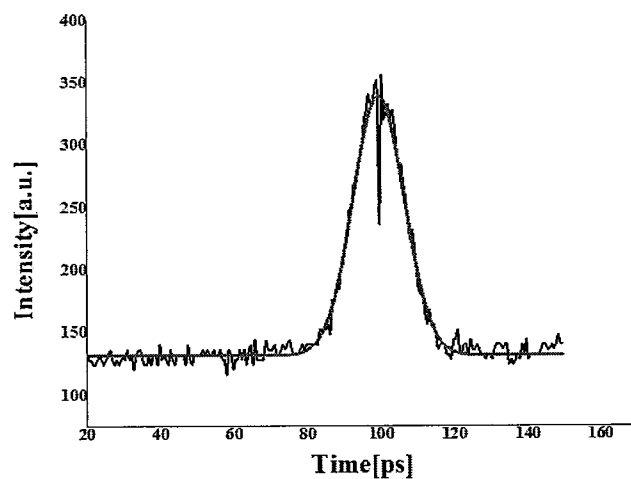


图 3-5 稳定锁模输出时的自相关曲线

为了进一步的探究不同参数对于基于 NPR 效应的锁模光纤激光器输出特性的影响,我们首先探究了滤波器对锁模的影响。在长度约为 11.9m 的腔长条件下,我们将带通滤波器从腔内去掉后无法观察到锁模脉冲的形成。因此,我们认为合适的滤波器对于锁模激光器的稳定运转具有重要的作用。腔内的滤波器的存在会使得腔内的增益发生改变,有效的抑制了腔内的白噪声以及扰动的放大。带通滤

[illegible]

图 3-6 腔长 50m 时的基于 NPR 全正色散锁模激光器的输出光谱

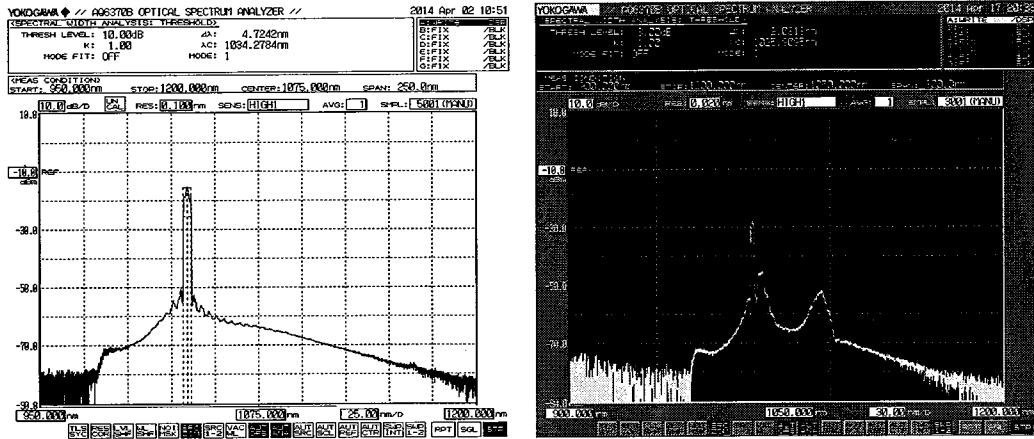


图 3-7 基于 NPR 全正色散被动锁模光纤激光器的输出光谱：（左）腔长为 150m；（右）腔长为 800m

通过对上述实验结果的对比分析，我们得到以下结果：在激光器达到稳定锁模之后，只能在一定的泵浦功率范围内维持稳定的锁模状态，在此功率范围内，能够保持单脉冲的稳定运转，同时随着腔长的增加，激光器能够维持稳定的范围会逐渐减小，但是能够实现自启动锁模的阈值会降低。随着泵浦功率的进一步提高，激光器会出现脉冲分裂的现象。随着腔长的增加，光纤的自滤波效应起到的作用逐渐加强，并且腔长越长，形成的滤波器的带宽越窄，但是由于谐振腔内色散的积累，激光器对应的脉冲宽度会得到很大的展宽，使得脉冲带有更大的啁啾。

3.2.2 基于 loyt 滤波器的多波长锁模光纤激光器

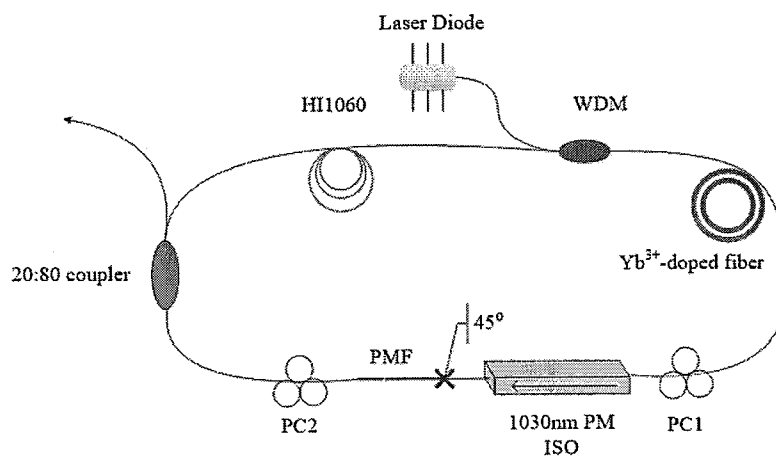


图 3-8 基于 Loya 滤波器的被动锁模光纤激光器结构示意图

多波长锁模光纤激光器的结构示意图如图 3-8 所示。本实验的关键性器件为 Loya 滤波器[91], 通常由两个起偏器以及夹在两者之间的以 45° 角放置的双折射滤波片组成。激光通过第一个起偏器后变为线偏振光, 通过耦合到双折射介质中时会被分解为两个正交的偏振光。当两个正交偏振光沿快轴以及慢轴传播时, 双折射效应会导致其累积不同的相移, 即产生波长相关的旋转的偏振状态。当通过第二个检偏器时, 该旋转变为幅度调制, 此时透射曲线为 $T = \cos^2(\Delta\phi/2)$, 即最终的透射系数为具有余弦平方分布的曲线, 形成梳状透射率的滤波器。下图为 PM 光纤分别为 37cm 以及 24cm 的梳状透过率的曲线图, 对应的滤波器带宽分别为 6.5nm 以及 10.0nm。

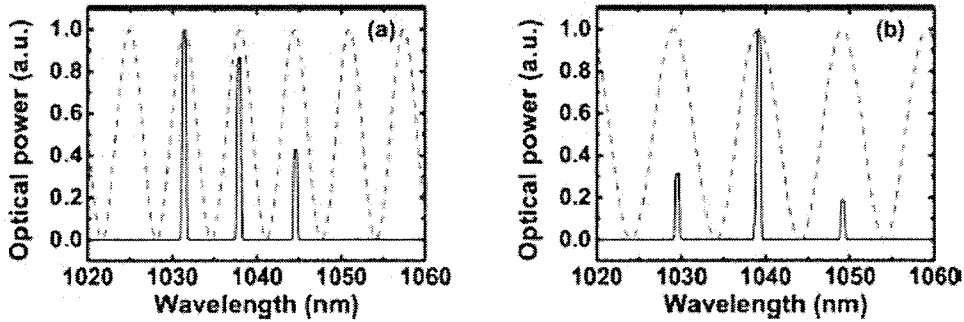


图 3-9 Loya 滤波器的透射率曲线: (a) 带宽为 6.5nm; (b) 带宽为 10nm[92]

我们的实验结构图如图所示, PM-ISO 起到起偏器的作用, PM-ISO 的输出尾纤与一段 PM 光纤以 45° 角熔接, 从而保证线偏光能够以基本相同的能量耦合进 PM 光纤的快轴与慢轴。由于采用的为环形腔, 并不需要进一步的加入检偏器, PM-ISO 同样起到检偏器的作用。当激光通过一定长度 L 的光纤后, 其快轴与慢轴不同两个方向上的正交偏振光积累的相位差 $\Delta\phi$ 为:

$$\Delta\phi = (2\pi/\lambda)L\Delta n \quad (3-6)$$

式中, λ 为激光的中心波长, Δn 为双折射光纤快轴与慢轴的折射率差。可以看出, 当某一波长的激光累积的相位差为 2π 以及其整数倍时, 其透过率相同, 可以得到相邻透射峰波长间隔 $\Delta\lambda$ 可如下表示:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L\Delta n} \quad (3-7)$$

通常对于普通单模保偏光纤的折射率差 Δn 为定值, 因此, 可以通过改变保偏光纤的长度 L 来控制滤波器的带宽。之后, 光进入普通的传能光纤传输后, 再次进入 PM-ISO。激光在此过程的传输矩阵可以表示为:

$$\begin{bmatrix} e^{i\beta} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -e^{i\beta} \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} e^{i\Delta\phi} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & 0 \\ (e^{i\Delta\phi} - 1) \sin \theta \cos \theta & 0 \end{bmatrix} \quad (3-8)$$

乘积右边的矩阵代表起偏器与 PM 光纤的共同作用, θ 为二者之间的夹角,

可以看出获得滤波器的调制深度由激光耦合进快轴与慢轴的比例决定,因此能够在 $\theta=45^\circ$ 时获得最大值。方程的左边为激光在单模光纤中传输时偏振态的旋转,其中 α 为任意的角度, β 为相位延时。当 $\theta=45^\circ$ 时,上式可以简化为:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} (e^{i\Delta\varphi}+1)e^{i\beta}\cos\alpha+(e^{i\Delta\varphi}-1)\sin\alpha & 0 \\ -(e^{i\Delta\varphi}+1)e^{i\beta}\sin\alpha+(e^{i\Delta\varphi}-1)\cos\alpha & 0 \end{bmatrix} \quad (3-9)$$

当式中的水平分量最大时,此时能够获得峰值透射的波长,对应的条件为 $\tan\Delta\varphi=-\tan(2\alpha)\sin\beta$ 。当 α 、 β 都为0时,即为传统的 Loya 滤波器,通过调节腔内的偏振控制器,能够改变 α 与 β 的值,从而使得峰值透射的波长发生漂移,但是可以看出滤波器的带宽并没有发生改变。

本实验采用与上一小节中基于 NPR 结构的是被动锁模激光器基本相似的结构。不同是采用了一段 77cm 的 PM 光纤与 PM-ISO 的尾纤以 45° 角熔接。该实验激光器的腔长约为 960m。其余所采用的器件与上述实验相同。

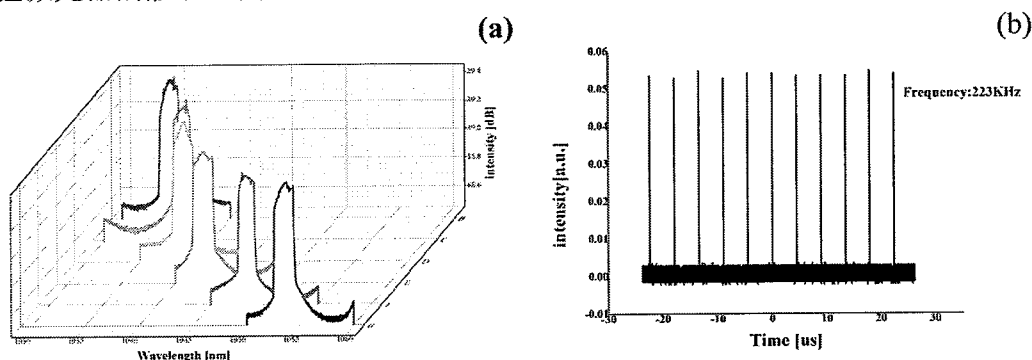


图 3-10 基于 Loya 滤波器时单波长调谐的输出光谱; (b) 对应的基频脉冲序列

首先获得了单波长可调谐的被动锁模输出。其输出特性如图 3-10 所示。实验中,该激光器的输出功率比较低,我们推测是由于两段保偏光纤的交叉对熔,使得该熔点的损耗比较大。能够实现 1034nm-1054nm 内可调谐,调谐范围达 20nm。半高宽为 1.8nm,如图 3-10 (a)。图 3-10 (b)为基频时的脉冲时序图,重复频率为 223KHz,对应的脉冲周期为 $4.48\mu\text{s}$,从图中可以看出其脉冲的幅值基本保持一致,因此我们认为此时输出脉冲比较稳定。由于激光器的腔长较长,其脉冲宽度展宽严重,达到纳秒量级,脉冲宽度约为 1.8ns。并且只能在很小的范围内保持稳定的单脉冲的输出。继续增加泵浦功率会产生脉冲簇,其主要原因是由于峰值功率过高导致腔内非线性效应过强。

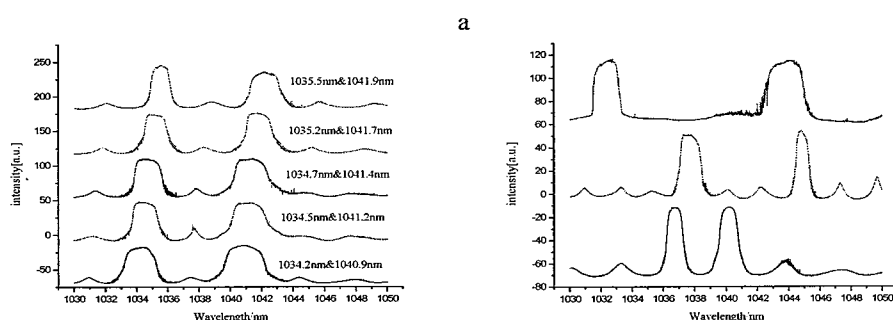


图 3-11 基于 loyt 滤波器双波长可调谐的光谱图：(a) 双波长间距固定时的调谐光谱；(b) 双波长间距可调谐的光谱图

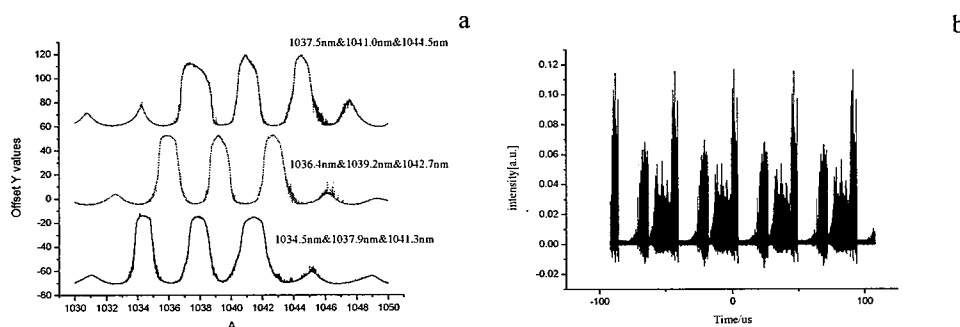


图 3-12 (a) 三波长可调谐时的光谱图；(b) 三波长对应的脉冲序列

通过进一步的调节 PC，可以获得双波长可调谐以及三波长可调谐的脉冲输出。但是，时域上都没有看到单脉冲的输出。由于 Loyt 滤波器在腔内形成梳状的滤波器结构，通过调节 PC，能够使得两个或者三个波长同时稳定振荡并输出锁模脉冲，获得双波长以及多波长的输出。图 3-11 为双波长输出时的光谱图，实验中不仅实现了波长可调谐，还实现了两个波长之间的间距的可调谐。如图 3-11(a)所示，实现了大约 1.3nm 的可调谐，两个波长之间的间隔约为 6.7nm。随着波长的调谐，其间距并没有明显的改变。图 3-11(b)所示，实现了双波长间距的调谐。图 3-12 为三波长可调谐输出时的光谱图以及对应的脉冲序列。此时达到稳定锁模的阈值较高，实验中未能观察到单脉冲运转的状态。但是能够看出此时输出的三个波长的光谱均为带有陡峭边沿的矩形光谱，而且时域上能够观察到 3 个不同振幅的脉冲簇，与 3 个不同的锁模波长分别对应。

本实验利用 Loyt 滤波器实现了波长可调谐的方案，多波长的超短脉冲其输出脉冲的中心波长可调谐、可以实现不同波长脉冲的同步放大，可以应用于脉冲相干合成等多个领域。

3.2.3 非线性光纤环形镜锁模

通常, 基于 NALM 被动锁模的光纤激光器是采用“8”字形腔的结构, 本文中设计了新结构, 结构示意图如图 3-13 所示, 通过光纤光栅提供反馈, 形成谐振腔。其中泵浦源采用带尾纤输出的 976nm 的单模 LD, 其最大输出功率为 600mW, 其结构由一个非线性放大环形镜与 FBG 构成。其中, 非线性环采用 2×2 的输出耦合器构成, 分光比约为 50:50。增益光纤放置选用长度为 0.7m 的 Yb^{3+} 高掺杂单模光纤, 其吸收系数为 250dB/m。偏振控制器用于调节腔内的偏振态。增益光纤与 PC 放置在 NALM 中, coupler 另外两端其中一端与中心波长为 1030nm、3dB 带宽为 0.36nm 的 FBG 相熔, 另外一端作为输出。该激光器谐振腔的长度约为 32m。

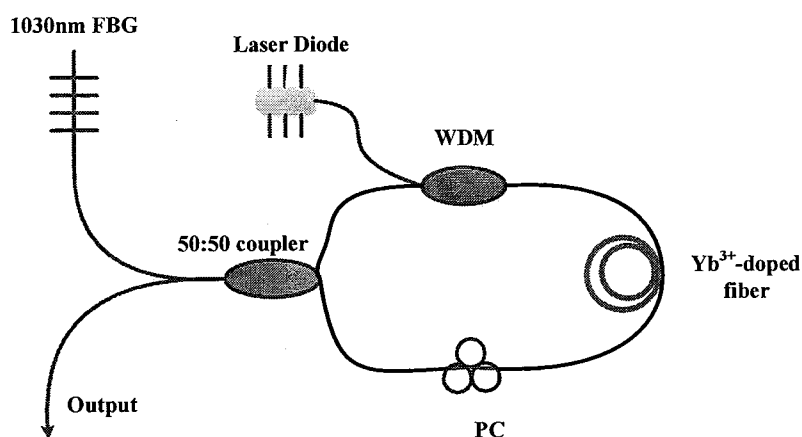


图 3-13 基于 NALM 的被动锁模光纤激光器

采用 Yokogawa Inc. AQ6370 Optical Spectrum Analyzer 测量激光器输出光谱; 采用带宽为 600MHz 的高速示波器 (Lecroy, WR62XR) 以及带宽为 1.2GHz 的快速光电探测管 (THORLABS, DET02AFC) 来探测输出激光的脉冲序列; 并采用 APE 公司的自相关仪对脉冲宽度进行测量。该激光器实现锁模输出的阈值约为 83mW, 达到锁模阈值后, 泵浦功率的改变对锁模脉冲的宽度及其中心波长基本没有影响。但是由于激光器腔长较长, 只能在一定的范围内保持稳定的单脉冲输出。由于泵浦滞后现象的存在, 当泵浦功率降至 52mW 时, 仍然能够维持锁模状态。在达到锁模阈值后, 调节偏振控制器能够使激光器工作在锁模、连续运转、调 Q 不稳定等不同的状态, 这主要是由于激光器的自振幅调制系数与腔内偏振控制器的状态有关。

锁模的输出光谱图如图 3-14 所示, 中心波长为 1030.2nm, 其 3dB 带宽约为 0.41nm。输出光谱主要是由于 FBG 的反射谱所决定的。另外, 由于此时腔内的峰值功率比较低, 腔内对于脉冲形成起主导作用的自相位调制所产生的新的频率分量比较小, 使得激光器输出光谱宽度较窄, 在一定程度上限制了激光器的输出能量。其对应的脉冲序列如图 3-15 所示, 激光器输出脉冲的重复频率约为

6.15MHz。由于耦合器输出分光比比小,所以输出功率较低,此激光器中稳定单脉冲运转时能够得到的最大输出约为 2.3mW。继续提升泵浦功率,输出功率与泵浦功率基本呈线性关系,但是此时脉冲已经发生分裂,我们对功率的演变没有进行详细的研究。我们认为通过选取合适分光比的 coupler,能够有效的提升激光的输出功率。脉冲的自相关曲线如图 3-16 所示,假定输出脉冲为 Guass 线型时,脉冲宽度约为 23.1ps。

值得说明的是,该激光器只能在一定范围的腔长内才能实现锁模。我们延长腔长至~130m 或者剪短腔长至 5m 时进行了实验,均没有观察到稳定锁模的输出。我们认为这主要是由于当腔长太短时,无法积累足够的非线性相移;而腔长太长时,腔内的纵模数比较少,加上 FBG 带宽的限制,难以形成稳定的锁模。

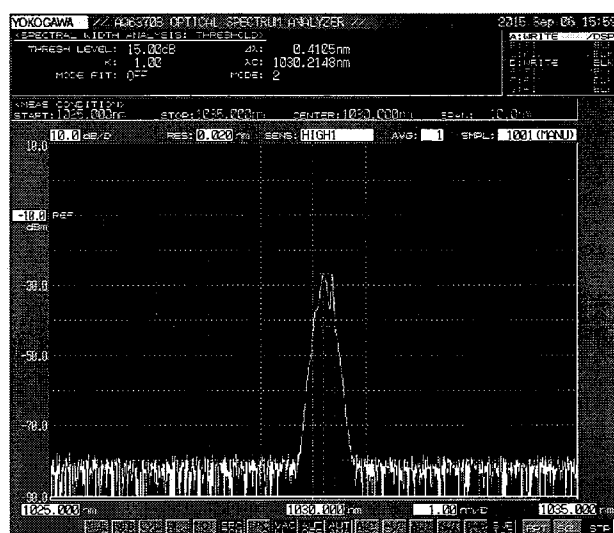


图 3-14 基于 NALM 锁模光纤激光器稳定锁模的输出光谱图

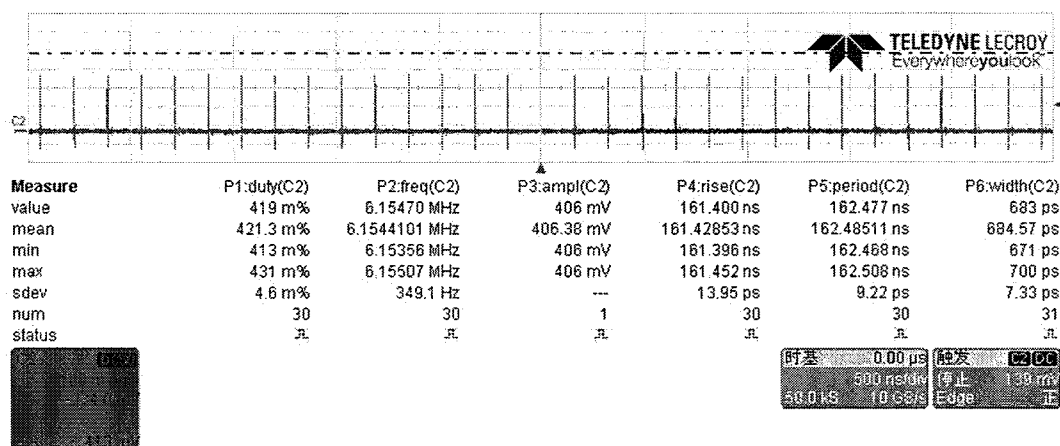


图 3-15 对应的锁模脉冲序列图

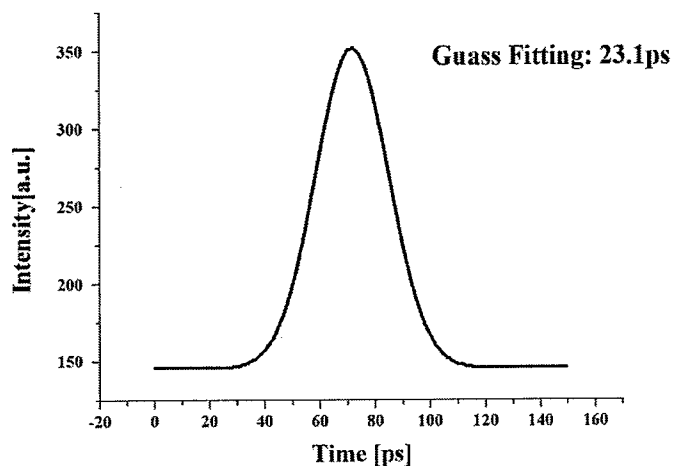


图 3-16 输出脉冲的自相关曲线

3.3 时域可调谐方波被动锁模光纤激光器

在本节中,在 NPR 的结构中通过增加腔长,观察到了矩形脉冲输出的现象。通过增加泵浦功率或者调节 PC,能够获得稳定的时域可调谐的方波脉冲。并且所产生的方波脉冲顶部平坦,具有宽光谱、高能量的特点。并且在特定条件下能够观察到波长可调谐的矩形脉冲。

3.3.1 基于 NPR 效应的矩形脉冲

首先我们探究了长腔结构中不同色散条件下的矩形脉冲输出的现象。其实验装置如图 3-17 所示。其结构与基于 NPR 技术的被动锁模光纤激光器结构基本类似,所用的光学器件大致相同。本实验中采用 65cm Nufern 公司的单模高掺杂 Yb 光纤,吸收系数为 250dB/m。一段长度为 6.4mm 的啁啾光纤光栅(C-FBG)通过 PM 环形器引入腔内。其啁啾系数为 13nm/cm,色散为 -2.2 ps^2 ,中心波长 1050.85nm,3dB 带宽约为 14nm,反射率大于 98%。环形器起到的另一个作用是与两个 PC 结合作为等效可饱和吸收体。腔内加入~960m 的单模光纤,使得整个腔内的色散值约为 21 ps^2 。

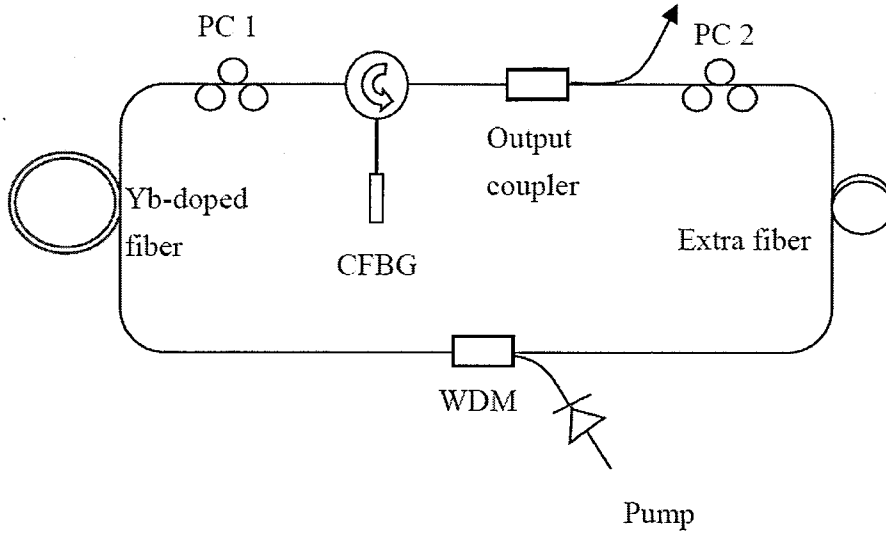


图 3-17 基于 NPR 实现矩形脉冲输出的全光纤掺 Yb 锁模光纤激光器实验装置图

腔内，NPR 效应起到可饱和吸收体的作用。当泵浦功率超过 250mW 时，通过适当调节 PC，能够获得稳定的矩形脉冲的输出。由于泵浦弛豫效应的存在，当泵浦功率降至 147mW 时，仍然能够维持稳定的锁模脉冲输出。实验中选用 20:80 分光比的输出耦合器 20% 的一端作为输出。使用 Yokogawa AQ6370B 光谱仪以及带宽 600-MHz 的示波器进行测量。其输出特性如图 3-18 所示，其中图 3-18(a) 为泵浦功率为 500mW 时矩形锁模脉冲的时域特性，其重复频率为 221KHz，与激光谐振腔 960m 的腔长相对应。图 3-18(b) 为采用分辨率为 0.02nm YOKOGAWA AQ6370B 光谱仪测得的矩形脉冲不同泵浦功率下的光谱图，其中心波长受 c-FBG 的限制，位于 1056nm，3dB 带宽为 1.9nm。其输出光谱与耗散孤子的矩形光谱有所不同，光谱的形状呈现出类三角形形状，底部是一个较宽的底座。泵浦功率从 147mW 提升至 498mW 的过程中，光谱的轮廓、中心波长与 3dB 带宽并没有明显改变，这说明矩形脉冲的频谱在加宽的过程中具有非常好的稳定性。

与此同时，我们观察了不同泵浦强度下的矩形脉冲的演变。当泵浦功率从 147mW 增加到 498mW 时，脉冲一直维持矩形的形状，顶部保持平坦，并且矩形脉冲的脉冲宽度从 18.7ns 增加到 98.5ns。从示波器中可以观察到，在泵浦功率增加的过程中，加宽的行为从首先脉冲的下降沿开始。从图 3-18(c) 中可以看出，当泵浦功率分别为 147mW、197mW、252mW、317mW、341mW、463mW、498mW 时，矩形脉冲的宽度分别为 18.7ns、27.8ns、50.3ns、71.6ns、81.9ns、90ns、98.5ns。理论上，矩形脉冲在足够大的泵浦功率下能够无限加宽，但实际中，由于增益光纤中掺杂溶度、光器件的损伤阈值等条件的限制，脉冲宽度的增加存在一定的上

限。

为了进一步的了解矩形脉冲的输出特性,我们探究了输出功率与脉冲宽度等参数随泵浦功率演变的功率曲线。从图 3-18(d)中可以看出,随着泵浦功率的增加,该激光器的平均功率以及脉冲宽度都会随之线性增加,当泵浦功率从 147mW 增加至 498mW 时,脉冲的平均功率从 11.2mW 增加至 55mW。由于脉冲的重复频率始终保持在基频 221KHz 下,脉冲的峰值功率并没有明显变化,平均约为 2.5W。实验中能够获得的最大脉冲能量为 55mW,根据重复频率 221KHz 进行计算,此时对应的脉冲能力为 249nJ。

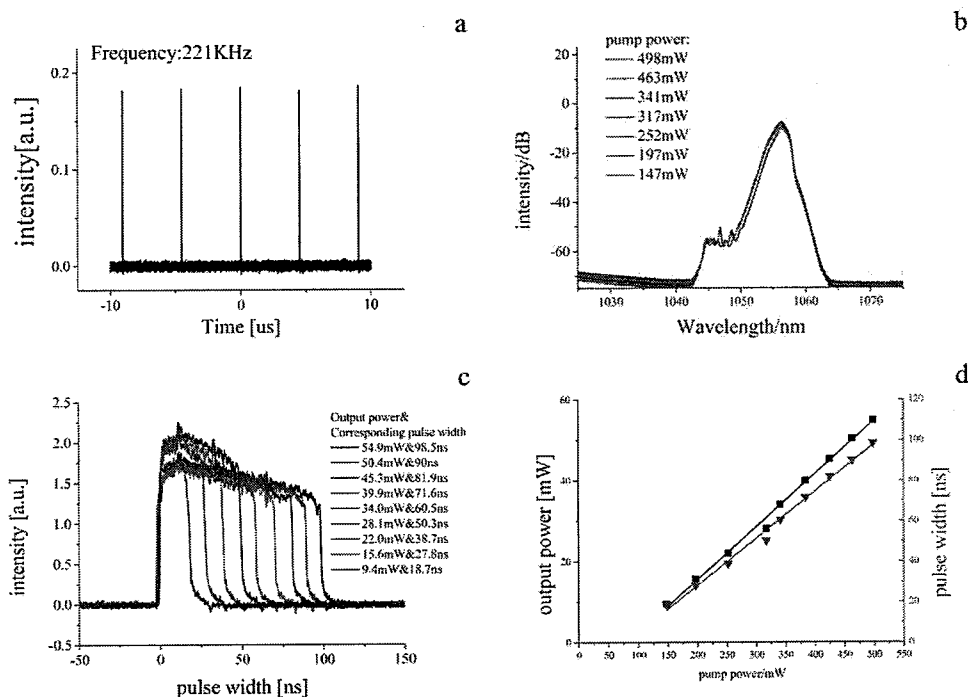


图 3-18 矩形脉冲激光器的输出特性: (a) 输出脉冲序列; (b) 不同泵浦功率下的光谱; (c) 不同泵浦功率的脉冲宽度; (d) 输出功率以及脉冲宽度随泵浦功率的演变

此外,保持泵浦功率不变,我们发现矩形脉冲的脉宽对偏振态的影响非常敏感,通过调节偏振控制器,其脉宽仍然会发生改变。图 3-19 为泵浦功率为 497mW 时,不同 PC 状态下的脉冲宽度。通过调节 PC,能够获得脉冲宽度最小 19.7ns,最大 100ns 的矩形脉冲输出,其重复频率能够保持在 221KHz。值得说明的是,当脉冲宽度减小时,其对应的脉冲能量也会相应的减小,不同状态下的峰值功率被限制在很小的变化范围内,不同脉宽的脉冲的峰值功率没有明显变化,仍约为 2.5W。并且,当调节 PC 至一定状态,固定 PC 保持不变,调节泵浦功率,仍然能够观察到矩形脉冲的宽度随泵浦功率线性增加的趋势。

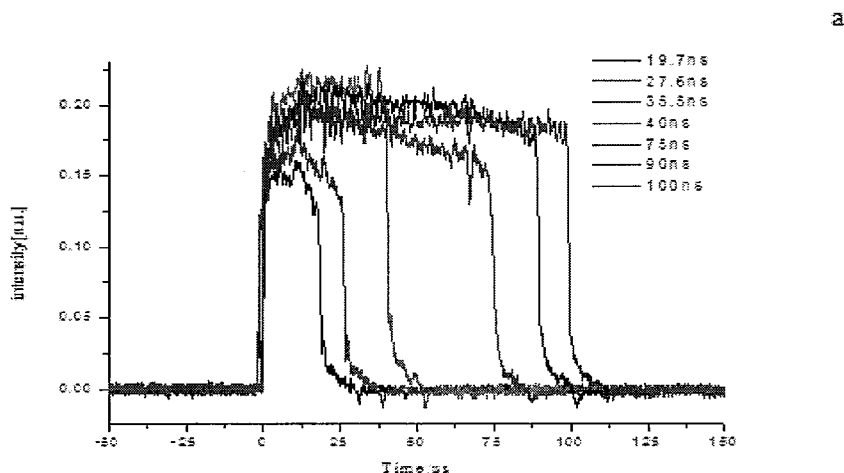


图 3-19 泵浦功率为 497mW 时的脉宽演变

通常耗散孤子共振中,获得的矩形脉冲随着泵浦功率线性加宽的过程中并不会发生分裂。然而与传统的 DSR 不同的是,在实验中观察到了谐波锁模的现象,其特点是脉冲的幅值与脉冲间隔近似相等。如图 3-20 所示,(a)、(b)、(c)、(d) 分别是泵浦功率为 197mW 时基频、三次谐波、五次谐波、九次谐波锁模的脉冲序列图,此时对应的脉冲宽度分别为 98ns、28.8ns、16.8ns、11ns。在较高的泵浦功率下调节 PC,实验中会发现基频的锁模脉冲首先会分裂成两个近似等幅值、等间隔的二阶锁模脉冲,随着继续调节,子脉冲会一个接一个的分离,逐渐形成 3 阶、4 阶等高阶的谐波锁模输出。在这种突变的过程中,谐振腔内的所有脉冲的峰值功率会减小,同时示波器上可以观察到脉冲在时域上发生较短时间的重组后,会很快的进入高阶谐波锁模的状态。

我们在实验中能够观察到的最高阶谐波为 9 次谐波,此时对应的重复频率为 1.98MHz。实验中没有观察到更高阶谐波锁模的现象,我们认为这是由于光纤的增益介质采用了高掺杂浓度的掺 Yb 光纤。当腔内 PC 的状态发生改变,在改变腔内增益的同时也会使噪声以及散射信号获得足够的增益而起振,容易发生脉冲分裂,光脉冲通过相互作用而形成高阶谐波锁模;但是由于掺 Yb 的高浓度掺杂会对噪声以及散射有一定的吸收作用,使其损耗增大,从而在一定程度上抑制了更高阶谐波锁模的形成。

一旦通过调节 PC 获得谐波锁模后,进而改变泵浦功率,同样会观察到矩形脉冲的脉冲宽度随着泵浦功率增加线性增加的现象。在相同的泵浦功率下,不同谐波锁模状态的输出功率基本相同,说明此时脉冲的峰值功率并没有发生改变。图(e)为不同阶次谐波锁模在再大泵浦功率下能够获得的最大脉冲宽度。实验中,我们发现谐波锁模并不是特别的稳定,谐波锁模并不能保持长期的稳定性,

在增加泵浦功率的时候，同样会有脉冲分裂的跳变。

事实上，此时的状态并不是严格的单脉冲运转，其实质仍然为一个更大的孤子凝聚态，要将这些孤子分开并对其内部结构进行详细的讨论需要利用自相关仪进行探测。在实验中，我们在低功率下首先观察到是许多光脉冲组成的脉冲簇，并随着泵浦功率的增加光脉冲的数量会增加，然后它们以不同的速度向着主脉冲移动，最终与主脉冲相互束缚在一起，使得脉冲内的光脉冲数量增加，脉冲宽度得以加宽。从而，转变为一个矩形脉冲。

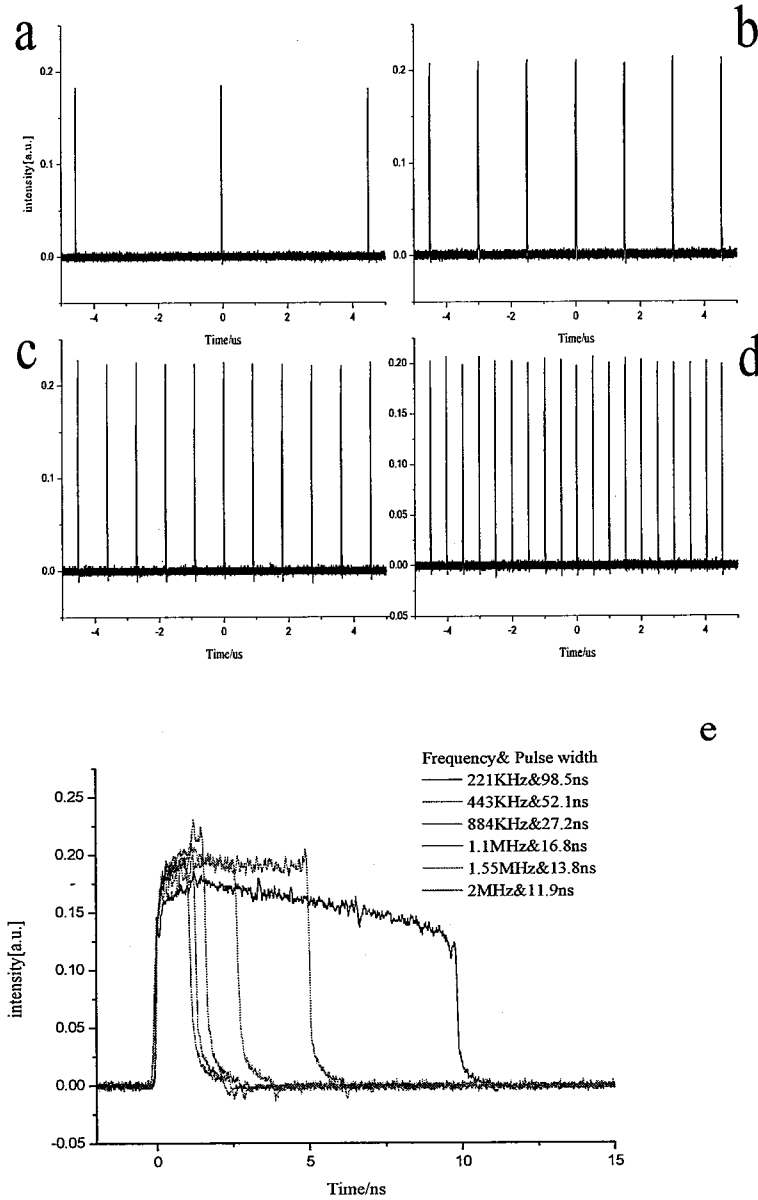


图 3-20 (a) 基频、(b) 3 次谐波、(c) 5 次谐波、(d) 9 次谐波锁模状态下的脉冲序列；(e) 497mW 时不同阶次谐波锁模的单脉冲

为了探究导致谐波锁模矩形脉冲的形成原因。我们通过改变腔内单模光纤的长度,进行了不同腔长条件下的相关实验。我们进行了 60m 以及 160m 两种腔长下的实验工作。此时整个腔内的色散分别为 -0.81ps^2 以及 1.24ps^2 。在两种腔长下同样观察到了矩形脉冲的输出。此时观察到的现象与 960m 腔长时观察到现象基本一致。在腔长为 60m 时,输出特性如图 3-21 所示,图 3-21(a)为不同泵浦功率下的单脉冲,当输出功率分别为 31.2mW、37.5mW、43.2mW、48.9mW、55.3mW 时对应的脉冲宽度分别为 719ps、740ps、812ps、846ps 以及 952ps。由于示波器带宽的限制,无法看到脉冲的精细结构,所以示波器上显示脉冲为结构,但是脉宽随泵浦功率增加的趋势十分明显。图 3-21(b)为输出功率 55.3mW 时的输出光谱,光谱上的尖峰为直流分量。在腔长为 160m 时,此时对应的脉冲重复频率为 1.25MHz。当泵浦功率从 100mW 提升至 500mW 时,脉冲宽度从 1.3ns 线性增加至 8.6ns。但是在两种腔长下都没有观察到脉冲分裂的现象。

腔长的改变在谐振腔内有两个作用,一是改变了腔内的色散值,二是改变了腔长。激光器的腔长越长,能够获得矩形脉冲的阈值越低。由理论分析可知,锁模脉冲的非线性效应的积累正比于脉冲的强度与腔长的乘积,较长的谐振腔内在较低功率时腔内的非线性积累就能够与色散之间相互平和,达到稳定锁模输出的条件。随着泵浦功率的提高,脉冲宽度随着腔内净色散量的逐渐增大而不断展宽,在腔长在 60m、160m、960m 的条件下能够获得的最大脉宽分别为 952ps, 8.6ns 以及 98.6ns。随着泵浦功率的增加,锁模脉冲的维持主要依赖于可饱和吸收体的调制作用。同样,当激光器的腔长越长时,随着泵浦功率的进一步增加其非线性效应积累的速度也更快,导致可饱和吸收体无法维持非线性效应与色散的平衡,而出现脉冲分裂的现象。

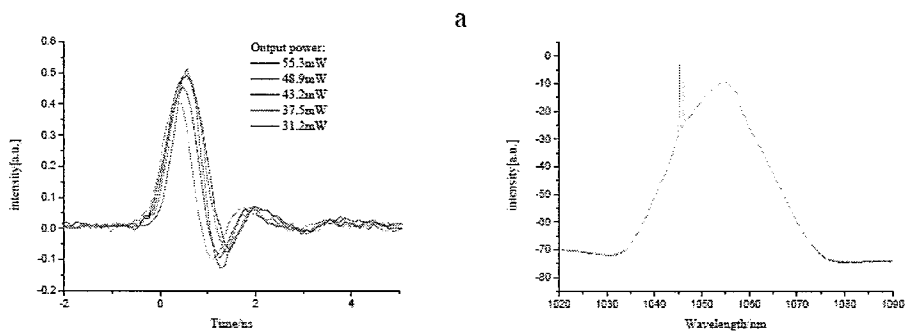


图 3-21 腔长为 60m 时不同功率下的输出特性: (a) 单脉冲随泵浦功率的演变; (b) 最大泵浦功率下的输出光谱。

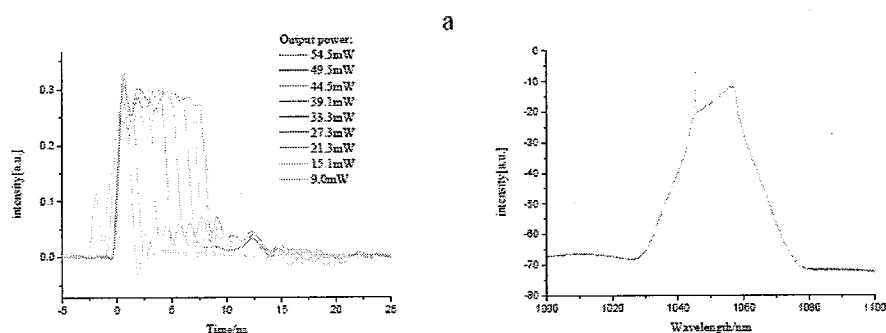


图 3-22 腔长为 160m 时不同功率下的输出特性：(a) 单脉冲随泵浦功率的演变；(b) 最大泵浦功率下的输出光谱

由于被动锁模光纤激光器直接输出的功率会受到光纤色散、非线性效应以及泵源功率等条件的限制，输出功率比较低，很难达到所需要的脉冲能量，因此需要对脉冲进行放大来增加脉冲能量。本实验基于上述获得脉宽以及重复频率可调谐的矩形脉冲的激光源作为种子，进行了全保偏的放大。图 3-23 为基于可调谐矩形脉冲种子的全光纤 PM MOPA 放大系统，采用两级光纤放大。为了保护种子元，种子输出的信号光经过一个带尾纤的隔离器后与第一级放大光纤熔接在一起。第一级采用前向泵浦的方式，即信号光与泵浦光从信号光的同侧注入，虽然采用前向泵浦的效率比后向泵浦略低，但是为了保护种子本实验仍然选择采用前向泵浦的方式。第一级增益光纤采用 Nufern 公司生产的 PM10/125 μm 双包层光纤，纤芯的数值孔径为 0.08，光纤长度为 3m，在 976nm 波长处的包层泵浦的吸收系数约为 3.9dB/m。泵浦源采用尾纤输出的、泵浦波长为 976nm、最大输出为 10W 的半导体泵源，通过一个 (2+1) $\times$ 1 合束器实现与增益光纤的全光纤化连接。一级放大后，经过中心波长为 1064nm 的 PM 隔离器后与第二级主放系统中 (6+1) $\times$ 1 合束器的信号纤相熔接。主放光纤采用长度为 5.6m 的包层/纤芯分别为 25/400 μm 的 PM 双包层掺 Yb 光纤，其吸收吸收为 2.4dB/m@976nm，纤芯数值孔径为 0.07。泵源采用 Nlight 公司生产的一个中心波长为 976nm 的半导体激光器，其最大输出功率为 200W。在增益光纤的输出端我们熔接了一个自制的包层滤除器，用以消除包层中剩余的泵浦光。为了抑制光纤放大过程中的 ASE，激光器输出端切割为 8° 的斜角。

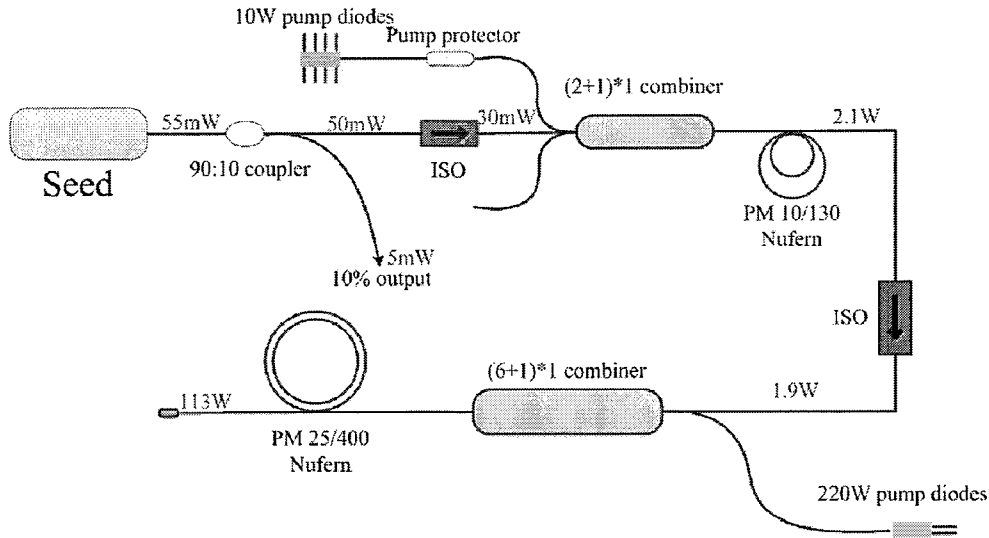


图 3-23 基于矩形脉冲种子的全光纤 PM MOPA 系统

我们首先探究了不同重复频率下的矩形脉冲放大。锁定种子泵浦功率，通过调谐 PC，分别获得了重复频率为 221KHz、443KHz、663KHz 的脉冲，此时对应的脉冲宽度分别为 98.5ns、52.1ns 以及 37.1ns。种子在不同的重复频率下输出功率基本相同，都约为 55mW。经过一级放大之后，功率提升至 2.1W 左右。最后进入主放光纤，主放光纤采用水冷，我们采用热成像仪观察了主放光纤再放大过程中表面温度的变化情况，温度最高点在合束器与主放光纤的熔接点处，光纤表面的最高温度约为 43℃，说明系统进行了良好的热管理。在泵浦功率为 171W 时都获得了最高位 113W 平均功率的输出，系统的斜率效率高达 79%，如图 3-24 所示。从图中可以看出在泵浦功率较高时（此时泵源波长接近 976nm），放大输出的脉冲功率随着泵浦功率的升高呈线性增加的趋势，并且没有观察到增益饱和的现象，所以随着泵源功率的进一步提升，能够获得更高功率的能量输出。

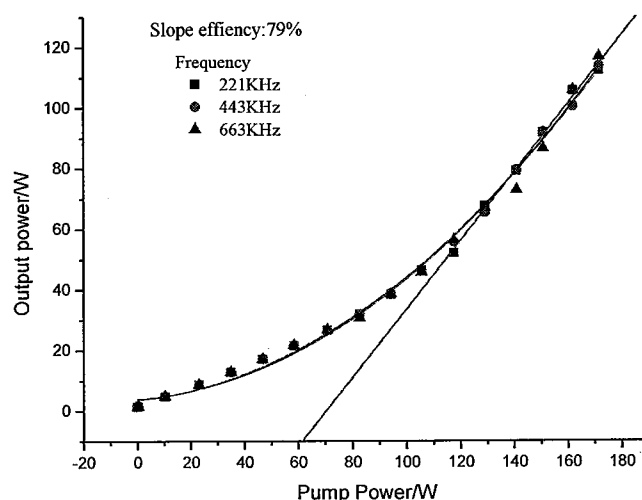


图 3-24 不同重复频率下放大输出功率随泵浦功率的演变

实验中，我们在最高输出平均功率下，采用带宽为 600MHz 的示波器测量了不同重复频率下的输出激光脉冲波形，如图 3-25 所示。与种子光输出的矩形脉冲相比，放大后输出的激光脉冲的形状发生一定的畸变，这主要是由于脉冲在放大过程中瞬态增益（激光脉冲的前沿能够获得更高的增益）以及高峰值功率下非线性效应（主要为自相位调制）的共同作用所产生的。从图中可以看出，随着泵浦功率的逐渐增大，脉冲的前沿不断变陡，而且脉冲重复频率越低时，脉冲畸变程度越严重。这是由于当重复频率越低时，相同输出功率下单脉冲的能量越高，光纤中累积的非线性效应越强，所以脉冲压窄更为严重。在重复频率为 221kHz 时，输出脉冲的宽度严重压窄，变为 13.4ns；而在重复频率为 442KHz 以及 663KHz 下脉冲没有明显的畸变，脉冲宽度基本保持不变。三个重复频率下对应的脉冲能量与峰值功率分别为 5.51mJ、0.26mJ、0.17mJ 以及 38KW、5.8KW、5.0KW。

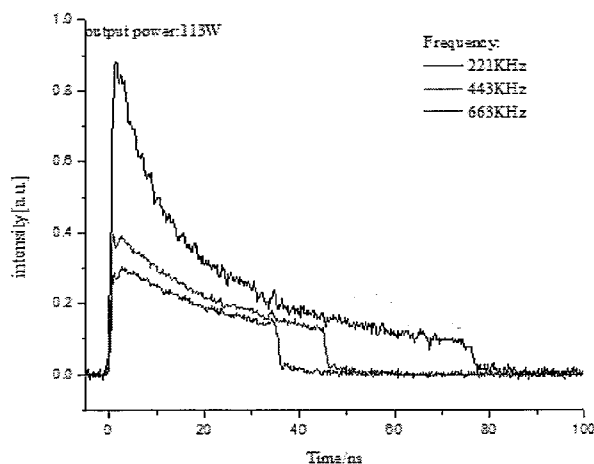


图 3-25 最高输出功率下不同重复频率的单脉冲

图 3-26 为最高输出功率时, 不同重复频率下输出激光的光谱, 采用 YOKOGAWA AQ6370 光谱分析仪进行测量。从图中可以看出, 在不同重复频率下, 与种子源输出的光谱相比, 随着放大输出功率激光的增加, 主放输出光谱出现明显的展宽, 其 3dB 带宽从 2.9nm 展宽至 5.8nm, 其中心波长仍然位于 1053nm 附近。这是由于在高峰值功率下, SPM 效应引起的光谱展宽。当重复频率为 221KHz 时, 在 1110nm 附近能够观察到明显的受激拉曼散射 (SRS), 强度比信号光低 15dB。这与前面讨论的脉冲的演变一致。我们进一步的测量了放大级输出的偏振度, 其 PER 大于 18dB。

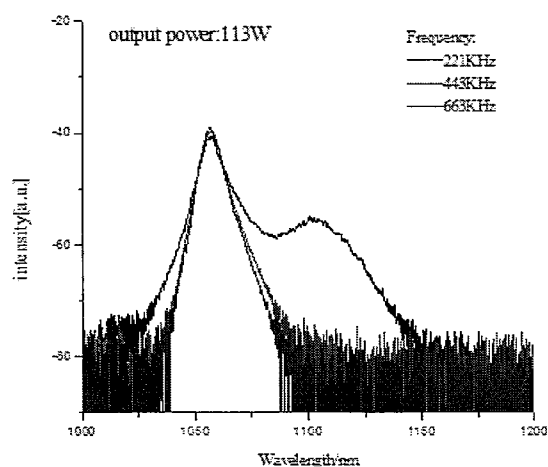


图 3-26 最高泵浦功率下不同的重复频率时的输出光谱

进一步的我们研究了输出脉冲重复频率为 221KHz 时不同脉冲宽度的放大。

通过调节 PC，获得了脉冲宽度分别为 78ns, 56ns, 35ns 的脉冲输出。在不同的脉冲宽度下获得的最高输出功率没有太大差别，分别为 113.3W, 106W, 112W。图 3-27 为最高功率下不同脉冲宽度的输出激光的脉冲波形。可以看出，都存在一定程度的脉冲畸变，并且当脉冲宽度越大时脉冲压缩越严重。图 3-28 为对应的光谱图，在 1110nm 附近能够观察到明显的 SRS。

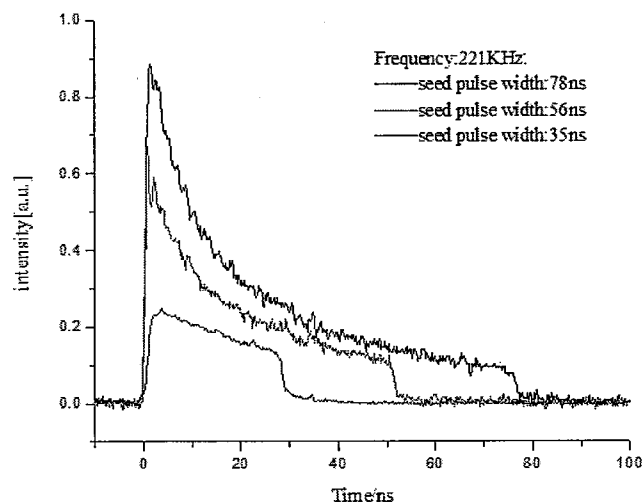


图 3-27 最高功率输出时不同脉冲宽度的输出激光的单脉冲波形

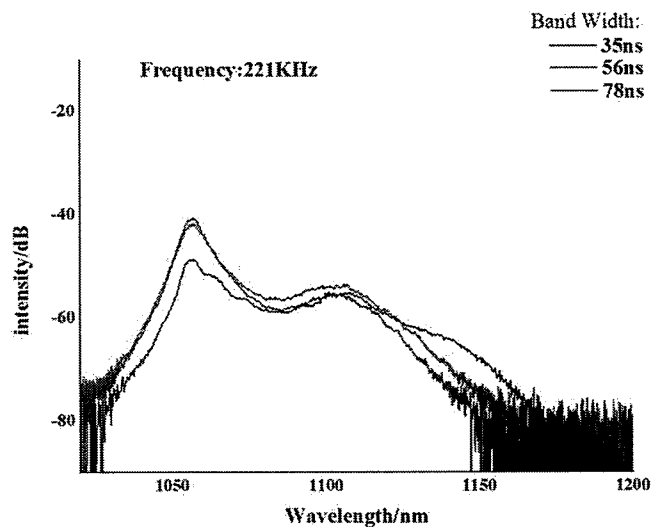


图 3-28 最高泵浦功率下不同脉冲功率的输出光谱图

3.3.2 基于 NPR 效应的可调谐矩形脉冲

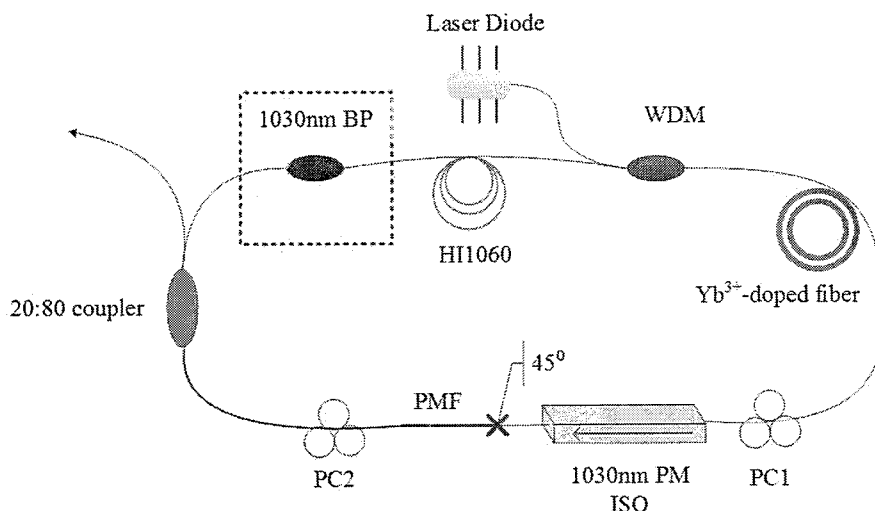


图 3-29 波长可调谐的矩形脉冲输出的被动锁模掺 Yb 光纤激光器结构示意图

该激光器的结构与多波长锁模激光器的实验结构基本类似,唯一不同的是在腔内加入一个中心波长为 1030nm、带宽为 8nm 的带通滤波器。在此结构中观察到了多种不同状态的输出。

基于腔内的 Loyt 滤波器,实验中首先实现了单波长输出并可调谐的耗散孤子以及耗散孤子共振的输出。图 3-30 为单波长输出的 DS 以及 DSR 输出特性。

在功率比较低时,调节 PC,首先能够获得稳定 DS 输出。从脉冲时域上可以看出,输出脉冲的重复频率为 270KHz,对应的两个基频脉冲的时间间隔为 3.7 μ s,与谐振腔的腔长相对应,如图 3-30(a)所示。进而我们用自相关仪测得脉冲的自相关曲线,用 Gauss 函数进行拟合,脉冲宽度为 118.6ps,如图 3-30(b)所示。在基频锁模输出状态下,能够获得的最大输出功率为 0.8mW,此时对应的单脉冲能量 2.96nJ。因为此谐振腔的腔长比较大,在比较低的泵浦功率情况下就会累积比较大的非线性效应,容易发生脉冲分裂,很难获得高功率的单脉冲能量。在获得稳定锁模输出后,继续调谐 PC,可以在 1029nm~1034nm 接近 5nm 的范围内实现连续调谐。由于 BP 的限制,其调谐范围并不是很宽。图 3-30(c)给出了实验中测得的部分光谱图。可以看到光谱具有明显的方形垂直光谱形状,这是全正色散锁模激光输出耗散孤子的典型的频域特性。在调谐的过程中,光谱的形状以及带半高全宽没有明显的改变,其半高全宽约为 2.5nm。调谐过程中,脉冲宽度没有很明显的改变,都带有很大的正啁啾。

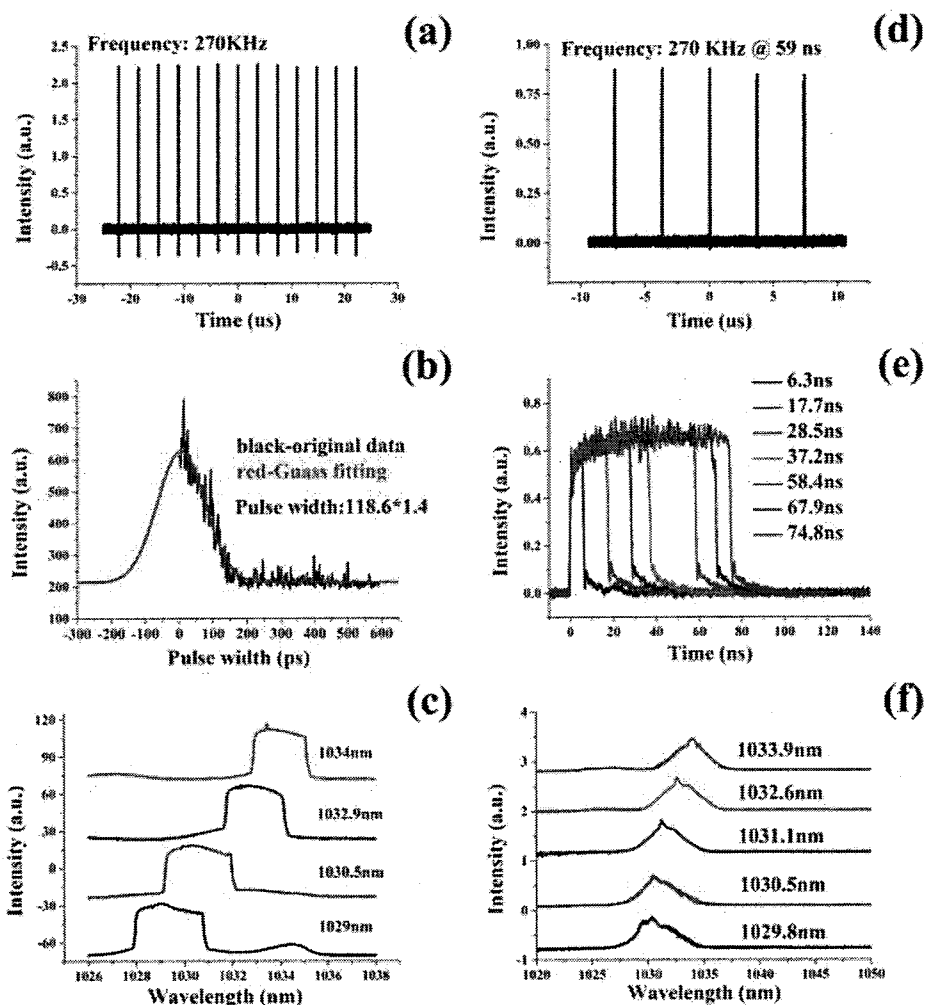


图 3-30 (a) DS 状态时输出脉冲序列; (b) DS 状态时的自相关曲线; (c) DS 状态时可调谐的光谱图; (d) DSR 状态时的脉冲序列; (e) DSR 状态时单脉冲随泵浦功率的演变; (f) DSR 状态时可调谐的输出光谱图

当泵浦功率提升至一定功率后,此时调节偏振控制器能够获得工作在耗散孤子状态下的矩形脉冲的输出。通过调节偏振控制器,同样可以观察到不同中心波长的光谱输出。图 3-30(e)为不同泵浦功率的单脉冲的演变过程。可以看出随着泵浦功率从 62mW 增加至 327mW 时,矩形脉冲的宽度从 6.3ns 增加至 74.8ns。并且能够使始终保持矩形的形状,尽管泵浦功率在改变,但是矩形脉冲的脉冲峰值功率没有发生改变。耗散孤子共振脉冲在加宽的演变过程中,其脉冲宽度始终能够保持在单脉冲运转的状态,与上一节中基于 NPR 的 noise-like 的矩形脉冲不同,并没有观察到脉冲分裂或者多脉冲运转的状态。这是该激光器运行在耗散孤

子状态下的有力证明。图 3-30(f)为耗散孤子共振状态下的输出光谱,光谱与上述实验中观察到的矩形脉冲的光谱一致,同样呈现类三角的形状。通过调节 PC,耗散孤子共振脉冲的输出光谱的中心波长能够实现从 1029.8nm 到 1034nm 的调谐,波长可调谐的范围与 DS 输出状态下基本一致,约为 4nm。图中给出了 1029.8nm、1030.5nm、1031.1nm、1032.6nm、1033.9nm 处的输出光谱。

为了进一步的探究该谐振腔的输出特性,我们探究了该谐振腔 DS 以及 DSR 输出功率对于泵浦功率的关系曲线图。如图 3-31 所示,为中心波长为 1030.5nm 处的 DS 与 DSR 的输出功率。图中,绿色曲线为 DS 的输出功率曲线,红色曲线为 DSR 的输出功率曲线。可以看出,当泵浦功率大于 47mW 时,输出为 DS,泵浦功率进一步提高无法观察到稳定的 DS 输出,能够获得的最大输出为 7.2mW,但是值得说明的是此时脉冲已经发生严重的分裂。当泵浦功率高于 192mW 时,能够实现 DSR 输出,其输出功率随着泵浦的增加线性增加,由于泵浦弛豫现象的存在,在减小泵浦功率时,仍然能够观察到 DSR 状态下矩形脉冲的输出。在 DSR 状态下,当泵浦功率从 62mW 增加至 327mW 时,脉冲的平均功率从 1.5mW 增加至 16.2mW。由于脉冲的重复频率始终保持在基频 270KHz 下,脉冲的峰值功率并没有明显变化,平均约为 0.8W。实验中能够获得的最大脉冲能量为 16.2mW,根据重复频率 270KHz 进行计算,此时对应的脉冲能力为 249nJ。可以看到,在泵浦功率处于 62mW-192mW 时,能够同时观察到 DS 以及 DSR 的输出。在全正色散的腔内,反饱和吸收作用对于 DSR 的形成起到至为关键的作用,反饱和作用是一种可饱和吸收体的透过率随着脉冲能量的提高而逐渐下降的现象,从而导致了脉冲两翼能量的提高,即脉冲能量不再在中心增加,而是向两侧扩展,使得脉冲呈现矩形的形状。因此,当腔内能量比较低时,此时脉冲能量以及峰值功率比较低,未能达到反饱和吸收的阈值,此时能够观察到 DS 的现象,当腔内能量足够大时,反饱和吸收效应开始起作用,所以能够观察到 DSR 的现象。而由于 PC 的控制,会引起腔内损耗的改变,所以在一定的泵浦范围内能够同时观察到两种现象。

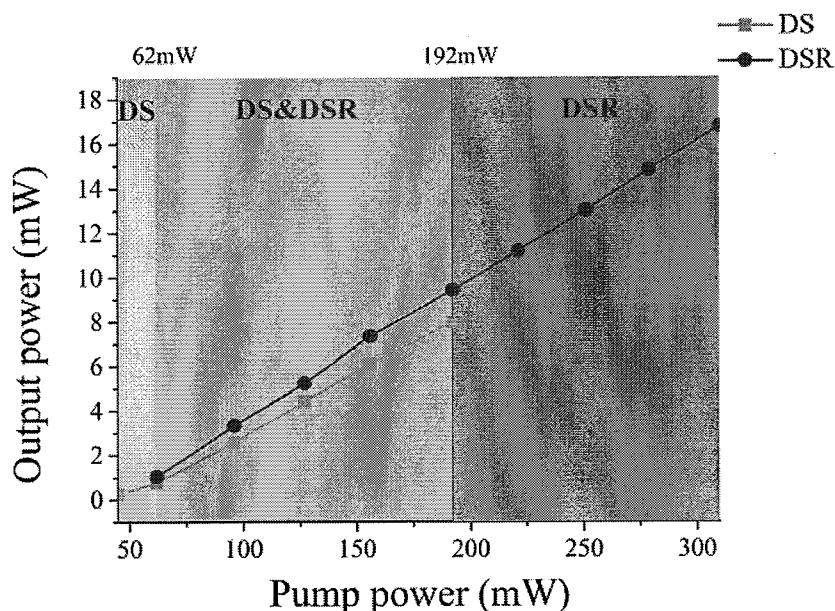


图 3-31DS 以及 DSR 状态下输出功率与泵浦功率的曲线图

进一步的, 在泵浦功率大于锁模阈值时, 继续调节偏振控制器, 能够获得稳定的双波长锁模运转的状态, 图 3-32(a)为双波长锁模时对应的光谱图, 可以明显的看出, 光谱具有两个陡峭边沿方波形状的波长, 其中心波长分别对应为 1026.4nm 以及 1034.7nm, 其光谱宽度都约为 2nm, 考虑到模式竞争的原因, 双波长锁模状态下两个波长的光谱宽度比单波长时略窄一些。两个波峰之间的间隔为 8.3nm。双波长锁模的实现主要归功于腔内的 Loyt 滤波器。但是与上述实验不同的时, 没有观察到双波长的调谐, 主要是 1030nm 的带通滤波器的限制作用。图 3-32(b)为双波长条件下的双脉冲输出的脉冲序列图, 此时激光谐振腔内具有两个脉冲能量不等的稳定锁模脉冲以相同的群速度在激光谐振腔内循环传输。但是由于该激光器的腔长较长, 累积的色散将大, 所以此时得到的脉冲宽度比较宽, 约为 870ps。随着泵浦功率提升至 87mW, 其中一个单脉冲首先分裂成一簇, 而另一个脉冲仍然保持单脉冲的状态, 如图 3-32(c)所示。我们推测分裂的脉冲对应的波长为 1026.4nm。从光谱上可以看出, 1026.4nm 处的能量更高, 所以此波长对应的脉冲能量更高, 更容易发生分裂。随着进一步的增加泵浦功率至 93mW, 两个波长对应的脉冲全部发生分裂, 如图 3-32(d)所示。在泵浦功率降低的过程中, 同样会观察到相同的演变过程, 从两簇脉冲状态, 依次转变为一个为一簇脉冲、一个为单脉冲的状态, 两个单脉冲运转的状态, 1026.4nm 处的锁模脉冲与 1034.7nm 出连续光共同运转的状态, 最终会演变为两个波长处连续激光输出。

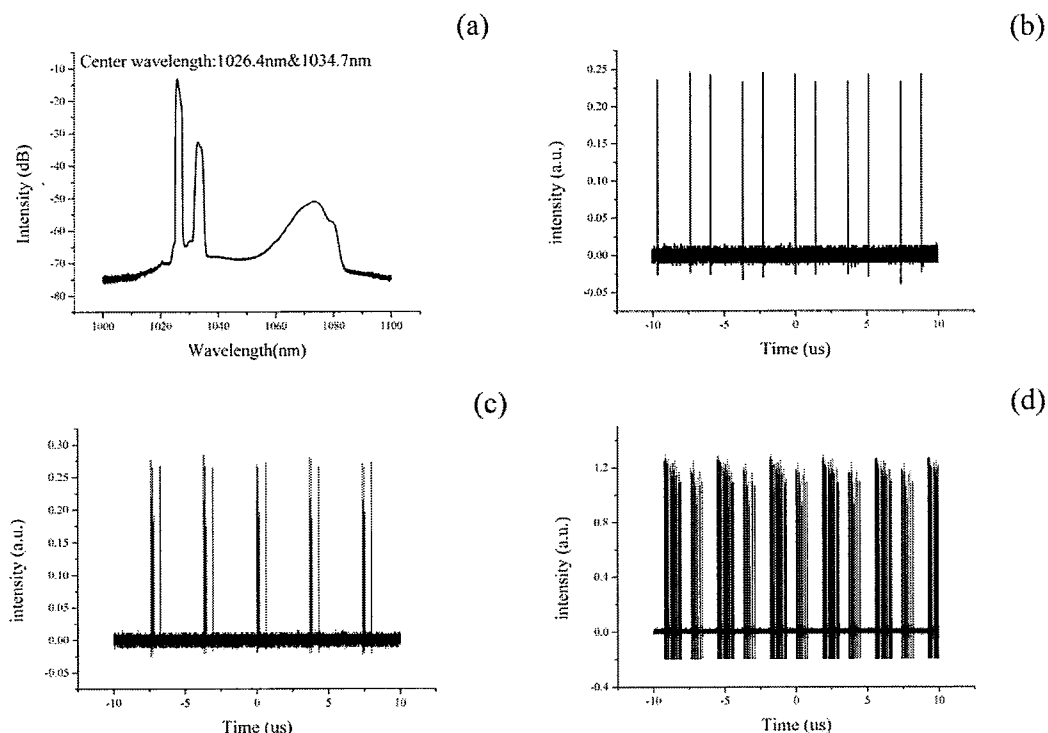


图 3-32 (a) 双波长锁模的输出光谱图; (b) 泵浦功率 62mW 时对应的脉冲序列; (c) 泵浦功率 87mW 时对应的脉冲序列; (d) 泵浦功率 93mW 时对应的脉冲序列

进一步的在较高泵浦功率下调节 PC 的状态, 能够获得了工作于稳定的双波长状态的矩形脉冲。图 3-33 为此状态下激光器随泵浦功率演变的输出特性。其中图 3-33(a)为激光器的不同泵浦功率下的双波长输出光谱。两个振荡峰的中心波长分别为 1033.4nm 以及 1034.1nm。当随着泵浦功率的提升, 位于 1034.1nm 处的振荡峰能量逐渐增强。图 3-33(b)为对应的单脉冲。脉冲的形状为“阶梯状”结构。从图中可以看出, 当泵浦功率增加时, “阶梯状: 脉冲的整体宽度逐渐增加, 泵浦功率从 192mW 增加至 312mW 时, 其对应的脉冲宽度从 40ns 增加至 75ns。然而, 观察其精细结构, 可以看出, 相对较弱的脉冲随着泵浦功率的提升逐渐压窄, 其脉冲宽度从 32ns 较小到 13ns, 而相对较强的脉冲的脉冲宽度从 8ns 增加至 62ns。这是由于, 在泵浦功率较高时, 1034.1nm 波长的脉冲激光开始起振, 其对应的相对较强的脉冲的能量逐渐增强, 在一定程度上抑制了 1033.4nm 处的激光的放大, 所以其该波长对应的相对较弱的脉冲并没有像 DSR 共振中矩形脉冲随泵浦功率逐渐加宽, 而是逐渐压窄。观时域上的演变特性与频域上光谱的演变相吻合。

在演变的过程中, 两个脉冲均保持矩形脉冲的形状, 其整体上维持“阶梯状”

的结构, 并且两个矩形脉冲都分别保持着相同的峰值功率。这些观察到的现象同样可以表明此时激光器是工作在耗散孤子共振的条件下。在增加泵浦功率的过程中, 由于两个振荡峰的间隔比较小, 我们没有有效的器件将二者分离开来, 所以实验没有单独研究其中一个波长所对应的演变情况。

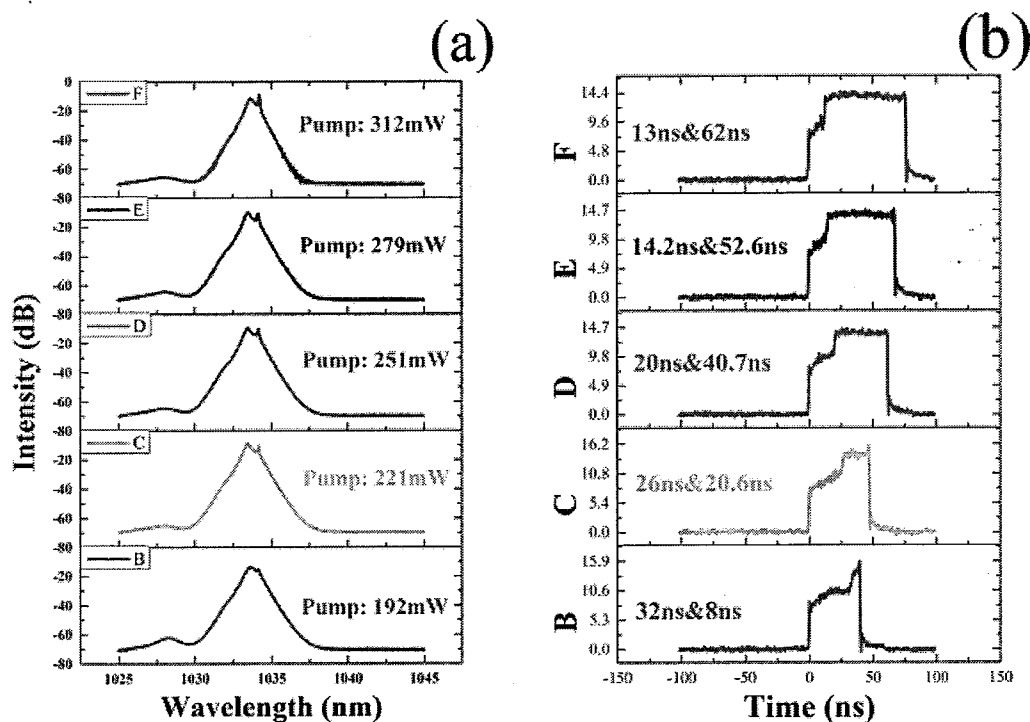


图 3-33 (a) 双波长矩形脉冲不同泵浦功率下的输出光谱; (b) 对应的不同泵浦功率下单脉冲

3.4 基于 AOM 的被动降频实验

通过上述实验我们能够看到, 单纯的通过增加腔长很难直接获得低重复频率窄脉宽的超短脉冲。为了进一步的获得低重复频率的超短脉冲, 我们采用声光调制器 (AOM) 对上述基于 NPR 的锁模种子进行降频实验。声光调制器是选单降频实验中最关键的器件。首先, 声光调制器晶体材料的选择限制了其能承受的最大脉冲峰值功率以及脉冲单脉冲能量, 因此需要选择与系统相匹配的损伤阈值足够高的晶体材料。声光调制器的工作频率与开关的速度也是非常重要的参数。其开关速度直接决定了能否选择出单脉冲。被动锁模激光器的重复频率由其腔长决定, 直接输出的脉冲的重复频率一般为几十 MHz, 其对应的脉冲间隔一般为几十 ns。因此针对于此重复频率应当尽量选择具有较短上升沿时间的声光调制

器。而且在一定的条件下，声光调制器一级衍射偏转的角度与工作频率的大小成正比关系。当光束的偏转角足够大时，能够有效的将零级与一级衍射光分离，从而有效的提高声光调制器的效率。

为了获得有效的进行选单降频获得低重复频率的超短脉冲激光输出，我们选择了古奇公司（Gooch&Housego）生产的带尾纤的声光调制器，型号为 T-M200-0.1C2G-3-F2S，如图 3-34 所示。其具体参数如表所示，上升沿时间为~10ns，工作频率 200MHz，能够满足选单降频的要求。

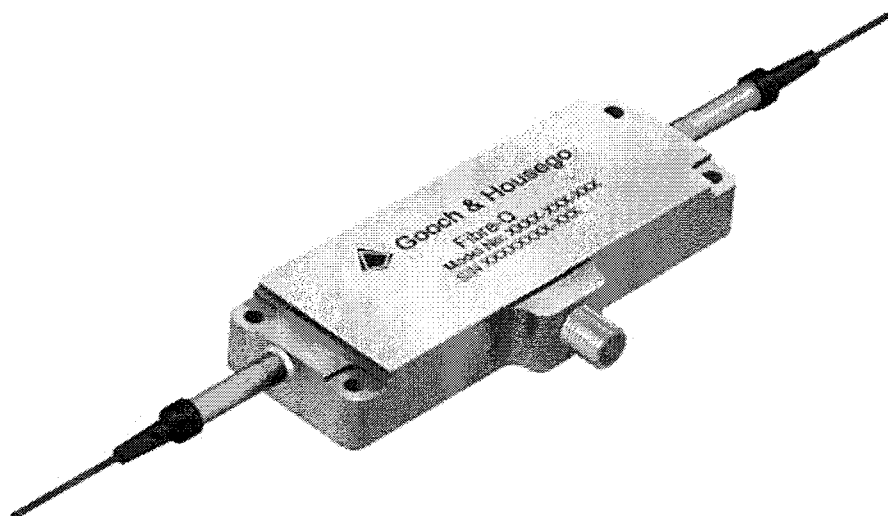


图 3-34 T-M200-0.1C2G-3-F2S 型声光调制器的外观图

表格 3-1 M200-0.1C2G-3-F2S 声光调制器的主要参数

型号	T-M200-0.1C2G-3-F2S
材料	二氧化碲（Tellurium Dioxide）
工作波长	1030nm-1090nm
承受的最大平均功率	1W
工作频率	200MHz
上升沿时间（10%-90%）	10ns
插入损耗	3.5dB

基于 3.2.1 节中 NPR 的被动锁模结构，我们使用 AOM 进行了腔外的选单降频，其实验结构图如图 3-35 所示。我们已经在前面的章节中对激光器的结构以及各个器件的参数进行了详细的描述，此处便不再赘述。被动锁模激光器的最终的输出参数为：输出激光的重复频率为 20MHz；锁模激光的中心波长为 1031nm，半高宽约为 23nm；经自相关仪测量，经 Guass 拟合后输出的脉冲宽度约为 45ps，获得的基频时最大输出功率为 24mW。由于此激光器的输出功率比较低，我们首先采用一级预放，将功率提升至~190mW。在这一级放大器中，采用正向泵浦的

方式,种子光经过隔离器与泵浦光以相同的方向通过 WDM 耦合进入到增益光纤中,其中泵浦源采用中心波长为 976nm、最大输出功率为 600mW 的单模半导体泵源,增益介质为 Nufern 公司生产的高掺杂单模掺 Yb 光纤(吸收系数 250dB/m@976nm,纤芯/包层为 6/125),隔离器的主要作用是防止放大过程中产生的回光进入锁模激光器,破坏其稳定条件。经过一级放大之后,获得的平均功率相对于种子光输出功率提高了大约 8 倍,为进一步的进行降频实验提供了足够的能量测量其中心波长、脉冲序列、脉冲宽度等参数相对于种子没有明显的变化,最高输出功率下的光谱如图 3-36 所示。

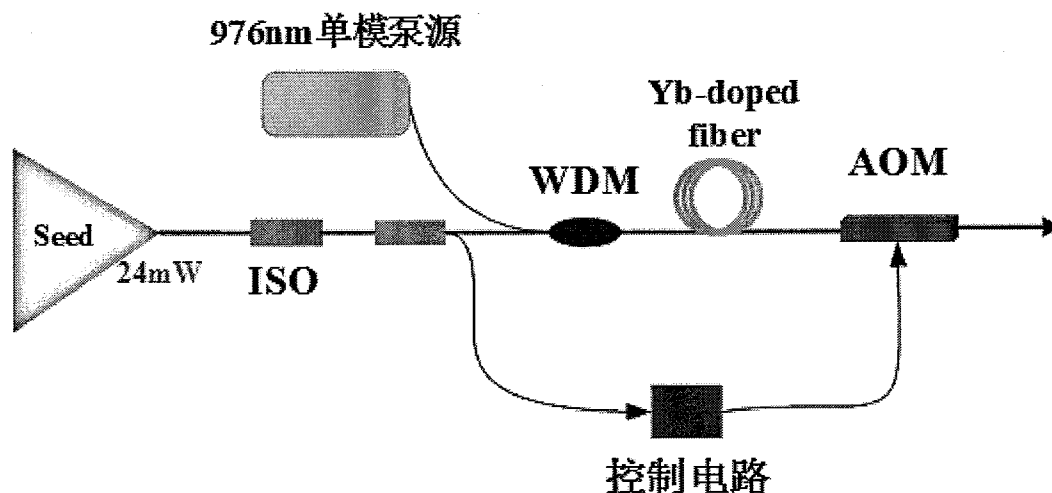


图 3-35 利用 AOM 进行选单降频的实验结构图

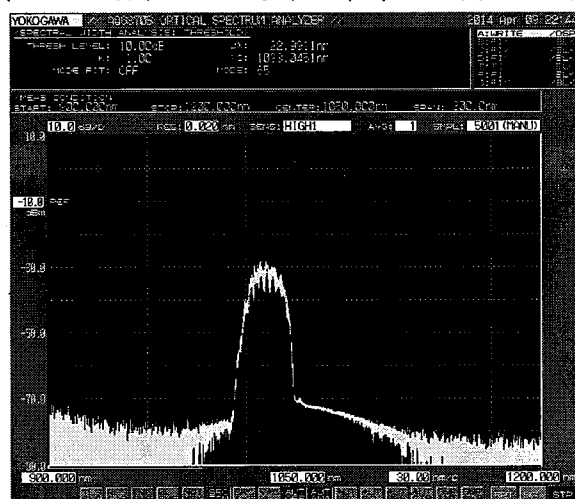
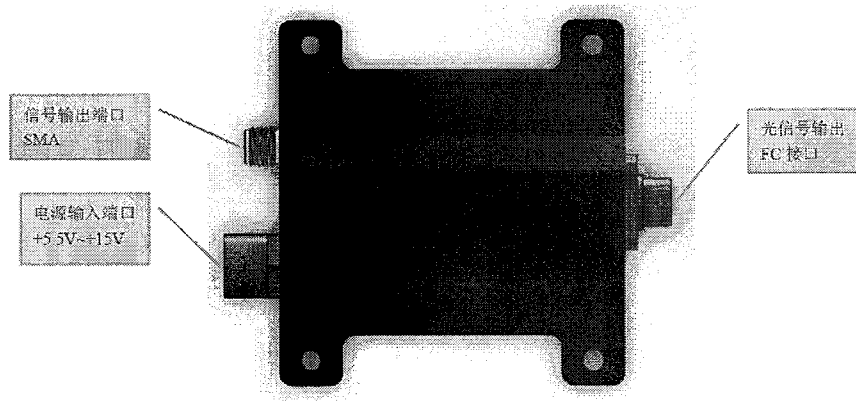


图 3-36 一级放大后的输出光谱图

选单降频实验中最关键的技术为锁模激光器输出的光脉冲与施加在 AOM 上

电信号的同步。首先，我们使用信号发生器直接控制 AOM，始终无法获得单脉冲输出。因此，我们使用同步触发电路控制 AOM，其外观图如图 3-37 所示。其基本思路为种子光经过 1:99 分光比的 coupler 后，其中 1% 的一端接入降频控制电路，首先通过光电转换器将光脉冲信号转换为电脉冲信号，然后经过模拟信号放大后，进行脉冲的检测与调节，获得与光信号相同重复频率的纳秒级电信号，其宽度小于光脉冲的脉冲间隔。然后通过延时电路控制，使得获得的电脉冲与激光脉冲实现同步。最后将该电脉冲信号通过计数分频器，获得低重复频率的电脉冲信号。用此信号控制 AOM，实现选单降频。该电路通过外部的调节开关控制，可以实现 5~995 的分频数，即能够获得原脉冲激光重复频率 $1/995 \sim 1/5$ 的调谐。在此基础上，我们实现了重复频率 20KHz-4MHz 的可调谐输出，降频之后对应的光谱以及脉冲宽度并没有明显变化，图 3-38、图 3-39、图 3-40 分别为重复频率分别为 3.98MHz、1.32MHz、20KHz 时的脉冲序列，图中黄色为锁模种子直接输出的光脉冲信号，红色为经过 AOM 选单降频后的光脉冲信号，可以看出有且只有一个光脉冲被选择通过。基于选单降频的原理，可以知道，激光脉冲的重复频率越低，其输出功率会等比例的下降。本实验中，在 4MHz 的重复频率下，该激光器的输出功率约为 27mW，在能够得到的最低重复频率 20KHz 情况时，激光器的输出功率为 160 μ W。降频之后的低重复频率脉冲的平均功率比较低，因此需要进一步的提升其平均功率。但是考虑到其较低的平均功率会导致相应的峰值功率比较高，采用普通的双包层光纤会由于较低的非线性阈值，导致放大过程中出现很强的非线性效应，如拉曼、SPM 等。我们后续采用光子晶体光纤 (PCF) 对该种子进行了放大实验，有效的抑制了非线性效应的产生。



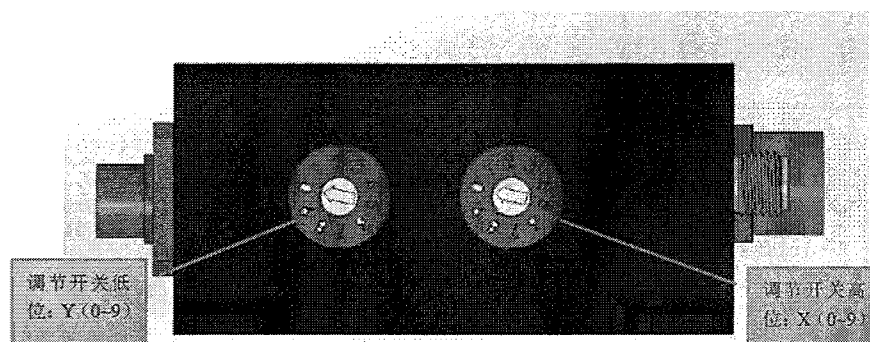


图 3-37 选单降频同步电路的外观图

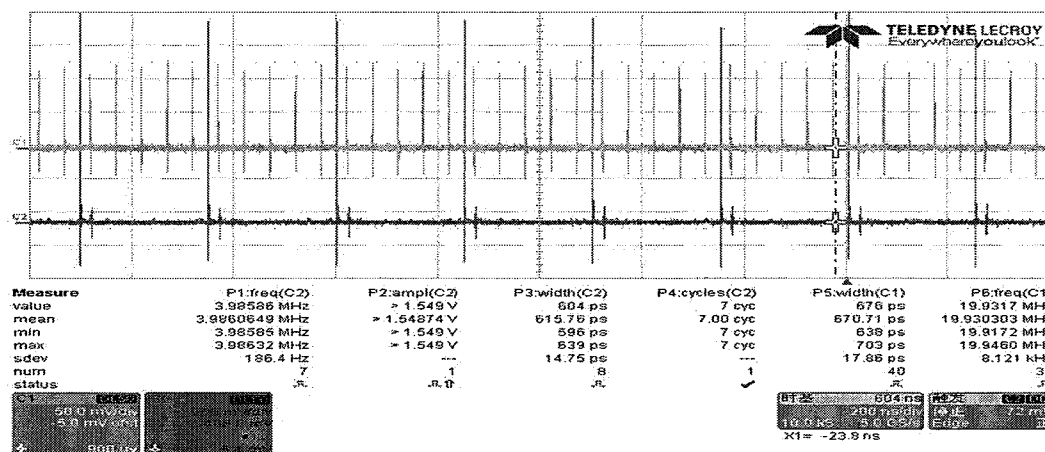


图 3-38 重复频率为 3.98MHz 的脉冲序列 (红)

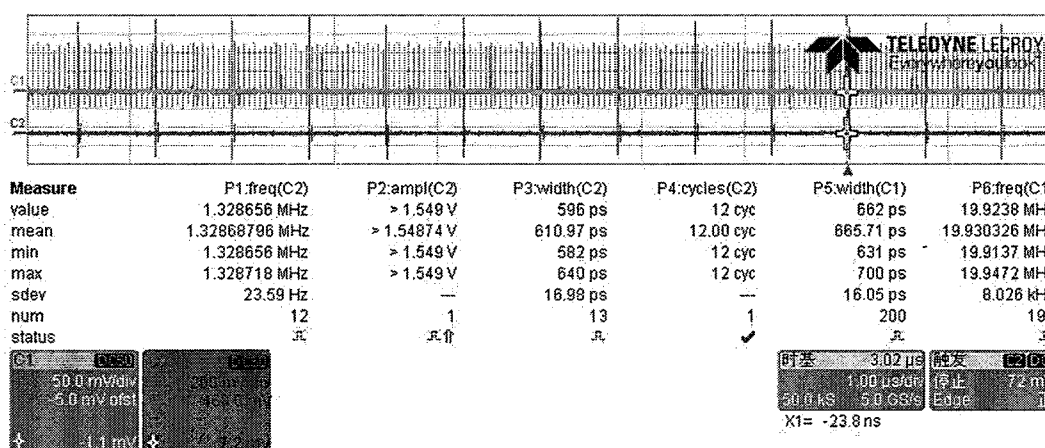


图 3-39 重复频率为 1.32MHz 的脉冲序列 (红)

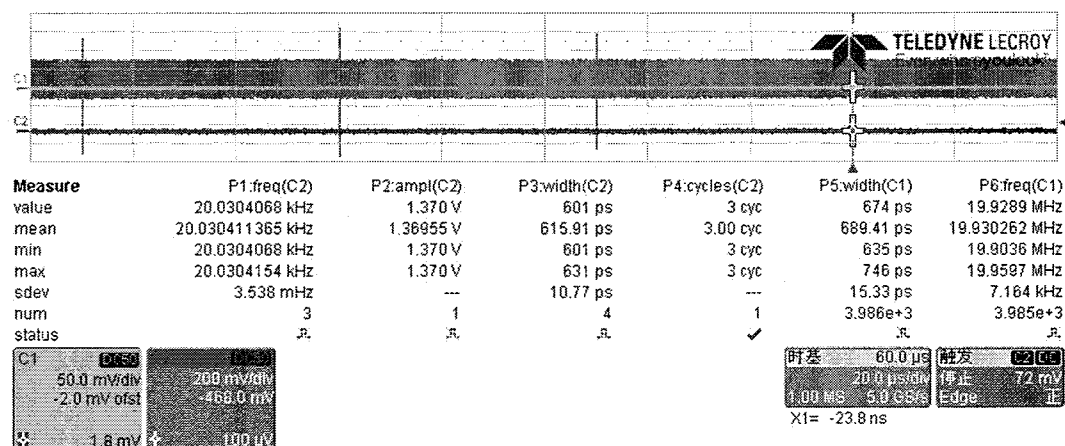


图 3-40 重复频率为 20KHz 的脉冲序列 (红)

3.5 本章小结

本节主要介绍了 $1\mu\text{m}$ 波段基于等效可饱和吸收体的被动锁模光纤激光器的相关实验。首先研究了基于非线性偏振旋转 (NPR) 以及非线性光纤环形镜 (NALM) 的锁模实验, 获得了稳定的超短脉冲输出。并在 NPR 结构的基础上, 在腔内插入 Loyt 滤波器, 获得了单波长以及多波长的可调谐输出。

进一步研究了低重复频率时锁模激光器的输出特性。实现低重复频率通常有两种方案, 一是在激光谐振腔内直接加入单模光纤, 增加腔长; 二是利用 AOM 进行腔外的选单降频。首先在基于 NPR 效应的长腔结构中获得了方波脉冲输出。在 NPR 的结构中引入负色散的啁啾光纤光栅, 获得了基频 221kHz, 脉宽调谐范围从 18.7ns-98.5ns。通过合理调节腔内参数, 能够实现方波脉冲的谐波锁模。在此基础上, 对方波脉冲进行了放大, 最终实现了不同重频、不同脉宽下方波脉冲得放大, 最终获得了输出功率大于 130W、偏振度大于 18dB 的输出。其次在长腔的 NPR 结构中, 通过带通滤波器与 Loyt 滤波器的结合, 实现了单波长可调谐、双波长条件下的耗散孤子以及耗散孤子共振多种形式的输出。为了进一步获得低重复频率的窄脉宽的超短脉冲。本文基于 NPR 的种子, 利用声光调制器进行了选单降频实验, 利用同步电路获得了脉冲宽度为 ~21ps、重复频率在 20KHz~4MHz 可调谐的输出。

4 基于 SESAM 的 1 μ m 波段被动锁模光纤激光器研究

被动锁模光纤激光器的一个核心器件是可饱和吸收体,目前,最主要的商用可饱和吸收体是半导体可饱和吸收镜 (SESAM)。由于其良好的可饱和吸收特性被广泛的应用在被动锁模光纤激光器中。本章简单介绍了基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器的特性及工作机制。在此基础上,搭建了几种不同结构的被动锁模光纤激光器的实验系统,获得了稳定的连续波锁模脉冲。同时还研究了波长可转换以及波长可调谐输出的被动锁模光纤激光器。基于窄线宽的被动锁模方案,进行了详细的整机化研究,实现了 1030nm 波长的全光纤锁模光纤激光器原理样机,并在此样机的基础上通过利用 AOM 选单降频获得了窄线宽低重复频率超短脉冲的输出。

4.1 SESAM 的基本结构及特性参数

4.1.1 SESAM 的基本结构

SESAM 的基本结构就是可饱和吸收体与反射镜的结合。底层为反射镜,通常利用半导体布拉格层对构成;其上生长一层 InGaAs 量子阱吸收层作为可饱和吸收体薄膜,可饱和吸收体的吸收系数随着照射光强的增大而减小,其饱和通量和恢复时间也可通过设计结构和生长条件来控制;空气层作为顶部的反射界面,其内部结构如图 4-1 所示。在 SESAM 的结构中,半导体布拉格层决定了其反射光谱,而可饱和吸收体起到对特定波长的光达到有效的吸收的作用。

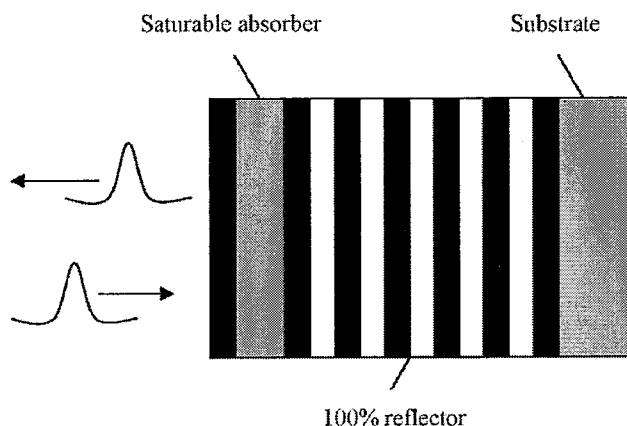


图 4-1 SESAM 的结构示意图

其基本工作原理是当光脉冲较低光强的部分照射可饱和吸收体时，由于吸收体的非线性吸收作用而衰减甚至被全部吸收；而当脉冲光强较高的部分通过吸收体时，可饱和吸收体会逐渐达到阈值从而进入饱和状态，此时光脉冲通过吸收体时几乎无损，通常称达到吸收饱和的可饱和吸收体处于漂白状态。但是由于吸收体具有一定的恢复时间，既在可饱和吸收体的恢复时间内，后续部分的光脉冲仍然能够无损耗的通过吸收体；当达到响应恢复时间后，吸收体又可以重新发挥非线性吸收作用。激光脉冲通过工作物质进入非线性放大阶段，脉冲前沿以及峰值部分能够得到充分的放大，脉冲后沿基本得不到放大。这样经过多次循环后，脉冲的前后沿不断被压窄，而峰值部分能够有效的通过，达到使脉冲不断窄化的作用[93]。

4.1.2 SESAM 的特性参数

半导体可饱和吸收镜的特征参数主要包括：调制深度 ΔR 、饱和恢复时间 τ_A 、吸收率 A_0 、反射率、非饱和损耗 ΔR_{ns} 和饱和通量 F_{sat} 等。SESAM 的特性参数会直接影响得到的锁模脉冲的输出特性，包括输出激光脉冲的频谱宽度、重复频率以及输出功率等。

1. 调制深度

调制深度 ΔR 是指脉冲注入到 SESAM 时，其反射率的最大变化值，其中 $\Delta R = A_0 - \Delta R_{ns}$ ，即调制深度 ΔR 是吸收率 A_0 与非饱和损耗 ΔR_{ns} 的差值。调制深度表示可饱和吸收体被强脉冲漂白的能力。在实验当中，如果 ΔR 过小，SESAM 达到饱和的过程会比较长，脉冲的窄化会比较缓慢，激光器锁模就变得不容易实现； ΔR 越大，自启动锁模就会越容易实现，而且输出脉冲的脉宽也会越窄，但是这也意味着吸收过大，非饱和损耗也会跟着增大，反而降低了 SESAM 的损伤阈值[94]。

2. 饱和和恢复时间

饱和和恢复时间 τ_A ，又被称作 SESAM 的弛豫时间，是指 SESAM 从饱和状态到重新恢复其可饱和吸收特性所需要的时间。SESAM 的饱和和恢复时间一般在 500fs 至 10ps 之间。SESAM 的饱和和恢复时间包括两个特征弛豫时间：带内热平衡弛豫时间以及带间跃迁弛豫时间。带间跃迁弛豫时间在激光器中提供了自启动锁模的作用，而飞秒量级的带内热平衡弛豫时间能够有效的压缩脉冲宽度、维持锁模。值得说明的是，基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器输出的光孤子的脉冲宽度能够比 SESAM 的饱和和恢复时间更窄。这是由于一旦孤子脉冲形成，其脉冲宽度将是由孤子理论所决定，而与 SESAM 的弛豫时间是无关的。SESAM 饱和和恢复时间的作用主要体现在实现锁模的自启动和抑制背景噪声上。

3. 饱和和通量

饱和和通量 F_{sat} 定义为当脉冲使得 SESAM 漂白时的反射率相对于线性反射率增大了 $\Delta R/e$ 倍时，吸收截面上单位面积内的入射光脉冲能量。其表达为：

$$F_{\text{sat}} = hv/2\delta_A \quad (4-1)$$

其中， hv 为光子能量， δ_A 为吸收截面，系数因子 2 是考虑了驻波效应后的修正因子。用 F_p 表示输入脉冲通量，定义饱和参数 $S = F_p/F_{\text{sat}}$ ，通常饱和参数 S 约为 3~5，即输入脉冲通量一般是饱和通量的 3~5 倍，此时即可得到锁模脉冲。 S 值的增大会使锁模脉冲变窄，但过大则容易出现多脉冲。饱和和通量可以在设计 SESAM 参数的时候进行调节，其典型值一般约为 $50\text{uJ}/\text{cm}^2$ 。

4. 非饱和和损耗

非饱和损耗 ΔR_{ns} 是指当 SESAM 被完全漂白时候，依然存在的损耗。非饱和损耗是不可避免的，主要是由底部反射镜的吸收、顶层造成的散射及杂质吸收等因素引起的损耗。非饱和损耗会降低 SESAM 的损伤阈值，同时还容易因 SESAM 的温度过高而造成破坏，进而影响激光器锁模的效率，因此应该尽量减小和消除 SESAM 的非饱和损耗。

5. 吸收率与反射率

由于 SESAM 是一种非线性的材料，所以 SESAM 的吸收系数与脉冲入射光通量 F_p 有关。当光脉冲的脉宽比吸收材料的弛豫时间短时，吸收率可如下表示：

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-F(t)/F_{\text{sat}}) \quad (4-2)$$

式中， A_0 为小信号吸收率， F_{sat} 为饱和和通量， $F(t)$ 为光通量， $F(t) = \int_{-\infty}^t I(t') dt'$ 。

SESAM 的有效吸收效率 A 是对光通量平均的结果，其具体表达式为：

$$A = \frac{1}{F_p} \int_0^{F_p} A_0 \cdot \exp(-F(t)/F_{\text{sat}}) dF = A_0 \cdot \frac{1 - e^{-F_p/F_{\text{sat}}}}{F_p/F_{\text{sat}}} \quad (4-3)$$

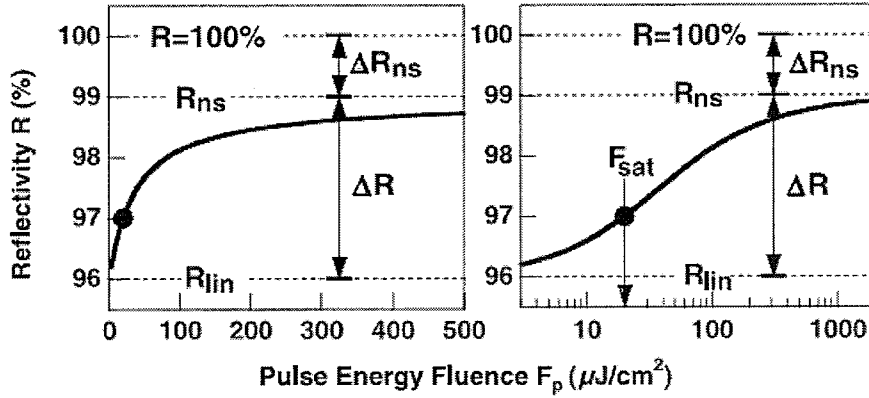


图 4-2 SESAM 的反射率与入射光脉冲能量的关系[95]，左右分别为线性、对数坐标

从图 4-2 可以看出 SESAM 的反射率 R 与光脉冲通量呈非线性关系，其中，左边曲线采用线性坐标，右边的曲线采用对数坐标。图中 R_{lin} 表示的是脉冲通量接近于零时的反射率，SESAM 的线性反射率， R_{ns} 为强光脉冲（SESAM 被完全漂白）时候的下的反射率。在脉冲通量较低的情况下，SESAM 的反射率随着入射光强的升高而增大，但是当增大到一定程度时，SESAM 会被饱和而漂白，反射率开始降低，同时相应的调制深度也降低。通常，调制深度与非饱和吸收损耗的关系式可以表示为：

$$\begin{aligned} \Delta R &= R_{\text{ns}} - R_{\text{lin}} \\ \Delta R_{\text{ns}} &= 1 - R_{\text{ns}} \end{aligned} \quad (4-4)$$

SESAM 的反射率与入射光通量之间的关系式可以表示为：

$$R(F_p) = R_{\text{ns}} \frac{\ln(1 + \frac{R_{\text{lin}}}{R_{\text{ns}}} (e^S - 1))}{S} \quad (4-5)$$

6. 反射带宽

SESAM 的反射带宽是指 SESAM 对入射光具有比其脉冲带宽大很多的高反射率的带宽，其数值主要由其光栅结构高低折射率比来决定，其反射谱线宽度 w 可表示为 $w = \Delta\lambda/\lambda$ 。一般来说，半导体 AlAs/GaAs 的高反射层的 w 约为 0.1，中心波长为 1000 nm，所以其带宽约为 100 nm，能够实现的最小脉宽可以达到 20fs。

4.1.3 SESAM 连续锁模运转的条件

实际过程中，SESAM 对于腔内脉冲演变的影响与腔内的光脉冲能量具有定

性的关系。一般情况下,随着泵浦功率的增加,光脉冲会出现从连续激光→调 Q→调 Q 锁模→连续锁模的演变过程[96]。在调 Q 的过程中,SESAM 起到 Q 开关的作用,而在连续锁模的过程中,SESAM 则完全被漂白。调 Q 锁模则是介于二者之间的情况。

在光纤激光器中加入 SESAM 进行调制之后,激光器更容易工作在调 Q 锁模的状态,脉冲出现调制,脉冲能量与功率输出不稳定。为了避免调 Q 锁模,C. Hönninger 等人基于速率方程,采用线性近似,推导出一组更加简单的超越调 Q 运转临界条件的关系式。在超短脉冲锁模光纤激光器中,为了使激光器工作在连续锁模的状态,避免调 Q 状态,应该满足如下关系式[97]:

$$\begin{aligned} E_p^2 &> E_{\text{sat,L}} E_{\text{sat,A}} \Delta R \\ F_{\text{p,A}}^2 &> F_{\text{sat,L}} F_{\text{sat,A}} \Delta R \frac{A_{\text{eff,L}}}{A_{\text{eff,A}}} \\ P^2 &> F_{\text{sat,L}} F_{\text{sat,A}} \Delta R A_{\text{eff,L}} A_{\text{eff,A}} \frac{1}{T_R^2} \end{aligned} \quad (4-6)$$

其中,腔内平均功率用 P 来表示,激光在腔内的周期为 T_R ,腔内单脉冲能量; $E_p = PT_R$ 为腔内单脉冲能量, $E_{\text{sat,L}}$ 与 $E_{\text{sat,A}}$ 分别表示激光介质的饱和能量和可饱和吸收体的饱和吸收能量。 $F_{\text{sat,L}} = hv/(m\sigma_L)$ 是指激光介质的饱和通量 (σ_L 是掺杂光纤的发射截面, m 为脉冲往返一次通过掺杂光纤的次数,线性腔时为 2,环形腔为 1), $F_{\text{sat,A}}$ 是指 SESAM 的饱和通量。 $A_{\text{eff,L}}$ 与 $A_{\text{eff,A}}$ 分别指增益光纤和 SESAM 内的有效激光模式面积。

定义 $E_{\text{p,c}} = (E_{\text{sat,L}} E_{\text{sat,A}} \Delta R)^{1/2} = (F_{\text{sat,L}} F_{\text{sat,A}} A_{\text{eff,L}} A_{\text{eff,A}} \Delta R)^{1/2}$ 为临界腔内脉冲能量,

这是实现稳定连续锁模所需要的最小单脉冲功率。当 $E_p > E_{\text{p,c}}$ 时,激光器运转在连续锁模的状态;当 $E_p < E_{\text{p,c}}$ 时,激光器运转在调 Q 锁模的状态。从公式中可以看出,选择具有较小的饱和通量 $F_{\text{sat,A}}$ 和适当大小的调制深度 ΔR 的 SESAM 可以有效地抑制调 Q 锁模,输出连续锁模脉冲。

4.2 不同腔体结构时的被动锁模实验研究

在本节中,我们基于 SESAM,实现了不同的腔体结构的连续锁模的脉冲输出。根据测量数据比较了几种不同腔体结构,并从中得到了一些规律性的认识。

4.2.1 利用啁啾光纤光栅作为反射镜的被动锁模

4.2.1.1 实验装置及原理

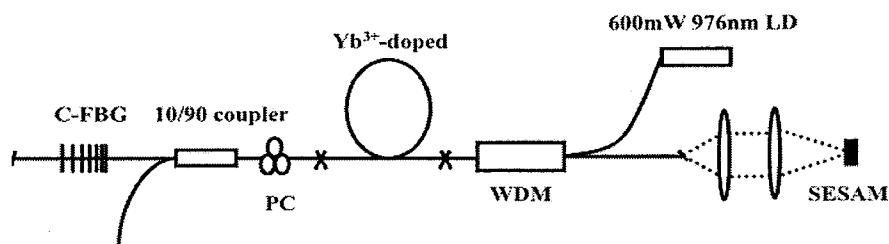


图 4-3 基于 C-FBG 的被动锁模激光器系统原理图

图 4-3 所示为基于 C-FBG 实现被动锁模的实验装置图，采用了线型腔的结构设计。该谐振腔主要由 976nm 泵浦源、980/1064nm WDM、PC、高浓度掺杂单模掺 Yb 光纤、啁啾光纤光栅、SESAM 组成。所用光纤全部为普通单模石英光纤，纤芯直径为 $6\mu\text{m}$ 。

采用带尾纤输出的中心波长为 976nm 的 LD 作为抽运源，最大输出功率为 600mW。增益介质为 Nufern 公司生产的高浓度掺杂单模掺 Yb 光纤，其在 976nm 处的吸收系数为 250dB/m，考虑到高掺杂光纤的光子暗化效应，其实际的吸收系数会略低一点。为了保证能够彻底吸收泵浦光，所用增益光纤的长度为 90cm。输出端采用耦合比为 10:90 的输出耦合器，将其中 10% 的一端作为输出；90% 的一端熔接一段长度为 6.4mm 的啁啾光纤光栅 (C-FBG)，其啁啾系数为 13nm/cm，色散为 $\pm 2.2\text{ps}^2$ (根据啁啾光栅在腔中的方向不同而不同)，中心波长 1050.85nm，3dB 带宽约为 14nm，反射率大于 98%，其反射曲线如图 4-4 所示。谐振腔另一端以 SESAM 作为反射镜。本文所采用 SESAM (SAM-1064-15-30ps-4.0) 为 BATOP 公司生产，其调制深度为 9%，恢复时间为 30ps，饱和通量为 $70\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 。其反射率如图 4-5 所示。腔内增加偏振控制器实现腔内偏振态的控制。为了避免光纤端面的菲涅尔反射，光纤端面均以 8° 角切割。整个线型激光腔的总长度约为 6m。

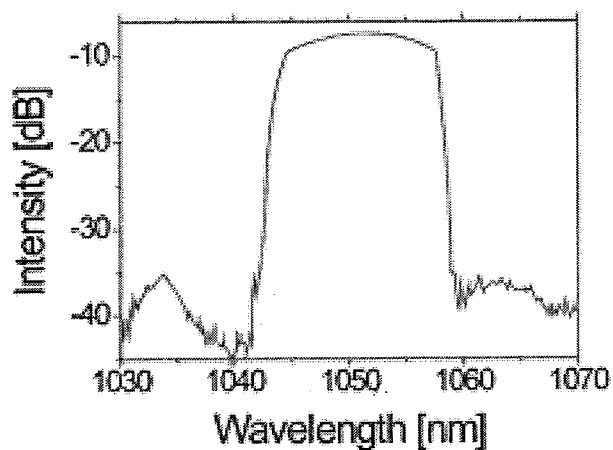


图 4-4 C-FBG 的反射光谱

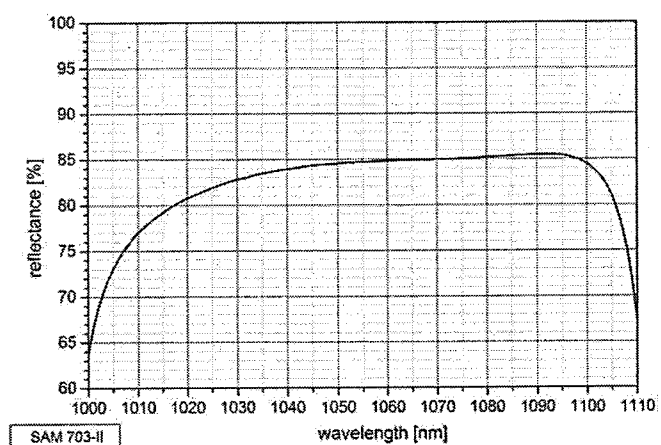


图 4-5 SESAM 的反射光谱图

4.2.1.2 实验结果及分析

1. 脉冲波形随着泵浦功率的变化

随着泵浦功率的升高至一定功率时，开始出现调 Q 锁模的现象，并且，调 Q 锁模的现象会随着泵浦功率的提升愈加明显，如图 4-6 所示。

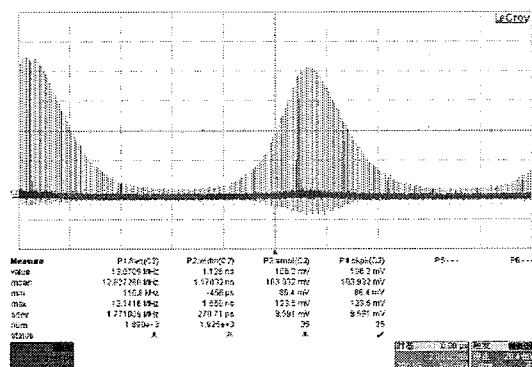


图 4-6 调 Q 锁模状态下的脉冲序列

在稳定锁模状态下,激光器输出稳定的基频重复率锁模光脉冲序列。基频锁模光脉冲的重复频率约为 17.07MHz。继续增大泵浦功率,并改变偏振控制器 PC 的位置,发现激光器的输出光脉冲会发生很多复杂的变化,导致脉冲分裂,形成重复频率数倍于基频重复频率的谐波锁模光脉冲,但是其形成过程却有所不同。

一种是在高泵浦功率下,激光器首先输出锁模状态的光脉冲序列,调节偏振控制器至合适位置,能够形成稳定的高阶谐波锁模状态。如图 4-7 所示,高泵浦功率下的基频锁模脉冲,其重复频率约为 17.07MHz;高阶谐波锁模光脉冲的重复频率为 221MHz。这种在高泵浦功率下产生高阶谐波锁模的原理被认为是光脉冲在光纤中传播时会产生横向声场,进而会引起电致伸缩激发,这种激发会导致长距离的光孤子相互作用导致脉冲的分裂。

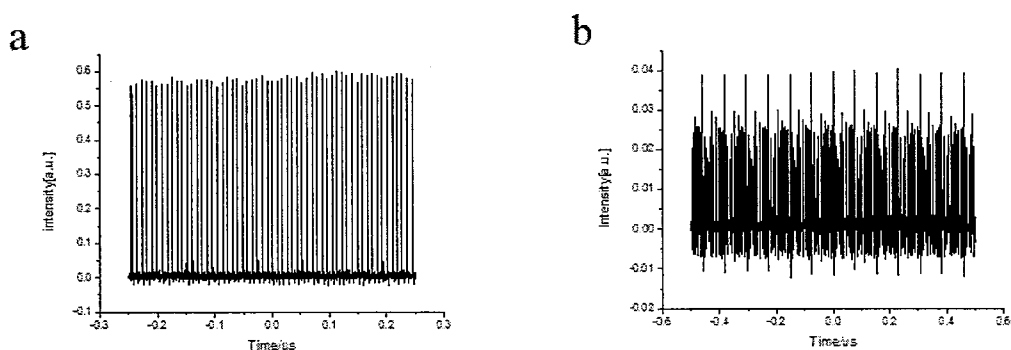


图 4-7 连续锁模下的单脉冲序列

另一种形成方式是首先在比较低的泵浦功率下(约为 110mw),腔内出现基频锁模状态的脉冲序列;然后随着泵浦功率的提高,光脉冲开始发生分裂成为几乎等幅度的两个光脉冲,形成二次谐波锁模光脉冲序列,其对应的重复频率约为 31.96MHz;随着泵浦功率的进一步增加,会依次出现三次谐波、四次谐波、多次谐波等。图 4-8 给出了二次谐波、三次谐波、四次谐波、六次谐波的脉冲序列图,其对应的重复频率分别为 31.96MHz、39.1MHz、52.6MHz、80.9MHz。这种光

脉冲形成的原因主要是当泵浦增加到比较高的功率时,首先出现的基频锁模序列脉冲能量比较高,会变得不稳定,由于腔内啁啾光栅引起的负色散,会形成高阶孤子,高阶孤子由于稳定性差,会在腔内发生周期性的分裂,依次形成两个、三个或者多个光脉冲,由于光孤子脉冲间的相互作用力,光脉冲最终会发生分离,分离后的光脉冲在增益介质中相互竞争,最后达到时域间隔均匀分布,分别形成二次谐波、三次谐波以及多次谐波等[98]。在泵浦增大的过程中,会观察到脉冲整体波动比较大的现象,而且这种现象主要出现在脉冲分裂的过程中,我们认为这是由于调 Q 引起的波动。

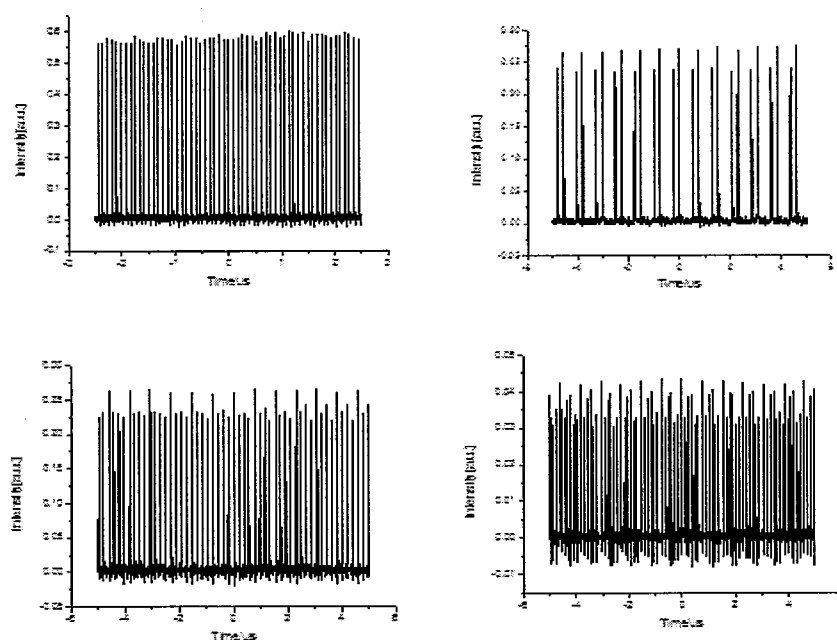


图 4-8 锁模激光器在不同泵浦功率的下的序列图:基频锁模脉冲,重复频率为 17.07MHz (左上);二次谐波锁模脉冲,重复频率为 31.96MHz (右上);四次谐波锁模脉冲,重复频率为 52.6MHz (左下);六次谐波锁模脉冲,重复频率为 80.9MHz (右下)。

2. 输出光谱的变化

图 4-9 为不同泵浦功率下(不同工作状态下)的输出光谱,光谱通过 YOKOGAWA AQ6370B 光谱仪采集,分辨率为 0.02nm。当泵浦光低于锁模阈值时,产生光谱如图 4-9 中(1)曲线所示,此时产生的激光为连续光,光谱为中心波长为 1044.7nm 的窄线宽(线宽为 1.3nm)光谱。随着泵浦功率的增大,当泵浦功率达到 140mW 时,将会出现调 Q 锁模状态,继续增大功率,并适当调节 PC 的位置,便可获得稳定的锁模状态。随着泵浦功率的进一步提高,激光会产

生双脉冲或者多脉冲的输出。图 4-9 中 (2)、(3)、(4) 曲线分别为调 Q 锁模、单脉冲锁模输出、多脉冲锁模输出时的光谱图。可以发现调 Q 锁模、锁模状态下, 光谱会产生明显的分离的频谱边带。这是由于在连续循环的过程中, 在某些离散频率, 孤子的相位能够匹配, 能量便会发生累积, 这最终导致了狭窄的频谱边带的产生。随着泵浦功率的提高, 3dB 带宽会逐渐变大, 但边带之间的间距并没有明显的变化。边带频率与中心载波频率满足如下公式:

$$\sigma\omega_m = \sqrt{\frac{1}{T^2} - \frac{2\pi}{D}} m \quad (4-7)$$

其中 $\sigma\omega_m$ 是边带频率与中心载波频率的频率差(单位 rad/s), T_0 是脉冲宽度, D 是整个腔的色散($D=D_{\text{fiber}}+D_{\text{c-FBG}}$), m 为频谱边带相对于中心载波频率的次序。实验中最终测得脉冲宽度约为 3ps, $D_{\text{c-FBG}}$ 为 -2.2ps^2 , 单模光纤在 $1\mu\text{m}$ 波段的色散系数约为 -50ps/nm/km , 单模光纤长度约为 6m, D_{fiber} 为 0.36ps^2 , 腔内的总色散为 -2.027ps^2 , 代入公式(4-7), 发现计算值与实验所得数据能够很好地符合。

但是能够发现, 光谱图中低于中心波长的部分无法观察到频谱边带, 这是由于产生的激光的中心波长正好处于 c-FBG 的反射光谱曲线的短波端的边缘, 从而, 由 c-FBG 引起的光谱滤波的效应, 最终导致了非对称的频谱边带的现象。激光的中心波长处于 c-FBG 的反射光谱曲线的短波端的边缘主要是由于 Yb^{3+} 光谱增益特性决定的。在该 c-FBG 的反射带宽 (1043nm-1057nm) 内了, Yb^{3+} 离子在短波处的吸收系数最高。因此, 产生的激光中心波长约为 1045nm。

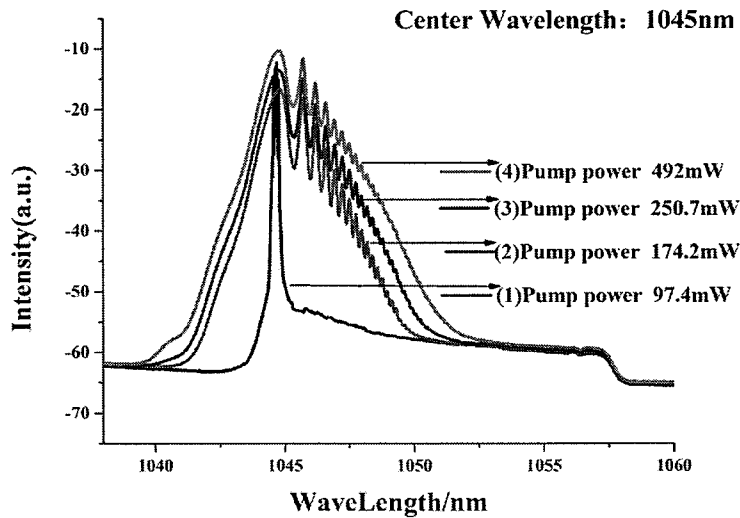


图 4-9 不同泵浦功率的输出光谱

3. 输出功率与脉冲宽度

该激光器输出功率随着泵浦功率的变化特性如图 4-10 所示。最终获得了最高 12mW 的锁模激光的输出。当泵浦功率约为 48mW 时,开始有连续激光产生;当泵浦功率达到 107mW 时,此时达到该激光器锁模自启动的阈值,开始有单脉冲锁模序列产生。

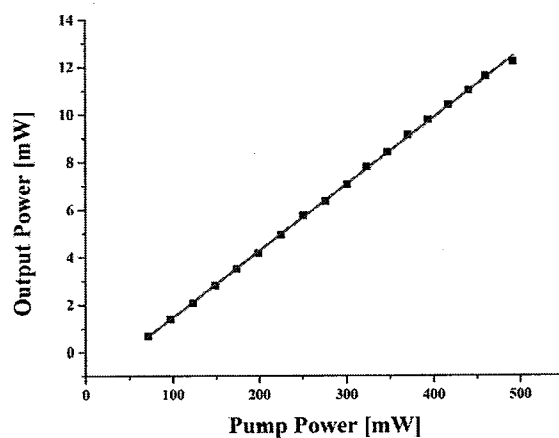


图 4-10 输出功率随泵浦功率的变化曲线

实验中,采用 Pulse Check 自相关仪(分辨率为 6fs)测得锁模脉冲的自相关曲线,如图 4-11 所示。测得高斯拟合后的脉宽为 4.36ps,即实际的脉冲宽度(FWHM)为 3.09ps。当达到锁模阈值之后,改变泵浦功率,脉冲宽度并没有明显的变化。

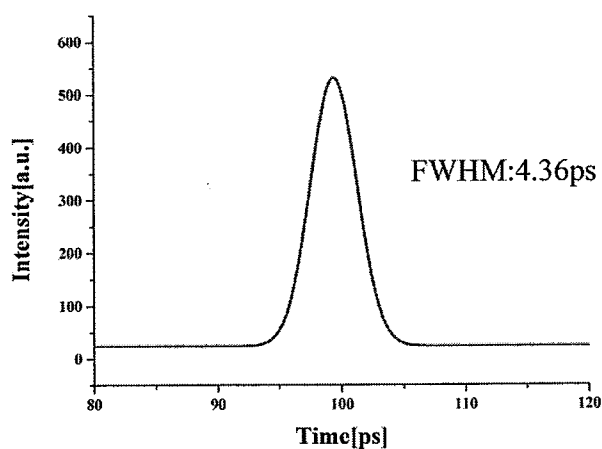


图 4-11 脉冲的自相关曲线

4.2.2 利用光纤环形镜作为腔反射镜实现被动锁模

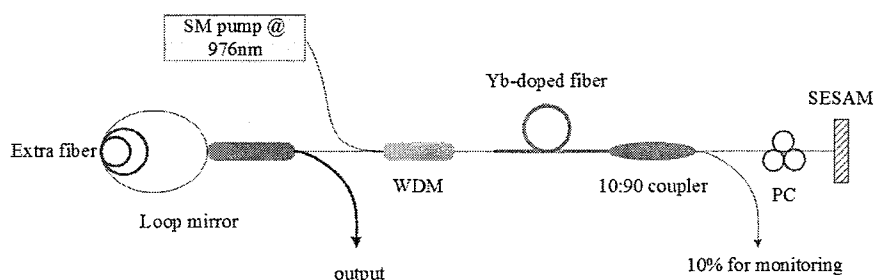


图 4-12 利用光纤环形镜实现被动锁模的实验装置图

利用光纤环形镜实现锁模的实验系统原理图如图 4-12 所示。其中光纤环形镜 (Fiber Loop Mirror) 是将通用的 1030nm 波段的、3dB 光纤耦合器的二分端熔接而成, 其作为腔反射以及输出端, 3dB 耦合器内部插入一端普通单模光纤 Extra fiber 1。本实验所采用的 SESAM, 其调制深度为 38%, 恢复时间为 500fs。除此之外, 其他元件以及测量仪器与前述实验相同。

4.2.2.1 短腔时实验结果及结果分析

首先在 Extra fiber1 的光纤长度为 50m 的情况下 (此时整个激光谐振腔的总长度约为 60m) 的条件下进行了实现, 此时腔内所有的光纤为非保偏光纤。当泵浦功率超过锁模阈值, 仔细调节 PC 的状态, 能够实现稳定的锁模输出。光谱具有陡峭的边沿, 光谱线宽约为 2.17nm, 是典型的耗散孤子锁模光纤激光器的光谱特性。其对应的重复频率为 2.78MHz。泵浦功率约为 210mW 时的脉冲宽度, 高斯拟合后的脉冲宽度约为 160ps, 如图 4-13 所示。但是, 随着泵浦功率的提升, 同样会出现多脉冲调制的现象。该激光器所得的输出结果与上述实验的演变过程一致, 即变化过程为: 调 Q→调 Q 锁模→连续锁模→多脉冲调制。达到锁模阈值功率后, 泵浦功率对锁模脉冲的脉宽、中心波长没有太大影响, 而光谱宽度略微展宽, 这主要是由于泵浦功率的增加而引起的自相位调制效应的加强而引起的。

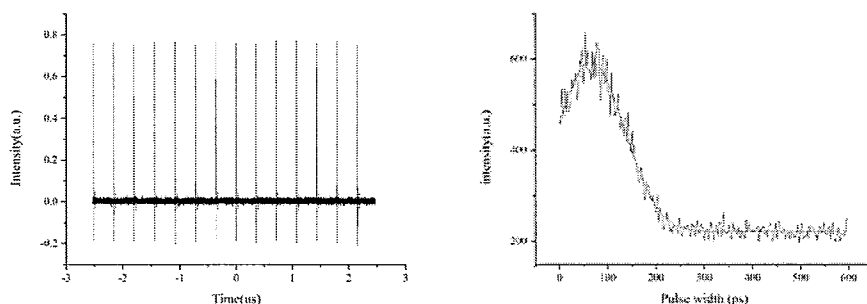


图 4-13 输出脉冲的序列图 (左); 输出脉冲的自相关曲线 (右)

由于 SESAM 是偏振相关的器件, 光通过偏振相关的器件会存在双折射相位差, 固定的相位差会在谐振腔内形成一个梳状谱滤波器。在激光器内引入 PC, 通过调节 PC 控制进入偏振相关器件的激光的偏振方向, 可以实现梳状滤波器的光谱窗口产生周期性的位移, 位移的大小称为自由光谱范围 (FSR)。PC 的调节会导致腔内运转光损耗发生变化, 进而调节 Q 值的大小, 对光脉冲起到稳定与窄化的作用。因此调整 PC 的偏振方向可以实现波长的可调谐输出。固定泵浦功率时, 调节 PC, 能够实现波长可调谐, 调谐范围为 1029.2nm 至 1037.8nm, 如图 4-14 所示。光谱线宽也没有明显的改变, 同样此时对应的脉冲宽度测量后并没有明显的改变。

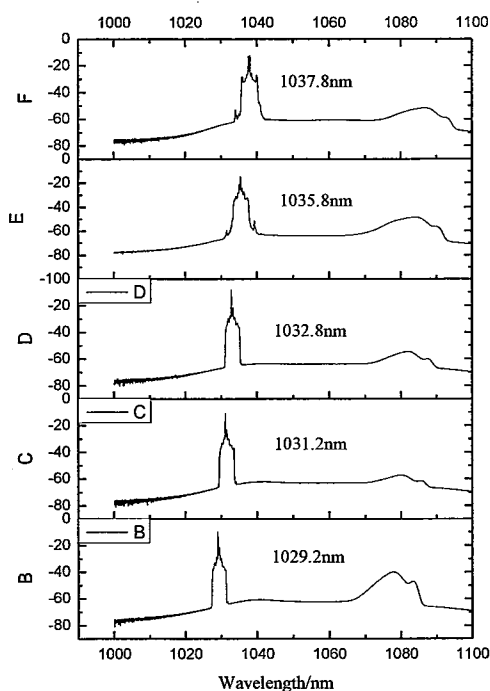


图 4-14 锁模脉冲中心波长调谐光谱图

为了验证 SESAM 和非线性偏振旋转是否都起到相应的作用, 分别作了以下两个对比实验: 一是将 PC 从腔内去除; 二是将 SESAM 换成 1030nm 波长 (其反射带宽为 20nm) 的全反镜进行测试。结果在第一种情况下, 无法获得自启动的锁模输出, 对光纤施加一定的微扰, 同样能够获得锁模输出, 但是无法保持长期稳定的输出; 当光纤激光器实现连续锁模后, 对腔内的光纤施加一定的微扰, 同样可以让激光器失锁, 这说明外界的微扰会对光纤的偏振态产生一定的影响。在第二种情况下, 可以获得不稳定的调 Q 序列的输出, 而且调 Q 内部的锁模脉冲不明显。

4.2.2.2 长腔时实验结果及结果分析

进一步的,我们增加了 Extra fiber1 的长度,在其长度为 100m 的情况下(此时整个谐振腔的长度约为 110m),进行了相关研究。当泵浦功率超过 170mW 时,能够观察到耗散孤子共振的现象。其输出的单脉冲图形为方形脉冲结构,并且,方波脉冲的宽度能够通过调节泵浦功率连续可调。随着泵浦功率的增加,激光器在保持稳定锁模输出的同时,方波脉冲的宽度逐渐增加,而且其脉冲的幅值保持不变,本实验中泵浦功率从 127mW 增加至 330mW 时,脉冲宽度从 580ps 增加到 2.1ns,如图 4-15 (b)。这与文献报道的被动锁模光纤激光器中 DSR 特性相吻合。随着泵浦功率的增加,光纤激光器的平均输出功率也会增加。由于脉冲的重复频率固定在基频 2.36MHz,如图 4-15 (a) 所示,因此脉冲的单脉冲能量也会线性增加。从图 4-15 (b) 中可以看出当泵浦功率从 127mW 提升倒 279mW 时,激光器的输出功率从 7.5mW 增加到 21.5mW,对应的最大的脉冲能量为 9.11nJ。

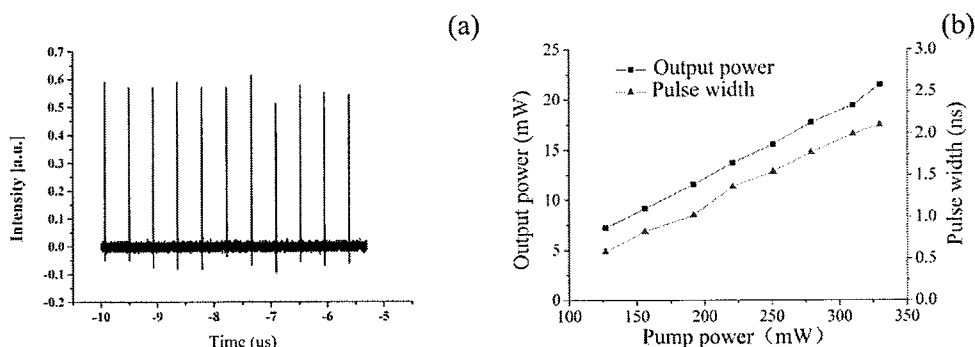


图 4-15 (a)激光器输出脉冲序列; (b) 脉冲宽度与输出功率随泵浦功率的变化

通过调节泵浦功率,可以发现脉冲宽度随着泵浦功率的增加而增加。从图 4-16 (a) 中可以看出,在泵浦功率分别为 127mW, 192mW, 221mW, 251mW, 279mW, 310mW 和 330mW 时,脉冲的宽度分别为 825.4ps, 989.6ps, 1.37ns, 1.56ns, 1.72ns, 1.97ns 和 2.12ns。在不同泵浦条件下所对应的光谱如图 4-16 (b) 所示。由于腔内包含 100m 的长光纤,所以受到非线性效应的影响,在泵浦功率提升的过程中,在 1090nm 处会有拉曼产生。在脉冲功率从 127mW 提升至 330mW 的过程中,光谱宽度基本维持在 2.2nm 左右。在不同泵浦功率条件下,保持泵浦功率不变,调节偏振控制器,仍然能够观察到脉冲的改变其重复频率仍然维持在 2.36MHz。

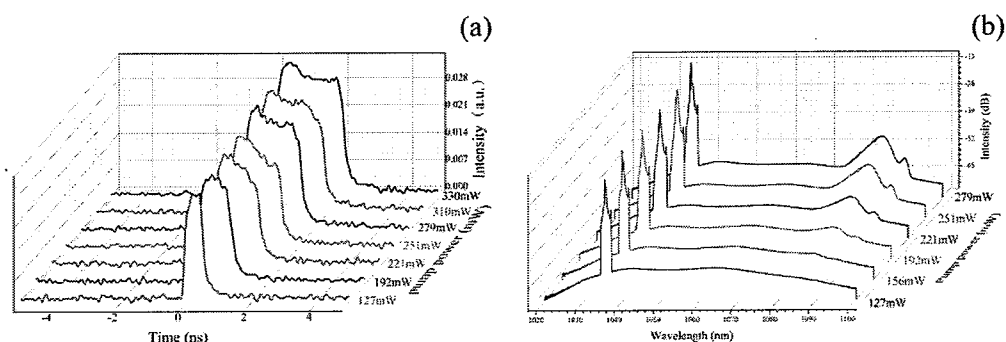


图 4-16 (a) 输出单脉冲宽度随泵浦功率的变化, (b) 输出光谱随泵浦功率的变化

为了查看方波脉冲的稳定性, 进一步使用 RF 频谱仪在泵浦功率为 192mW 时测量了方波脉冲的 RF 频谱, 其频谱如图 4-17 所示, 由于测量数据时重新熔接光纤, 所以其对应的基频会略有些改变。从图中可以看出, 其信噪比 $SNR > 60\text{dB}$, 可以看出该方波激光器的工作状态有锁模激光器的性质, 但是在脉冲波形及其演变规律上与传统的耗散孤子有着明显的不同。

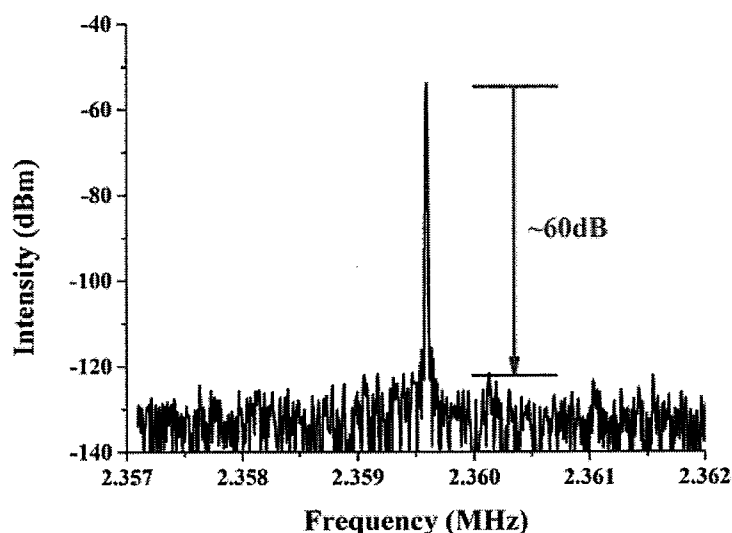


图 4-17 泵浦功率 192mW 时矩形脉冲的频谱

在此腔长条件下, 同样可以实现波长的可调谐输出。固定泵浦功率时, 调节 PC, 能够实现波长可调谐, 调谐范围为 1027.8nm 至 1037.8nm, 如图 4-18(a)所示。光谱线宽也没有明显的改变, 但是可以发现, 在调谐的过程中, 波长往短波方向漂移的过程中, 可以看出在 1040nm 附近会逐渐形成无规则连续光。这是

由于所选择的 SESAM 的在长波方向处反射率更高,所以在整个腔内长波方向的激光更容易起振,所以当锁模波长往短波方向调谐时,光腔内两个波长的各自的增益等于损耗,此时在一定程度上抑制均匀展宽增益介质中的模式竞争,使得两个波长同时起振。而且,当锁模波长往短波方向漂移的过程中,1040nm 处连续波的成分会逐渐增加,这说明此时短波方向的损耗越来越大。

同时,我们测量了同一泵浦条件下不同波长的脉冲宽度,如图 4-18(b)所示,可以看出,不同波长下输出脉冲仍然保持方形脉冲结构,脉冲的宽度基本保持在 1.70ns-1.93ns,脉冲宽度的略微变化是由于 PC 的调节引起腔内的损耗的变化所导致的。在不同的波长下,脉冲的宽度也会随着泵浦功率的提升而逐渐线性加宽,可以表明该激光器在不同波长处运转时仍然处在耗散孤子共振的状态下。

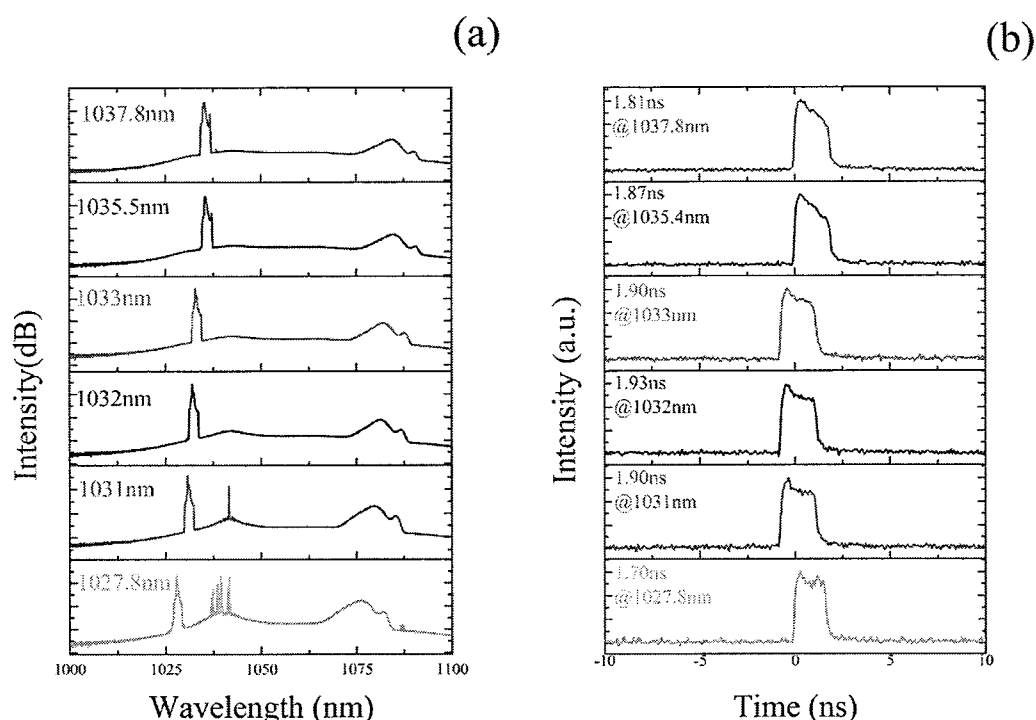


图 4-18 泵浦功率 275mW 时, (a) 矩形脉冲中心波长调谐光谱图; (b) 不同波长对应的单脉冲。

4.2.2.3 全保偏结构下的实验结果及结果分析

上述实验结果可以看出,由于激光器设计采用非保偏的结构,并且腔内引入 PC,外界的微扰会成为影响激光脉冲输出质量的一个重要因素。可以观察到,采用非保偏的光纤时,当未达到连续锁模的阈值但泵浦接近锁模阈值时,对光纤施加一定的微扰,能够使激光谐振腔进入锁模运转的状态;而当腔内达到锁模阈值

并运转在锁模输出的状态时，此时一定的微扰会导致稳定锁模向调 Q 锁模运转转变，甚至让激光器失锁。由于外界微扰的影响，系统波形会变得及其不稳定，因此，为了降低外界微扰对激光器呼出脉冲的影响，进一步采用了全保偏的结构测试，激光器获得了稳定的锁模输出。

实验中采用图 4-12 相同的结构，不同的是光纤中采用全保偏的结构，谐振腔所采用的光环形镜是由一个保偏耦合器的两个输出臂熔接而获得的。光环形镜的长度约为 0.5m。其反射曲线如图 4-19 所示，可以看到其透过率曲线随波长的变化呈现明显的周期性的特点。该光环形镜在 1048nm 波长处具有最高的光反射率，大约为 75%；其 3dB 带宽约为 30nm，能够为锁模激光器实现稳定输出提供足够的光谱滤波。实验所用 SESAM 的调制深度为 37%，弛豫时间约为 15ps。

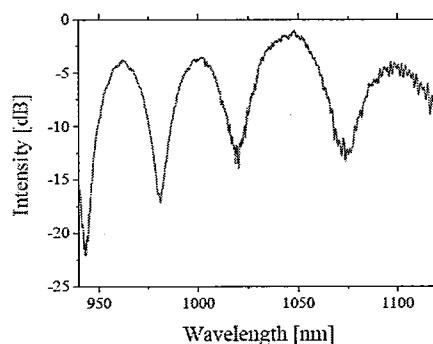


图 4-19 保偏光环形镜的反射率与波长的关系

当泵浦功率超过激光阈值后，不需要任何的偏振控制或者外界微扰，就能够获得自启动的稳定锁模激光输出。其功率曲线如图 4-20 锁模激光器的输出功率随泵浦功率的演变所示，在泵浦光功率为 417mW 时获得了最高的激光输出，为 63.5mW，此时，对应的脉冲能量为 2.1nJ。不同功率下输出激光的偏振消光比(PER)大于 22dB。

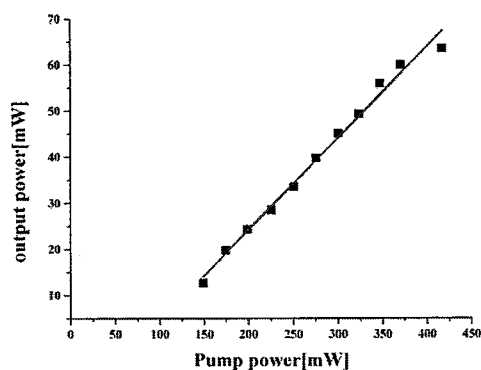


图 4-20 锁模激光器的输出功率随泵浦功率的演变

不同泵浦功率下的输出光谱如图 4-21(a)所示。当泵浦功率大于 175mW 时,开始出现锁模。此时光谱为垂直光谱,中心波长 λ_c 为 1035.17nm, 3dB 带宽为 8nm; 在整个泵浦光增大的过程中一直保持垂直光谱,能够看出中心波长往长波方向飘移,但基本稳定在 1035nm 处,并且 3dB 带宽有逐渐变大的趋势,在最高的泵浦功率下,其 10dB 带宽约为 10nm 左右。光谱的上沿存在一定的抖动,我们认为这主要归因于腔内器件在熔接时会引入较大的偏振串扰,所引起的 Lyot 滤波效应会对光谱的演变产生调制。锁模激光的时域特性通过一个带宽 1GHz 的示波器与带宽 1.2GHz 的光探头测得。如图 4-21(b)所示,为激光器的脉冲序列图,重复频率为 25.8MHz,所对应的脉冲间隔为 38.8ns,这与激光器的腔长相匹配。

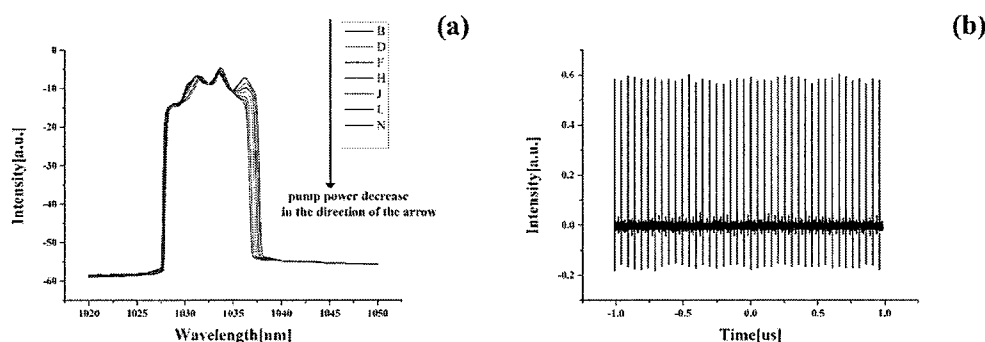


图 4-21 (a) 不同泵浦功率下的激光输出光谱; (b) 典型的输出激光的脉冲序列图

激光器的输出脉冲的宽度通过商用的自相关仪(APE SM 1200)进行测试,测试结果如图 4-22 所示。从图中可以看出随着泵浦功率的逐渐增加脉冲宽度也会逐渐变大,但增大的趋势会慢慢变小。在泵浦功率分别为 169mW、213mW、254mW、296mW、336mW 时测得的归一化之后高斯拟合的半高宽(FWHM)分别为 48.6ps、54.7ps、60.1ps、62.0ps、62.3ps,分别对应的实际脉宽为 34.3ps、38.7ps、42.5ps、43.8ps、44.1ps。

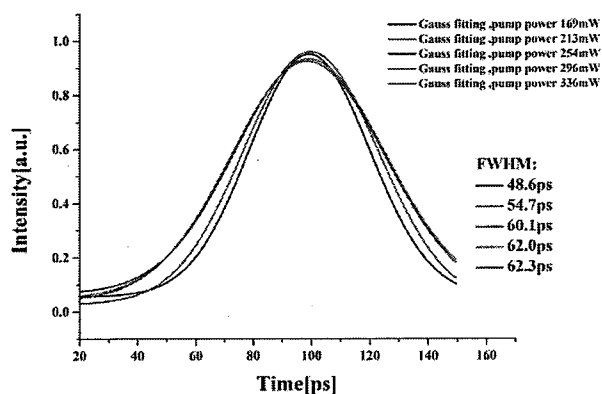


图 4-22 不同功率下单脉冲的自相关曲线

当激光器实现稳定锁模输出后，在输出功率为 32.5mW 时进行了数小时的稳定性测试，功率抖动性小于 4%，如图 4-23 所示，激光器能一直保持原有的稳定态。这说明本实验中的锁模光纤激光器长期功率稳定性良好。

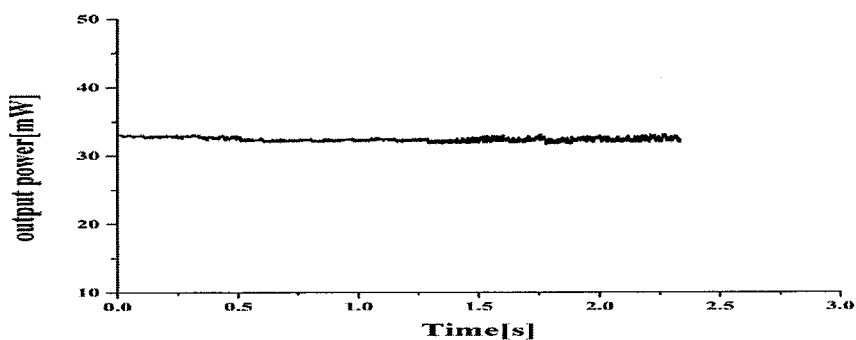


图 4-23 锁模激光器功率稳定性测试

4.2.3 利用滤波器进行宽带限模的被动锁模

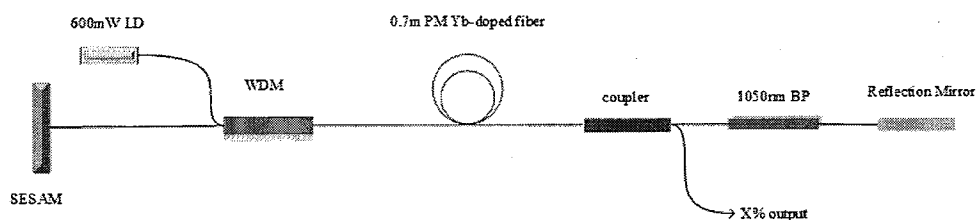


图 4-24 利用滤波器实现被动锁模的锁模系统

利用带通滤波器实现被动锁模的激光器的结构示意图如图 4-24 所示。带通滤波器(BP)为定制滤波器,其中心波长为 1050nm, 3dB 带宽约为 15nm; SESAM 参数为调制深度为 37%, 弛豫时间约为 15ps; 全反镜(Reflection Mirror)为中心波长为 1064nm 的全反镜, 该激光器采用全保偏结构。除此之外, 其他器件及仪器与前述实验相同。

激光器在泵浦功率约为 160mW 时能够实现稳定单脉冲序列的锁模输出, 并且能够保持较长时间稳定。稳定锁模时的光谱中心波长为 1050.76nm, 同样带有明显的耗散孤子的输出特性, 随着泵浦功率增加, 10dB 带宽略有增加。图 4-25(a) 为泵浦功率 367mW 时的光谱图, 图 4-25(b) 为不同泵浦功率下的输出光谱。从图中可以看出, 在泵浦电流分别为 0.5A、0.6A、0.75A、0.9A、1.0A (此时对应的泵浦功率分别为 213mW, 252mW, 290mW, 330mW, 367mW, 397mW) 时所对应的 3dB 带宽分别为: 2.84nm、3.22nm、3.58nm、4.05nm、4.25nm。可以很明显的发现泵浦光没有被完全吸收, 仍有很大的残余, 我们推测这是由于 SESAM 的空间耦合部分效率不高, 反馈的激光较小, 导致泵浦光不能被完全吸收。而在耦合较好, 即泵浦光完全被吸收的条件下没能看到锁模脉冲的产生。我们推测这是由于 SESAM 的反射率等参数与激光耦合在 SESAM 的角度、效率等有关, 在一定条件下, 会使得 1050nm 处的反射率等参数在腔内最高, 并且在一定带宽范围内参数比较一致, 所以在此结构中, 在某些特定的耦合角度下才能实现稳定锁模的输出。而且, 我们发现, 虽然该激光器采用全保偏的结构, 对增益纤施加一定的微扰, 输出脉冲会出现剧烈的变化, 甚至失锁; 而对传能光纤的微扰并不会引起太大的抖动。我们推测这是由于增益纤的扭曲会对腔内不同波长处的增益产生很大的影响。

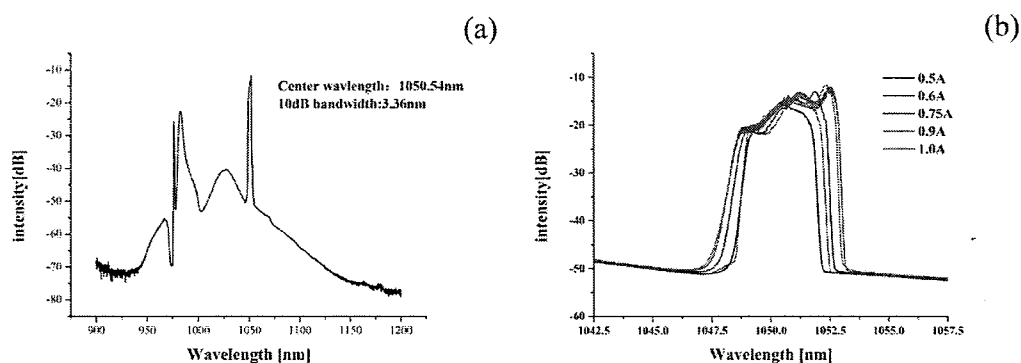


图 4-25 系统不同泵浦功率下的输出光谱

获得稳定的单脉冲序列之后, 继续增大功率, 脉冲会发生分裂。其演变过程为: 0.37A 时达到锁模阈值, 实现单脉冲稳定输出(对应的重复频率为 4.2MHz); 增加电流至 0.46A 时, 实现双脉冲稳定输出(对应的重复频率为 8.4MHz); 增加

电流至 0.55A 时三脉冲稳定输出（对应的重复频率为 12.6MHz）；0.73A 时四脉冲（16.8MHz）；0.86A 时 5 脉冲（22.36MHz）。图 4-26 为不同泵浦功率条件下脉冲序列图，可以很清晰的观察其谐波分裂的趋势。实验中能够获得的最大的单脉冲输出的最大功率为~5mW，对应的单脉冲能量为 1.2nJ。

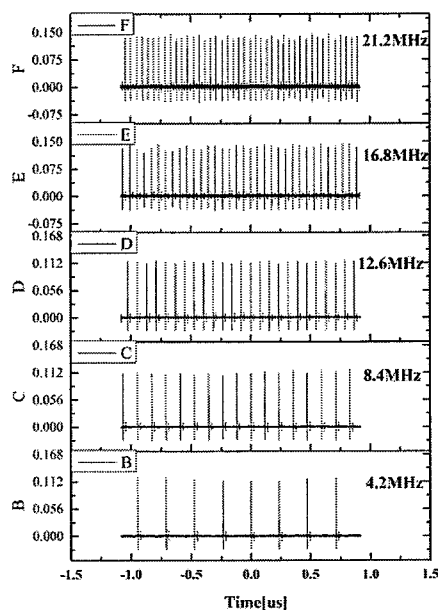


图 4-26 不同泵浦功率下的脉冲变化情况

在泵浦功率为 330mW 时，其光谱宽度为 3.48nm，经计算可以得出此时脉宽的极限值为~660fs。激光器的输出脉冲的宽度通过商用的自相关仪(APE SM 1200)进行测试，测试结果如图 4-27 所示，测得的脉冲宽度为 1.4ps，基本接近转换极限。

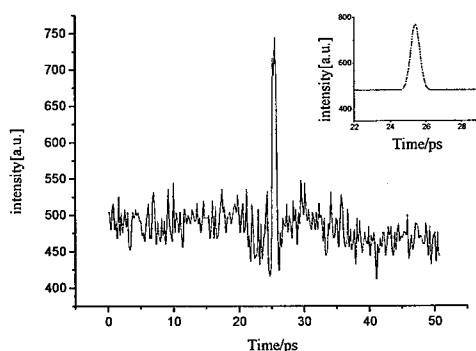


图 4-27 泵浦功率 330mW 时脉冲的自相关曲线

4.2.4 利用光纤光栅 (FBG) 进行窄带限模的被动锁模

4.2.4.1 利用 FBG 实现被动锁模的全光纤激光器

上述实验中获得的稳定锁模脉冲的光谱宽度相对较大,一般大于 1nm,为了获得窄线宽的锁模脉冲输出,我们采用高反射率的窄带光纤布拉格光栅 (FBG) 作为激光谐振腔的另一个腔镜,实现了窄线宽输出的稳定锁模脉冲。振荡器的结构示意图如图 4-28 所示。腔内没有采用任何的色散补偿元件,属于全正色散的锁模光纤激光器。首先采用非保偏的结构进行实验。选择了 3dB 带宽约为 0.3nm、反射率>99%的 FBG 作为谐振腔的一段反射镜,本实验所用 SESAM 的调制深度为 38%、恢复时间为 500fs。激光器中所采用的其他器件及数据采集的相关仪器与前述实验相同。

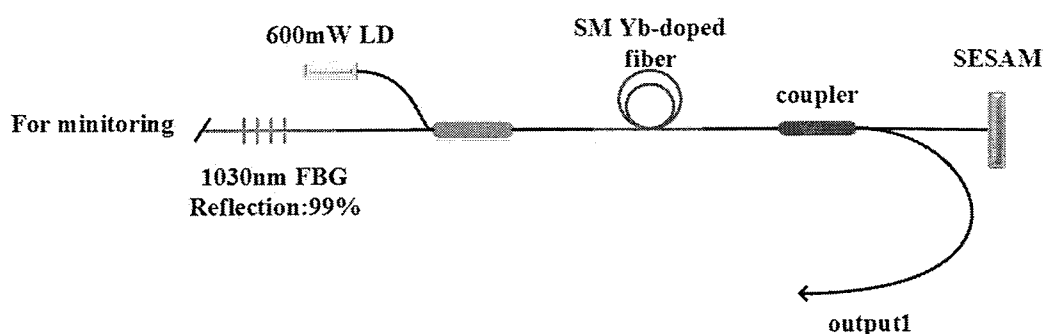


图 4-28 利用 FBG 实现被动锁模的结构示意图

在实验过程中,采用带宽为 12GHz 的高速响应电光二极管和采样频率为 6GHz 的示波器探测脉冲序列,以及分辨率为 0.02nm 的 YOKOGAWA 光谱仪探测光谱。当泵浦功率当泵浦增加至 43mW 时,首先能够观察到调 Q 的现象。功率达到 67mW 时,该激光器能够实现稳定的自启动锁模,产生稳定的单脉冲序列,如图 4-29 所示,能够获得的最大单脉冲输出功率为 2.4mW,对应的重复频率为 21.4MHz。继续提高泵浦功率时,会发生多脉冲调制的现象,单脉冲会一次分裂成双脉冲、三脉冲等。

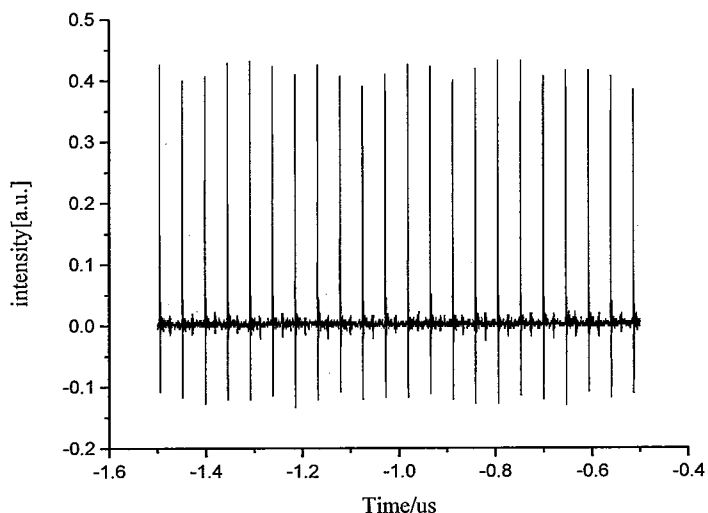


图 4-29 稳定锁模时的脉冲序列图

从图 4-30 可以看到，该激光器稳定锁模时输出脉冲的中心波长为 1030nm，这也正是 FBG 反射谱的中心波长。光谱的 3dB 带宽只有 0.29nm，主要是因为 FBG 的反射带宽太窄，切除了大部分的频谱成分，导致脉冲输出功率较低。从输出光谱上可以看出，在实现稳定的锁模输出后，光谱变得非常平滑，几乎没有毛刺，并有一定的加宽；而未实现锁模时，输出光谱带宽非常窄，并且具有很多的毛刺。这是因为实现稳定锁模之后各个纵模之间相位因为被锁定而固定，从而使得各个纵模之间的振幅或者强度存在一定的固有的依赖关系，而不是原来的随机波动，所以从光谱上表现出来的是代表随机波动的毛刺不存在。该现象也表明我们可以从光谱的平滑程度上来判断该激光器是否运转在连续锁模的状态。在增加泵浦功率的过程中，输出光谱的宽度略微有些增加，这主要是由于脉冲能量的提升，使得腔内非线性效应增强所引起的。



图 4-30 利用 FBG 实现锁模的输出光谱

FBG 在腔内大啁啾的整形过程中起到了很重要的作用。当腔内的脉冲经过较长的传能纤之后, 由于受到较大的色散与非线性效应的影响, 腔内脉冲会累积大量的啁啾, 导致脉冲宽度加宽。当大啁啾的脉冲经过窄带的 FBG 反射后, 其啁啾会得到一定的补偿, 从而使得脉冲压窄。考虑到 FBG 的线宽比较小, 根据脉冲转换极限可知, 经过 FBG 滤波后的脉冲宽度也不会很窄。激光器的输出脉冲的宽度通过商用的自相关仪(APE SM 1200)进行测试, 测试结果如图 4-31 所示, 测得得脉冲宽度为 10.4ps。

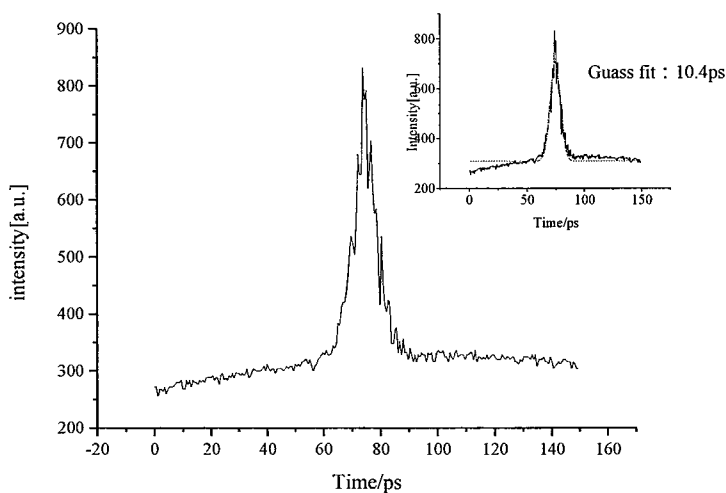


图 4-31 利用 FBG 实现锁模的脉冲的自相关曲线

实验过程中,在未锁模阈值附近未能得到稳定锁模输出时,对腔内光纤施加一定的微扰,如将光纤扭能够动至一定程度或者轻轻触碰一下光纤,就能够获得稳定的输出。在稳定锁模输出时,光纤的微扰也会导致调 Q 锁模的出现。因此,我们判断锁模激光器的稳定输出与偏振态有关。由于 FBG 的限模,使得腔内模式很少,各个纵模在腔内可以保证偏振态基本一致,使得偏振态对于激光器的锁模特性影响较大。

为了降低外界微扰对激光器输出脉冲的影响,进一步采用了全保偏的结构测试。此时,外界的微扰对脉冲输出基本没有影响,并且激光器能够实现稳定的自启动输出,输出激光为线偏光,偏振度大于 18dB。

4.2.4.2 输出功率的进一步提升

为了进一步的获得功率提升,我们采用全保偏结构的激光器作为种子源,采用不同增益光纤进行放大。

首先采用了单模单包层光纤进行放大,选择 Nufern 公司生产的高浓度掺杂保偏单模掺 Yb 光纤,其在 976nm 处的吸收系数为 250dB/m,其结构示意图如图 4-32 所示,泵浦光首先通过 WDM 耦合进入一端较短的 PM 掺 Yb 增益光纤,剩余的泵浦光注入到锁模谐振腔中,光纤光栅的反射率 80%,3dB 线宽约为 0.3nm,作为谐振腔的输出端,20%的激光重新注入到较短的增益光纤中进行反向的放大。这种结构的优点是结构简单,仅采用一个泵浦源就能够获得高功率的激光输出,极大的提高了光光转化效率,节约了成本。

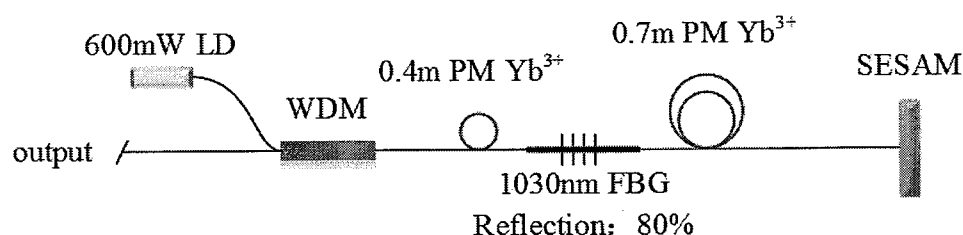


图 4-32 采用单模单包层光纤放大的结构示意图

通过合理的设计两段增益光纤的长度,能够在泵浦功率增加的过程中始终保持单脉冲的稳定输出。本实验中腔外放大的增益纤长度为 0.4m,锁模谐振腔内增益纤的长度为 0.7m。此时,振荡器实现锁模的阈值比较高,约为 200mW。达到锁模阈值后,继续增加功率,未观察到脉冲分裂的现象,此时对应的重复频率约为 39MHz,如图 4-33 所示。该激光器在 450mW 的泵浦功率下获得了最高 153mW 的脉冲激光输出,对应的单脉冲能量为 3.9nJ,光光转化效率约为 34%。

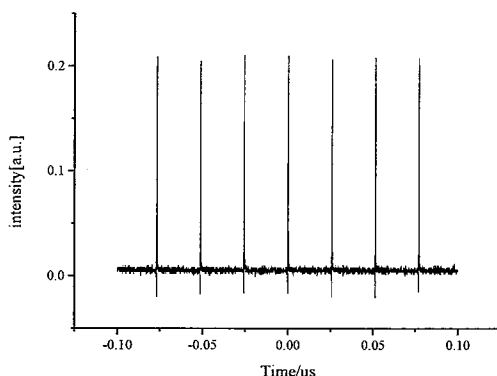


图 4-33 锁模激光器的脉冲序列图

图 4-34 展示了激光器输出光谱随泵浦功率的演变。可以看出，在放大过程中，光谱展宽严重，并在展宽过程中，在整个频率范围内伴随着振荡结构，频谱有多个峰组成，且最外面的峰强度最大。通常，同样大小的啁啾会出现在脉冲两个不同的瞬时时间 T 值处，这表明脉冲在这两个不同点具有相同的瞬时频率。定性的说，这两个点代表着具有相同频率而不同相位成分的两个波，根据它们的相对相位差可发生相长或者相消干涉，脉冲频谱的多峰结构是由于这种干涉造成的。这种振荡的结构是 SPM 感应频谱展宽的典型特征。在 153mW 功率输出时，3dB 带宽已经达到 2.4nm。

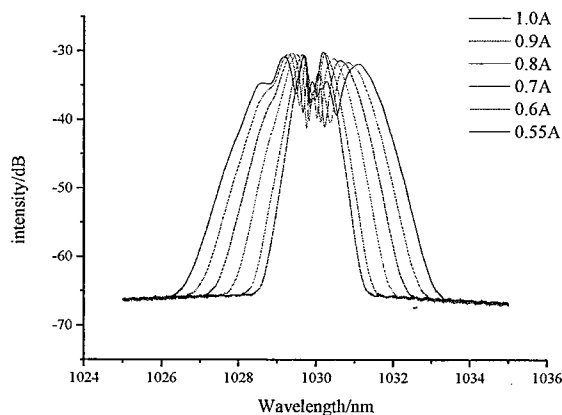


图 4-34 不同泵浦功率的输出光谱

同样，为了测试激光器运转的稳定性，我们在激光器实现稳定锁模输出后，在输出功率为 153mW 时进行了 11h 的稳定性测试，功率抖动性小于 3mW，如图 4-35 所示，激光器能一直保持原有的稳定态。这说明本实验中的锁模光纤激

光器长期功率稳定性良好。

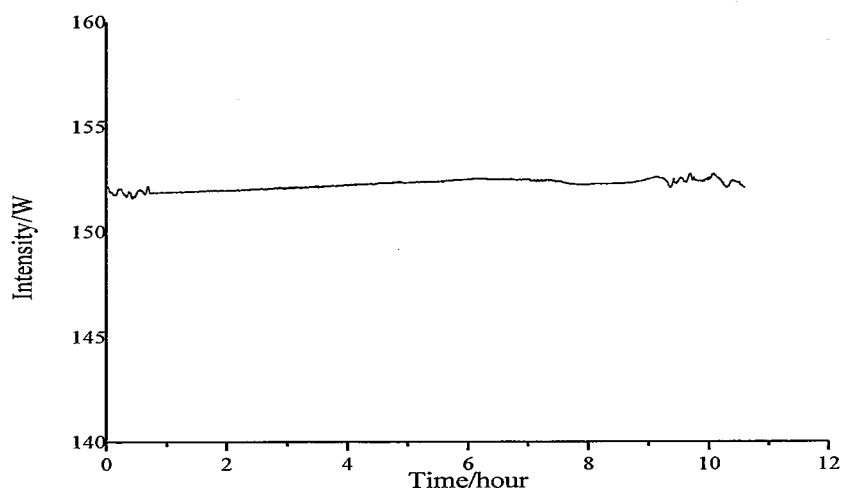


图 4-35 锁模激光功率稳定性测试

进一步的我们采用 6m Nufern 公司生产的芯径/包层比为 15/130 PM 光纤作为放大级增益光纤进行实验，增益光纤的吸收系数为 $5.8\text{dB/m}@976\text{nm}$ ，其结构示意图如图 4-36 所示。种子源采用全保偏结构，其主要输出参数如下：中心波长为 1029.8nm ，3dB 带宽为 0.26nm ，重复频率为 17.3MHz ，脉冲宽度约为 30ps ，单脉冲条件下能够获得的最大输出功率 23mW 。

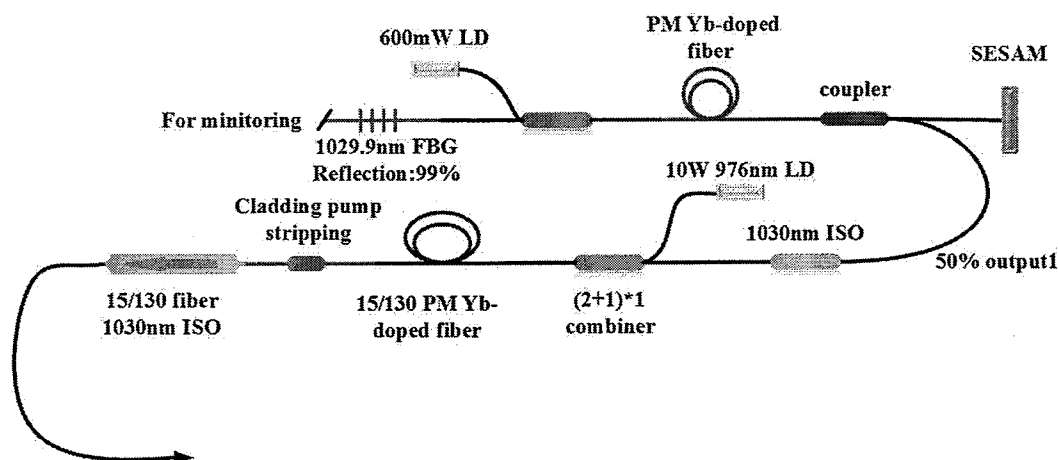


图 4-36 采用 PM15/130 光纤锁模放大器

种子光经过一个插入损耗约为 3dB 的光纤隔离器后，经过保偏合束器耦合到 6m 的 $15/130$ 的增益光纤中，在泵浦功率 6.25W 时获得了最高 1.5W 的激光输

出,此时对应的单脉冲能量为 88nJ。放大过程中光谱略有展宽,在最高激光输出时的光谱宽度为 0.72nm,如图 4-37 所示。最高功率时,略有 ASE 产生,光谱信噪比约为 30dB。图 4-38 为放大级输出功率与泵浦功率的曲线图,从中可以计算出,其斜率效率约为 39%。

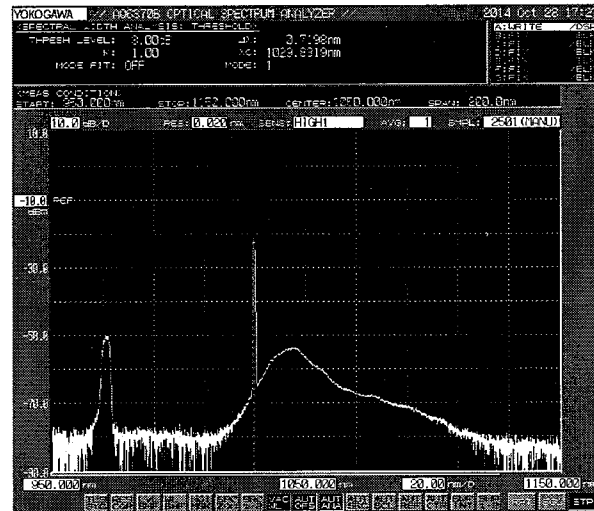


图 4-37 泵浦功率 6.25W 时光纤放大器输出光谱

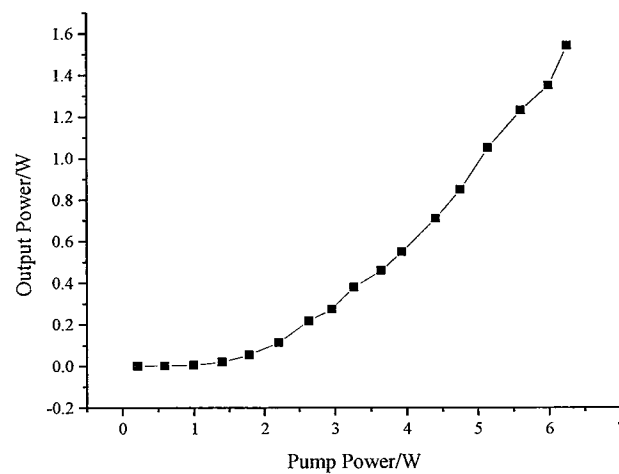


图 4-38 放大器输出功率随泵浦功率的变化

该全正色散光纤放大器结构简单便于实,现全光纤化;能够实现全保偏的结构,可以得到环境稳定性更高的全光纤的被动锁模光纤锁模激光器以及放大器,为我们实现整机化提供了支持。

4.3 波长可转换或波长可调谐的锁模光纤激光器

随着光通讯的高速发展, 高速波分复用/光时分复用 (DWDM/OTDM) 的应用也越来越广泛。而这种技术通常需要在同一光纤中同时传输多个波长, 如此以来, 波长可调谐的被动锁模光纤激光器由于具有输出光束质量高、散热性能好、转换效率高、结构紧凑、可靠性强等优势[99], 而成为未来光通讯光源的重要发展方向之一。本论文在第三章介绍了在 NPR 结构加入 Loyt 滤波器实现了波长可调谐锁模光纤激光器, 但是其调谐范围有限, 并且输出脉冲的脉冲宽度一般在纳秒量级。

目前, 各国研究者主要采用环形腔[110-102]、“8”字形腔[103]或者线性腔[104]实现波长可调谐的被动锁模光纤激光器。通常在激光器内引入可调谐滤波元件来控制激光器的输出波长, 包括法布里-珀罗标准具(F-P)、声光滤波器、马赫-泽德 (M-Z) 干涉仪、光纤光栅(FBG)等调谐元件[104-106], 调谐范围为几 nm 到几十 nm。此外, 也可以在腔内加入色散介质增加腔内的色散来实现波长的可调谐。F-P 滤波器是由两块平行放置的高反射率的镜面形成的腔构成的, 人们通过改变两个光纤端面间隙的距离来调节腔长, 腔长的调节一般是通过压电微位移器来实现的, 腔长的改变最终会改变该滤波器的中心谐振波长[107]。光纤光栅 (FBG) 是光纤器件, 所以使用光纤光栅作为调谐能够与光纤兼容, 这样能够有效的减少腔内的插入损耗。通过拉伸光纤光栅或者改变温度能够改变 FBG 的周期以及有效折射率从而达到改变 FBG 反射中心波长的目的。

4.3.1 波长可转换的锁模光纤激光器

在本节中, 搭建了波长可转换的被动锁模掺 Yb^{3+} 线型光纤激光器, 该激光器是在 SESAM 与 FBG 相结合实现单波长稳定锁模激光输出的实验系统中改进得到的, 如图 4-39 所示。该谐振腔一端仍采用 SESAM 用于启动和维持被动锁模, 其调制深度为 38%, 恢复时间为 500fs。而另一端则采用两个不同中心波长的 FBG。其中外部的 FBG 的中心波长为 1031.8nm, 反射率为 99%; 内部的 FBG 的中心波长为 1029.9nm, 反射率为 80%, 两个 FBG 之间插入一个偏振控制器用于调节腔内不同波长的增益损耗。除此之外, 其他元件以及测量仪器与前述实验相同。

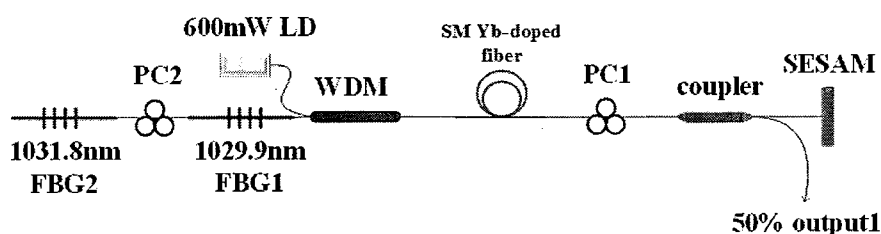


图 4-39 波长可转换被动锁模掺 Yb 光纤激光器实验装置图

在达到稳定锁模之后，通过调节 PC2 该激光器能够实现 1029.9nm 与 1031.8nm 两个波长之间的转换。当泵浦阈值超过 57mW 时，通过调节 PC1，首先能够获得 1029.9nm 处的锁模脉冲的输出。图 4-40 给出了 1029.9nm 处稳定锁模脉冲的光谱图与脉冲序列图。由图 4-40(a)可知，其光谱 3dB 带宽约为 0.27nm，此时脉冲的光谱特性完全由 FBG1 的反射谱决定。采用数字示波器 Tektronix DPO70604C 测得的输出激光脉冲序列如图 4-40(b)所示，相邻脉冲之间的时间间隔为 88ns，其对应的重复频率为 11.4 MHz，正好与利用腔长（9.5m）计算的结果相符。该波长处在稳定单脉冲输出的条件下能够获得的最大输出功率为 6.7mW，对应的单脉冲能量 0.58nJ。随着泵浦功率的进一步提升，由于腔内累积的非线性效应太强，激光器变得不稳定，会发生脉冲分裂。此时，如果继续调节 PC2，能够获得中心波长为 1031.8nm 处的锁模脉冲的输出。用分辨率为 0.02 nm 的光谱仪测得的激光光谱如图 4-41(a)所示。锁模激光的中心波长为 1031.8nm，此波长出锁模光谱的半高全宽为 0.08nm。而由于此时激光谐振腔对应的腔长有所加长，所以此时脉冲的重复频率略有降低，为 9.7MHz，如图 4-41(b)所示。此激光器两个波长的锁模激光输出功率稳定，我们在 1031.8nm 波长时经过 16 个小时的测试，锁模激光器的运转依旧稳定，强度没有明显的抖动，并且锁模波长也没有发生漂移。

此外，为了证明锁模激光器波长可转换是由于 PC2 的加入引起。我们将 PC2 从腔内取出，其他条件不变。随着泵浦功率的提升，激光器只能够出现 1031.8nm 处的锁模运转状态，这是因为 FBG2 的反射率大于 FBG1 的，所以在 1031.8nm 波长处腔内增益更大，更容易形成激光输出。这个结果表明波长可转换的产生是由于 PC2 的调节引起腔内损耗的变化引起的。

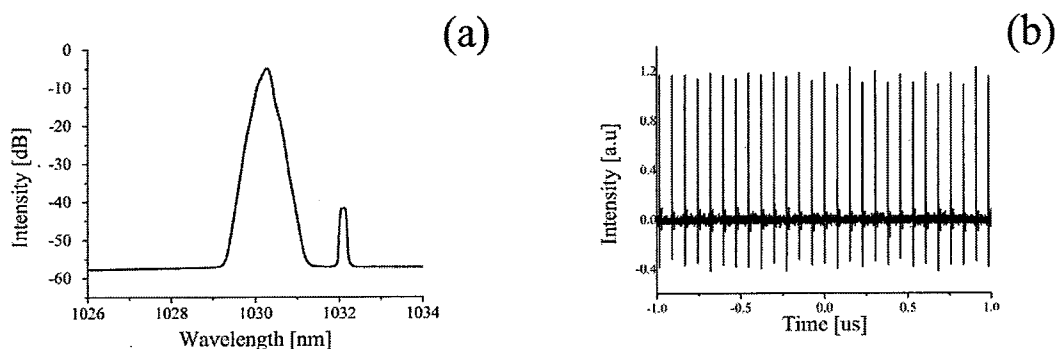


图 4-40 中心波长为 1029.9nm 时的光谱图与脉冲序列

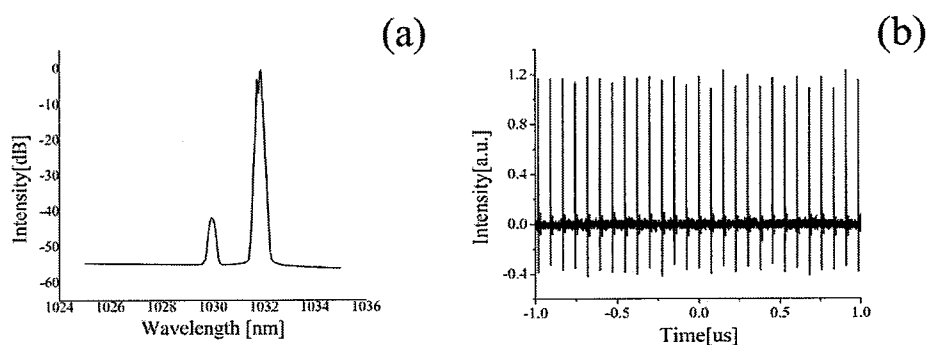


图 4-41 中心波长为 1031.8nm 时的光谱图与脉冲序列

在相同的泵浦功率下，利用自相关仪测得了两个波长下脉冲的自相关曲线，采用高斯函数对测得的数据进行了拟合，可以得到锁模激光在 1029.9nm 和 1031.8nm 处的脉冲宽度分别为 7.5ps 和 20ps，如图 4-42 所示，其中，(a)与(b)分别为 1029.9nm 和 1031.8nm 波长脉冲的自相关曲线。脉冲的时间带宽积分别是 0.86 和 0.68，略高于变换极限，表明此时输出的脉冲基本没有啁啾。我们可以发现，当激光器的净增益带宽也就是 FBG 的滤波带宽较小的时候，对着滤波带宽的增大，脉冲宽度会有比较明显的减小。

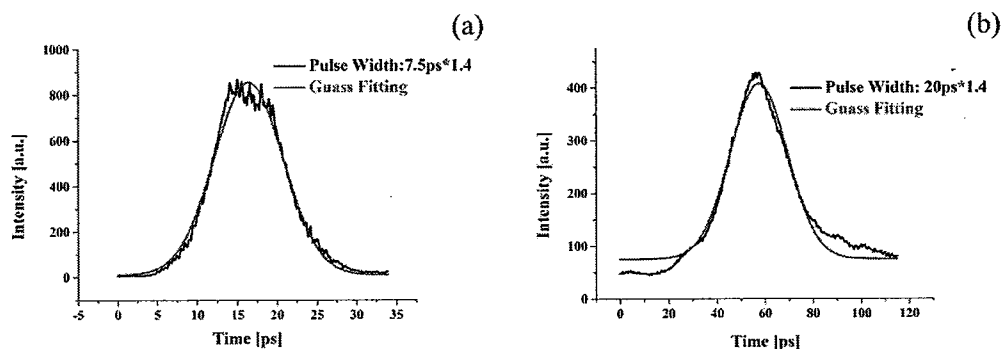


图 4-42 单脉冲的自相关曲线: (a) 1029.9nm 波长; (b) 1031.8nm 波长

为了进一步获得波长可调谐的锁模激光的输出, 对两个光栅进行温度控制, 改变反射光栅的中心波长。通常, 当外界环境因素 (一般为温度) 变化时, 光纤光栅的反射波长将会漂移。温度引起的光纤光栅中心波长的漂移主要是由于温度变化引起的光纤光栅有效折射率以及栅距的变化。光纤光栅波长的漂移随温度呈线性关系。由于为了防止光纤光栅被损坏, 光纤光栅贴附在用温控炉进行控温的铜块上进行温度管理。所以升温过程中每度反射率的中心波长的漂移量比理论值略小。图 4-43(a)与图 4-43(b)分别对应中心波长 1029.9nm 与中心波长 1032nm 的 FBG 进行温度管理时, 在 30°C、50°C、100°C、125°C、150°C 以及 180°C 时测量的稳定锁模的光谱, 分别实现了 1030.2nm-1031.1nm 大于 0.9nm 调谐范围以及 1032.1nm-1033.7nm 大于 1.3nm 调谐范围的锁模激光输出。

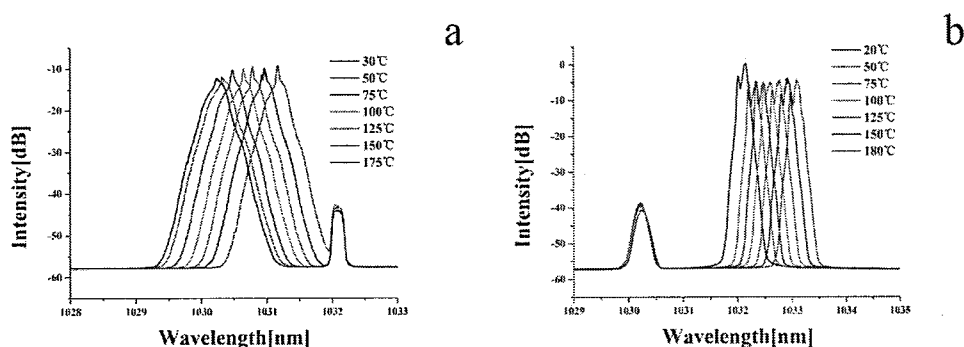


图 4-43 FBG 在不同温度下锁模激光的光谱图: (a) 中心波长 1029.9nm 的 FBG; (b) 中心波长 1031.8nm 的 FBG

4.3.2 波长可调谐的锁模光纤激光器

为了实现结构更为简单的、低成本的可调谐锁模光纤激光器, 我们通过在腔内加入可调谐滤波器来对波长进行调谐, 最终实现了 1023nm-1061nm 共 38nm 范围内的连续调谐。

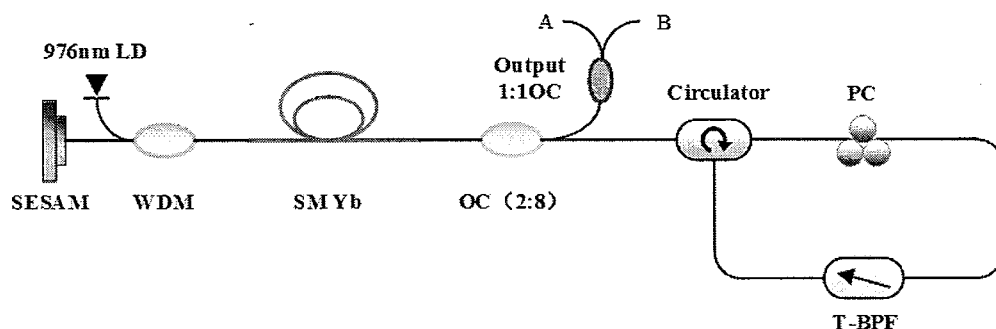


图 4-44 可调谐锁模光纤激光器结构示意图

基于 SESAM 的波长可调谐的锁模光纤激光器的结构如图 4-44 所示，实验使用与上述实验基本类似的线性腔结构来进行锁模，不同的是腔内的光场经环形器进入可调谐滤波器（T-BPF）。并且，腔内除了偏振控制器 PC 以外都为保偏光纤。本实验中采用 Agiltron 公司生产的商用的可调谐滤波器进行波长选择，如图 4-45 所示。该滤波器基于薄膜腔式滤波技术实现，其调谐范围为 1000nm~1090nm，插入损耗约为 3.5dB。以中心波长 1030nm 处为例，其典型的透过曲线如图所示，3dB 带宽约为 0.92nm，通过手动调节，可实现波长的连续调节，调节精度约为 0.02nm，调节过程中其透过曲线并没有明显的改变。实验设计中考考虑到 T-BPF 较大的插入损耗，所以采用环形器将 T-BPF 引入腔内，使得激光单程通过，而非直接加入线性腔中，这样可以降低腔内的损耗，提高激光输出效率。

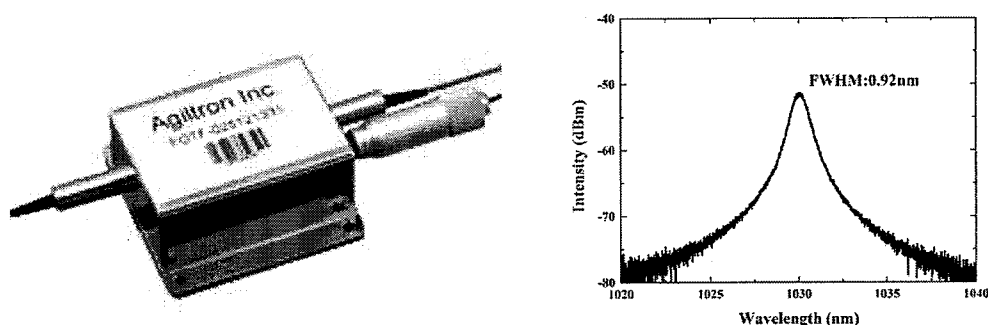


图 4-45 可调谐滤波器实物图（左）；可调谐滤波器透射曲线（右）

实验中，当将泵浦功率调节到~50mW 左右时，调节 PC，直至出现锁模脉冲。此时，保持偏振控制器不变，调节腔内的可调谐滤波器，可以实现不同波长的锁模输出。实验中能够实现的锁模输出的最大调谐范围为 1023nm-1061nm，如图 4-46 所示，可以看出锁模输出的调谐范围比可调谐滤波器本身的调谐范围小很多。1000-1020nm 以及 1061-1090nm 波段都无法实现锁模的输出，我们推测这主要是由于两方面的原因，一是因为谐振腔内其他器件采用的中心波长为 1030nm，在偏离 1030nm 波长比较多时，腔内损耗会增加很大，尤其是在短波处，由于器件镀膜的限制，损耗会急剧增加；二是由于此实验所用 SESAM 的调制深度随波长变化较大，在长波处调制深度基本为零，难以实现锁模。

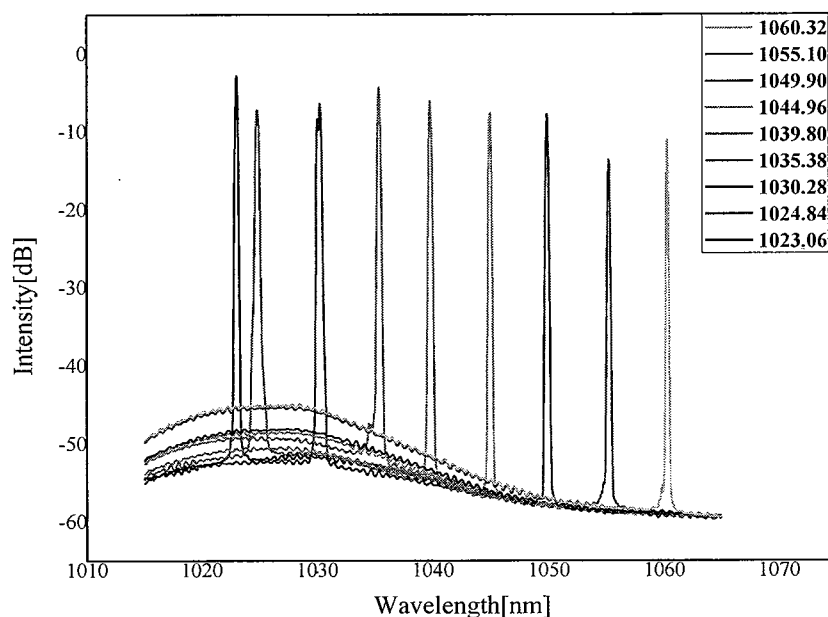


图 4-46 波长可调谐锁模激光器的输出光谱

从图 4-46 中可以看出,在整个调谐范围内,不同中心波长的峰值功率变化比较大,在相同的泵浦功率(约为 70mW)下,通过调节可调谐滤波器,能够在 1035nm 波长处获得最高的输出功率,大约为 5.0mW。这主要是由于谐振腔器件的选择使得 1035nm 处的损耗最小。并且随着输出波长往长波方向漂移,由于激光较小的发射截面,ASE 逐渐严重起来,但仍低于信号光 30dB。在功率增加的情况下,激光线宽出现了略微增大的趋势。这是由于泵浦功率的增强,使得处于中心波长两侧的临近纵模会因获得较大的增益而出现放大,从而造成频谱线宽的加宽。但是在同一泵浦功率下,线宽随中心波长变化不是很大,其最大波动值小于 0.02nm,其 3dB 带宽约为 0.22nm。其输出光谱的 3dB 带宽远远小于可调谐滤波器本身的带宽(0.9nm)。这是由于腔内引入了 PC,从而引入了 NPE 效应,NPE 效应会形成滤波器,其形成的滤波器的带宽主要取决于非线性双折射的群折射率差以及光纤的长度。所以最终输出的光谱宽度远小于可调谐滤波器的带宽。为此,我们为了验证 PC 引入的 NPE 效应对锁模形成的影响,我们将 PC 从腔内去除,采用全保偏的结构。但在此种情况下未能实现锁模输出,我们考虑到实验中所采用的 SESAM 的调制深度随波长的变化变化比较大,推测此参数的 SESAM 不适合宽带锁模的实现,但具体的原因需要进一步的研究。

选取一个输出波长,以 1030nm 波长为例,其稳定锁模时的具体参数如所示。

其中,

图 4-47(a)为稳定锁模的光谱,可以看出脉冲的能量集中在中心波长处,光谱光滑干净,3dB 带宽约为 0.22nm。通过带宽为 1.2GHz 的快速响应光电探测器和带宽为 600MHz 的示波器观察到稳定的单脉冲序列,如

图 4-47(b)所示,其重复频率约为 10.96MHz。整齐的脉冲序列以及清晰的实脉冲顶点都能说明锁模状态稳定。用自相关仪测得此中心波长下的脉冲的自相关曲线如

图 4-47(c)所示,假定输出为 Gauss 脉冲的情况下,拟合的曲线如图中红色实线所示,从图中可以看出,脉冲宽度为 15.4ps。

图 4-47(d)、(e)是锁模激光器的频谱测试图。频谱中并没有发现由于调 Q 所引起的调制不稳定,基频频谱的信噪比大于 60dB,说明该锁模脉冲的时间稳定性良好。该激光器输出功率随着泵浦功率的变化特性如图 4-48 所示。输出功率随泵浦功率的增加呈线性增加的趋势,在泵浦功率为 300mW 时获得了最高 41.8mW 的锁模激光的输出,斜率效率为 16%。

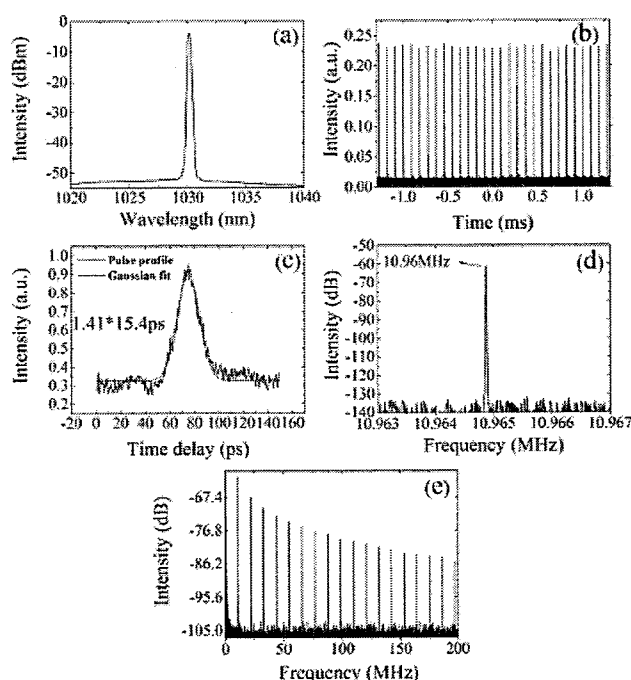


图 4-47 可调谐锁模光纤激光器工作在 1030nm 处时的输出参数: (a) 输出光谱; (b) 脉冲序列; (c) 自相关曲线; (d) 与 (e) 相应的频谱

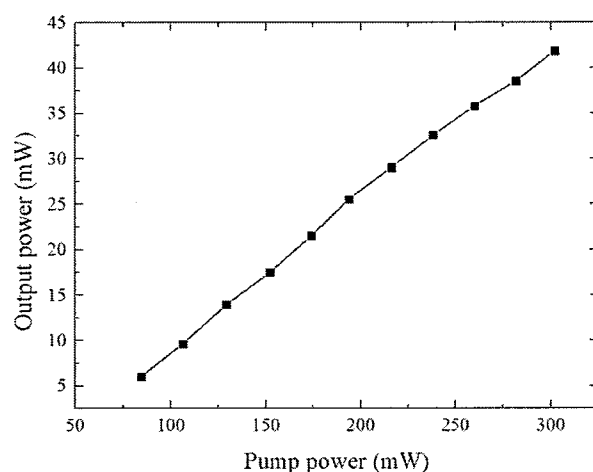


图 4-48 输出功率随泵浦功率的演变

4.4 窄线宽锁模光纤激光器整机化研究以及降频实验

目前,虽然实验室条件下可以实现光纤锁模激光器的稳定输出,但是光纤激光器的工程化研究依然比较欠缺,使国产激光器产业化以及实用化,具有积累技术、打破垄断、理清产业上下游技术脉络、为科研项目提供后续支持、发现研发需求、促进课题细分等重要战略意义。所以有必要对锁模光纤激光器进行工程化研究。因为后续实验中需要进行倍频的研究,所以需要获得稳定的窄线宽输出的脉冲光纤激光器。

4.4.1 窄线宽锁模光纤激光器样机

我们基于上节中不同腔体结构,根据测量数据比较了几种不同的腔体结构,确定了采用全保偏结构的基于FBG与SESAM相结合的方案获得窄线宽的锁模脉冲。系统整机化的设计思路应该考虑到使光学部分与电学部分模块化。整机化中需要考虑的因素主要包括光纤缠绕、光学元器件的布局、关键点的监测与保护、散热、体积、合理性以及操作性等等。图4-49为窄线宽锁模光纤激光器的样机机械装配图。考虑到外部震动会导致光纤的熔点断开,而导致系统不稳定,我们使用光纤涂覆机对熔点进行涂覆。所有的光纤以及光学器件通过光纤固定夹固定,增加系统的稳定性。

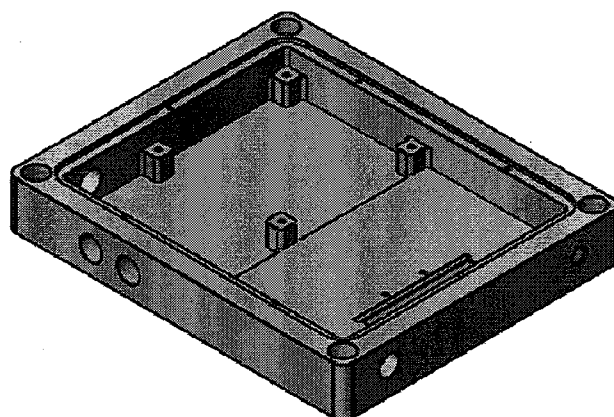


图 4-49 窄线宽锁模光纤激光器原理样



图 4-50 窄线宽锁模光纤激光器样机

图4-50为装配好的全光纤锁模光纤激光器的原理样机。实验原理图如图4-28所示。该样机尺寸为 $180\text{mm} \times 150\text{mm} \times 25\text{mm}$ ，其主要输出参数如下：中心波长为 1030nm ， 3dB 带宽为 0.3nm ，重复频率为 20.5MHz ，脉宽为 54ps ，输出功率约为 20mW ，偏振度 $>16\text{dB}$ ，能够实现开机自启动，进行了一周的稳定性测试，光功率抖动 $<3\%$ 。

4.4.2 基于 AOM 实现窄线宽低重复频率超短脉冲

基于上述原理样机，我们进一步采用AOM进行了降频实验。在此需要指出的是，虽然种子为线偏振激光，而由于实验条件的限制，降频以及后续的放大均采用非保偏的结构。其结构与中的降频实验类似。一级放大采用单模6/125光纤进行放大，将功率提升至 80mW 。通过声光调制器后，将重复频率降为 455KHz ，此时的输出功率约为 0.7mW ，如图4-51所示。进一步采用纤芯/包层比10/130的双包

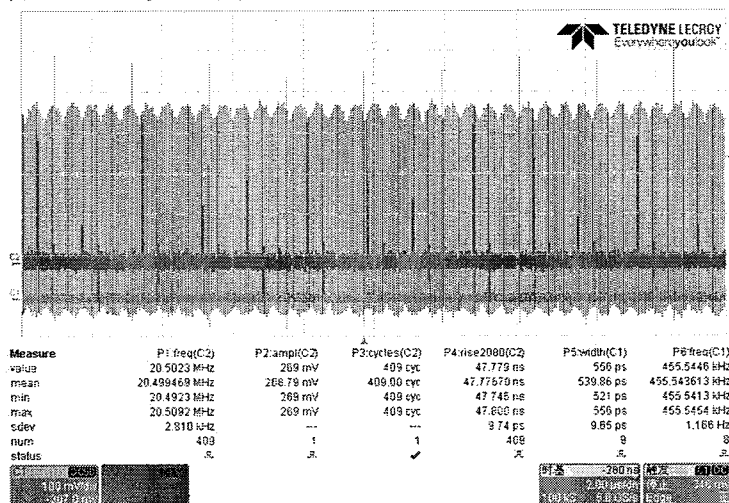


图 4-51 基频输出序列 (红) 以及降频后的脉冲序列 (黄)

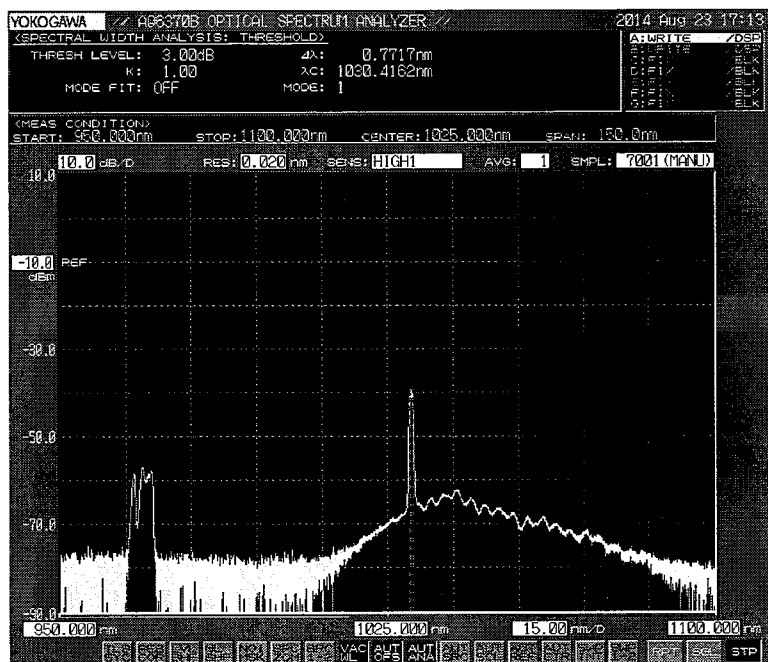


图 4-52 最大泵浦功率时的输出光谱图

4.5 小结

本章主要介绍了基于SESAM实现被动锁模的光纤激光器，我们首先介绍了SESAM的主要特性，包括SESAM的基本结构和特征参数，讨论了基于SESAM实现被动锁模的工作原理。进一步搭建了基于SESAM不同腔结构的被动锁模光纤激光器的实验系统。分别采用了啁啾光纤光栅、光环形镜、光滤波器以及FBG与SESAM相结合进行了实验研究。基于不同的腔体机构，分别观察到了调Q、调Q锁模、连续锁模和多脉冲调制输出等实验现象，获得了稳定的锁模脉冲的输出。第一，利用啁啾光纤光栅，获得了脉宽为4.36ps的孤子输出。第二，利用光纤环形镜，分别在短腔条件下分别获得了1029.2nm-1037.8nm波长可调谐的、脉冲宽度为160ps的耗散孤子输出，在长腔时获得了耗散孤子共振输出，随着泵浦功率的增加矩形脉冲的脉冲宽度从580ps增加至2.1ns。并进一步研究了全保偏结构的实验系统。第三，通过带通滤波器，实现了中心波长为1050nm、脉冲宽度约为1.4ps的锁模脉冲输出。第四，利用光栅光纤，获得了全保偏结构的中心波长为1030nm、脉冲宽度约为10.4ps的近转换极限的窄线宽的稳定锁模输出，并在此基础上进行了初步的放大。我们根据测量数据比较了几种不同腔体结构锁模输出特性，从中得出了一些规律性的认识。同时，通过采用双光栅作为反射镜，实现了波长可转换的锁模输出；通过在腔内引入可调谐滤波器，实现了可调谐的被动锁模输出。最后，本章对窄线宽的被动锁模光纤激光器进行了详细的实验和整机化研究，实现了1030nm的全光纤锁模光纤激光器原理样机，并基于此样机实现窄线宽低重复频率超短脉冲输出。在本课题组进一步的放大以及倍频实验中，作为种子源使用。

5 2 μm 波段的被动锁模光纤激光器

作为人眼安全的 2 μm 波段的全光纤超短脉冲激光器在激光医疗、中红外超连续谱等领域起到越来越重要的作用。由于 2 μm 掺杂（主要包括掺 Tm 光纤、Tm/Ho 共掺光纤）光纤以及相关器件的成熟，2 μm 超短脉冲光纤激光器受到了人们的广泛关注。

1995 年，剑桥大学的 Nelson 等人，通过采用 NPR 的技术，首次搭建了 2 μm 波段的光纤锁模激光器，最终获得了脉冲宽度为~500fs、重复频率为 17.5MHz 的超短脉冲的输出，其波长能够在 1798nm-1902nm 高达 104nm 的范围内调谐[108]。然而，由于 2 μm 相关器件以及工艺的限制，直到 2008 年，该波段的锁模光纤激光器得到了进一步的发展。目前，基于等效可饱和吸收体、SESAM 以及碳纳米管、石墨烯等多种新型可饱和吸收体的 2 μm 锁模光纤激光器得到了迅猛的发展[32,40,49]。在国内，虽然该方面的研究起步相对较晚，国防科技大学、北京工业大学等单位也已经取得了非常显著的成绩[109-113]。相比国外，仍然有很大的进步空间。因此，我们初步开展了 2 μm 锁模光纤激光器的研究，由于实验条件的限制，主要研究了基于 NPR 结构以及碳纳米管的被动锁模掺 Tm 光纤激光器。

5.1 基于 NPR 结构的 2 μm 全光纤锁模激光器

基于 NPR 原理的全光纤被动锁模掺 Tm 光纤激光器的结构示意图如图 5-1 所示。由于 793nm 波长的单模泵源的输出功率比较低，我们采用自行搭建的中心波长为 1560nm 的全光纤掺铒连续激光器作为泵浦源进行同带泵浦，能够实现的最大输出功率为 1W。泵浦光通过 1550/2000nm 的波分复用器耦合进入环形腔中。该实验中所采用的增益光纤为 40cm Nufern 公司生产的高掺杂掺 Tm 光纤，其吸收系数为 370dB/m@1570nm，群速度色散参量 β_2 为 -12ps²/km@1980nm。由于康宁公司生产的 SMF-28e 光纤在 2 μm 的弯曲损耗太大，所以本实验所采用的同轴机械式的 PC 中采用在此波段弯曲损耗较小的 SM1950 单模光纤，用于有效的减少激光谐振腔内的损耗。两个 PC 与插入其中的偏振相关隔离器（PM-ISO）起到等效可饱和吸收体的作用。腔内其他器件的尾纤均采用 SMF-28e 光纤，其群速度色散参量 β_2 为 -70ps²/km@1980nm。采用输出耦合比为 30:70 的输出耦合器（coupler）中 30% 的一端作为激光的输出。由于增益光纤以及单模光纤（SMF28

以及 SM1950) 在 $2\mu\text{m}$ 的色散值均为负, 所以该激光器运行在全负色散区。

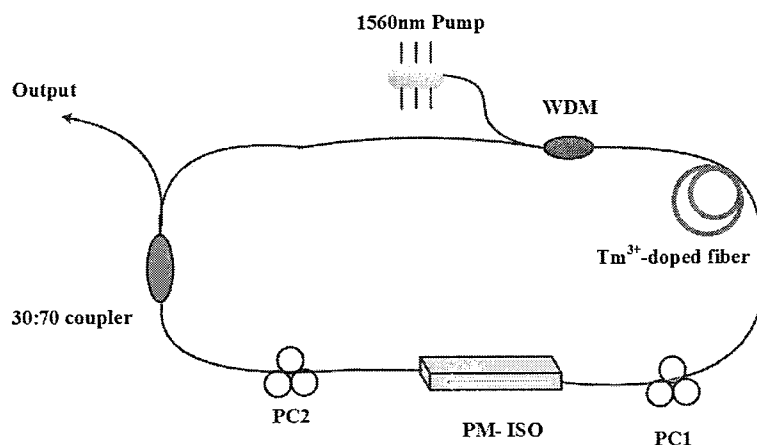


图 5-1 基于 NPR 结构的 $2\mu\text{m}$ 锁模光纤激光器结构示意图

当泵浦功率大于 320mW 时, 通过调节偏振控制器, 能够获得稳定的锁模脉冲。由于激光器运行在全负色散区域, 输出激光呈现着明显的孤子特性。在示波器上可以观察到稳定的脉冲序列, 如图 5-2 所示, 脉冲的重复频率为 18.92MHz , 与激光器的腔长相吻合, 此时激光器工作在稳定的基频锁模状态。该激光器稳定单脉冲运转时能够获得的最大输出功率为 3.2mW , 对应的单脉冲能量为 0.16nJ 。当泵浦功率继续提升时, 同样会观察到脉冲分裂的现象。

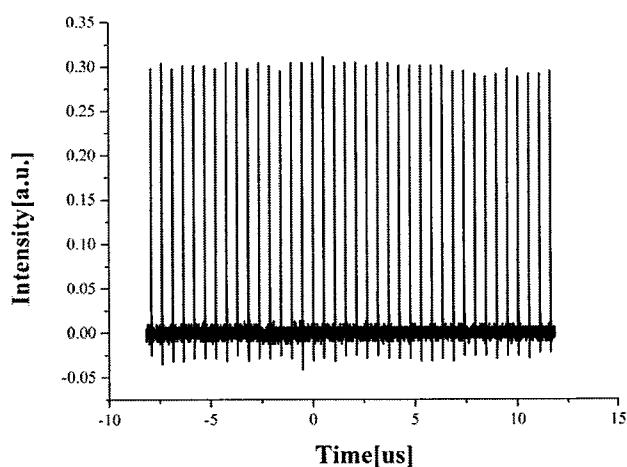


图 5-2 孤子锁模状态下脉冲序列

光谱中带有明显的 Kelly 边带的存在, 可以看出此时激光器工作在稳定的孤子锁模状态。在实现稳定的锁模之后, 通过调节 PC 的状态, 在保持原有的稳定

锁模输出的条件下,能够获得不同中心波长的光谱输出。由于实验室条件的限制,无法探测此时的自相关曲线。图 5-3 为同一泵浦功率下,PC 位于状态时的激光光谱图。图中给出的中心波长分别为 1983.7nm、1978.7nm、1972.45nm、1955.7nm、1953.7nm。对应的光谱带宽没有太大改变。实验中能够实现的最大调谐范围为 30nm。在本实验中,锁模激光器能够实现波长可调谐的孤子锁模输出主要是由于腔内的等效双折射滤波器引起的。由于单模光纤的缠绕、挤压等外力的作用使得光纤发生变形,在腔内引入了较强的光纤双折射效应,于是在腔内形成一个与激光波长呈周期性变化趋势的梳状滤波器,其原理与前文介绍的 Loyt 滤波器一致。同时考虑到滤波器的透过波长取决于腔内的线性双折射效应,通过调节偏振控制器能够实现光谱中心波长的可调谐输出。

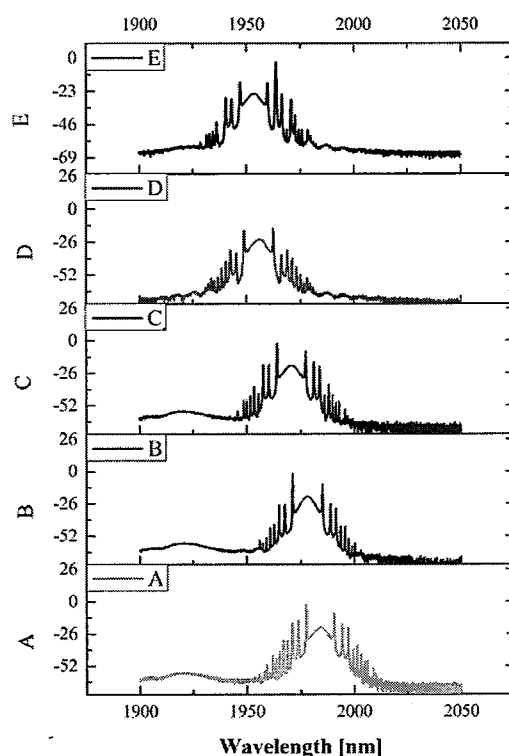


图 5-3 锁模脉冲光纤激光器的光谱图

5.2 基于碳纳米管的 $2\mu\text{m}$ 全光纤锁模激光器

本实验采用的碳纳米管薄膜为吉林大学提供,选取一定大小的薄膜置于跳线头端面,并通过光纤法兰与另一个光纤跳线相连,便构成了可饱和吸收体器件,

其实物图如图 5-4 所示。由于缺少必要的测试光源，所以无法对碳纳米管的饱和吸收特性进行测试。

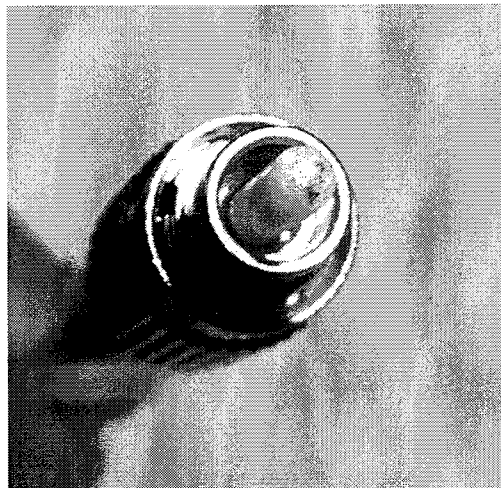


图 5-4 基于碳纳米管的光纤集成器件

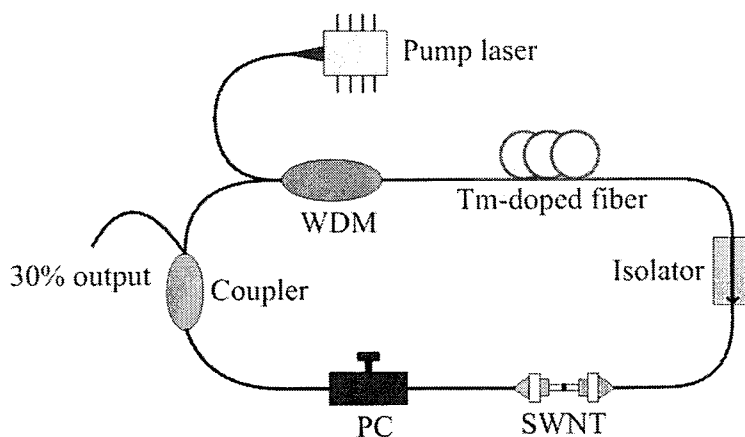


图 5-5 基于碳纳米管的 $2\mu\text{m}$ 锁模光纤激光器结构示意图

基于碳纳米管实现的 $2\mu\text{m}$ 锁模光纤激光器的结构如图 5-5 所示，其中 ISO 用于保证激光在谐振腔内的单向传输。碳纳米管起到可饱和吸收体的作用。其他器件与上述实验相同，在此不再赘述。碳纳米管可饱和吸收体的作用机理与 SESAM 基本一致。当最初的脉冲激光通过碳纳米管时，光脉冲较低光强的部分由于吸收体的非线性吸收作用而衰减甚至被全部吸收；而脉冲光强较高的部分通过碳纳米管时，碳纳米管会逐渐达到阈值进入饱和状态，此时光脉冲几乎无损的通过碳纳米管，经过多次的往返之后，便可以实现锁模超短脉冲的输出。该激光器同样运行在全负色散区。

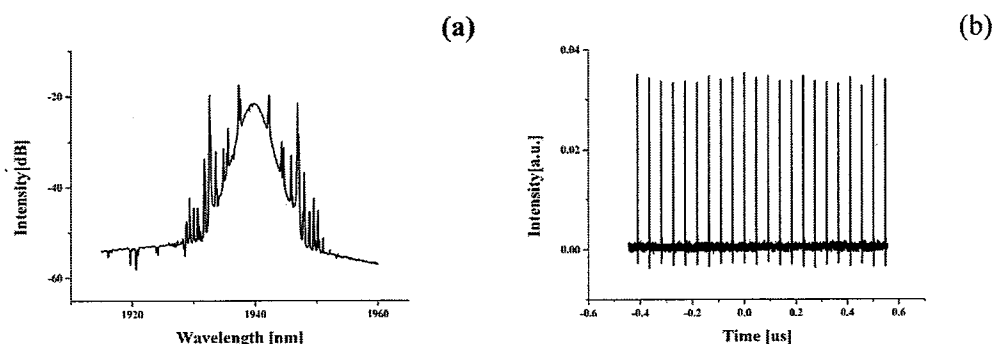


图 5-6 基于碳纳米管的锁模激光器输出特性：(a) 锁模激光光谱图；(b) 锁模脉冲序列

在实验中，当泵浦功率大于 470mW 时，能够获得稳定的自启动的锁模脉冲输出。该激光器的锁模阈值相对较高，我们认为这主要是由于可饱和吸收体的插入损耗较大引起的。锁模时该激光器的输出特性如图 5-6 所示。(a) 为锁模输出的光谱图。锁模激光的中心波长为 1939.79nm，其半高全宽为 5.07nm。光谱中可以看出同样带有明显的 Kelly 边带，是典型的孤子脉冲的输出特性。(b) 为对应的脉冲序列图，其重复频率为 21.9MHz，对应的相邻的两个脉冲之间的时间间隔约为 45.6nm。与激光器的腔长相吻合。实验中获得稳定的锁模输出后，继续提升泵浦功率会导致碳纳米管被打坏。因此，实验中能够实现的输出功率比较低，能够获得的最大输出功率为 3.78mW。在进一步的工作中，我们需要考虑增大薄膜损伤阈值的方法。

此外，通过进一步的调节 PC，我们获得了双波长可调谐的孤子锁模输出。图 5-7 为可调谐孤子锁模的光谱图。图中分别给出了 1880nm&1895nm、1887nm&1899nm、1892nm&1902nm、1895nm&1908nm、1899nm&1913nm、1903nm&1914nm 双波长的孤子锁模光谱。可以看出，每个波长都带有明显的孤子边带，说明两个波长都工作在孤子锁模状态下。两个波长之间的间隔约为 14nm，在调谐过程中，其间隔没有明显的变化。本实验最终实现了大约 14nm 的可调谐。我们推测实现双波长的原因同样是由于光纤双折射所引起的梳状滤波器导致的。双波长运转时对应的脉冲序列如图 5-8 所示。

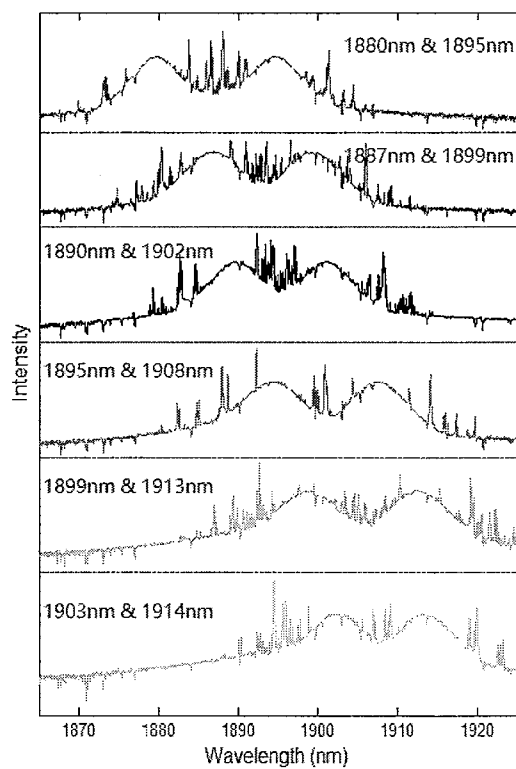


图 5-7 双波长孤子锁模输出的可调谐光谱图

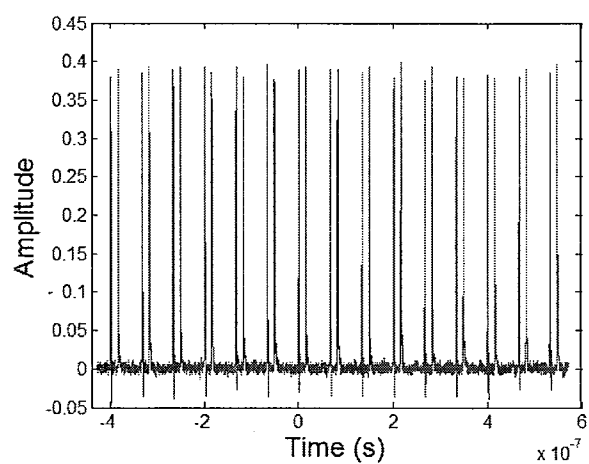


图 5-8 双波长运转时所对应的脉冲序列

5.3 本章小结

本章主要介绍了 $2\mu\text{m}$ 波段的被动锁模光纤激光器的实验研究。基于 NPR 以及碳纳米管分别实现了稳定的孤子锁模输出。由于光纤双折射效应的存在,在两种机理下均能观察到波长可调谐的现象。在 NPR 的结构中,实现了 1953.7nm - 1983.7nm 约为 30nm 的可调谐输出;在基于碳纳米管的结构中,实现了调谐范围为 14nm 的双波长锁模运转。

6 总结与展望

6.1 本文工作总结

通过被动锁模光纤激光器获得的超短脉冲由于具有较高的峰值功率以及脉冲能量,使得其在微加工、医疗等领域作用更为重要。本文主要基于等效可饱和吸收体以及 SESAM 系统的研究了 $1\mu\text{m}$ 波段超短脉冲的形成。在基于 SESAM 的系统中通过引入可调谐滤波器,实现了波长可调谐的超短脉冲输出,为光通信中密集波分复用技术提供有效的光源。为了实现低重复频率的超短脉冲,在等效可饱和吸收体的结构中通过增加腔长的方法获得了纳秒量级的脉冲;此外采用声光调制器对直接输出的高重复频率超短脉冲进行腔外选单降频来降低输出脉冲的重复频率,。主要研究内容如下:

(1) 在 NPR 的结构中通过增加腔长后详细研究了低重复频率锁模激光器的输出特性,获得了矩形脉冲的输出。首先基于 NPR 效应在长腔结构中获得了方波脉冲输出。在 NPR 结构的基础上引入负色散的啁啾光纤光栅,获得了基频 221kHz,脉宽调谐范围从 18.7ns-98.5ns。通过合理调节腔内参数,能够实现方波脉冲的谐波锁模。进一步在长腔的 NPR 结构中,通过带通滤波器与 Loya 的结合,实现了单波长可调谐、双波长的耗散孤子以及耗散孤子共振多种形式的脉冲输出。其中,在双波长耗散孤子共振的条件下观察到了“阶梯状”脉冲的输出,并详细探讨了其形成机理。

(2) 开展了 $1\mu\text{m}$ 波段基于 SESAM 的被动锁模光纤激光器的相关实验。搭建了 4 种不同线型腔结构下的被动锁模光纤激光器的实验系统。其中,利用光栅光纤作为窄带限模元件,获得了全保偏结构的中心波长为 1030nm、脉冲宽度约为 10.4ps 的近转换极限的窄线宽的稳定锁模输出,并在此基础上研制出了能够自启动、稳定运转的窄线宽的超短脉冲光纤激光器样机,为课题组进一步的实验提供了稳定的种子源。

(3) 研究了基于 SESAM 的波长可调谐的窄线宽的被动锁模光纤激光器。通过采用双光栅作为腔反射镜,实现了 1029.9nm 以及 1031.8nm 两个波长之间可转换的锁模输出;通过在腔内引入可调谐滤波器,实现了 1022nm-1061nm 接近 40nm 的波长可调谐的窄线宽的被动锁模输出,其光谱宽度为 0.22nm,脉冲宽度约为

15.4ps, 接近转换极限。

(4) 为了进一步获得低重复频率的窄脉宽的超短脉冲。本文基分别于 NPR 结构以及基于 SESAM 窄线宽的激光种子源, 利用声光调制器进行了选单降频实验, 获得了脉冲宽度为几十 ps、重复频率在 20KHz~4MHz 可调谐的输出, 并以此为种子源进行了初步的放大。

6.2 未来工作的展望

本文的工作中, 基于本文实验的基础上, 发现了一些不完善之处, 我们对未来的工作做了如下展望:

(1) 对于脉冲演变需要深层次的理论分析, 更深入的理解锁模的基本理论, 进一步的研究激光谐振腔内色散等效应对孤子演变以及相互作用的影响。完善超短脉冲锁模激光器的数值仿真。

(2) 进一步优化腔内的参数, 如色散、腔长、可饱和吸收体的调制深度、增益带宽等参数, 提高超短脉冲的输出质量。通过进一步的压窄将脉宽压缩至转换极限, 甚至能达到飞秒量级, 并利用所得的超短脉冲进行多级放大, 获得高功率的输出, 在此基础上进行非线性光学方面例如超连续谱光源的研究。

(3) 详细并系统的研究 $2\mu\text{m}$ 波段的锁模光纤激光器, 尝试研究新型的性质稳定的锁模材料下的锁模效果以及其输出特性。并在此基础获得能够稳定、可靠运转的种子源。通过进一步的多级放大, 研究其放大特性。