

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院

硕士学位论文

超短脉冲掺镜全光纤激光器

连富强

指导教师_____樊仲维_____研究员_____

_____中国科学院光电研究院_____

申请学位级别_工程硕_专业名称_光学工程_____

论文提交日期_20_____辩日期_2011.05_____

培养单位_____光电研究院_____

学位授予单位_____中国科学院研究生院_____

答辩委员会主席_____

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名： 连富强

2011 年 05 月 31 日

关于论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院研究生院有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

签名： 连富强 导师签名： 樊仲维

2011 年 05 月 31 日

摘 要

超短脉冲激光在天文、航天、工业精加工和太阳能电池等领域具有广泛的应用前景，本文对超短脉冲掺镱全光纤激光器进行了研究。

激光器采用线形腔结构，利用半导体可饱和吸收体实现被动锁模来获得超短脉冲，为了实现光纤激光器全空间路径的封闭结构我们研制了光纤式 SESAM，就目前我们掌握的资料来看这种光纤式 SESAM 在国内首次被制作成功并应用到锁模光纤激光器中，利用上述的技术我们获得了锁模脉冲序列中心波长 1064nm，光谱宽度 0.11nm，脉冲宽度 10ps，重复频率 33MHz，并且对比了采用不同参数的光纤光栅获得的实验现象，并对所得的结果进行了讨论，在实验当中为了获得较低的锁模启动阈值，我们采用了北京大学张志刚教授制作的低饱和通量的 SEASM ($<30\mu\text{j}/\text{cm}^2$)，利用此款产品实现了 60mW 的锁模阈值。

在上述实验的基础上增加了光纤激光器的腔长，获得了 17MHz 的锁模脉冲序列，在实验中观察到了高泵浦功率时锁模脉冲序列发生的分裂现象，并对此实验现象进行了讨论，给出了其产生的原因。

设计了全正色散 100KHz 的全光纤激光器，通过实验并没有得到锁模脉冲，经过我们的分析给出了上述实验现象形成的原因。

关键词：光纤激光器， 光纤光栅， SESAM， 被动锁模， 掺镱光纤， 全正色散

Abstract

Ultrashort pulse laser possesses wide range of applications in Astronomy, Aerospace, Industrial precision machining, and the field of solar cells. This paper discusses Yb-doped all-fiber ultrashort pulse laser.

Linear cavity is adopted in the experiment, to obtain ultrashort pulses using semiconductor saturable absorber to achieve passive mode-locking. In order to achieve the closed structure of the fiber laser we have developed a fiber-type SESAM, to present available information we have mastered this fiber-type SESAM was first made successfully and applied to the mode locking fiber laser at home. Using the above technology we acquired mode locking trains, center wavelength of 1064nm, spectral width of 0.11nm, pulse width of 10ps, repetition rate of 33MHz. Fiber grating with different parameters were compared in the experiment, and the results obtained in the experiment were discussed. In order to obtain a lower threshold of mode locking, we used the production of low saturation flux SEASM ($< 30\mu\text{j}/\text{cm}^2$) to achieve a threshold of mode locking 60mW which was made by Peking University, Professor Zhang Zhigang.

Based on the above experiments we increased cavity length of the fiber laser, the 17MHz mode locking pulse trains was observed. At high pump power harmonic mode locking was observed in experiments and the causes of this experimental phenomenon was discussed.

All normal dispersion all-fiber laser of 100KHz was designed, mode locking pulses were not observed, after our analysis we showed the reason of the experimental phenomena.

Key words : Fiber laser, Fiber grating, SESAM, Passive mode locking, Yb fiber, All normal dispersion

目录

第一章 绪论.....	1
1.1 超短脉冲光纤激光器的概念.....	1
1.2 锁模光纤激光器的发展状况.....	1
1.3 论文的主要内容.....	3
第二章 实验的基本原理.....	4
2.1 锁模的原理.....	4
2.2 光纤激光器的锁模方式.....	6
2.2.1 光纤激光器主动锁模.....	6
2.2.2 光纤激光器被动锁模.....	6
第三章 光纤激光器结构介绍.....	11
3.1 半导体可饱和吸收镜 (SESAM)	11
3.1.1 半导体可饱和吸收镜的微观特性.....	11
3.1.2 半导体可饱和吸收镜的宏观特性.....	13
3.1.3 半导体可饱和吸收镜在激光器中的工作原理.....	15
3.1.4 半导体可饱和吸收镜的结构和设计原理.....	16
3.2 增益光纤.....	17
3.2.1 增益光纤分类.....	17
3.2.2 掺镱增益介质的属性.....	18
3.3 光纤布拉格光栅 (FBG)	20
第四章 重频 30MHz超短脉冲光纤激光器的研制	29
4.1 重频 30MHz光纤激光器(空间锁模).....	29
4.2 光纤式SESAM	31
4.3 重频 30MHz全光纤激光器	33
第五章 重频 17MHz超短脉冲光纤激光器的研制	40
5.1 稳定锁模阶段.....	40
5.2 SESAM对主波长过度饱和阶段.....	42

5.3 锁模脉冲分裂阶段.....	45
5.4 锁模脉冲分裂前后自相关波长测量.....	48
第六章 重频 100KHz超短脉冲光纤激光器的研制	51
全文总结和未来实验计划.....	54
攻读学位期间发表的学术论文目录.....	60
致谢.....	61

第一章 绪论

1.1 超短脉冲光纤激光器的概念

随着近十年光纤器件的发展，超短脉冲光纤激光器也取得了很快的发展。光纤激光器与固体激光器相比具有一些独特的优点，尤其在超快光学领域[1-9]。特别需要介绍的是在 $1\mu\text{m}$ 波长附近，掺镱光纤更加适合产生超短脉冲，这主要是由于其宽的吸收带和宽的辐射带宽，因此近几年在 $1\mu\text{m}$ 波长附近的超短脉冲光纤激光器引起了各国科研机构的广泛兴趣[10-23]。

产生超短脉冲的常用方式有两种，即调Q技术和锁模技术。调Q技术是在激光器谐振腔内插入Q开关器件，通过周期性的改变腔内的损耗，实现脉冲激光的输出，脉冲宽度可达纳秒两级。与之相比，用锁模技术则可以得到短于100fs的光脉冲。锁模光纤激光器主要是对腔内的纵模进行调制，当各纵模具有确定的相位关系，任意相邻纵模相位差为常数时就可以实现相干叠加得到超短脉冲，脉冲宽度可达亚皮秒~亚飞秒量级。在用掺铒光纤激光器所做的早期的实验中，脉冲宽度超过1ns。1988年，注入锁定二极管阵列泵浦的掺铒光纤激光器输出脉宽是120ps。

1.2 锁模光纤激光器的发展状况

2003年，美国的H.Lim, F. Ö. Ilday 工作组报道了用掺镱光纤做为增益介质，采用腔内光栅对压缩脉宽的方式，获得输出能量2.2nJ、脉宽52fs的脉冲。

2003年，F. Ö. Ilday, J. Buckley, L. Kuznetsova, and F. W. Wise 工作组报道了用掺镱光纤作为增益介质，在优化了腔内色散的基础上，获得了能量1.5nJ，脉宽36fs的脉宽。

2003年，德国的J.LimPert, T.Cluanstiezer 等人报道了利用衍射光栅压缩器以及双包层掺镱光纤实现啁啾脉冲放大，获得平均功率76W、脉宽400fs、重复频率75MHz的脉冲。

2004 年法国的 A.Albert, .V.Cuoderc 等人报道了用掺镜双包层光纤做为增益介质, 基于光栅对展宽压缩脉冲的原理, 在 1050nm 处获得能量 11.8nJ、重复频率 9.3MHz、脉宽 196fs、时间宽乘积 0.55 的输出脉冲。

2005 年美国 J. R. Buckley, F. W. Wise, F. Ö. Ilday, T. Sosnowski 报道了利用掺镜的光纤激光器产生能量 10nJ, 脉宽 100fs 的脉冲, 利用数值模拟和实验验证了非线性偏振效应是影响脉冲能量的主要因素。

2006 年美国 Andy Chong, Joel Buckley, Will Renninger and Frank Wise 报道了利用正常色散掺镜的光纤激光器, 与以往不同的是文中没有采用腔内的色散控制器件(衍射光栅对)便产生了能量 3nJ, 脉宽 170fs 的脉冲。

2007 年 Andy Chong, William H. Renninger, and Frank W. Wise 报道了利用正常色散光纤掺镜的光纤激光器, 文章中分析了 ANDi 激光器相比以前的普通掺镜的光纤激光器受非线性效应的影响要小, 所以理论上可以获得更高能量的脉冲, 实验中获得能量 20nJ, 解啁啾后脉宽小于 200fs 脉冲。

2008 年 W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise 利用 Ginzburg-Landau (金兹博-兰道) 方程, 数值分析并模拟了正色散掺镜的光纤激光器, 试验中观察到了正色散光纤中的耗散孤子, 这对优化上述全正色散光纤能量会有很大的帮助。

国内从上个世纪末开始光纤激光器研究, 主要是: 清华大学, 北京大学, 天津大学, 电子科技大学, 南开大学, 中国科学院长春光机所, 中国科学院上海光机所, 中国科学院西安光机所, 在光纤激光器的理论和实验方面都取得了一些进展, 但由于国内加工技术以及器件的制备精度方面与国外还有差别, 所以主要还集中在实验研究上。

2007 年, 清华大学的王旌等人在普通的单模光纤中插入半导体可饱和吸收镜作为非线性器件, 实现了自启动锁模, 输出脉宽 442fs, 脉冲谱宽 6.35nm, 时间带宽积为 0.320。

2009 年, 国防科学技术大学的陈胜平等利用半导体可饱和吸收镜和光纤光栅组成的线性腔研制了一台锁模掺镜光纤激光器, 最大平均功率可达到 9.2mW, 重频 29.6MHz, 脉宽约为 36ps。

2009 年, 中国科学院西安光机所的李喆等人利用“8”字形腔掺镜的光纤

激光器实现了波长连续可调谐的锁模脉冲，重频在 4.9MHz，中心波长位于 1053nm 处，并且中心波长在 1047nm-1055nm 范围内连续可调，锁模脉冲的平均输出功率是 8.02mW，脉冲宽度 259ps[24-34]。

1.3 论文的主要内容

第一章 绪论

简要介绍了超短脉冲激光器的概念、锁模光纤激光器的国内、外发展状况。

第二章 实验的基本原理

介绍了锁模的基本原理、光纤激光器的锁模方式、不同锁模方式的优缺点。

第三章 光纤激光器结构介绍

介绍了实验中主要的实验器件：SESAM、增益光纤和光纤布拉格光栅

第四章 重频 30MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 30MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对研制的光纤式 SESAM 进行了介绍，对实验的结果进行了分析。

第五章 重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对锁模脉冲的分裂做出了理论分析。

第六章 重频 100KHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对采用全正色散这种实验方案进行了理论分析，指出了其不适合制作低重复频率的原因。

第七章 全文总结和未来实验计划

对全文进行总结，对后续的实验安排提出了方向。

第二章 实验的基本原理

2.1 锁模的原理

一般非均匀加宽激光器，如果不采用特殊的选模措施，总是得到多纵模输出，并且，由于空间烧孔效应，均匀加宽激光器的输出也往往具有多个纵模，每个输出的纵模电场可用下述方程表示[35]：

$$E_q(z, t) = E_q \exp i[\omega_q(t - \frac{z}{v}) + \phi_q] \quad (2.1)$$

方程(2.1)中， E_q 、 ω_q 、 ϕ_q 为第 q 个模式的振幅、角频率和初相位，每个输出模式的初相位 ϕ_q 无确定的关系，因此每个输出的模式互不相干，因而激光器输出的结果是每个输出纵模的无规则叠加的结果，输出光强随时间的无规则变化，但如果激光器谐振腔内的各振荡纵模的频率间隔保持一定，并且不同的振动纵模具有确定的相位，那么激光器将输出以一系列时间间隔一定的超短脉冲。

下面首先分析一种特殊情况，假设激光器内只有相邻两个纵模振荡，它们的角频率差为：

$$\omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{L} = \Omega \quad (2.2)$$

假设它们的初相位相等，并有 $\phi_q = \phi_{q-1} = 0$ 。为分析简单起见，假设两个振动纵模振幅相等，因此满足 $I_q = I_{q-1} = I$ 。现在来讨论在谐振腔内某一位置处（设为 $z=0$ ）激光场随时间的变化规律。不难发现，在 $t=0$ 时，两个振动纵模的电场均为最大值，合成电场是两个振动纵模的振幅和的平方，由于两个振动模式的初相位相等，所以每经过一定的时间 T_0 后，这两个振动纵模相位差便增加了 2π ，即：

$$\omega_q T_0 - \omega_{q-1} T_0 = 2\pi \quad (2.3)$$

因此当 $t=mT_0$ 时（ m 为正整数），两个振动纵模的电场又一次同时达到最大值，再一次发生两纵模间的干涉增强。于是产生了一系列具有一定时间间隔的脉冲，脉冲的峰值光强为 $4I$ ，由方程(2.1)可求出脉冲的周期为

$$T_0 = \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{2L}{c} \quad (2.4)$$

下面我们对一般情况进行分析，设腔内有 $q=-N, -(N-1), \dots, 0, \dots, (N-1), N$ 等 $(2N+1)$ 个振动模式。如果相邻模式的初相位之差保持一定（称为相位锁定），即

$$\varphi_q - \varphi_{q-1} = \beta \quad (2.5)$$

$$\varphi_q = \varphi_0 + q\beta \quad (2.6)$$

在忽略频率牵引和频率排斥时，相邻模式角频率之差为 $\Omega = \pi c/L$ ，
 $\omega_q = \omega_0 + q\Omega$ ，在 $z=0$ 处，第 q 个模式的电场强度为：

$$E_q(t) = E_q \exp i[(\omega_0 + q\Omega)t + \varphi_0 + q\beta] \quad (2.7)$$

$(2N+1)$ 个模式合成之电场强度为：

$$E(t) = \sum_{q=-N}^N E_q \exp i[(\omega_0 + q\Omega)t + \varphi_0 + q\beta] \quad (2.8)$$

设各模式的振幅相等， $E_q = E_0$ ，则

$$E(t) = E_0 \exp i(\omega_0 t + \varphi_0) \sum_{q=-N}^N \exp i(q\Omega t + q\beta) = E_0 \exp i(\omega_0 t + \varphi_0) \sum_{q=-N}^N \cos q(\Omega t + \beta) \quad (2.9)$$

利用三角级数求和公式，可得

$$E(t) = A(t) \exp i(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (2.10)$$

$$A(t) = \frac{E_0 \sin \frac{1}{2}(2N+1)(\Omega t + \beta)}{\sin \frac{1}{2}(\Omega t + \beta)} \quad (2.11)$$

上式表明 $(2N+1)$ 个模式的合成电场的频率为 ω_0 ，振幅 $A(t)$ 随时间而变化。

当 $(\Omega t + \beta) = 2m\pi$ 时 ($m=0, 1, 2, \dots$)，光强最大。最大光强（脉冲峰值光强）为

$$I_m \propto E_0^2 \lim_{(\Omega t + \beta) \rightarrow 2m\pi} \frac{\sin^2 \frac{1}{2}(2N+1)(\Omega t + \beta)}{\sin^2 \frac{1}{2}(\Omega t + \beta)} = (2N+1)^2 E_0^2 \quad (2.12)$$

如果各振荡纵模相位未被锁定，则各模式是不相干的，输出功率为各模功率之和，即 $I \propto (2N+1)E_0^2$ 。由此可见，锁模后脉冲峰值功率比未锁模时提高了 $(2N+1)$ 倍。腔长越长，荧光带宽越大，则腔内的振荡的纵模数目越多，锁模脉冲的峰值功率就越大。

2.2 光纤激光器的锁模方式

光纤激光器锁模的物理机制分为主动锁模和被动锁模两种：

2.2.1 光纤激光器主动锁模

主动锁模要求对腔内光场的振幅或频率的调制频率都等于模式的间隔，根据所调制的事振幅还是相位，分别称为振幅调制或者是频率调制锁模，主动锁模脉冲的形成原因可定性的理解为：振幅调制和频率调制都产生调制边频，频率间隔由调制频率决定，调制频率和模式间隔相等是，这些边频与相邻模式叠加，这种叠加导致了相位的同步。然而，由于多数的体调制器的尺寸较大，不适合用于光纤激光器，当光耦合进调制器或者从调制器输出时，体调制器会引入较大的耦合损耗，并且随着被动锁模技术的发展，光纤激光器也越来越多的采用被动锁模的方式；

2.2.2 光纤激光器被动锁模

在被动锁模光纤激光器中，其过程的实质是最强的脉冲得到不断的加强，背景脉冲逐渐地被抑制，锁模脉冲的物理过程大致分为三个阶段：

(1) 线性放大阶段。在泵浦开始时自发辐射荧光产生，当超过激光阈值时，初始的激光脉冲光谱的带宽范围很大，并且有具有随机相位关系的激光模式之间的干涉，因而导致光强度的起伏，脉冲总量很大。在一个周期时间内，光脉冲通过饱和吸收体和激光介质各一次。在吸收体中，对强脉冲吸收得少而对弱脉冲吸收得多。在激光介质中，脉冲得到线性放大，其结果就发生自然选模

作用。线性放大过程使频谱变窄，被放大后的信号起伏得到平滑和加宽，线性放大过程持续的时间比较长。例如，在谐振腔长度为 1 米以及有效增益为百分之几时，线性放大过程大约为 2000 个循环；

(2) 非线性吸收阶段。此阶段内激光介质的增益虽然是线性的，但是激光辐射场的最强脉冲使饱和吸收体呈非线性吸收。该阶段的主要特点是强脉冲使饱和吸收体饱和，“漂白”了吸收体，从而使脉冲强度得到很快的增长，而大量的弱脉冲受到吸收体的吸收而被抑制掉，使发射脉冲变窄，频谱增宽；

(3) 非线性放大阶段。由于选择出的强脉冲不但能够使吸收体饱和，而且能使激光工作物质的增益达到饱和，所以工作物质的放大进入非线性阶段。当强脉冲经过激活介质时，前沿及中心部位放大得多，由于反转粒子数的消耗，增益下降，致使脉冲后沿放大得少，甚至得不到放大，其结果使前后沿变陡，脉冲变窄，小脉冲几乎被完全抑制，最后输出一个高强度窄脉宽的脉冲序列；

目前由于被动锁模技术的成熟以及锁模稳定性的提高，所以近年来超短脉冲光纤激光器的锁模方式基本采用被动锁模，下面我们详细介绍一下光纤激光器的被动锁模。

光纤激光器常采用的锁模方式有三种，即可饱和吸收体锁模、非线性光纤环形镜锁模和非线性偏振旋转锁模，具体锁模方式如下：

可饱和吸收体锁模：

早在 20 世纪 70 年代，可饱和吸收就已应用于被动锁模。可饱和吸收体的工作原理是：当光脉冲通过可饱和吸收体时，脉冲的边缘部分的损耗大于中央部分（前提是光脉冲的强度足以使可饱和吸收体饱和），结果是当光脉冲通过可饱和吸收体的过程中脉宽被窄化。

被动锁模的脉冲形成过程十分复杂，它源于自发辐射在腔内经过多次往返，形成其强度足以使可饱和吸收体饱和的强脉冲，此时才能被可饱和吸收体捕捉到。就光纤激光器而言，GVD 和 SPM 在锁模脉冲形成过程中扮演了重要角色，应将其考虑在内。找到一种能对 1ps 或更快的时间量度产生相应的快速可饱和吸收体是不容易的，半导体可饱和吸收体是一种最适合光纤激光器锁模的材料 [37-44]，因为可将半导体可饱和吸收体附着在某一个腔镜上，实现在 F-P 腔内运转，关于半导体可饱和吸收将在后面的章节中详细讨论。

非线性光纤环形镜锁模：

非线性光纤环形镜具有与脉冲强度有关的透射特性，可以像可饱和吸收体一样窄化脉冲，使用非线性光纤环形镜进行被动锁模的光纤激光器，因为腔的形状通常被称为“8”字形激光器。其锁模的物理机制称为干涉或加成脉冲锁模。

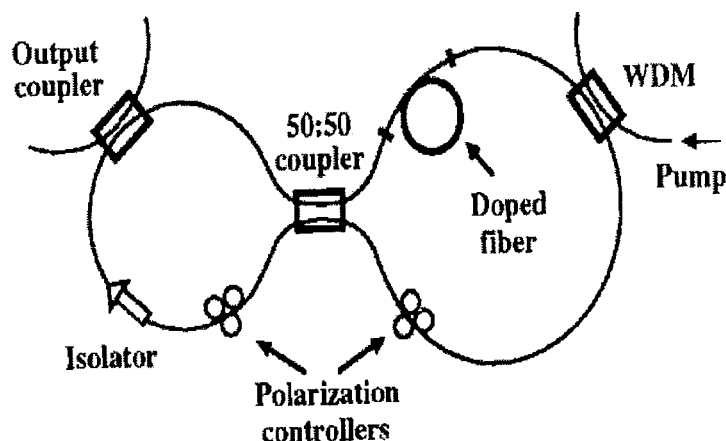


图 2. 1 “8” 字腔锁模光纤激光器的示意图

如图 2. 1 所示，“8”字形激光器的工作原理为：图中中间的 3dB 的耦合器将入射光分成幅值相等、传播方向相反的两部分，能够提供放大的掺杂光纤靠近中央耦合器，使得一路光刚进入环路即被放大，另一路则在离开环路时被放大，这种结构被称为非线性放大环形镜。两列相反方向传播的光在非线性放大环形镜内往返一次后获得了不同的非线性相移，而且相位差不是一个常数，而是随脉冲色散变化。如果将非线性放大环形镜调节到使脉冲的中央较强部分的相移接近 π ，则这部分能量被透射，而边沿部分由于其功率较低，所得相移较小，从而被反射。总的结果是，从非线性放大环形镜的输出脉冲要比输入的脉冲窄，因为从功能上将，非线性放大环形镜的作用与快速可饱和吸收体类似。

非线性放大环形镜于 1991 年首次用于光纤激光器的被动锁模[45]。甚至在早期的实验中[46]，利用钛宝石激光器做泵浦源，获得了 0.4ps 的基态孤子脉冲。在随后的试验中，用 $1.48\mu\text{m}$ 半导体激光器泵浦 EDFL，获得了 290fs 的脉冲输出，锁模阈值仅 50mW，一旦锁模启动后，泵浦功率可降至 10mW。一

般地讲，很难用“8”字形激光器获得窄于 100fs 的光脉冲。但通过 EDFA 放大 EDFL 的输出脉冲，然后再利用色散位移光纤进行压缩，可获得 30fs 的锁模脉冲[47]。铒光纤放大器中的脉冲窄化是由基态孤子绝热放大所致。由于放大后的孤子是带啁啾的，因为可用带有适当色散的光纤压缩其脉宽。在“8”字形激光器中采用偏振相关隔离器，并利用一小段正色散光纤进行啁啾补偿，直接产生了 98fs 的短脉冲[48]。

非线性偏振旋转锁模：

当一个脉冲的两正交偏振分量在光纤中传输时，由自相位调制和交叉相位调制效应引起的强度依赖的偏振态变化可用于光纤激光器锁模。其物理机制与克尔光阑类似，都是利用了非线性双折射效应。从概念上理解，其锁模机制与“8”字形激光器相同，这里只是用同一脉冲的两正交偏振分量代替反向传输的两列波。从实用性角度看，用一个具有单个光纤环的腔即可实现被动锁模。

锁模过程可理解如下：考察图 2.2 的环形腔，在两个偏振控制器之间有一偏振隔离器作为锁模元件，偏振隔离器起偏振和隔离的双重作用，光在离开隔离器后是线偏振的。随后一个偏振控制器将其偏振态改为椭圆偏振态。在脉冲传播过程中，自相位调制和交叉相位调制导致的相移分别作用于两个正交偏振分量上，使其偏振态非线性化。由于非线性相移是强度相关的，偏振态沿整个脉冲是不均匀的。调节另一个偏振控制器迫使在脉冲中心部分线性偏振，使得偏振隔离器能透过脉冲中央的高强度部分而阻挡低强度脉冲边翼，结果脉冲在腔内往返一次后有微小窄化，这种情况与使用快饱和吸收体时相类似。

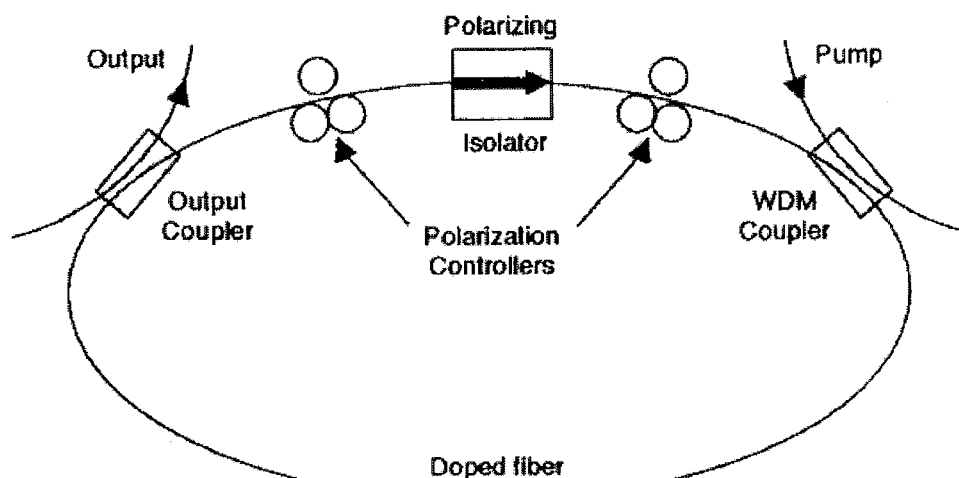


图 2. 2 利用非线性偏振旋转效应实现的被动锁模的光纤激光器示意图

非线性偏振旋转技术于 1992 年首次用于被动锁模光纤激光器，并表现出优越的工作性能[49]。到 1992 年底，已用这种技术获得了稳定并能自启动的亚飞秒脉冲序列输出，重复频率为 42MHz。当认识到腔内的大量反常色散并无益处，反而限制锁模脉冲的宽度和能量后，这种激光器的工作性能有了进一步的提高。1993 年，在环形腔内采用一段平均正 GVD 掺铒光纤，得到了能量和峰值功率分别 90pj 和 1kW 的 76fs 的脉冲。

在实际应用中，环境稳定性已经成为一个重要的考虑因素。造成环境不稳定性的主要原因是激光腔内需要相对较长的光纤，以产生足够大的非线性相移；温度和应力的变化导致的双折射波动也影响锁模过程。这一难题可以通过将光纤长度减至 10m 以下和利用高双折射光纤在很大程度上得到解决，因为这时线性双折射几乎不受环境变化的影响。另一种办法是，利用一个 F-P 腔，其中一个腔镜相当于法拉第旋光器，可以实现环境稳定性工作[50]。法拉第镜使偏振态发生旋转，这样反射光是正交偏振的，结果线性双折射引起的相移经过一次往返后恰好被抵消，而非线性相移未受影响；法拉第镜还可以消除高双折射光纤中由于群速度适配引起的走离效应。该激光器能产生能量为 60pj 的 360fs 脉冲，稳定重复频率为 27MHz。在 1999 年的一个实验中，将双包层光纤用于掺铒光纤激光器，脉冲能量提高到 4nj[51]。

第三章 光纤激光器结构介绍

3.1 半导体可饱和吸收镜 (SESAM)

自从 1966 年实现了被动锁模，一直到 90 年代初，二极管泵浦的激光器都只能运转在调 Q 或者调 Q 锁模状态，不能实现真正的连续锁模，这在很大程度上限制了这种激光器的应用，典型的调 Q 锁模的波形如图 3.1 所示：

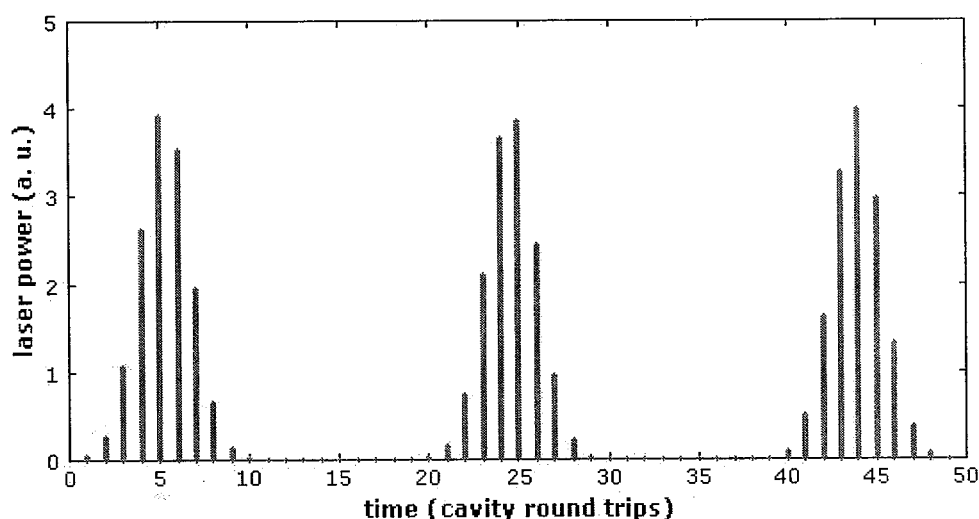


图 3.1 典型的调 Q 锁模波形

半导体可饱和吸收镜的概念：

自 1990 年以来，当时在 Bell 实验室工作的 U. Keller 和诺克斯 W. H. Knox 等人开始尝试用含有可饱和吸收体的半导体薄膜来启动锁模。这种半导体可饱和吸收体可以用外延技术 (epitaxy)，包括分子束外延 MBE (molecular beam epitaxy) 和金属有机化学气相沉积 MOCVD (Metal-organic Chemical Vapor DePosition) 直接生长在半导体布拉格反射镜上，因此被叫做可饱和半导体布拉格反射镜 (Saturable Bragg Reflector, 简称 SBR) 或半导体可饱和吸收镜 (Semiconductor Saturable Absorber Mirror: SESAM)。近年来，SESAM 的发明，大大简化了超短脉冲激光器的设计，同时克服了染料激光器有毒，不稳定的缺点，极大的推动了锁模激光器的发展，也包括在光纤激光器中的广泛应用，并且实现了类似克尔透镜的自启动。

3.1.1 半导体可饱和吸收镜的微观特性

1. 能带间隙即禁带宽度。它决定半导体可饱和吸收体的吸收波长，只要入射脉冲的光脉冲能量大于禁带宽度就可以实现载流子的复合跃迁，对波长实现很好的吸收，吸收系数一般在 $10^4/\text{cm}$ 左右。以 III-V 族化合物半导体为例，吸收带一般在可见光和近红外波段，因此是制作半导体可饱和吸收镜的首选材料。为了适应各种吸收波长的需要，常常要用三元化合物半导体，最常见的比如铝镓砷 (AlGaAs)，铟镓砷 (InGaAs)，铟铝砷 (InAlAs) 等。例如对于没有应变的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，其禁带宽度（在 300 K 时）可以用二次曲线来拟合，写成：

$$E_g = 1.423 - 1.53x + 0.45x^2 \quad (3.1)$$

可见改变 In 的含量就可以把 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 禁带宽度在 0.356~1.423eV 调节。

2. 晶格常数。半导体可饱和吸收体一般是用外延法生长在半导体衬底上的，衬底的晶格常数与要生长的半导体化合物的晶格常数原则上应该相同，如果不一致，则会在生长层上造成一定应变(strain)，会影响禁带宽度，因而禁带宽度的改变不是任意的，要受衬底晶格常数的制约。

3. 量子阱。当吸收体薄到一定程度，并被夹在高禁带宽度的材料中间，就变成了所谓量子阱。在设计半导体可饱和吸收体时，根据吸收能量的大小，可以采用体吸收，也可以采用量子阱结构。对于利用克尔效应锁模的激光器，仅仅需要百分之零点几至百分之几的吸收，所以可饱和吸收体的厚度只需要几个纳米。

4. 时间特性。半导体可饱和吸收体之所以可以启动锁模，是因为它的高速时间特性。一般来说半导体的吸收有两个特征弛豫时间，如图 3.2 所示，一是导带内子带之间的热平衡(热化过程，Intraband thermalization)，另一个是载流子带间跃迁和复合时间(Interband transition)。带内热化是被激发到导带的电子向子带跃迁的物理过程，这个时间很短，在 60-300 fs 左右，而带间跃迁时间是电子从导带向价带的跃迁，相对较长，从几 ps 到几百 ps。这个带内热平衡时间可以比最后的脉冲宽度长 10 至 30 倍。同时也要求带间弛豫时间远小于谐振腔往复时间。带内子带之间的热化过程时间基本上无法控制，设计可饱和吸收器的时间特性主要是设法缩短带间弛豫时间。这个时间主要取决于由半导体生长时衬底的温度。在低温生长时，可能会产生一些缺陷。这些缺陷会俘获电子，因而加速弛豫时间。一般来说，生长时的温度越低，带间跃迁时间越短。但是低

温生长也会带来非饱和损耗。生长温度一般选择 300~500 oC 范围内。

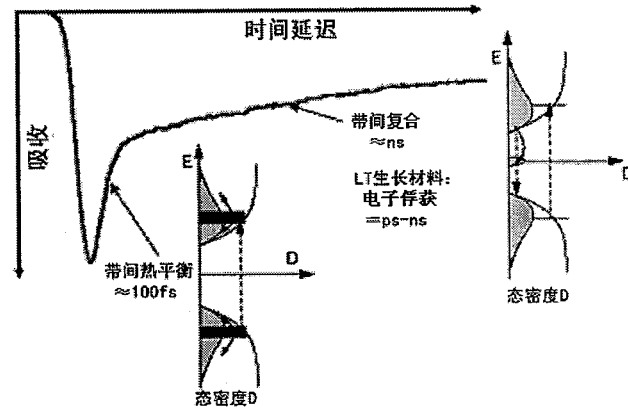


图 3. 2 典型半导体可饱和吸收镜的时间特性

3.1.2 半导体可饱和吸收镜的宏观特性

半导体可饱和吸收镜之所以能够锁模这主要还是因为它的宏观特性，其主要的宏观特性物理量包括：饱和通量 F_{sat} ，饱和光强 I_{sat} ，调制深度 ΔR ，非饱和损耗 ΔR_{ns} ，损伤阈值。如图 2.4 所示主要我们将对上述参数详细介绍：

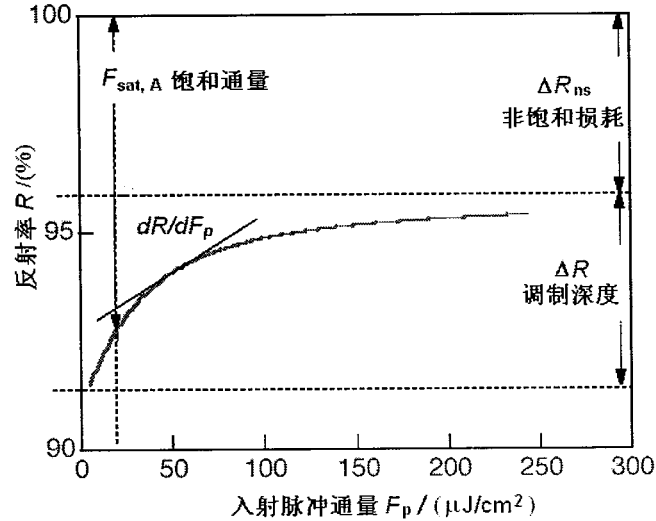


图 3. 3 典型半导体可饱和吸收镜的宏观特性

1. 饱和通量 F_{sat} 。脉冲在漂白可饱和吸收体时可饱和吸收体的反射率会下

降，当脉冲能量强到足以使可饱和吸收镜的反射率下降到 e^{-1} 时的吸收界面内

单位面积里的光子能量即为饱和通量 F_{sat} ，定义为 $F_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma_A}$ ，习惯单位 $\mu j/cm^2$ ， $h\nu$ 是光子能量， σ_A 是吸收截面。考虑到膜中的驻波效应，增加了一个 2 倍数。半导体材料的吸收系数是 $\alpha = \sigma_A N_D$ ， N_D 是吸收原子的密度，例如半导体的态密度。

2. 饱和光强 I_{sat} 。 $I_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma_A \tau_A} = \frac{F_{sat}}{\tau_A}$ ，饱和光强即 SESAM 恢复时间内的单位时间里的饱和通量， τ_A 是饱和吸收体的吸收恢复时间，习惯单位 $\mu W/cm^2$ 。

3. 调制深度 ΔR 。是指当脉冲通量远大于饱和吸收通量时 SESAM 反射率的变化，即可被强脉冲漂白的能力，它主要取决于吸收体的材料、厚度以及可饱和吸收镜的具体的结构。

当非饱和损耗远小于饱和吸收损耗时，可以获得的最小脉宽为：

$$\tau_{p,\min} = \frac{1.07}{\Delta f_g} \sqrt{\frac{\Delta R/S}{\Delta R}} = \frac{1.07}{\Delta f_g \sqrt{S}} \quad (3.2)$$

当饱和参数 $S = F_p/F_{sat} = 6$, $\tau_{p,\min} \approx 0.44\Delta f_g$

4. 非饱和损耗 ΔR_{ns} 。对于非饱和损耗的理解大家往往存在误解，误认为是指 SESAM 还没有达到饱和时的损耗，其实非饱和损耗是指在脉冲通量远大于饱和吸收通量时，仍然存在的损耗，既除了饱和损耗外其他由 SESAM 器件本身造成的一切损耗，其中包括底层反射镜反射率不足百分之百的部分，表面粗糙造成的散射损耗，缺陷和杂质的吸收损耗，以及非线性吸收等。

5. 损伤阈值。半导体可饱和吸收镜表面损坏的临界功率密度或者能量密度。

6. 饱和恢复时间 τ_A 。即可饱和吸收体从漂白状态到重新恢复可饱和吸收的持续时间，又被称为脉冲响应时间。在一定程度上饱和恢复时间的大小决定了可达到的最短的脉冲宽度。根据饱和恢复时间的长短，可分为快饱和吸收体和

慢可饱和吸收体，这里的快、慢之分是相对于激光的脉冲宽度而言，快速可饱和吸收体的恢复时间要小于激光的脉冲宽度，而慢速可饱和吸收体的恢复时间要大于激光的脉冲宽度。

3.1.3 半导体可饱和吸收镜在激光器中的工作原理

半导体可饱和吸收镜在激光器系统工作时引入一定的损耗，简单来说，这个损耗对于低强度的光较大而对于高强度的短脉冲则损耗比较小，从而得到激光器里的光的自振幅调制（Self-Amplitude Modulation）。因此，一个短的脉冲会产生一个损耗调制，因为高强度的脉冲顶部比脉冲附翼低强度的部分更强烈地饱和 SESAM。这就导致了带有快速初始损耗饱和的损耗调制，而这个饱和则是由脉冲宽度和 SESAM 的时间特性决定的。总的来说，在激光器里循环的脉冲饱和了激光器的增益到足够补偿掉损耗，而其他低强度的光则损耗大于增益最后在接下去的往复中消失掉。那它具体在激光器中进行自启动锁模的情况怎样呢？

SESAM 锁模的启动过程：

理想地，激光器在初始运行时腔内都是噪声，即锁模前谐振腔内各纵模之间的位相差是动态随机的，然后偶然地在某一瞬时噪声中拍出一个有较大峰值的脉冲，而如果这个噪声能开始启动 SESAM 可饱和效应，正如前面所说 SESAM 对于强脉冲的吸收较小，对弱脉冲吸收较多，因此启动 SESAM 可饱和效应的脉冲就会在腔内的往复振荡中不断得到放大而成长，同时 SESAM 对于脉冲两翼的吸收会压缩它的脉宽，强脉冲在腔内振荡的过程中脉冲的两翼逐渐被 SESAM 吸收掉，而且其他的小脉冲不断得到损耗抑制，然后 SESAM 继续降低对强脉冲的吸收，继续成长直到一个稳定的状态，这就是稳定的脉冲串输出的产生，即锁模被启动。

从物理层面上来分析：

当入射的光子能量大于半导体电子从价带到导带需要的跃迁能量时，电子就会出现受激跃迁，跃迁到导带的能级上。如果在受到很强的激发时，半导体就不能再吸收更多的光子了，吸收效应减弱，从而出现“可饱和”的现象，这个时候半导体的初始的处于下能级的电子已经被耗尽，上能级的空位也部分地

占据了，这就是“可饱和”效应，也称“漂白”。

3.1.4 半导体可饱和吸收镜的结构和设计原理

半导体可饱和吸收镜的基本结构就是把反射镜与吸收体结合在一起。主要大致可分为窄带和宽带半导体可饱和吸收镜。

1. 窄带半导体可饱和吸收镜

为了调节吸收体的调制深度以及反射镜的带宽，根据上下反射镜的不同将反射率以及吸收层的厚度进行以下分类。

(1) 反谐振法布里-珀罗型

在半导体可饱和吸收镜中，可饱和吸收体是生长在半导体反射镜上的一层薄膜。这层薄膜之上还可能生长一个反射膜系。即使不再镀膜，半导体与空气界面本身也有很大的反射。这两个反射镜就形成了一个法布里-珀罗腔，反谐振法布里-珀罗的厚度就应是 $d = m\lambda/2n$ 。

其中又分高精度度反谐振法布里-珀罗可饱和吸收镜和低精度度反谐振法布里-珀罗可饱和吸收镜。

所谓高精度度反谐振法布里-珀罗可饱和吸收镜，就是把可饱和吸收体夹在两个高反射镜之间。低精度度反谐振法布里-珀罗可饱和吸收镜即在半导体可饱和体的反射面是半导体和空气的界面，反射率一般为 30% 左右。

(2) 无谐振型可饱和吸收镜

这是在半导体与空气界面上再加上一层增透膜，从而消除法布里-珀罗效应，可以获得最大的调制深度和最短的载流子寿命。当然作为反射镜，它的反射率更低，即非饱和损耗增大。它的另一个主要用途是用来测量饱和通量。

(3) 可饱和布拉格反射镜(SBR)

布拉格型是指包含吸收体的膜层的厚度不是半波长，而是四分之一波长。包含吸收体的膜层可以放在半导体布拉格反射镜的任何位置，以调节调制深度等参数。为了把吸收体放在最大电场位置，膜厚也可用四分之一波长的奇数倍(注意厚膜会导致带宽变窄)。也有人把它归入低精度度反谐振法布里-珀罗可饱和吸收镜一类。

2. 宽带可饱和吸收镜

由于半导体材料的折射率差较小， 半导体布拉格反射镜的反射带宽也比较窄， 带宽限制了可以得到的脉冲宽度。为克服这个缺点，提出了各种宽带半导体反射镜想法， 主要技术包含金属-介质混合膜系， 半导体氧化膜系和氟化物与半导体混合膜系等。

· 半导体可饱和吸收镜的设计原理

半导体可饱和吸收镜的设计原理主要考虑四点， 分别是中心波长， 调制深度， 时间特性和饱和通量。

半导体可饱和吸收镜工作的中心波长， 即这个半导体可饱和吸收镜工作的波长范围， 这个可以主要通过根据半导体材料的禁带宽度进行选择， 当然这个禁带宽度也可以通过三元化合物的比例来进行细微调节。

半导体可饱和吸收镜的调制深度， 即半导体可饱和吸收镜在饱和时和非饱和时工作的反射率差， 可以通过调节吸收层的厚度以及在结构中的位置来调整， 尤其是在设计高调制深度半导体可饱和吸收镜的情况下， 通常会选择用多层量子阱结构或者吸收块的结构。

半导体可饱和吸收镜的时间特性， 即指它可以在什么时间范围内恢复饱和， 对脉冲的形成有重要影响， 尤其是超短脉冲， 这个时间特性由前所述包含两个部分， 快响应部分几乎不能调， 我们所能控制的是慢响应部分， 主要可以通过生长温度进行调节， 一般生长温度越低， 得到的响应时间越快， 因为低温生长所带来的一些结构缺陷会加速电子空穴对的复合。

半导体可饱和吸收镜的饱和通量， 即这个半导体可饱和吸收镜在什么样的光通量下产生“饱和”效应， 这个参数在加强因子（Enhancement Factor）下会有变化。

3.2 增益光纤

3.2.1 增益光纤分类

增益光纤以掺杂的稀土元素分类， 可分为：掺钕的光纤、掺镱的光纤、掺铒的光纤、掺铥的光纤和掺钐的光纤。稀土元素光纤的光谱覆盖范围如图 3.4 所示。

Ytterbium (Yb) 是一种掺杂稀土金属元素， 我们称之为镱。在 $1\mu m$ 波长附

近主要有掺钕和掺镱的增益光纤，但因为掺镱的增益带宽辐射带宽较宽因此得到了广泛应用，尤其在超快激光领域中镱的三价离子 Yb^{+3} 扮演着重要的角色，掺镱的增益介质通常应用于高功率激光器和波长可调谐的固体激光器。

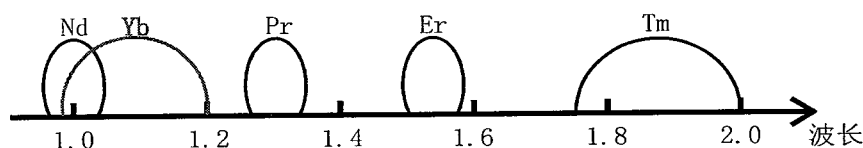


图 3. 4 稀土元素掺杂光纤辐射波长范围

3.2.2 掺镱增益介质的属性

掺镱的激光晶体和玻璃有很多我们感兴趣的性质，这些都不同于我们在之前的实验中经常使用的增益介质，例如掺钕的增益介质：

1. 三价镱离子具有非常简单的电子能级结构，只具有一个激发态能级 ($^2F_{5/2}$) 和基态能级 ($^2F_{7/2}$)，在这两个能级间伴随着可见光与近红外光光子的吸收和发射，如图 3.5 所示：

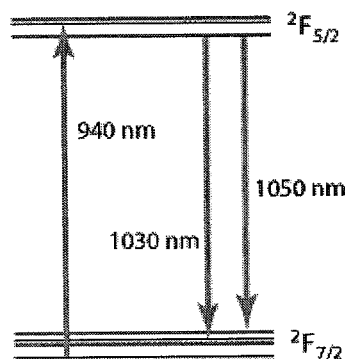


图 3. 5 掺三价镱离子的 Yb: YAG 的能级图及常用的泵浦和激光变换

2. 简单的电子能级结构包括受激吸收同时也包括大量有害的猝灭过程。
3. 与掺钕的晶体相比其特点是增益带宽比较大，这就允许宽的波长调节范围以及在锁模激光器中产生超短脉冲。

4. 激光上能级寿命比较长（典型的是 1-2ms），这有利于调 Q 脉冲的产生。

三能级的典型特点：

小的能级缺陷通常会导致一些我们不想见到的结果：典型的三能级结构，尤

其对于短波长，这就要求激光器工作在相对较高的泵浦功率，而且要想实现比较高的光-光功率转化效率也是比较难的。

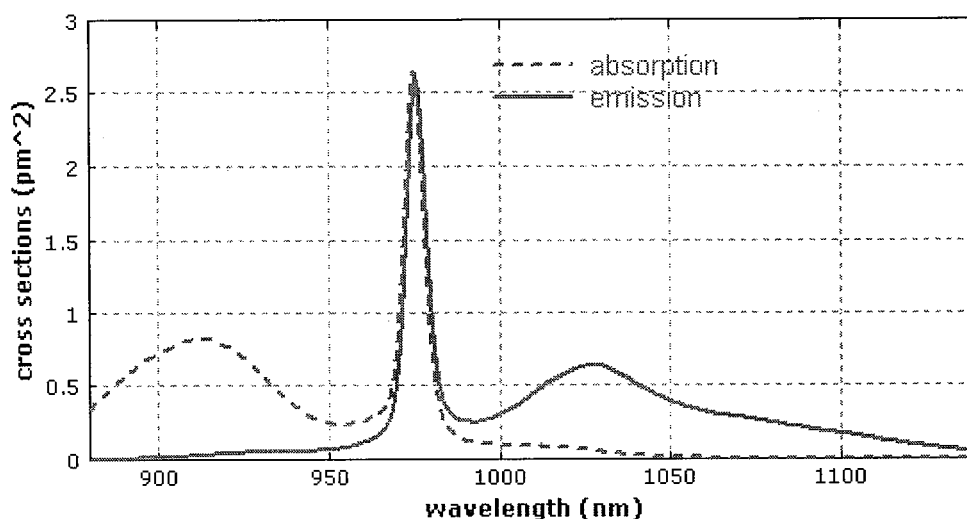


图 3. 6 掺镱的锗玻璃中的吸收和辐射界面， 光纤纤芯与上述相同

从图 3. 6 我们可以看出， 在波长 910nm 或者是 975nm 附近可以实现高效的泵浦， 对于使用 975nm 波长来泵浦， 泵源的中心波长一定要准确且在激光器工作的过程当中泵源的泵浦光波长能稳定在 975nm 处， 因为掺镱的增益光纤在 975nm 附近的吸收带宽较小， 如果增益泵浦的中心波长不是准确的在 975nm 附近会造成吸收效率过低， 并且 975nm 泵源一般需要控温系统， 否则泵浦波长会随泵源的泵度升高而发生漂移造成泵浦光吸收效率下降， 而且由于受激辐射的影响， 泵浦光只有 50%的能级能够转化成激发态能级， 但是吸收长度和量子缺陷要比 910nm 泵浦的情况要小。在 1030nm 附近的激光是典型的三能级系统辐射， 在超过 1080nm 后才会实现粒子的四能级辐射。

实验中采用了 LIEKKITM Yb1200-4/125 型光纤， 此款光纤是单模高掺镱的增益光纤， 可应用于低噪声、低非线性系数的激光以及激光的预放大系统。它的几何参数可以使此款光纤与低损耗的泵浦二极管和标准的单模非掺杂光纤很好的耦合， 参数如表.3 1:

典型的产品规格		
LIEKKITMYb1200-4/125		
光学参数		
1060nm 模场直径	μm	4.4 ± 0.8

976nm 纤芯吸收系数	db/m	1200
920nm 纤芯吸收参数	db/m	280
纤芯数值孔径		0.2
截止波长	nm	1010 ± 70
几何尺寸		
纤芯同心度误差	μm	<0.7
包层直径	μm	125 ± 2
包层几何形状		圆形
涂层直径	μm	245 ± 15
涂层材料		高折射率的丙烯酸酯
包层的数值孔径		>0.46

表. 3 1 LIEKKITMYb1200-4/125 产品参数

Ytterbium-1200-4/125 光光转化效率如图 3. 7:

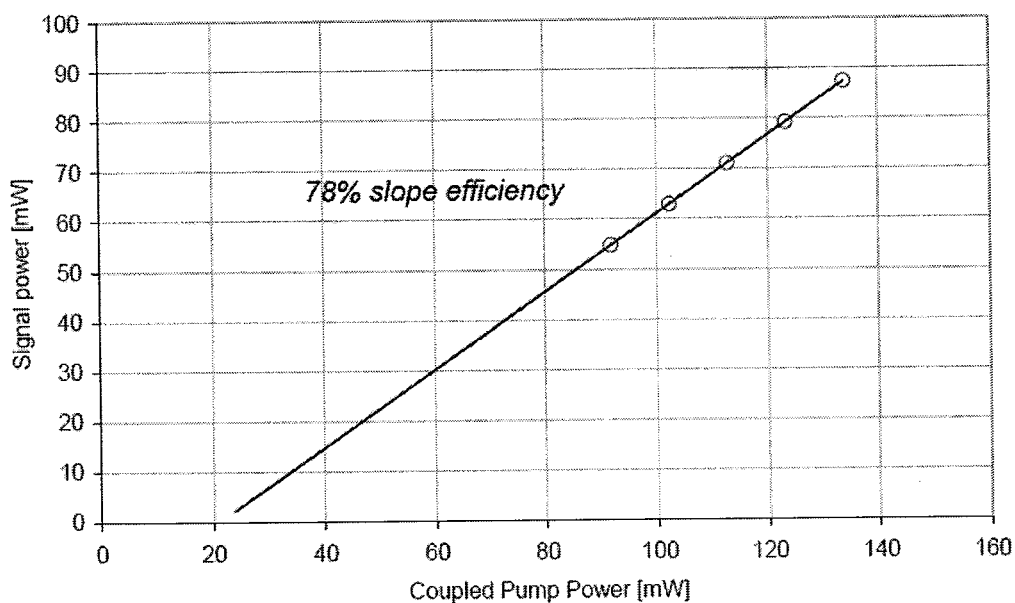


图 3. 7 LIEKKITMYb1200-4/125 厂家测试光光转化效率

3.3 光纤布拉格光栅 (FBG)

在蓝光或者紫外光谱区的强激光照射下，石英光纤的光学特性可以发生永

久性的改变。利用光纤的这种光敏效应可以沿光纤产生纵向折射率的周期性的变化，从而形成纤芯布拉格光栅。

衍射光栅构成了标准的光学器件，通常用于各种光学器件，如光谱仪。200多年以前，其基本原理就已经被发现。显而易见，折射率周期性变化的光学介质就是光栅，因为当光通过时将产生相位的周期性变化。这样的光栅称为折射率型光栅。

布拉格衍射原理：

由衍射理论可知，以角 θ_i （相对于折射率为常数的位面）入射的光束将以角 θ_r 衍射，且满足：

$$\sin \theta_i - \sin \theta_r = m\lambda / (nd) \quad (3.3)$$

方程(3.3)中， d 是光纤周期， λ/n 是介质中的波长（真空中的波长与平均折射率的比值）， m 是布拉格衍射级数。上式可作为相位匹配条件，与布里渊散射或是四波混频类似，可写为：

$$k_i - k_d = mk_g \quad (3.4)$$

方程(3.4)中， k_i 和 k_d 是入射和衍射光的波矢量，其中 k_g 为光栅波矢大小为 $2\pi/d$ ，方向为介质中折射率周期变化的方向。

对于单模光纤，三个矢量都位于光纤轴上，则 $k_d = -k_i$ ，衍射光相对入射光传播防线反向传播。因此，如图 3.8 所示，

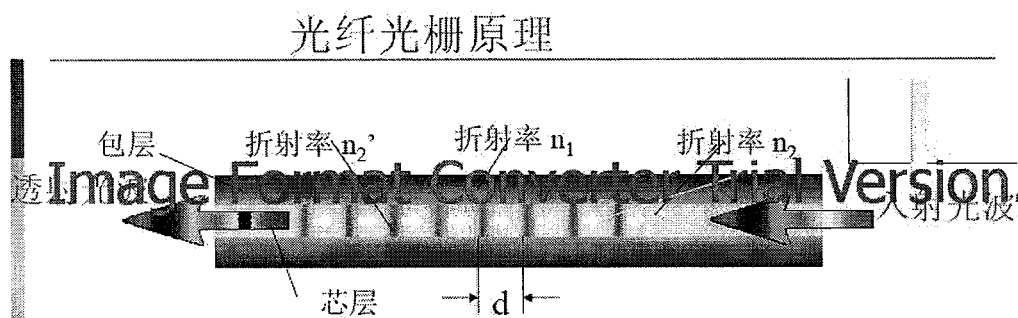


图 3.8 光纤布拉格光栅工作原理图

光纤光栅可以作为满足相位匹配条件的特定波长（上述图中为黄色光）的反射镜。根据上述光纤光栅方程，若令入射角 $\theta_i = \pi/2$ ，衍射角 $\theta_r = -\pi/2$ ，如

果 $m = -1$ ，则 $\lambda = 2nd$ ，光栅周期与真空波长有关。上述条件成为布拉格条件，满足该条件的光栅即为布拉格光栅。从上述光纤光栅工作的原理图我们可以看出，入射光谱较为复杂，但经过光纤光栅衍射后，黄色光满足布拉格衍射条件而被衍射回来，而其他颜色的光则通过了光纤光栅。

目前，有两种方法用来研究布拉格光纤光栅是如何影响光波在光纤中传播的。一种方法是布洛赫理论，通常用于描述半导体中电子的运动；另一种方法是分别处理前向和后向传播的光。布拉格光纤光栅提供二者之间的耦合，这种理论就是所谓的耦合模理论，已经在不同的领域取得了一定的成功。

1. 光纤光栅耦合模理论

应用耦合模方程理论已经对光波在线性介质中的传播进行了广泛的研究，该理论已经应用于分布反馈半导体激光器及其他一些领域。在光纤中，既要考虑折射率的非线性变化，也要考虑周期性变化：

$$\tilde{n}(\omega, z) = \tilde{n}(\omega) + n_2 |E|^2 + \delta n_g(z) \quad (3.5)$$

方程(3.5)中， n_2 是非线性系数， $\delta n_g(z)$ 表征了光纤光栅内折射率的周期性变化。耦合模理论可以推广到包括光纤非线性情形，因为上述方程中的非线性折射率很小，可以作为微扰处理。

出发点包括解 Maxwell 方程及上述方程给出的折射率。另外，非线性效应相对较弱，可以在频域解 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 \tilde{E} + \tilde{n}^2(\omega, z) \omega^2 / c^2 \tilde{E} = 0 \quad (3.6)$$

方程(3.6)中， $\tilde{E}$ 为电场强度的傅里叶变化。

注意到 $\tilde{n}$ 是 z 的周期函数，把 $\delta n_g(z)$ 展开成傅里叶级数是很有用的。

$$\delta n_g(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta n_m \exp[2\pi i m(z/d)] \quad (3.7)$$

因为方程当中应当包括前向和后向传播的光，所以方程(3.6)中的 $\tilde{E}$ 有如下形式

$$\tilde{E}(r, \omega) = F(x, y) [\tilde{A}_f(z, \omega) \exp(i\beta_B z) + \tilde{A}_b(z, \omega) \exp(-i\beta_B z)] \quad (3.8)$$

方程(3.8)中， $\beta_B = \pi/d$ 是一级光栅的布拉格波数，通过布拉格条件

$\lambda_B = 2\bar{n}d$ 与布拉格波长相关联，并且可以用来定义布拉格频率为 $\omega_B = \pi c / (\bar{n}d)$ 。在单模光纤中，相反方向传播的两束光的横向变化由模式分布 $F(x, y)$ 决定。

由方程(3.6)-(3.8)，假设 $\tilde{A}_f$ 和 $\tilde{A}_b$ 为沿 z 方向的慢变振幅并一直保持近似的相位匹配条件，则频域的耦合模方程为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}_f}{\partial z} &= i[\delta(\omega) + \Delta\beta]\tilde{A}_f + i\kappa\tilde{A}_b \\ -\frac{\partial \tilde{A}_b}{\partial z} &= i[\delta(\omega) + \Delta\beta]\tilde{A}_b + i\kappa\tilde{A}_f \end{aligned} \quad (3.9)$$

方程(3.9)中， δ 是布拉格光栅的失谐量，定义为

$$\delta(\omega) = \bar{n}/c(\omega - \omega_B) = \beta(\omega) - \beta_B \quad (3.10)$$

$\Delta\beta$ 包含非线性，光纤光栅引入的前向和后向波之间的耦合由耦合系数 κ 决定，对于一级光栅， κ 定义为

$$\kappa = \frac{k_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \delta n_1 |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.11)$$

在这个一般情况的表达式中，当纤芯内光致折射率变化不均匀时， κ 可以包括横向的 δn_s 的变化。对于横向均匀的光纤光栅， $\kappa = 2\pi\delta n_1 / \lambda$ 由方程(3.11)取 δn_s 为常量并且 $k_0 = 2\pi / \lambda$ ，可以推导出该式，对于 $\delta n_s = n_a \cos(2\pi z / \lambda)$ 的正弦曲线光纤光栅， $\delta n_1 = n_a / 2$ 并且耦合系数 $\kappa = \pi n_a / \lambda$ 。

依据傅里叶变化原理，方程(3.8)和(3.9)可以转化为时域上的形式。假设总的电场可以写为

$$E(r, t) = \frac{1}{2} F(x, y) [A_f(z, t) e^{i\beta_B z} + A_b(z, t) e^{-i\beta_B z}] e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.12)$$

方程(3.12)中， ω_0 是脉冲频谱的中心频率，把方程(3.10)中的 $\beta(\omega)$ 按泰勒级数展开为

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (3.13)$$

保留二阶级数，用微分操作符 $i(\partial/\partial t)$ 替代 $\omega - \omega_0$ ，最后方程就可以转化到时域上。耦合模方程变为

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_f}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_f}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_f = i\delta A_f + i\kappa A_b + \gamma i(|A_f|^2 + 2|A_b|^2) A_f \quad (3.14)$$

$$-\frac{\partial A_b}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_b}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_b}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_b = i\delta A_b + i\kappa A_f + \gamma i(|A_b|^2 + 2|A_f|^2) A_b \quad (3.15)$$

方程(3.10)中的 δ 在 $\omega = \omega_0$ 时取值为 $\delta = (\omega_0 - \omega_B)/v_g$ 。事实上，用方程(3.12)中的 ω_B 替代 ω_0 可以消去耦合模方程中的 δ ，特别地， $\beta_1 = 1/v_g$ 与群速度成反比， β_2 决定群速度色散 (GVD)，非线性参数 γ 与 n_2 满足 $\gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{eff})$ ，其中是有效纤芯面积。

线性情况下连续波的解：

在这一节中主要考虑忽略非线性效应的线性情况。忽略方程(3.14)和(3.15)中的 SPM 和 XPM 时，线性方程可以很容易的解出。令非线性效应的贡献为零 $\Delta\beta$ ，可得

$$\frac{\partial \widetilde{A}_f}{\partial z} = i\delta \widetilde{A}_f + i\kappa \widetilde{A}_b \quad (3.16)$$

$$-\frac{\partial \widetilde{A}_b}{\partial z} = i\delta \widetilde{A}_b + i\kappa \widetilde{A}_f \quad (3.17)$$

上式中， $\delta(\omega)$ 由方程(3.10)给出。

上述线性方程的通解有如下形式

$$\widetilde{A}_f(z) = A_1 \exp(iqz) + A_2 \exp(-iqz) \quad (3.18)$$

$$\widetilde{A}_b(z) = B_1 \exp(iqz) + B_2 \exp(-iqz) \quad (3.19)$$

上式中， q 值未定。常数 A_1 ， A_2 ， B_1 和 B_2 相互影响并满足一下四个关系

$$(q - \delta)A_1 = \kappa B_1 \quad (3.20)$$

$$(q + \delta)B_1 = -\kappa A_1 \quad (3.21)$$

$$(q - \delta)B_1 = \kappa A_2 \quad (3.22)$$

$$(q + \delta)A_2 = -\kappa B_2 \quad (3.23)$$

上式中, A_1 , A_2 , B_1 和 B_2 非零值的条件是 q 的取值满足下面的关系式

$$q = \pm \sqrt{\delta^2 - \kappa^2} \quad (3.24)$$

这是光栅的一个重要的方程, 其应用很快就会显现出来。

应用方程(3.18)-(3.23)可以消去 A_2 和 B_1 , 通过有效反射系数 $r(q)$, 方程的通解可以写为

$$\widetilde{A}_f(z) = A_1 \exp(iqz) + r(q)B_2 \exp(-iqz) \quad (3.25)$$

$$\widetilde{A}_b(z) = B_2 \exp(-iqz) + r(q)A_2 \exp(iqz) \quad (3.26)$$

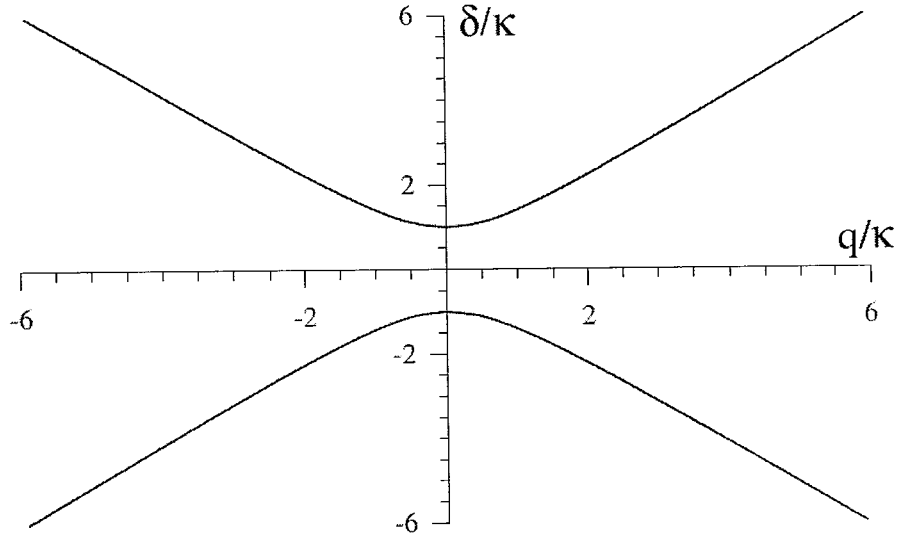
其中

$$r(q) = \frac{q - \delta}{\kappa} = -\frac{\kappa}{q + \delta} \quad (3.27)$$

r 对 q 的依赖性和色散关系式(3.24)表明, 后向反射光的强弱和相位都依赖于频率 ω 。方程(3.24)的符号可由 q 来确定, 例如 $|r(q)| < 1$ 。

2. 光子带隙 (禁带)

如图 2.10 所示, 我们可以看出布拉格光纤光栅呈现很重要的色散特性, 这是由方程(3.24)决定的。如果入射光的频率失谐量的范围为 $-\kappa < \delta < \kappa$, q 变为纯虚数, 在此情况下光纤光栅不允许光通过, 大部分入射光被反射, 这类似于晶体中的电子带隙的情形, $|\delta| \leq \kappa$ 的范围可作为光子带隙, 当频率落在光子带隙时, 光栅不通光, 所以光子带隙也被称为禁带。

图 3.9 随 q 变化的色散曲线及光纤光栅的光子带隙

当光纤光栅中传播的光脉冲的频率 ω_0 位于禁带外并接近禁带边缘时，由方程(3.8)和(3.18)可知，前向和后向的传播常数为 $\beta_e = \beta_b \pm q$ ，其中 q 是光波频率的函数，并由方程(3.24)给出。 β_e 的频率依赖性表明，即使用非线性介质制作的光栅也有色散特性，在光纤中，除材料色散和波导色散外还有光栅色散。事实上，在所有引起色散的因素中，光栅色散是最主要的。为了看得更清楚一些，与方程(3.24)类似，把 β_e 在脉冲载频 ω_0 附近做泰勒级数展开，结果如下

$$\beta_e(\omega) = \beta_0^g + (\omega - \omega_0)\beta_1^g + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2^g + \dots \quad (3.28)$$

上式中， $\beta_m^g (m=1, 2, \dots)$ 定义为

$$\beta_m^g = \frac{d^m q}{d\omega^m} \approx \left(\frac{1}{v_g}\right)^m \frac{d^m q}{d\delta^m} \quad (3.29)$$

方程(3.28)在 $\omega = \omega_0$ 的条件下导出，上标 g 表明光栅中的色散有自己的起因。方程(3.29)中， v_g 为无光栅时的脉冲群速度 ($\kappa = 0$)。考虑方程(3.10)中依赖于频率的 $\bar{n}$ 时，上述情况成立。在式(3.29)中忽略了 v_g 引起的色散，但可以很容易地包含进该方程。

首先考虑光栅中脉冲的群速度，由 $V_g = 1/\beta_1^g$ 和方程(3.29)，得到

$$V_g = \pm v_g \sqrt{1 - \kappa^2 / \delta^2} \quad (3.30)$$

上式中， $\pm$ 号由脉冲是前向还是后向决定，对于原理禁带边界的情况 ($|\delta| \gg \kappa$)，光脉冲不受光栅的影响，传播的群速度与无光栅情况相同。另外，当 $|\delta|$ 接近 κ 时，群速度不断减小，在禁带边缘 $|\delta| = \kappa$ 时，群速度为零。因此接近禁带时，光纤光栅中的脉冲群速度明显减小。例如，当 $|\delta|/\kappa \approx 1.18$ 时，群速度减少 50%。

3. 光纤光栅的滤波原理：

光纤光栅内脉冲的传播情况取决于脉冲的频谱相对于该光栅禁带的位置。如果脉冲频谱位于禁带内，那么脉冲被反射；另一方面，如果脉冲的部分频谱在禁带外，则这一部分将通过光栅。因为光纤光栅的色散特性和频谱分裂，反射和传输的脉冲形状与入射脉冲相比有很大的不同。如果入射脉冲的峰值功率足够小，以至于非线性效应可以忽略，可以算出不同频谱成分的反射系数和传输系数。对入射脉冲的频谱积分，就可以得到反射和透射脉冲的形状。当脉冲谱宽超过禁带或接近禁带边缘时，脉冲将产生显著的变形。

在一定的边界条件下，用方程(3.25)和(3.26)可以计算反射系数和透射系数。考虑一个长为 L 的光栅，假设光仅从前端入射， $z = 0$ ，反射系数为

$$r_g = \frac{\widetilde{A}_b(0)}{\widetilde{A}_f(0)} = \frac{B_2 + r(q)A_1}{A_1 + r(q)B_2} \quad (3.31)$$

在方程(3.26)中使用边界条件 $\widetilde{A}_b(L) = 0$ ，

$$B_2 = -r(q)A_1 \exp(2iqL) \quad (3.32)$$

把式(3.32)和式(3.27)带入式(3.31)，得

$$r_g = \frac{i\kappa \sin(qL)}{q \cos(qL) - i\delta \sin(qL)} \quad (3.33)$$

可用同样的方法得到透射系数 t_g 。 r_g 和 t_g 的频率相关性表明，滤波特性是和光纤光栅有联系的。

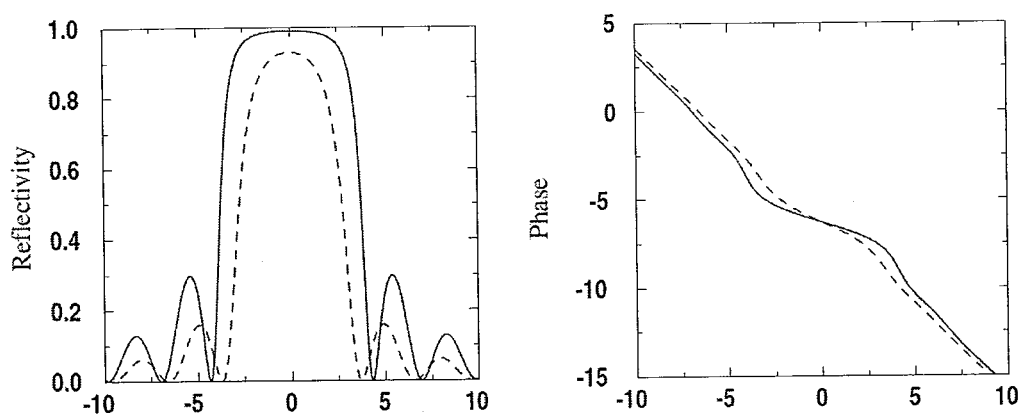


图 3. 10 反射率 $|r_g|^2$ 和 r_g 的相位以 δ 为变量的函数曲线

如图 3.9 所示，两个 κL 值得反射率 $|r_g|^2$ 和 r_g 的相位相对于失谐量 δ 的函数关系。当 $\kappa L = 3$ 或更大时，在禁带内光栅的反射率接近 100%；在禁带中央时反射率取最大值，取方程(3.33)中 $\delta = 0$ ，则有

$$R_{\max} = |r_g|^2 = \tanh^2(\kappa L) \quad (3.34)$$

$\kappa L = 2$ 时， $R_{\max} = 0.93$ 。使用 $\kappa L > 2$ 和 $\kappa = 2\pi\delta n_1 / \lambda$ 的条件，可以估算估算禁带内高反射光栅的长度。

第四章 重频 30MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

4.1 重频 30MHz 光纤激光器(空间锁模)

光纤激光器按腔形结构的不同可分为：线性腔、环形腔和“8”字形腔。考虑到环境的稳定性以及产品的人工调试难度，本实验采用的光纤激光器的腔形为线性腔结构，实验当中利用布拉格光纤光栅（FBG）和半导体可饱和吸收体（SESAM）作为 FP 腔镜，半导体光纤耦合模块作为激光器的激励源，增益介质采用高掺杂的掺镱单模增益光纤，实验光路图如下：

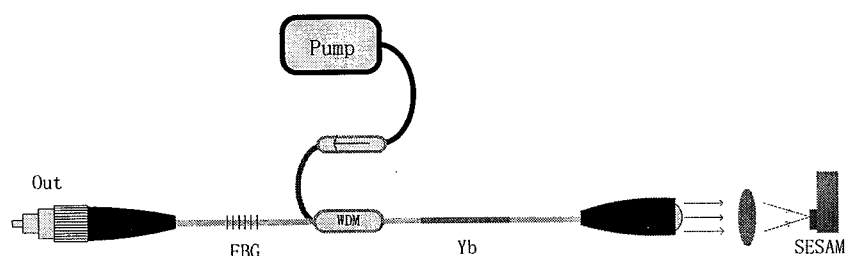


图 4. 1 重频 30MHz 光纤激光器光路图

WDM：波分复用器， Yb：掺镱单模增益光纤， SESAM：半导体可饱和吸收体

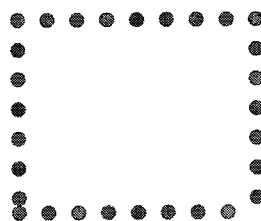


图 4.2 重频 30MHz 光纤激光器实物图

实验中 SESAM 部分采用了空间耦合的方式，首先利用白光光源和小孔光阑进行光路的准直，在调整完光路准直后打开电源，此时微调 SESAM 的二位平移台，光纤激光器在泵浦功率在 200mW 时出现了调 Q 脉冲，继续增加泵浦

功率当泵浦功率达到 300mW 时出现了类似调 Q 锁模状态，此时继续增加泵浦功率，当泵浦功率达到 432.05 mW 时出现稳定的锁模状态，如图 4.3 所示，脉冲序列重复频率为 88.05 MHz，此时输出功率为 30 mW，光谱中心波长是 1064 nm，半高全宽是 1.0 nm，光谱图如下图所示

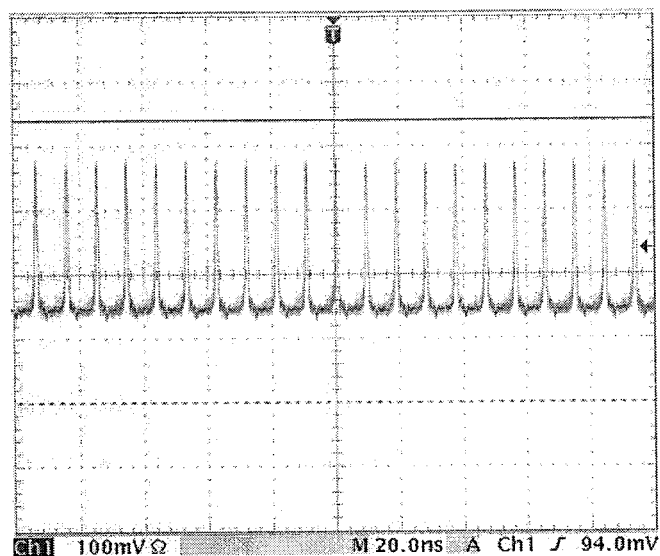


图 4.3 稳定锁模波形

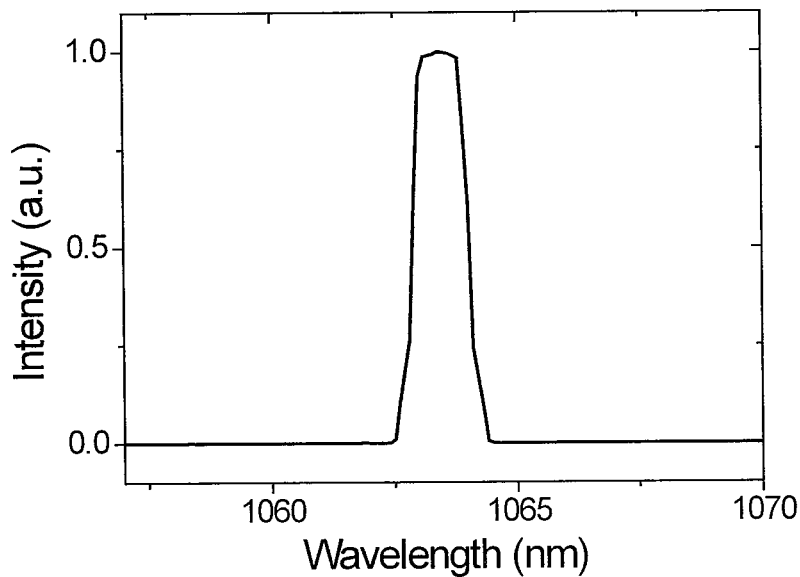


图 4.4 稳定锁模时的光谱图

通过自相关仪测量得到的强度相关曲线如图 4.5 所示，脉冲自相关宽度为 13.3ps 假设脉冲为高斯型时间截面，通过高斯型公式计算脉冲宽度为 9.42 ps。

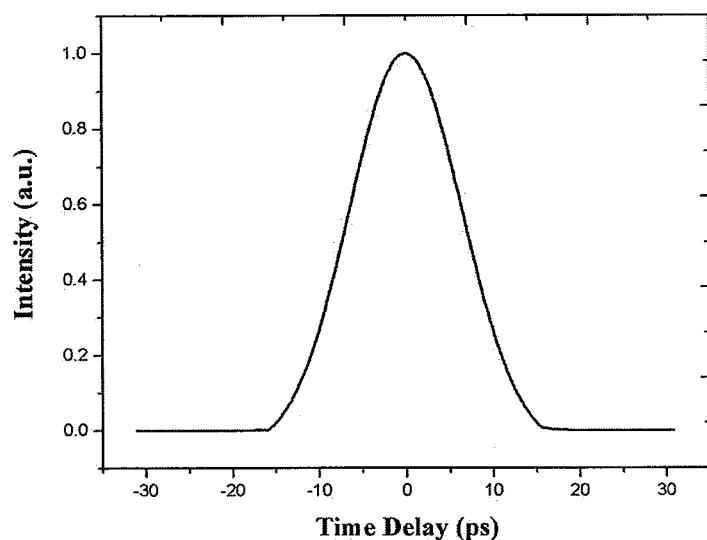


图 4.5 重频 30MHz 锁模脉冲的自相关图形

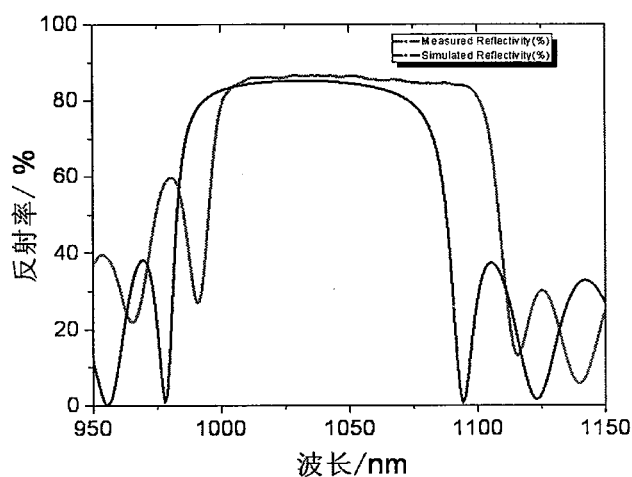


图 4.6 试验中采用的 SESAM 反射率测量结果

实验中采用的 SESAM 是由北京大学信息科学技术学院量子电子学研究所研制的，SESAM 的反射率如图 4.6 所示，相比目前市场上的 SESAM 此款 SESAM 具有低饱和通量 ($<30\mu\text{j}/\text{cm}^2$)，因此利用此款 SESAM 构成谐振腔的激光器的锁模阈值会比较低，激光器较容易实验锁模。

4.2 光纤式 SESAM

从我们上面的实验数据我们可以发现锁模阈值比较高，通过分析我们认为导致锁模阈值较高的原因是 SESAM 空间耦合的方式造成的，大量的能量在空间耦合部分逸出了腔外，因此为了改善这一问题我们制作了光纤式的 SESAM，

采用特殊的耦合技术将 SESAM 耦合到光纤 FC/PC 端口上面，产品的实物图如下，

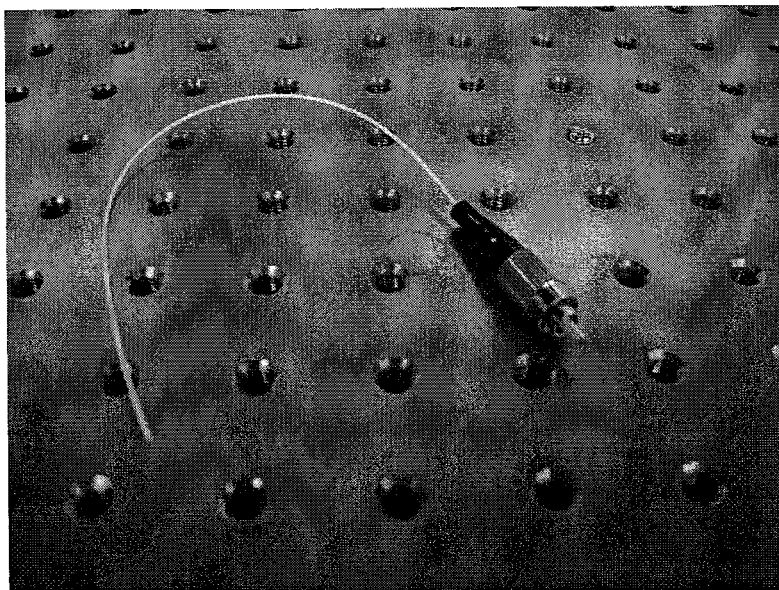


图 4.7 光纤式 SESAM 实物图

在制作光纤式 SESAM 的过程中我们尝试了三种耦合方式，利用每种耦合方式制作的光纤式 SESAM 都可以实现锁模，但不同的是锁模阈值有所不同，第一种耦合方式制作的光纤式 SESAM 的锁模阈值是 300mW，这与利用空间耦合方式进行的锁模相比锁模阈值有了一定的提高，在随后的实验中的我们对实验方案进行了改善，将锁模阈值降低到了 120mW 左右，在第二种方法的基础上我们不断的进行实验，对耦合方案进行改良，最后利用目前的技术制作了比较合格的光纤式 SESAM，此款产品把锁模阈值降低到了 60mW，这相比之前的 400mW 的锁模阈值激光器的功率效率大大提高，在制作光纤式 SESAM 过程当中由于耦合方式不正确导致的 SESAM 损坏照片如下：



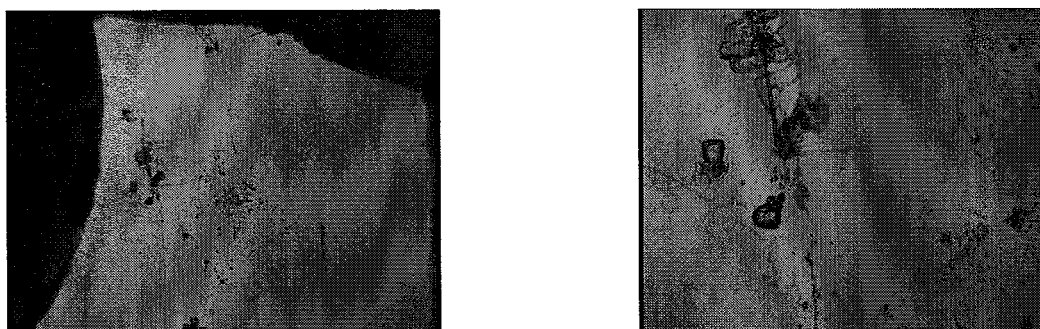


图 4.8 SESAM 损坏照片

就目前我们掌握的资料来看此款光纤式 SESAM 在国内被首次提出并制作完成。

4.3 重频 30MHz 全光纤激光器

将光纤式 SESAM 放入光纤谐振腔当中，改进后的光路图如下：

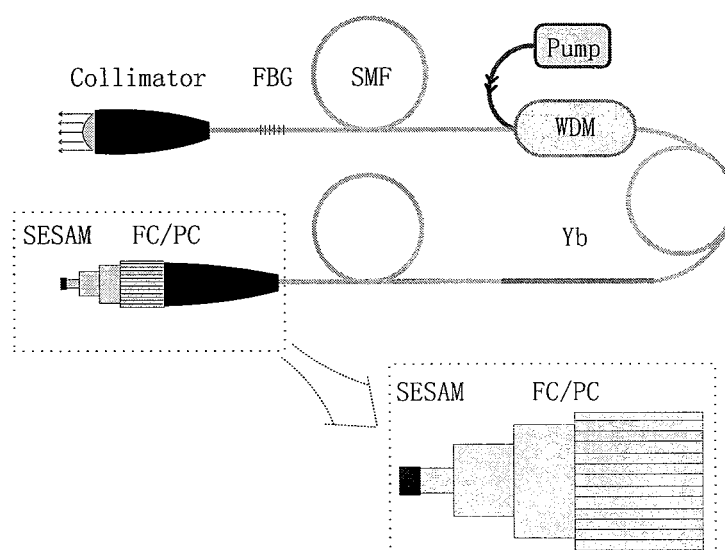


图 4.9 改进后的 30MHz 光纤激光器结构图

WDM: 波分复用器, SMF: 单模光纤, Yb: 掺镱单模增益光纤, SESAM: 半导体可饱和吸收体

将连接好的光纤激光器平整的放在实验台上，打开电源，当激光器的泵浦功率达到 60mW 时，从示波器我们可以观察到锁模脉冲的建立，锁模波形图和光谱图如下，此时的输出功率是 6mW，泵浦光-信号光的转化效率为 10%，重复频率 33MHz，脉冲能量 0.18nj，从光谱中我们可以发现锁模刚建立时的脉冲的中心波长为 1064.95nm，此时的光谱宽度是 0.11nm，此时如果降低泵浦功率我们会发现锁模脉冲序列并不会消失，但当泵浦功率下降到 45mW 脉冲失锁，

此时重新增加泵浦功率，当泵浦功率达到 60mW 时锁模脉冲序列再一次建立。

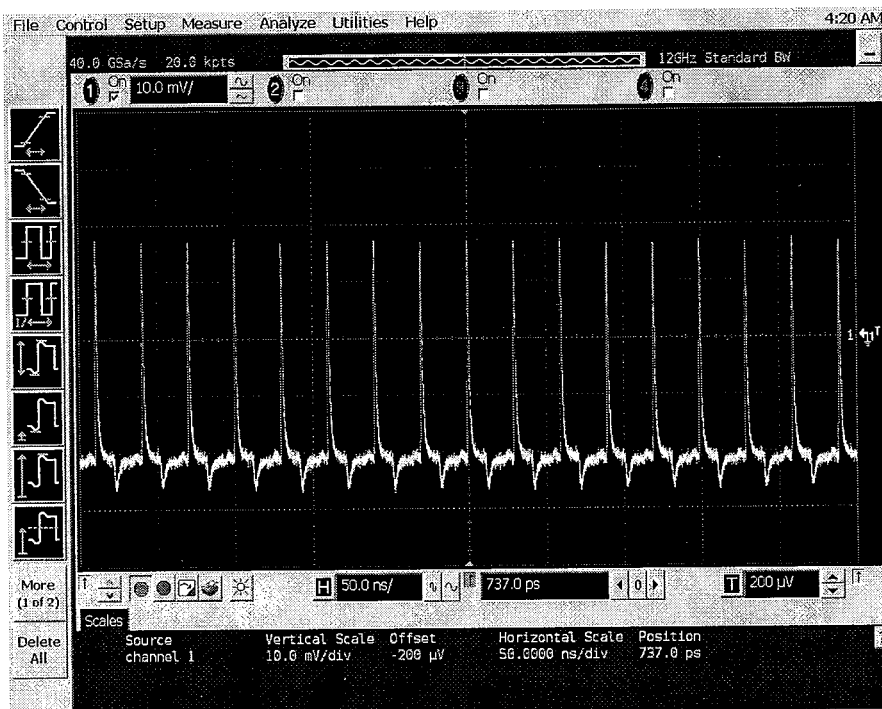


图 4. 10 在泵浦功率 60mW 时的锁模波形图

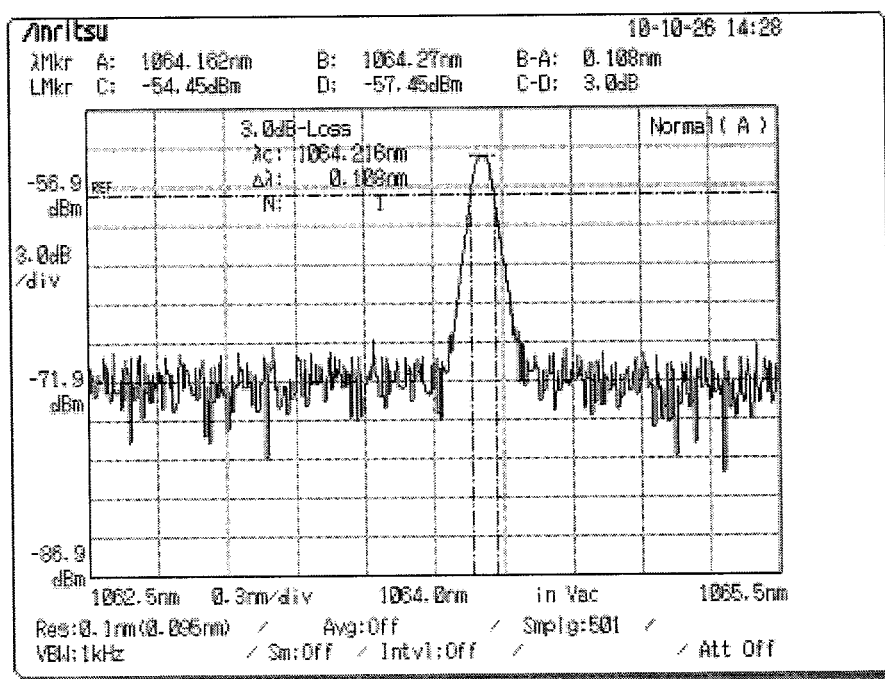


图 4. 11 在泵浦功率 60mW 时的锁模光谱图

继续增加泵浦功率，随着泵浦功率的增加通过示波器我们看见锁模脉冲序列相应升高，在此过程当中有一个实验现象值得一提，随着泵浦功率的升高有时会出现失锁的现象，此时轻轻触动实验台上的光纤便可恢复锁模，并且在下

面的功率图中我们可以发现在失锁点处的泵浦光-信号光的转化效率是有一个跳跃性变化的，这种状态一直持续到 246mW，在 246mW 后示波器上面出现了多脉冲的现象，出现多脉冲之前的锁模状态如下图所示：

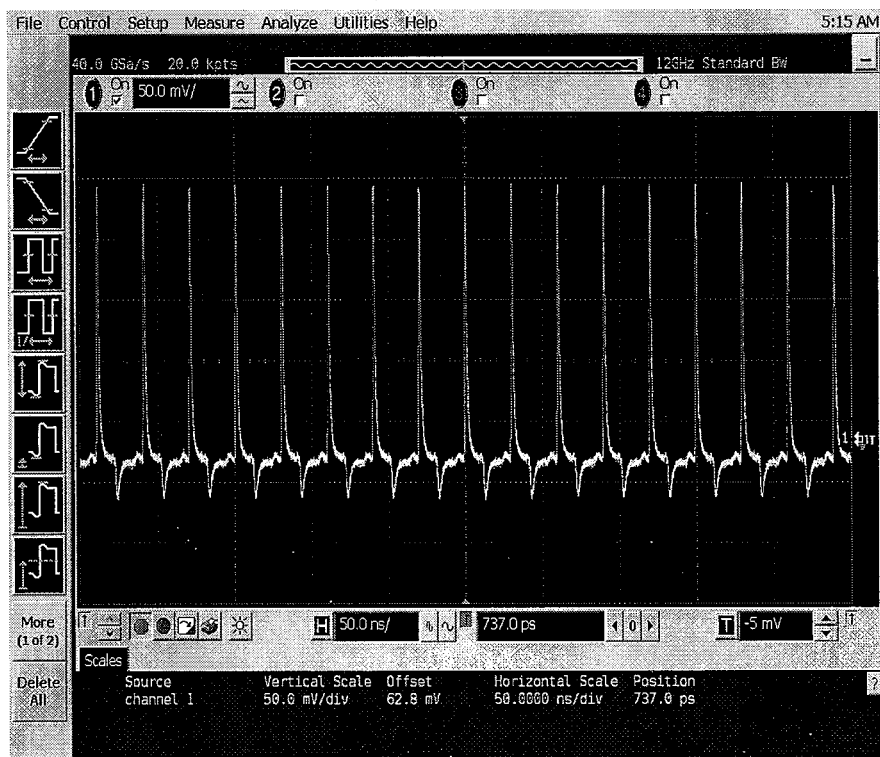


图 4. 12 在泵浦功率 240mW 时的锁模波形

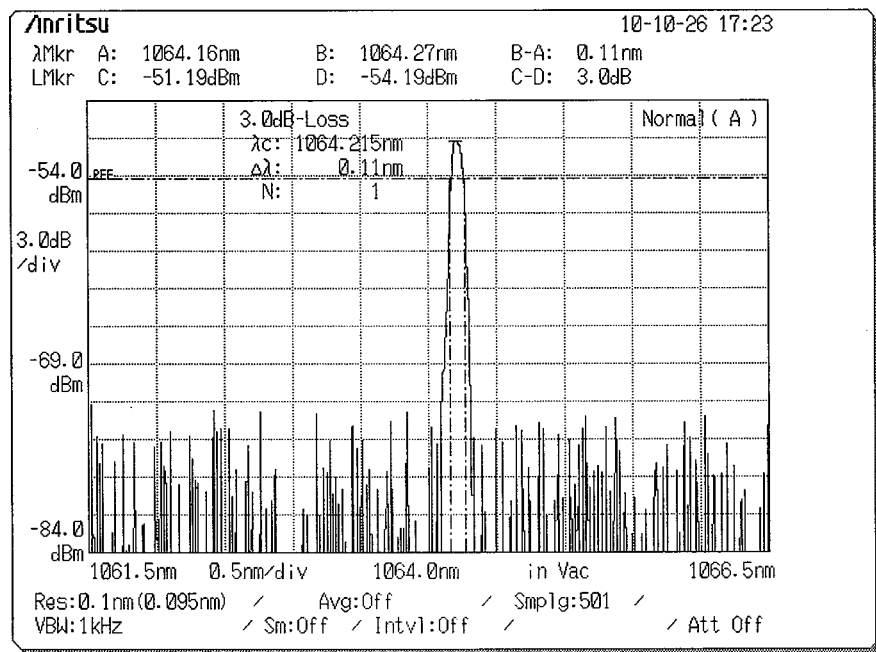


图 4. 13 在泵浦功率 240mW 时的锁模光谱图

此时通过光谱仪我们发现锁模脉冲的中心波长是 1064.2nm，谱宽是 0.11nm，锁模脉冲分裂之前输出功率是 34.5mW；

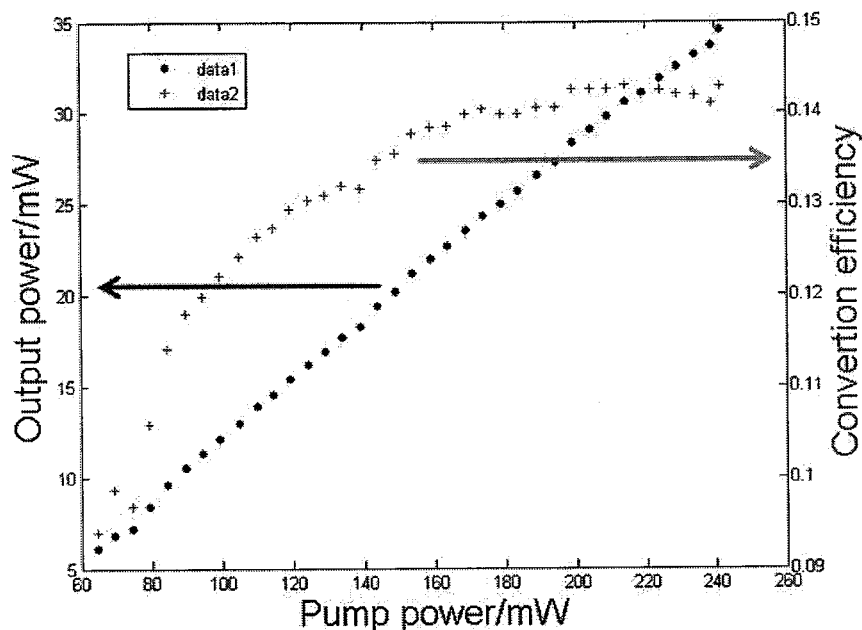


图 4. 14 泵浦光-信号光转化效率

由上述的泵浦光-信号光转化效率图我们可以发现，在泵浦功率 80mW、140mW 和 200mW 处泵浦光-信号光转化效率有一个跳跃性的变化，通过示波器的观察我们发现在这三种情况下激光器失锁，但是轻轻触动实验台上的光纤后激光器又恢复锁模，目前针对这一实验现象我们还没有找到合理的原理来解释，这在后续的工作当中将继续研究。

前面我们提到当泵浦功率达到 246mW 时，从示波器上可发现锁模脉冲分裂，分裂后的脉冲波形图和光谱图如下所示，此时光谱的中心波长是 1064.29nm，带宽 0.13nm，对于锁模脉冲分裂的原因分析将在下面的实验中进行仔细论述。

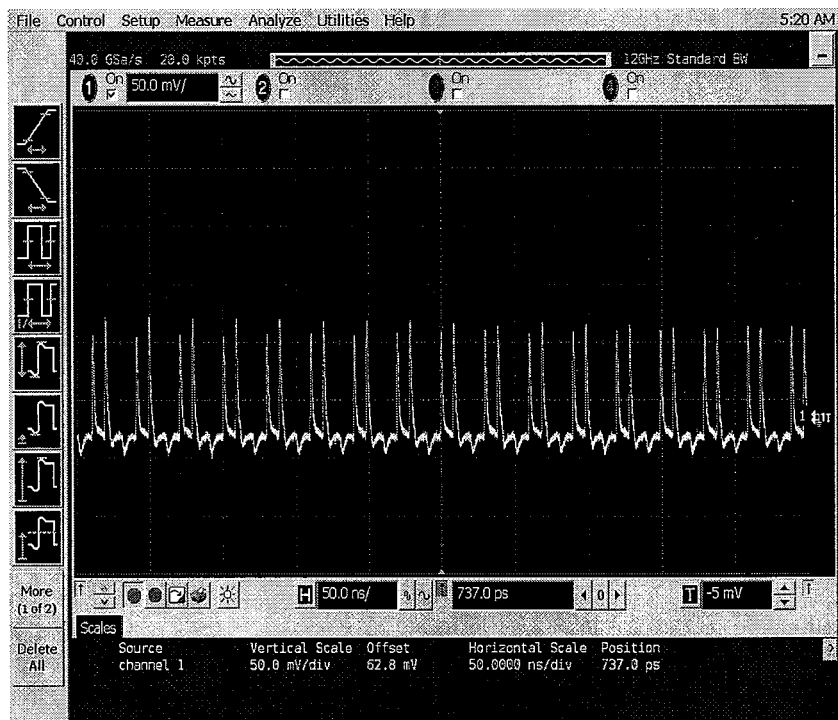


图 4. 15 泵浦功率 246mW 时锁模脉冲分裂波形图

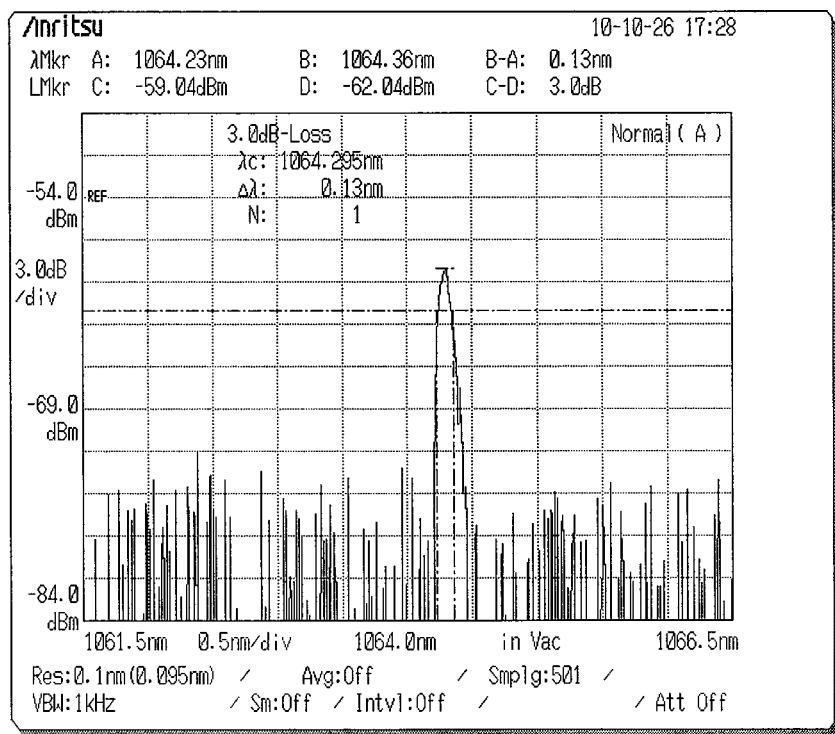


图 4. 16 在泵浦功率 246mW 时锁模脉冲分裂光谱图

通过上述光谱仪所展示的光谱图我们可以发现，锁模后的脉冲光谱呈现高斯形，但从光谱脉冲两翼的形状我们可以发现，脉冲的上升沿和下降沿存在一个缓慢的上升和下降过程，而实验当中我们选用的光纤光栅的带宽较窄，其目

的是想实现对腔内纵模的窄带滤波，结果会是光谱仪上的脉冲具有比较陡的上升沿和下降沿，但从实验结果来看此款光纤光栅并没有很好的实现这一作用，根据时间带宽积我们知道，光谱越宽的话会导致脉宽越大，所以在这种情况下会增加脉冲的宽度，为了验证此次结果我们利用自相关仪检测了脉冲的宽度，自相关波形如下所示：

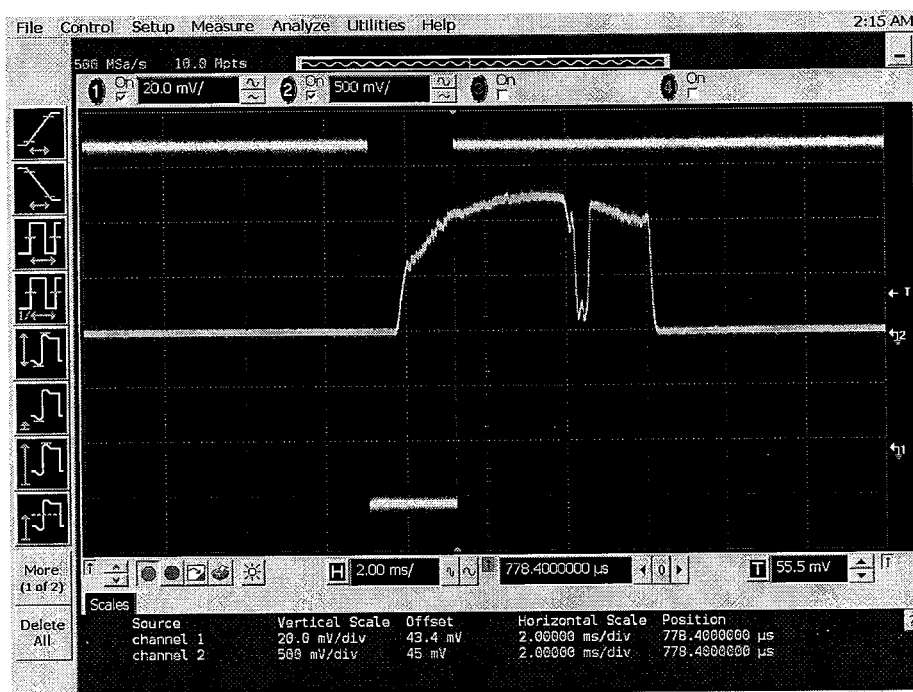


图 4. 17 采用反射率 50%光纤光栅得到的自相关波形

通过高斯形自相关脉冲宽度的计算得知，此次得到的锁模脉冲宽度大于 20ps，而正确值应该在 15ps 左右，所以我们可以肯定实验中用到的光纤光栅没有实现预期的窄带滤波作用，为了验证这一实验结论我们选用另一款光纤光栅来搭建光路，与前一款光纤光栅不同的是此款光纤光栅采用了腔内 40%的反射率，不过这并不会给光谱带来什么影响，只是会影响输出光的平均功率，在重新搭建好光路后打开电源，发现此时在泵浦功率达到 60mW 时无法实现锁模，继续增加泵浦功率当泵浦功率达到 100mW 时可以实现稳定的锁模。

针对这一改变我们认为是因为腔内采用了较低折射率的光纤光栅造成的，因为与之前的光纤光栅相比反射率降低了 10%(第一款光纤光栅的腔内反射率是 50%)，腔内反射率的降低对于谐振腔来讲就是增加了腔内的损耗，因此为了克服这一新引入的腔内损耗，泵浦功率就需要提供更多的能量来启动腔内纵模克服腔内损耗，所以现在的谐振腔的锁模阈值与之前相比有所提高。

利用自相关仪测量了新的谐振腔的自相关脉冲宽度，自相关脉冲如下所示，经过计算得知脉冲宽度为 15ps，经过连续不间断的 60 个小时的观察锁模脉冲依然稳定。

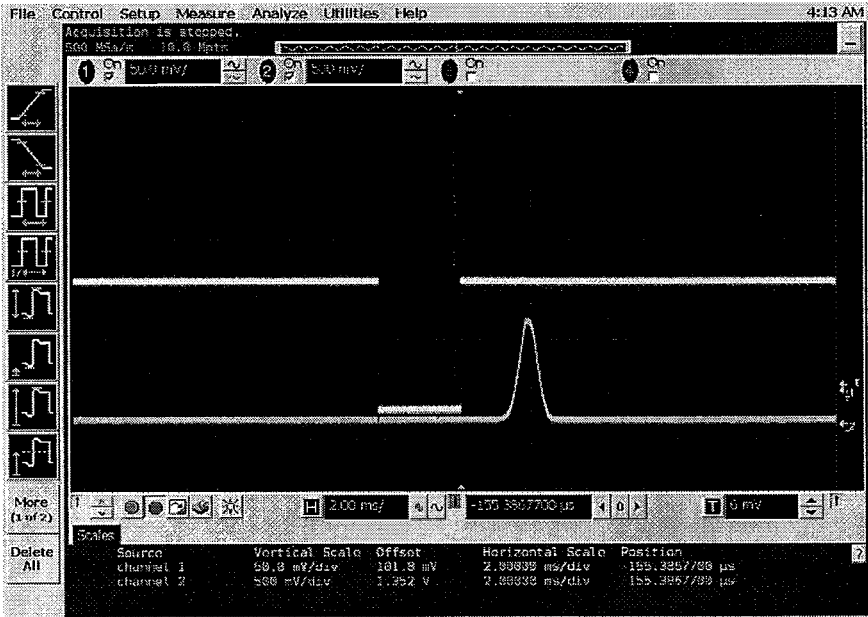


图 4. 18 采用反射率 40%光纤光栅得到的自相关波形

在本章中我们介绍了一款掺铒全光纤皮秒激光器，利用不同参数的光纤光栅进行了实验，并对实验现象进行了对比，针对主要结果进行了分析，对于腔内反射率 50%的光纤光栅，激光器输出 30mW，重复频率 30MHz，由于采用的 SESAM 饱和通量较低从而实现了 60mW 的锁模阈值，但由于光纤光栅制作工艺的缺陷导致了锁模脉冲的宽度大于 20ps；利用腔内反射率 40%的光纤光栅，激光器实现了脉冲宽度 15ps，由于腔内反射率的降低导致了锁模阈值的提高，针对此实验现象我们给出了分析。

第五章 重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

通过上述的实验我们发现在泵浦功率达到 246mW 时光纤激光器锁模脉冲发生了分裂， 为了更加深入的研究这一实验现象， 我们对上述的光纤激光器结构做出了相应调整。

在上述实验的基础上，增加了腔长降低了锁模脉冲的重复频率， 以便提高锁模脉冲的单脉冲能量， 这样可以更好的分析上述实验当中的遇到的由于泵浦功率提高导致的锁模脉冲分裂的现象， 通过对 1064nm、17MHz 的光纤激光器锁模实验的观察发现， 锁模脉冲产生的新的锁模序列是从第一个锁模序列中分裂出来， 在继续增加泵浦功率后， 在第一个锁模序列中还会分裂出第三个锁模序列， 跟据这一现象我们认为是 SESAM 过度饱和， 经过查阅文献目前针对锁模的多脉冲基本归于两点原因：

1.SESAM 过度饱和：泵浦功率升高会增加腔内脉冲能量， 根据 SESAM 的饱和吸收特性脉冲的能量越高会导致 SESAM 对相应波长的反射率升高（本实验是针对 1064nm）， SESAM 反射率升高就相当于 SESAM 此时已经过度饱和， 当 SESAM 上的脉冲能量密度是饱和通量 F_{sat} 的多倍时， SESAM 对单脉冲和双脉冲的识别能力降低， 便会造成脉冲的分裂， 此时如果能增大 SESAM 上光斑的面积则会有效的降低 SESAM 上的能量密度， 进而防止多脉冲的形成， 但对于全光纤结构的 SESAM 的耦合方式这显然是不行的（SESAM 已完全耦合在 FC/PC 端口， SESAM 上光斑面积固定）；

2.增益带宽的限制：增益带宽的限制也趋于选择多脉冲， 原因来自于多脉冲性质， 产生的多脉冲脉冲宽度变宽， 光谱变窄， 功率降低， 脉宽较大的脉冲对增益介质的能量提取能力要高于短脉冲， 所以从增益带宽的角度也倾向于多脉冲。

通过我们对实验的观察， 可将超短脉冲光纤激光器锁模脉冲分裂划分为三个阶段：

5.1 稳定锁模阶段

首先，在第一个锁模序列稳定后继续增加泵浦功率，会导致这个锁模序列功率的升高，如图 5.1 所示，此时是因为 SESAM 还没有完全饱和，随着泵浦功率的升高锁模序列中所包含的所有相位锁定的纵模功率也都会升高，通过示波器我们可以观察到锁模脉冲的后沿有一个小的背底，利用光谱仪可确定为是在 1065.2nm 附近的纵模导致的，如果后续实验条件允许的话通过滤波然后用示波器观察看是否消除了脉冲后沿的背底；

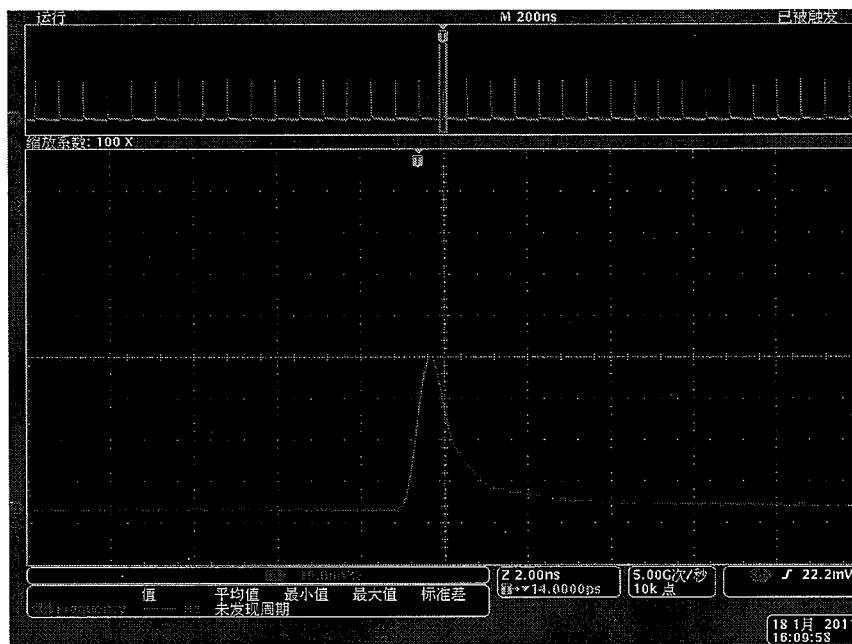


图 5.1 在泵浦功率 77.03mW 时锁模脉冲波形

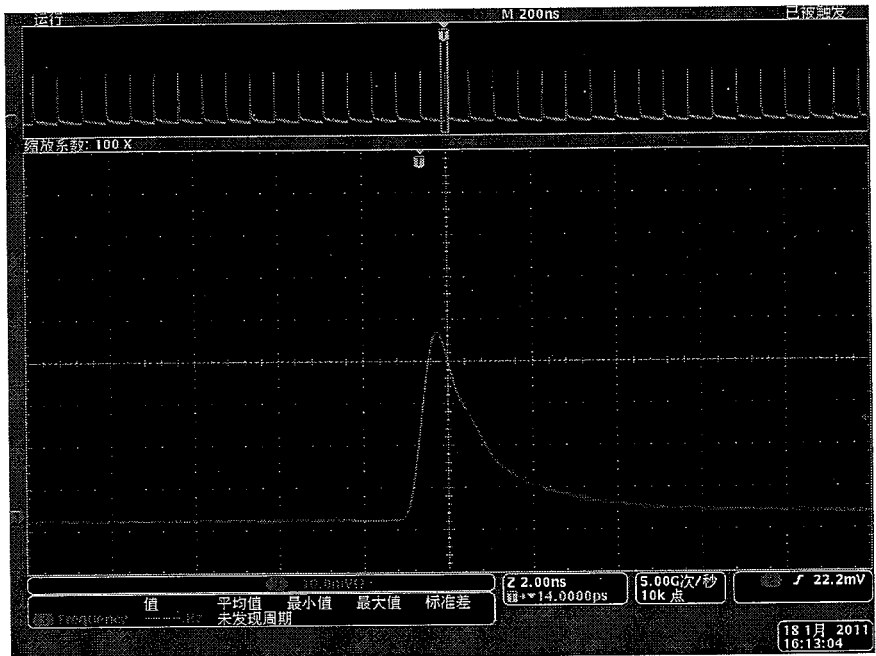


图 5. 2 在泵浦功率 104.32mW 时锁模脉冲波形

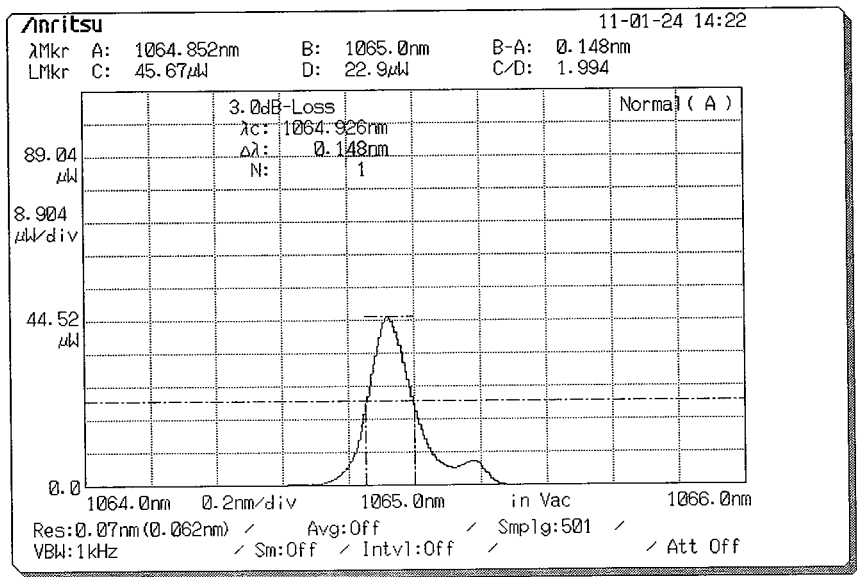


图 5. 3 在泵浦功率 77.03mW 时锁模脉冲光谱图

5.2 SESAM 对主波长过度饱和阶段

其次，当锁模序列功率升高到一定程度，主峰便不再升高，而脉冲后延纵模升高变的明显，甚至随着泵浦功率的提高锁模脉冲的主峰还会有所降低，根据我们的分析这主要是因为 SESAM 对锁模脉冲主峰处的波长已经完全饱和，SESAM 针对此波长的反射率已经达到最大，所以即使外界提供更多的能量（加

大泵浦功率)也不会对这一波长产生增益(因为存在其他波长对增益的提取更强烈),但外界提供的过剩的能量要有更合理的去处,我们认为这些剩余的能量激发了锁模脉冲后沿当中的纵模,通过光谱图我们可以发现在 1065.2nm 附近的峰值变高,并且在与主峰之间的区间脉冲原本光滑的两端开始出现毛刺,这些都预示着腔内激发出了新的纵模,这些纵模能量升高后会使 SESAM 针对此波长饱和加深,近而在原有锁模基础之上又将会激发出一列新的锁模序列,此物理过程相当于过多的能量导致了 SESAM 饱和吸收作用的细化(针对多个波长深度饱和);

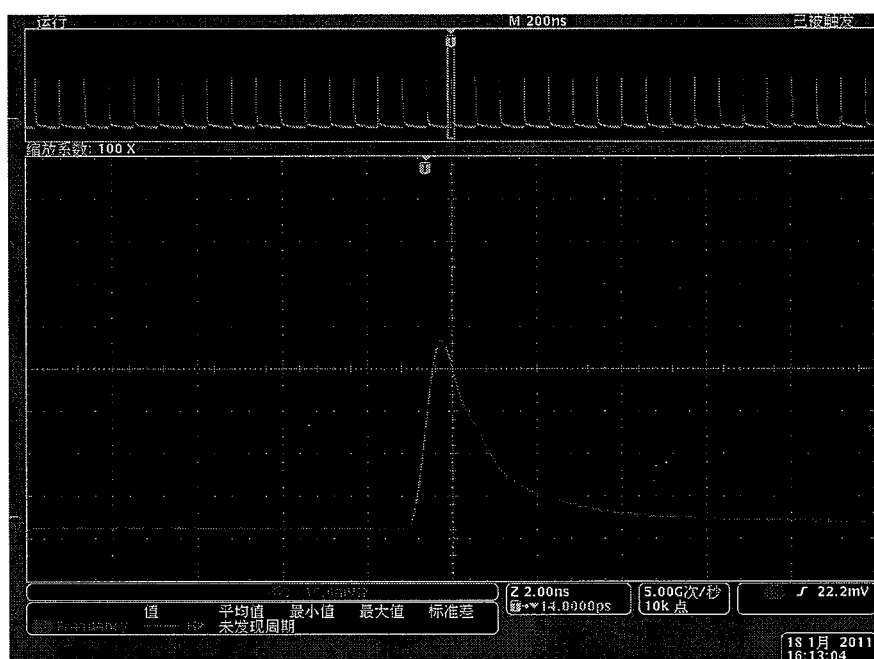


图 5. 4 在泵浦功率 104.32mW 时锁模脉冲波形

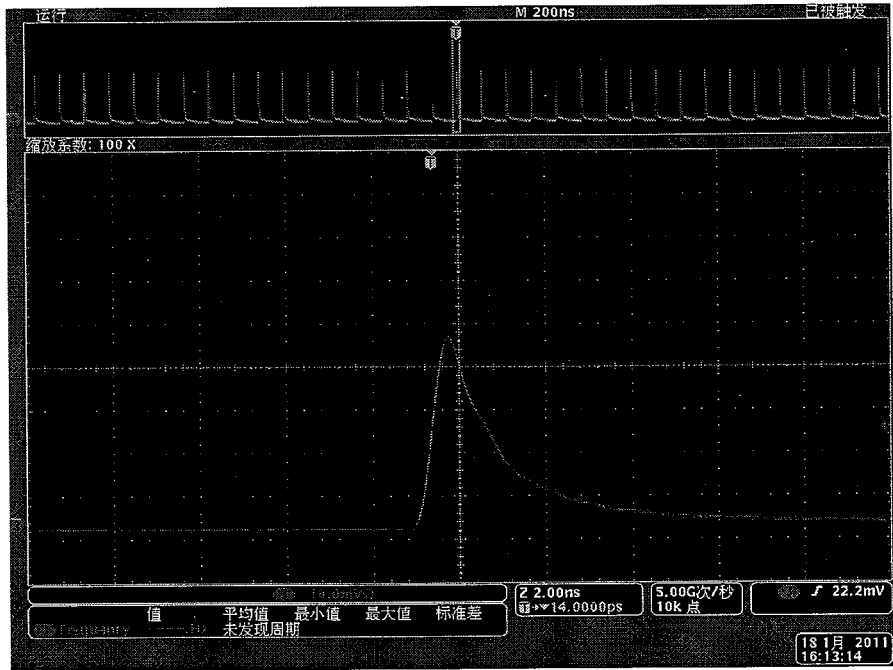


图 5. 5 在泵浦功率 106.76mW 时锁模脉冲波形

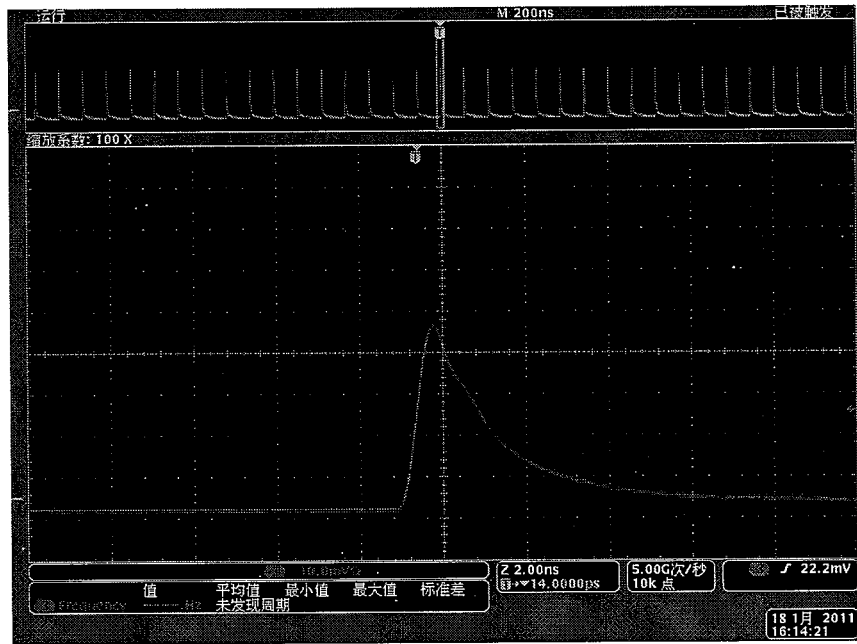


图 5. 6 在泵浦功率 118.12mW 时锁模脉冲波形

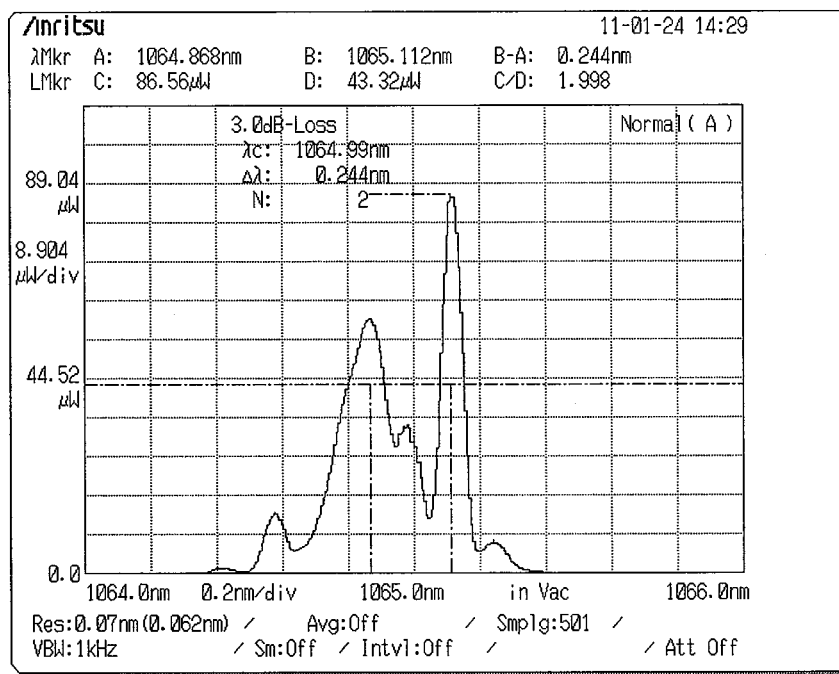


图 5. 7 在泵浦功率 118.12mW 时锁模脉冲光谱图

5.3 锁模脉冲分裂阶段

再次，当泵浦功率继续升高，一直到 121.56mW 时，便会从每个锁模脉冲中分裂出一个脉冲，从而在示波器上可以观察到两套锁模序列。原有的脉冲和新的脉冲时间间隔 7ns，并且这个时间间隔稳定；在脉冲能量方面，两套锁模序列的脉冲能量比未分裂时锁模序列要小，针对此现象我们认为，对于一个稳定的锁模序列，在继续增加泵浦功率的过程中，锁模脉冲的主峰已基本稳定，而脉冲后延的纵模继续提取过剩的泵浦能量，这一物理过程将直接打破原有锁模序列当中各纵模的相位稳定，因为我们知道锁模脉冲的任意相邻纵模间的相位差要保持为常数，而当一个脉冲所包含的纵模能量的上升不同步的话，则会导致对应波长折射率的变化不同，进而导致了不同纵模的相位的变化，这种相位的变化势必会破坏原有锁模脉冲纵模间已经建立的相位稳定关系，所以当部分纵模的能量上升过高时便会建立起一个新的相位稳定条件，既新的锁模序列的产生，7ns 的时间间隔代表了两套锁模序列在时间上的间隔，也可以理解为驻波在腔内共振引起的两个主峰的间隔。

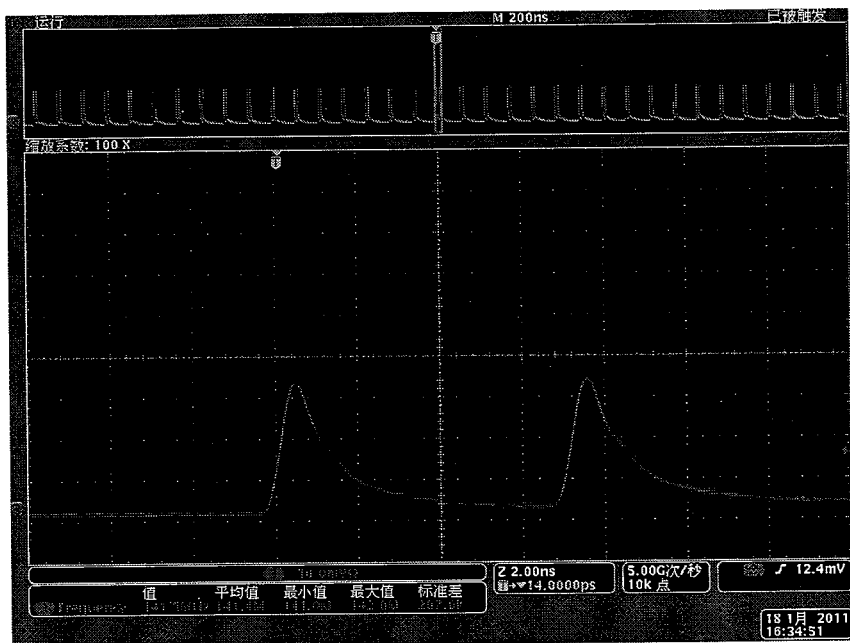


图 5. 8 在泵浦功率 121.56mW 时锁模脉冲波形

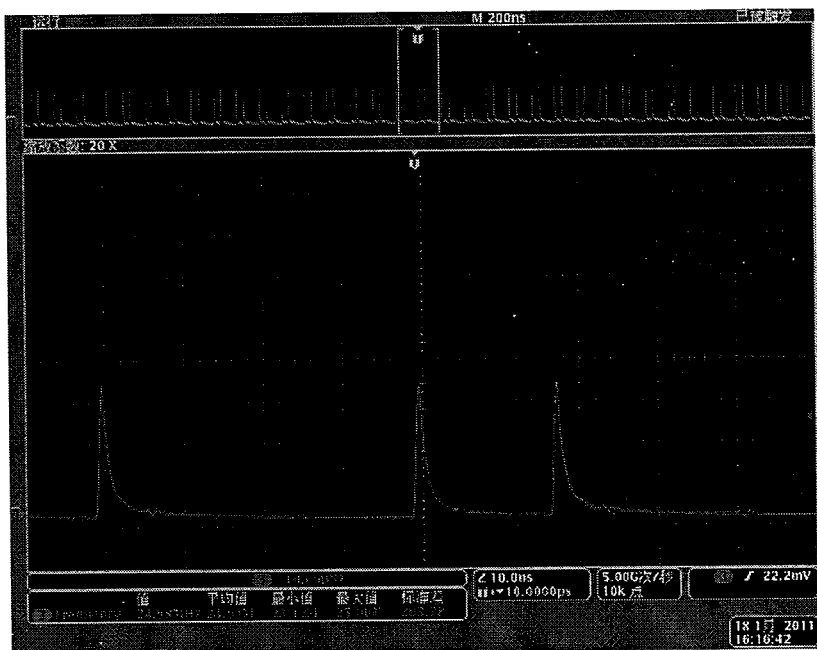


图 5. 9 在泵浦功率 121.56mW 时锁模脉冲波形

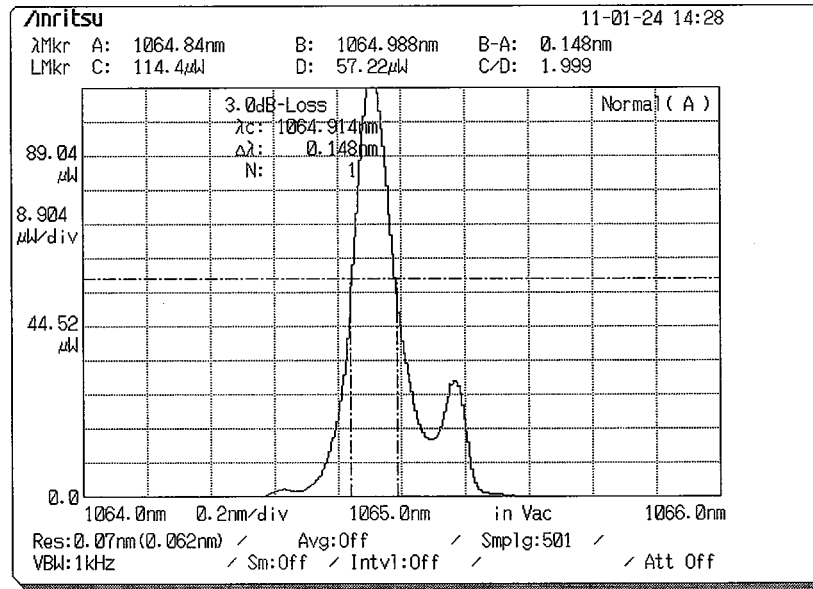


图 5. 10 在泵浦功率 121.56mW 时锁模脉冲光谱图

继续增加泵浦功率，此时两套锁模序列功率不会升高，反而随着泵浦功率的增加锁模序列的峰值会降低，并且增加的泵浦功率如同前面提到的分配到了每个锁模序列当中的所包含的小脉冲的后延纵模当中，当这些纵模对能量的提取逐渐升高到破坏了此时的纵模间稳定的相位关系时便会从现有的锁模序列当中分裂出新的锁模序列，从实验中我们观察到当泵浦功率达到 196.58mW 时，从最早的锁模序列中会再次分裂出一个锁模序列，此时在示波器上我们可以观察到三个锁模序列；但在实验中我们发现第二个锁模序列和第三个锁模序列的出现是随机的，或者说是没有固定的先后顺序，有时在泵浦功率升高的过程当中是第三个锁模序列先出现，而第二个锁模序列随着泵浦功率的继续升高会随后出现；

当第三个锁模序列先出现时第一个锁模序列和第三个锁模序列的时间间隔是 18ns，继续增加泵浦功率当第二个锁模序列从第一个锁模序列中分裂出来后，第一个锁模序列和第三个锁模序列的时间间隔增加到 21ns，此时第一个锁模序列和第二个锁模序列的间隔是 7ns，针对 18ns 到 21ns 这一物理过程，我们认为是在随着泵浦功率继续增加的过程导致了第二个锁模序列出现，这一物理过程降低了原有的两个锁模序列的峰值，导致了脉冲能量的降低，所以改变了之前的相位关系，因此从示波器上可以观察到锁模序列间隔的变化。

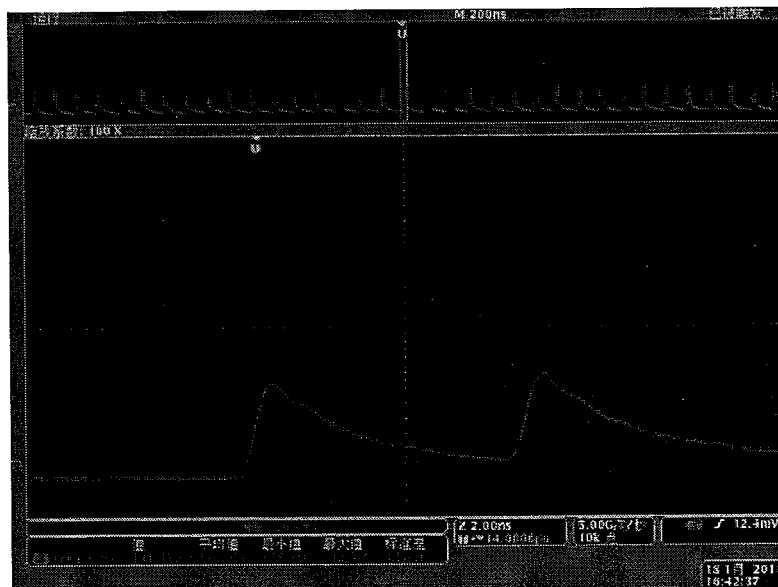


图 5. 11 在泵浦功率 189.07mW 时锁模脉冲波形

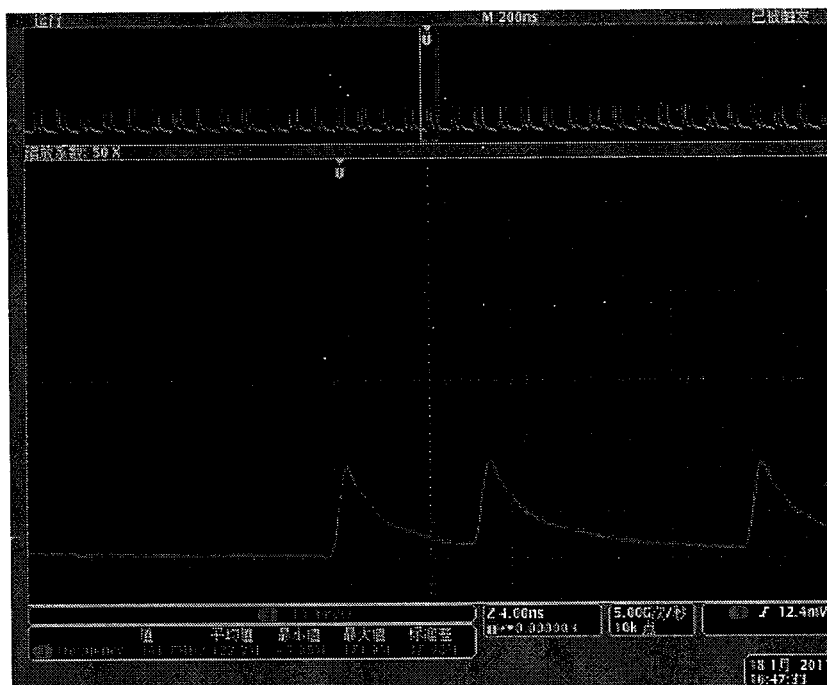


图 5. 12 在泵浦功率 196.58mW 时锁模脉冲波形

5. 4 锁模脉冲分裂前后自相关波长测量

前面提到增益带宽的限制：增益带宽的限制也趋于选择多脉冲，原因来自于多脉冲性质，产生的多脉冲脉冲宽度变宽，光谱变窄，功率降低，脉宽较大的脉冲对增益介质的能量提取能力要高于短脉冲，所以从增益带宽的角度也倾向于多脉冲。为了验证上述的锁模脉冲宽度的变化我们测量了锁模分裂前后的

自相关波形， 如下

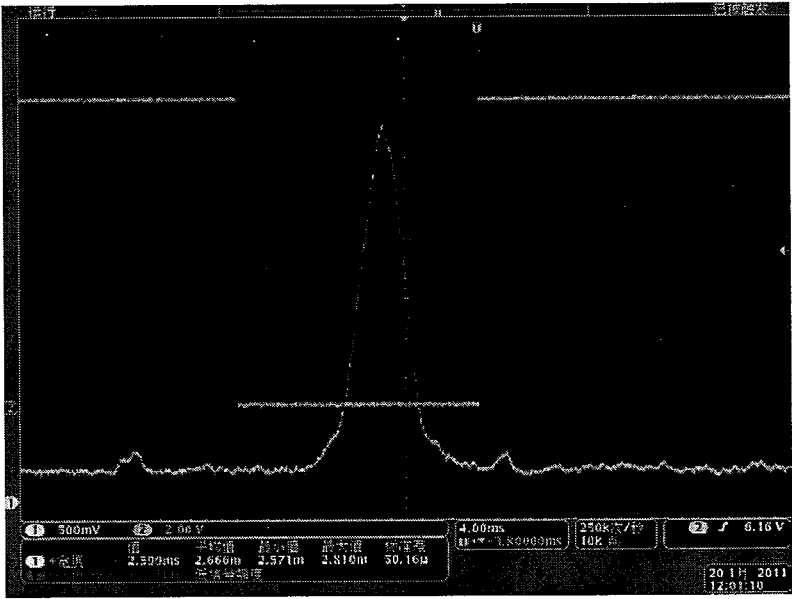


图 5. 13 锁模脉冲分裂前的自相关脉冲 15.4ps

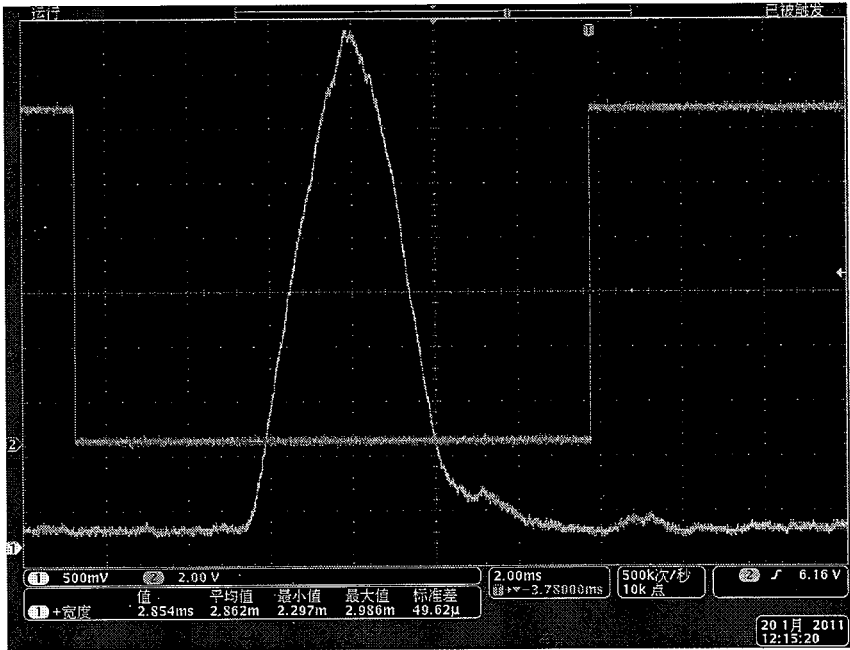


图 5. 14 锁模脉冲分裂后的自相关脉冲 16.5ps

在锁模脉冲没有分裂之前， 测量脉宽为 15.4ps， 左右平移自相关仪调节旋钮可发现在脉冲的上升沿和下降沿存在一个小的台阶， 针对这以物理现象我们现在还没有办法解释， 这在后续的工作中将继续研究。在锁模脉冲分裂后我们也测量了自相关波形， 测量脉宽显示为 16.5ps， 这也正验证了 U.Keller 等人对于锁模激光器锁模脉冲的结论。

综上所述， 为了在实验中避免产生多脉冲现象我们应该从两方面考虑， 一

是要提高 SESAM 表面上的光斑面积，这样会有效的降低单位面积上的能量，本实验中我们采用了饱和通量较低的 SESAM，这样注定会导致单位面积上的能量较小，因此当 SESAM 上单位面积的光能量超过饱和通量的 5 倍或者更高时便会引起锁模脉冲的分裂产生多脉冲现象；第二种避免多脉冲的方法是提高 SESAM 的饱和通量，这样即便 SESAM 上的光斑面积较大也容易引起锁模脉冲分裂，但上述的两种方法都会相应的提高锁模阈值，在后续的实验我们将会利用不同参数的 SESAM 在进行实验的对比。

第六章 重频 100KHz 超短脉冲光纤激光器的研制

目前, 大功率的皮秒激光器在工业加工尤其冷加工方面扮演着重要的角色, 并且对于非线性效应等科学研究和激光测距方面都有很多的应用, 因此高度稳定, 结构紧凑的前端种子激光器被各国研究者广为研究, 并且由于稳定性高以及调试难度低等优点, 种子激光器采用光纤激光器已经引起了科研工作者的广泛关注。

对于高灵活性、高速运转的材料加工激光器, 一般工作在重复频率是千赫兹, 而传统的激光器, 重复频率一般是兆赫兹, 所以工作前需要用普克盒或声光调制器来将重复频率降低至千赫兹。上述的两种方法可以很好的降低激光器的重复频率, 使其正常工作, 但因为其自身设计因素, 也有一系列的缺陷。例如, 普克盒一般需要工作在较高电压状态下 (4000 V), 工作时可能会导致其他器件处于高电压状态; 声光调制器会极大的降低种子激光器的功率并且在工作当中会产生压电效应等。因此, 直接工作在千赫兹的低重复频率运转的激光器因为可以解决这些棘手的问题, 而成为研究方向的新趋势。同时, 将低重复频率还可提高单脉冲能量。世界上许多组有先后做过这方面研究报道, 例如美国麻省理工学院 Fujimoto 教授组在 1999 年于 Optics Letters 上就发表关于固体激光器的此类文章。然而, 固体激光器一般需要非常严格的耦合, 对损耗也相对敏感, 从整体而言, 工作需要水冷等因素使其在生物, 材料等领域使用时便携性受到很大的局限性, 所以光纤激光器脱颖而出。首先报道出来的是环形腔光纤激光器, 如美国康奈尔大学 Wise 教授组, 然而环形腔主要依靠非线性偏振旋转锁模, 所以需要耗费大量的时间, 同时其环境的稳定性也降低, 失锁后很难再次恢复锁模, 从而增加了调试时间工作并且也增大了调试的难度。因此在本章节中我们采用线性腔的方式来研究低重复频率下光纤激光器的锁模工作状态, 实验的光路图如下

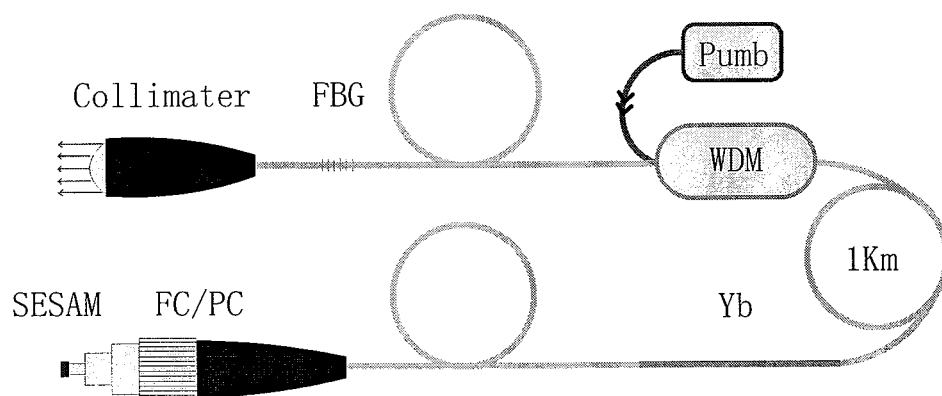


图 6.1 重频 100MHz 光纤激光器结构图

按照上述光路图连接光路，打开电源，发现用示波器无法观察到锁模，并且在增加泵浦功率过程中调 Q 现象也没有出现，此时用肉眼观察增益光纤部分，没有观察到泵浦导致增益光纤产生的绿光，此时可以认为是增益光纤部分泵浦能量不够，因此可以肯定 1Km 的单模光纤将泵浦光的能量全部吸收掉了，所以没有泵浦光进入增益光纤，对上述光路图进行调整，让泵浦光进入 WDM 后首先进入增益光纤，调整后的光路图如下：

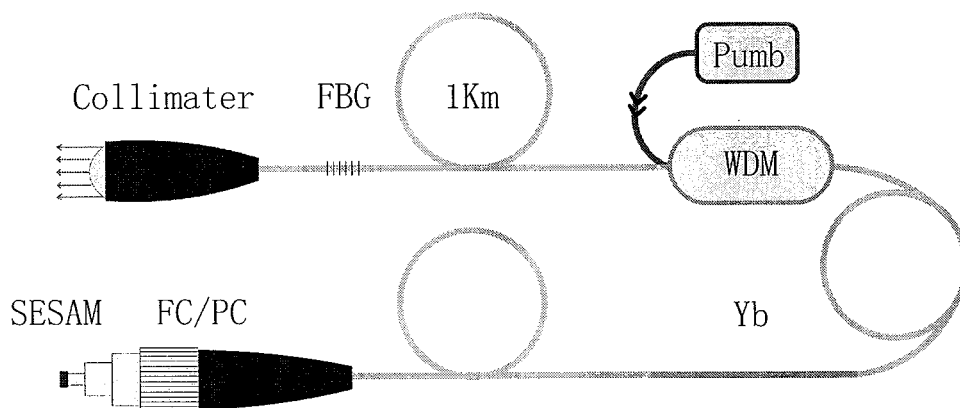


图 6.2 调整后的重频 100MHz 光纤激光器结构图

按照上述光路图连接好光路，打开电源，此时发现在 40mW 时可用探卡探测到出光，继续增加泵浦功率，在此过程当中调 Q 现象没有明显的出现，即时在最大泵浦功率 500mW 时也没有观察到锁模，此时用光谱仪观察出光情况，如下图，可发现中心波长 1065nm 附近出现了尖峰，对于上述无法锁模的现象我们认为主要是因为采用了全正色散的腔形，此时即时腔内形成了不同纵模间

的相位锁定，但是由于腔内的正色散较大锁模脉冲也会由于色散的作用的而导致脉冲的展宽，为了解决这一问题腔内应该引入色散补偿元件来补偿腔内 1Km 光纤引入的色散，对于这一实验我们将在后续的工作中进行。

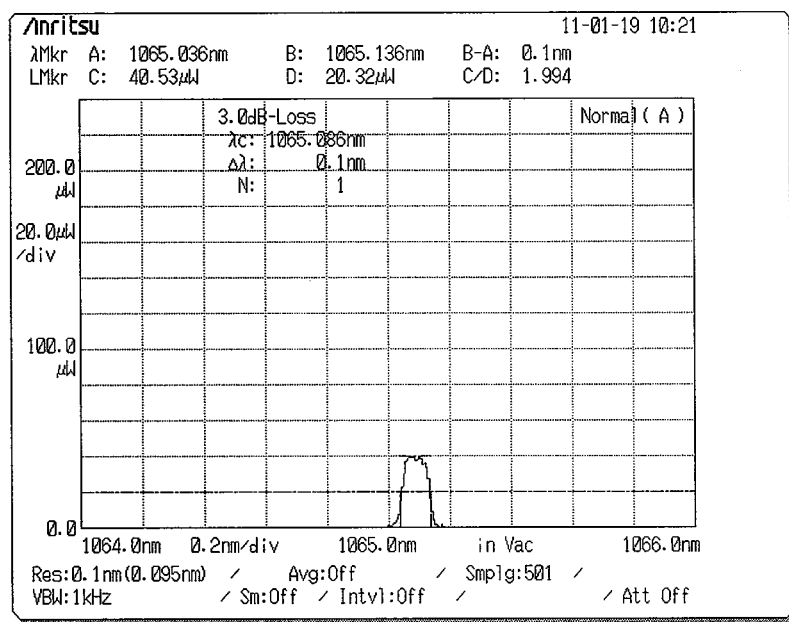


图 6. 3 激光直流光谱图

综上所述，我们知道采用线性腔全正色散的方式无法实现稳定的 100KHz 的锁模，为了解决这一问题，除了上述我们所说的主动调制的方式还可以在腔内引入色散补偿元件来补偿腔内的正色散，但此时色散补偿量需要精确的计算。

全文总结和未来实验计划

第一章 绪论

简要介绍了超短脉冲激光器的概念、锁模光纤激光器的国内、外发展状况。

第二章 实验的基本原理

介绍了锁模的基本原理、光纤激光器的锁模方式、不同锁模方式的优缺点。

第三章 光纤激光器结构介绍

介绍了实验中主要的实验器件：SESAM、增益光纤和光纤布拉格光栅

第四章 重频 30MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 30MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对研制的光纤式 SESAM 进行了介绍，对实验的结果进行了分析。

第五章 重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对锁模脉冲的分裂做出了理论分析。

第六章 重频 100KHz 超短脉冲光纤激光器的研制

介绍了重频 17MHz 超短脉冲光纤激光器的腔形结构，对采用全正色散这种实验方案进行了理论分析，指出了其不适合制作低重复频率的原因。

第七章 全文总结和未来实验计划

针对上述 30MHz 以及 17MHz 的腔形，使其作为光纤激光器的种子源，后端加入光纤式预防大和功率放大部分，使其达到全光纤结构平均功率 10W 稳定输出。