



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

硕士学位论文

基于相移光纤光栅和半导体光放大器的窄线宽环形腔激光器
稳定性研究

作者姓名: 施 展

指导教师: 陈迪俊 研究员

中国科学院上海光学精密机械研究所

学位类别: 工学硕士

学科专业: 光学工程

培养单位: 中国科学院上海光学精密机械研究所

2018 年 6 月

Research on the Stability of Narrow Linewidth Ring Lasers
Based on Phase Shift Fiber Grating and Semiconductor Optical
Amplifier

A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Science in Engineering
in Optical Engineering

By
Shi Zhan
Supervisor : Professor Chen Dijun

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics
Chinese Academy of Sciences

June 2018

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士学位论文

论文题目 基于相移光纤光栅和半导体光放大器的
窄线宽环形腔激光器稳定性研究

专 业 光学工程

研究生姓名 施展

导师姓名 陈迪俊

研究生入学时间 2015 年 8 月

2018 年 6 月 1 日

中国科学院大学

研究生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的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对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或致谢。

作者签名：施展

日期：2018.6.6

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该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、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：施展

日期：2018.6.6

导师签名：

日期：2018.6.11

摘 要

高稳定性的窄线宽激光光源在相干通信、空间冷原子钟、高精度长距离干涉测量和精密光谱测量等前沿基础科学和高技术领域有着重要和广泛的应用。为了实现窄线宽激光输出,本文提出了一种基于相移光纤光栅的窄线宽激光器技术,使用相移光纤光栅作为窄带滤波器,利用半导体光放大器作为增益介质,实现了一种窄线宽的环形腔光纤激光器,得到了波长为 1548.65nm、线宽为 1.8KHz 的单频窄线宽激光输出。同时在测量输出激光的特性过程中,发现了一种奇特的不稳定现象,在电流增加时输出功率和波长漂移会产生不稳定现象,同时激光器也会处于多纵模运转的状态,文章对此不稳定行为进行了定性解释,并且通过对比实验证明这种不稳定性是由光热效应导致的。主要内容如下:

1、基于相移光纤光栅,搭建了一套光纤环形腔激光器系统,利用了半导体光放大器作为增益介质,将相移光纤光栅插入环形腔作为腔内滤波器选出单纵模,实现了激光的单频输出,输出洛伦兹线宽为 1.8KHz,波长 1548.65nm,功率可到 6mW 以上。

2、对激光器的稳定性进行了研究,在测量激光器输出特性时,发现了一种奇特的不稳定现象。输出光功率随着电流或者温度的增加或者减少在多个状态之间来回跳变,同时激光器也会处于多纵模运转状态。本文对该现象进行了分析,后续通过对比实验,证明了这种现象是由于相移光纤光栅的光热效应所产生的,减弱光热效应会对稳定性有所增强。同时提出了减弱光热效应的一些方法,可有效增加激光器的单频工作区域。

关键词: 相移光纤光栅, 环形腔, 窄线宽, 光热效应, 稳定性

Abstract

High-stability narrow-linewidth laser sources have important and extensive applications in the frontier basic sciences and high-tech fields such as coherent communication, space cold atomic clocks, high-precision long-distance interferometry, and precision spectroscopy. In order to achieve a narrow linewidth laser output, a narrow-linewidth laser technology based on phase-shifted fiber gratings is proposed in this paper. Phase-shifted fiber gratings are used as narrow-band filters and semiconductor optical amplifiers are used as gain media to achieve a narrow linewidth. A narrow-width ring-cavity fiber laser is realized, and a single-frequency narrow linewidth laser output with a wavelength of 1548.65 nm and a line width of 1.8 KHz is obtained. At the same time, in the process of measuring the characteristics of the output laser, a peculiar instability phenomenon was found. At high currents, the output power will produce instability, and the laser will also be in a state of multi-longitudinal mode. The article gave a qualitative explanation of this unstable behavior and demonstrated that this instability was caused by photothermal effects through comparative experiments. The main contents are as follows:

1. Based on the phase-shifted fiber grating, an optical fiber ring cavity laser system was set up. The semiconductor optical amplifier was used as the gain medium. The phase-shifted fiber grating was inserted into the ring cavity to select the single longitudinal mode as the cavity filter, the single frequency output of the laser is realized, the output Lorentzian line width is 1.8 KHz, the wavelength is 1538.65 nm, and the power can be more than 6 mW.

2. The stability of the laser was studied and it was found that when measuring the output characteristics of the laser, a peculiar instability phenomenon was found. The output optical power jumps back and forth between multiple states as the current or temperature increases or decreases, and the laser is also in multi-longitudinal mode operation. This article analyzes this phenomenon, and subsequent comparison experiments show that this phenomenon is due to the photo-thermal effect of the phase-shifted fiber grating, and that weakening the photo-thermal effect will increase the stability. At the same time, some methods for reducing the photothermal effect are proposed, which can effectively increase the single-frequency working area of the laser.

Key Words: Phase-shifted fiber grating, ring cavity, narrow linewidth, photothermal effect, stability

目 录

第 1 章 引言.....	1
1.1 窄线宽激光器的发展.....	1
1.2 光纤激光器的结构分类.....	3
1.2.1 线形腔	3
1.2.2 环形腔	4
1.2.3 布拉格光栅光纤激光器和基于饱和吸收体的光纤激光器	5
1.3 掺铒光纤激光器和 SOA 光纤激光器.....	6
1.3.1 掺铒光纤激光器	6
1.3.2 SOA 激光器.....	7
1.4 论文的主要工作	11
第 2 章 相移光纤光栅的理论基础.....	13
2.1 光纤光栅的分类.....	13
2.2 相移光纤光栅简介.....	15
2.3 相移光纤光栅的制作方法.....	19
2.4 光纤光栅的耦合模理论.....	25
2.4.1 理想正规模式展开的模耦合方程	25
2.4.2 耦合模方程的微扰解——双向模耦合	27
2.4.3 光纤光栅的耦合模方程	28
2.4.4 耦合模方程的求解——均匀布拉格光纤光栅	30
2.5 相移光纤光栅的传输矩阵.....	31
2.5.1 相移光纤光栅的传输矩阵	34
2.5.2 相移光纤光栅的时延和色散特性	35
2.6 本章小结.....	37
第 3 章 基于相移光纤光栅的环形腔激光器实验	38
3.1 实验装置.....	38
3.2 实验仪器.....	39
3.2.1 SOA 性能测试.....	39

3.2.2 相移光纤光栅的测量	45
3.2.3 滤波器特性	48
3.3 实验结果.....	48
3.4 本章小结.....	51
第 4 章 不稳定现象及分析	52
4.1 不稳定现象.....	52
4.2 现象分析.....	55
4.2.1 弛豫振荡	55
4.2.2 光热效应	56
4.3 验证光热效应对激光器输出的影响实验.....	59
4.4 结果分析.....	62
4.5 本章小结.....	63
第 5 章 总结与展望	64
5.1 总结.....	64
5.2 展望.....	65
参考文献.....	67
致 谢.....	73
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	75

图表目录

图 1.1 环形腔体结构的单频掺铒光纤激光器	4
图 1.2 多环形腔结构	5
图 1.3 布拉格光栅光纤激光器	5
图 1.4 半导体光放大器结构	7
图 1.5 EDFA 与 SOA 性能对比	8
图 1.6 半导体光放大器的原理	9
图 1.7 两个半导体光放大器串联结构	10
图 1.8 可广泛调谐的窄线宽半导体光纤环形激光器原理图	10
图 1.9 子环可微调 SOA 激光器	11
图 2.1 相移光纤光栅的结构图	15
图 2.2 相移光纤光栅等效的 F-P 腔	17
图 2.3 相移光纤光栅与等效 FP 腔透射谱对比	18
图 2.4 相移光纤光栅在光纤环形激光器中的应用	19
图 2.5 光纤布拉格光栅形成原理	19
图 2.6 全息法制作光纤光栅	21
图 2.7 相移洛埃镜刻写相移光纤光栅	22
图 2.8 相位掩模法制造光纤光栅	23
图 2.9 光纤光栅的折射率分布图示	29
图 2.10 光纤光栅的输入和输出	32
图 3.1 实验装置图示意图	39
图 3.2 SOA 外观示意图	39
图 3.3 SOA 引脚示意图	40
图 3.4 SOA 参数指标	40
图 3.5 测量功率-电流曲线光路图	41
图 3.6 SOA 的功率-电流曲线	41
图 3.7 测量 SOA 自发辐射光路图	42
图 3.8 500MA 时 SOA 自发辐射光谱	42
图 3.9 不同电流下 SOA 的自发辐射光谱	43
图 3.10 不同温度下 SOA 的自发辐射光谱	43
图 3.11 测量 SOA 的增益-波长曲线和增益-电流曲线光路图	44

图 3.12 不同波长下 SOA 增益随电流变化.....	45
图 3.13 不同波长下 SOA 的增益随温度变化.....	45
图 3.14 光纤光栅测量实验装置图.....	46
图 3.15 实验所用相移光纤光栅快慢轴光谱图.....	47
图 3.16 滤波器的光谱图.....	48
图 3.17 激光器输出单频光谱.....	49
图 3.18 不同电流对应的光谱图.....	49
图 3.19 温度上升时输出光谱图.....	50
图 3.20 激光器线宽测试结果.....	51
图 4.1 激光器的波长-电流曲线.....	52
图 4.2 电流变化时激光器输出功率变化图.....	52
图 4.3 电流增加时不同电流对应的光谱图.....	53
图 4.4 温度变化时, 激光器输出波长和功率变化图.....	54
图 4.5 时域上的激光输出.....	54
图 4.6 输出激光的滑窗傅里叶变化.....	55
图 4.7 相移光纤光栅透射峰波长与泵浦波长之间的关系.....	57
图 4.8 偏移量比较大时的光热效应.....	57
图 4.9 激光器工作区域不稳定示意图.....	58
图 4.10 不同电流下峰值点拟合曲线与 PSFBG 透射峰对比.....	59
图 4.11 贴铝片情况下波长-电流图.....	60
图 4.12 贴在铝片输出功率随电流变化曲线.....	61
图 4.13 贴在铝片时电流增加对应的光谱图.....	61
图 4.14 贴在铝片时电流减小对应的光谱图.....	62
图 4.15 贴在铝片时波长和功率随温度变化曲线.....	62
表 3.1 不同电流下 SOA 光功率.....	41
表 3.2 不同电流的输出光谱带宽.....	49
表 4.1 不同电流变化时的输出光谱带宽.....	52

第1章 引言

1.1 窄线宽激光器的发展

高稳定性的窄线宽激光光源在高精度干涉仪、高分辨率激光光谱学、激光原子冷却与冷原子钟等前沿基础科学和高技术领域有着重要和广泛的应用需求。发展各种窄线宽激光器技术,提高激光器的稳定性,是近年来国际上激光技术领域最活跃、最热门的研究方向之一。目前包括固体激光器^[1]、光纤激光器、半导体激光器^[2]等激光器均可实现 KHz 量级^[3]的稳定输出,而基于超稳高精度法布里-珀罗腔的 PDH 稳频技术可以将激光线宽压缩至小于 Hz 甚至 mHz 水平^[4],并直接推动着光钟,引力波探测等前沿研究和技术的迅速发展^[5, 6]。

激光的主要特点是它的高相干性,包括时间相干性和空间相干性。进入 21 世纪以来,在科学技术前沿学科方面产生了许多新的应用,这对于窄线宽激光器提出了更高要求^[7]。

(1)相干通信。人类在通信和享用信息的需求一直处于不停发展的过程中,光纤通信和计算机将人类社会信息技术及其作用推到了空前的高度。相干通信利用光波频率、相位、偏振态等所有参数作为信息载体,成倍地提高信息系统的容量。这就不仅要求激光的输出功率、调制速率和频率间隔满足系统要求,更是对激光的相干性提出了更高的要求^[8]。

(2)冷原子物理研究。原子的激光冷却是激光技术的一大成果,这一成果将频率标准和时间基准提高了数个量级。由于在激光冷却和陷俘原子领域的研究成果,美籍华裔科学家朱棣文、法国学者塔诺季和美国学者菲利普斯共同获得了 1997 年诺贝尔物理学奖^[9]。冷原子钟的发展进一步形成了以光频率梳作为计数手段的光钟的概念。光频率梳和相关的激光精密光谱学技术是激光的又一大成果。对此作出贡献的美国科学家 John L. Hall 和德国科学家 Theodor W. Hansch 共同获得了 2005 年诺贝尔物理学奖。冷原子物理和光梳这两大研究成果的研究工作运用了许多光学和激光的器件与技术,也包括窄线宽的激光器。

(3)高精度、超长距离的干涉测量和光谱测量。光学干涉测量是计量学的一个高峰。迈克尔逊干涉仪企图测量光波在“以太”中速度的变化,成为爱因斯坦相对论的实验基础。现在,人们正在用超长距离的干涉仪测量引力波。从海洋科学、地球科学的基础科学,到航海、海洋渔业、地震预报,到边疆防卫,人们

越来越重视水听器 and 地听器的研发与应用^[10]。在这些基于干涉测量的技术中,要求测量的分辨率低于波长数个量级。各种测量、监控仪器,正在成为空间有效载荷的一个组成部分。这些应用对激光器的线宽和其他更多的性能提出了更高的要求。

在许多高精度光谱技术中,要求线宽低于千赫兹,甚至小于赫兹。激光器的本征线宽是光波相位噪声的反映,激光线宽等主要来源于激光中的自发辐射部分。

光纤窄线宽激光器近些年来发展前景非常广阔,它发展迅速,并且在各个领域都能够应用,从最初在光纤通信领域迅速地向激光应用领域扩展,在这个过程中起着非常重要作用。光纤激光器主要分为三类:DFB 激光器、DBR 激光器和光纤环形激光器。相移光纤光栅(PSFBG)在这三种激光器中都有相应的应用。PSFBG 本质上可以看做由两段具有波长选择性的腔镜(光纤光栅)组成的谐振腔,因此将其刻写在有源光纤上即构成激光器,就是 DFB 光纤激光器^[11]。这种激光器具有很好的单模稳定性和很高的边模抑制比。

追溯历史,最早的光纤激光器出现在 1963 年。美国光学公司的 E.Snitzer 等人在 1961 年的时候^[12],开创性地在光纤激光器领域展开了一系列的研究探索。他们在玻璃基质中掺杂激活的钕,研制出来了掺钕光纤激光器,这是历史上第一台光纤激光器。

1991 年,G.A.Ball 等研究人员首次使用了一种写入布拉格光栅的方法,成功实现了线宽 47 kHz,波长 1548 nm 的单频激光输出。

1994 年,Horowitz 等人为了能够达到抑制跳模的效果,他们在线形腔光纤激光器的谐振腔里面,成功加入了掺铒光纤饱和吸收体。实验输出光谱的谱线在一定时间范围内较为稳定,这个系统实现了激光输出,输出波长为 1532 nm,线宽为 5 kHz。

1995 年,英国帝国理工学院的 M.J. Guy 和 J.R. Taylor 利用腔内相移光纤光栅作为一种窄带滤波器,实现了 1.55 μm 波段的单频窄线宽环形激光器,并且获得了功率约 0.25 mW、激光线宽小于 2 kHz 的单频激光输出^[13]。

2006 年,英国的 Zhou Meng 等人在格拉斯哥大学使用掺铒光纤制作了一种新的环形腔光纤激光器。系统实现了波长 1535 nm,线宽小于 1.5 kHz,功率 4.7 mW 的激光输出。但是在经过一定的时间之后,输出激光的频率将产生偏移。经过实验测量得,偏移的范围大约是 250 MHz/h。

2012年, Cai等人选择了高掺杂掺铒光纤和低掺杂掺铒光纤分别为增益介质和饱和吸收体, 制作了一种环形腔结构, 泵浦源是一个波长 976 nm 的激光器。系统成功实现了波长为 1550 nm 的单频激光输出, 并且实验过程中, 泵浦功率为 200 mW 时, 输出功率为 21 mW, 线宽为 7.2 kHz, 波长稳定度为 1.26 pm。

2013年, Zhao等人将 π -PSFBG 作为波长选择器件, 插入到光栅谐振腔当中, 从而获得线宽为 900 Hz 的单纵模激光输出^[14]。

2017年, Sun等人设计的基于 π 相移光纤光栅的窄线宽掺铒光纤激光器中, 在波长 1549.5 nm 处实现功率 2.22 W, 线宽 1 GHz 的单频激光输出, 最大倾斜效率是 35.8%^[15]。这是据我们所知的 GHz 量级 C 波段光纤激光器的最高功率。

本文主要针对基于相移光纤光栅窄线宽的环形腔激光器的稳定性进行探索, 从光纤光栅窄线宽光纤激光器的理论分析出发, 通过背景调研、数学推导、实验设计以及实验验证等环节, 对利用相移光纤光栅制作窄线宽光纤激光器及其稳定性进行了实验探索, 并对所出现的结果和对结果的分析进行了进一步的验证。

1.2 激光器的结构分类

1.2.1 线形腔

线形腔在激光器的结构中是最常用的一种腔形, 因为线型腔结构构造简单, 方便制作。同时, 线型腔制作成本低, 也可以起到压窄线宽的作用。在线型腔中比较常用的腔形包括了短直腔、F-P 腔以及 Fox-Smith 腔等。线形腔激光器通常腔长较短, 结构比较简单, 但是会因为驻波的存在而产生空间烧孔效应, 不利于窄线宽的输出。在这几种腔形中, 对压窄线宽作用最明显的是短直腔。短直腔压窄线宽的原理是根据游标原理来实现的。在缩短谐振腔的腔长的时候, 在消除了空间烧孔效应的同时, 谐振腔的纵模间隔会得到增加, 这样可以实现单纵模激光的输出。但是因为短直腔的腔长很短, 那么就需要比较高功率的泵浦, 泵浦阈值功率也就相应较高。所以这种腔形对泵浦源有着相对较高的要求。另外, 短直腔的激光工作物质对光纤要求也很高, 不仅需要在该光纤内刻入光栅, 而且也需要使用掺杂粒子浓度较高的光纤。正是因为有着这些要求, 所以在制作的过程中需要熟练的技术和精度较高的仪器设备。所以, 短直腔光纤激光器在实际中并不容易实现。

1.2.2 环形腔

环形腔因为其腔内激光单向传输，能够有效的抑制空间烧孔效应。其类型非常丰富，在实际中有着比较广泛应用的有环形谐振腔、复合腔、Sagnac 环形腔等^[16]。

图 1.1 示意了 1995 年 M.J. Guy 等人制作的环形腔腔体结构的单频掺铒光纤激光器，其中包含了一个用于传输的移相 DFB 型光纤布拉格光栅作为窄带频率滤波器。但是这个结构中输出激光容易产生模式跳跃，需要通过进一步的腔体优化来减少模式跳跃。

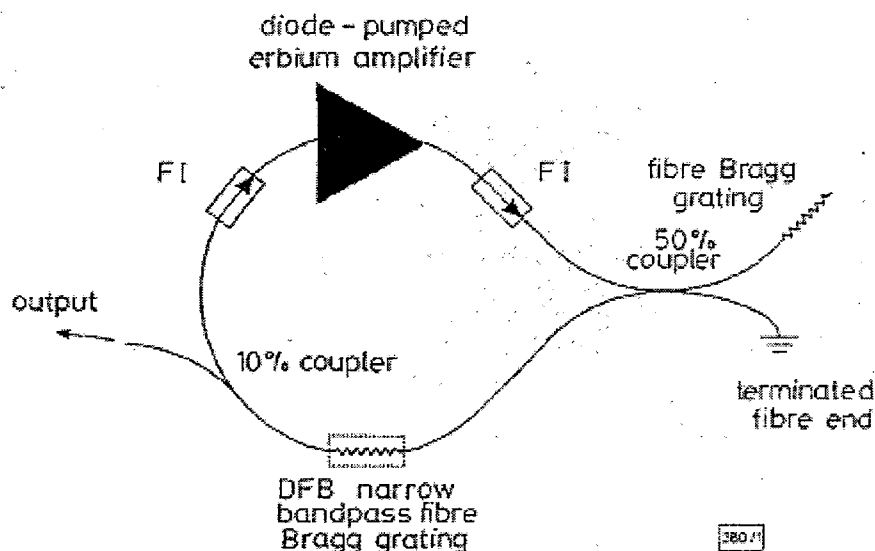


图 1.1 环形腔腔体结构的单频掺铒光纤激光器

Figure1.1 single-frequency erbium-doped fiber laser with cavity structure

2007 年，中科院张欣等人设计了一种多环形腔结构^[17]，如图 1.2 所示。其原理是当在有多个环形腔的时候，每个环形腔都有各自的纵模间隔，整个激光器的纵模间隔就是各个纵模间隔的最小公倍数。为了实现单纵模，需要在制作多环形腔时候选择合适的参数，这样在同样的增益带宽中，只有更少的纵模模式可以存在。实验通过这种结构实现了输出功率为 3.6 dBm、线宽小于 0.5 kHz 的单纵模激光输出。

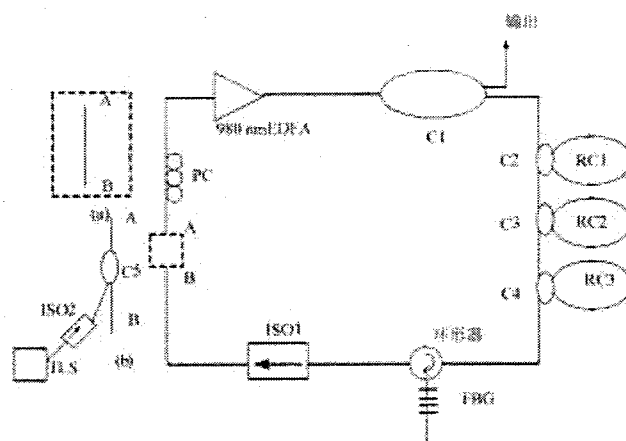


图 1.2 多环形腔结构

Figure1.2 Multi-ring cavity structure

根据激光器的极限线宽公式，

$$\Delta\nu_{ST} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{2\pi h\nu_0^2}{Q^2 P} \quad (1.1)$$

其中， Q 是激光器的质量因子，与腔内光子寿命成正比，这就意味着光子寿命越大，激光器的输出线宽越窄。那么激光器腔长越长，腔内损耗越小，光子寿命就越长。因此，为了实现窄线宽，我们选择环形腔结构用于搭建激光器。

1.2.3 布拉格光栅光纤激光器和基于饱和吸收体的光纤激光器

图 1.3 表示了一个布拉格光栅光纤激光器，这种结构比较简单也比较常见，这是利用了两个布拉格中心波长相同的布拉格光纤光栅，将这两个光栅放置在掺杂光纤的两边，搭建了这样的光纤激光器，因此这两个布拉格光纤光栅就构成了 FP 腔。输入光在 FP 腔中来回反射，其腔长即为两个布拉格光栅之间的间距，FP 腔长，布拉格光纤光栅的反射谱和掺杂光纤的增益带宽共同影响了输出激光的波长。

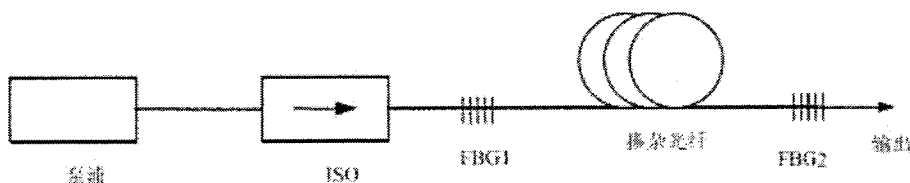


图 1.3 布拉格光栅光纤激光器

Figure1.3 Bragg grating fiber laser

饱和吸收体的光纤激光器中的饱和吸收体可以起到压窄线宽的作用，同时也可以抑制跳模。环形腔结构中也可以使用光纤饱和吸收体^[18]，三个物理量分别是

铒离子的固有频率 f_c 、外部光频率 f_2 以及振荡频率 f_1 ，泵浦光和谐振光之间的干涉发生在饱和吸收体处，饱和吸收体的吸收效果是由这三者之间的关系共同决定的。当 $|f_1 - f_2| \gg f_c$ 时，振荡光被饱和吸收体均匀吸收，因为振荡光和泵浦光的相位差不满足干涉条件，空间烧孔也不能形成，因为其产生条件也是不满足的。而当 $|f_1 - f_2| < f_c$ 时，就会形成空间烧孔效应，因为泵浦光和振荡光多的相位差满足干涉条件，饱和吸收体可以吸收光干涉最强的波长的某一个光。

1.3 掺铒光纤激光器和 SOA 光纤激光器

1.3.1 掺铒光纤激光器

1986 年，南安普顿大学等人研制出来第一台掺铒光纤激光器，它是第一台在室温条件下能够连续运行的三能级系统激光器。1987 年，Reekie 等人研制基于 L 波段输出的激光器^[19]，这是第一台半导体激光器泵浦的掺铒光纤激光器，此外他们还研究了输出激光特性与掺铒光纤长度的关系。

1989 年，P.L.SCRIVENER 等人提出了一种窄线宽环形腔掺铒光纤激光器^[20]，使用 532 nm 激光器作为泵浦光，能够在 700 nm 波段范围输出离散的激光。

1991 年，贝尔实验室的 J.L.Zyskind 等人在 1991 年研制出了可调谐掺铒光纤激光器^[21]，采用的半导体激光器泵浦，泵浦功率为 35 mW，采用自由光谱范围为 60 nm 的光纤 F-P 可调谐滤波器，最终获得了 60 nm (1525 nm-1586 nm) 的波长调谐范围。

1994 年，第一台单波长输出线性腔掺铒光纤激光器诞生^[22]，这台激光器采用光纤光栅进行选频，最终得到了 32 nm 的波长调谐范围。

1999 年，Shinji Ymashita 等人采用环形腔结构^[23, 24]，采用压电陶瓷控制 FSR 为 101 nm 的可调谐滤波器做为选频元件，1480 nm 的半导体激光器进行泵浦，泵浦功率为 84 mW，得到连续输出覆盖 1520 nm-1600 nm 波段的可调谐激光器。

2001 年，对于可调谐环形腔掺铒光纤激光器的理论模型开始有了比较系统的研究，并且得到了实验验证。A.Bellemare 等人分别从数值模拟和实验两方面进行影响激光器输出特性的几个方面的因素的研究，同时优化激光器的结构以及

激光器的参数,使用了 180 mW 的 980 nm 泵浦激光器进行光泵浦,获得了 110 nm 带宽的单频激光输出^[25, 26]。

在窄线宽光纤激光器的应用中,基于 EDFA 的光纤激光器腔长比较长,因此容易实现窄线宽的激光输出,但是由于激光器腔长太长,使得纵模太小,容易工作不稳定。由此我们提出了基于相移光纤光栅的新方案,使用半导体光放大器代替 EDFA 作为增益介质。

1.3.2 SOA 激光器

半导体光放大器 (SOA) 产生相干光放大的效果的原理是利用注入电流的方式,使得半导体材料实现受激辐射。它是一种 PN 结器件,采用了应变量子阱结构。其特性取决于半导体材料的组成^[27]。图 1.4 显示了 SOA 结构图。SOA 增益平衡,它的增益光谱形状是非常平滑的,相比于 EDFA 的增益光谱,SOA 的性能更加优越。如果将不同增益中心波长的多个 SOA 串联连接,则在更宽的范围内,也同样可以获得非常平坦的增益谱。SOA 的特点是增益带宽大,增益平坦度好,然而它的灵敏度非常高。SOA 对于温度和偏振等特性表现的非常敏感,我们需要通过优化结构设计,在一定程度上降低 SOA 的灵敏度。它放大特性主要取决于有源层介质的材料组成和激光腔的结构。同时,SOA 只要解决了偏振灵敏度高,耦合损耗大等问题,就可以凭借着其规模小,结构简单的特点,在工业生产上易于集成,适合批量生产的优势。在发展中会逐步展现其更大的发展空间。

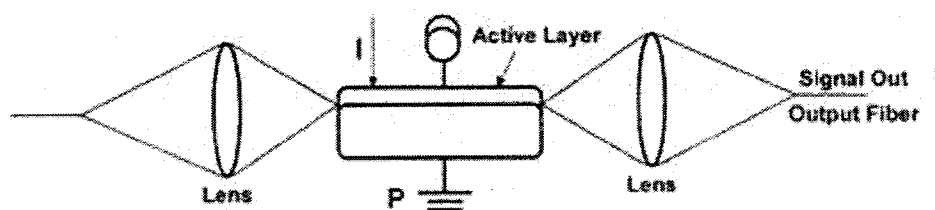


图 1.4 半导体光放大器结构^[28]

Figure 1.4 Semiconductor Optical Amplifier Structure

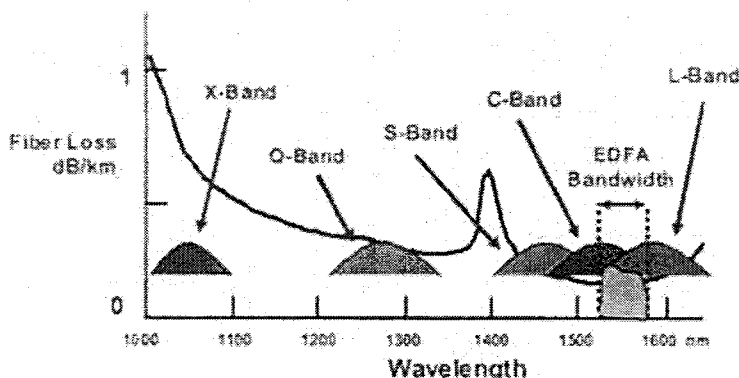
图 1.5 EDFA 与 SOA 性能对比^[28]

Figure 1.5 Comparison of EDFA and SOA Performance

图 1.5 为 SOA 与 EDFA 的增益光谱范围对比图, EDFA 一般由多模块组成, 而 SOA 由单模块组成, 因此相比于 EDFA, SOA 体积较小。一般情况下, SOA 的应用光谱范围比较广泛, 而 EDFA 只能被用于 1550 nm 附近, 也就是 C 波段。通过改变有源区介质的方式, SOA 可以获得很宽的增益光谱, 在所有波段都可以使用。除此之外, EDFA 的输出功率一般较高, 不可用作光开关, 而 SOA 输出功率适当, 可用作光开关, 具有高消光比和转换速率。因此本文中的实验使用了 SOA 进行实验。

SOA 可调环形腔光纤激光器的增益介质是半导体光放大器, 它对输入光会产生放大作用, 并且在实验中将其使用在了环形腔结构当中。在本节内容中, 简要介绍半导体光放大器 (SOA) 的原理, 从 SOA 的物理机制出发, 对 SOA 的各项具体特性进行了公式推导, 同时对于实验中使用的 SOA 进行了介绍, 通过实验测量了 SOA 的具体参数和一系列特性, 对实验中使用的 SOA 特性进行简要分析, 了解了 SOA 随着电流和温度的变化会产生怎样的结果, 为本章中制作的环形腔光纤激光器中半导体光放大器部分提供了理论和实验基础。使用环形腔结构的原因是其能够有效抑制空间烧孔的形成。

半导体光放大器采用的是利用半导体材料通过受激放大原理, 进行光放大。它可以被分成两类, 即行波放大器和驻波放大器 (F-P 腔)。行波放大器不具有谐振腔, 因此在理论上不会发生反射。但是行波放大器通常是具有一定的反射率的, 这是由于在实现的过程中存在着工艺缺陷, 因此不可能实现零反射率。驻波放大器在结构上有些类似于半导体激光器, 在它的两个端面上涂覆了不同的涂覆层。其中的一端是减反射涂层, 另一端具有高反射率。当入射光从其中一端入射

后,进入腔中不会直接透射出来,而是会在腔中来回经历多次反射。入射光在腔中反复通过增益介质,经历数次放大之后被透射出去实现光放大。在本文的这个实验中,使用的是行波放大器。

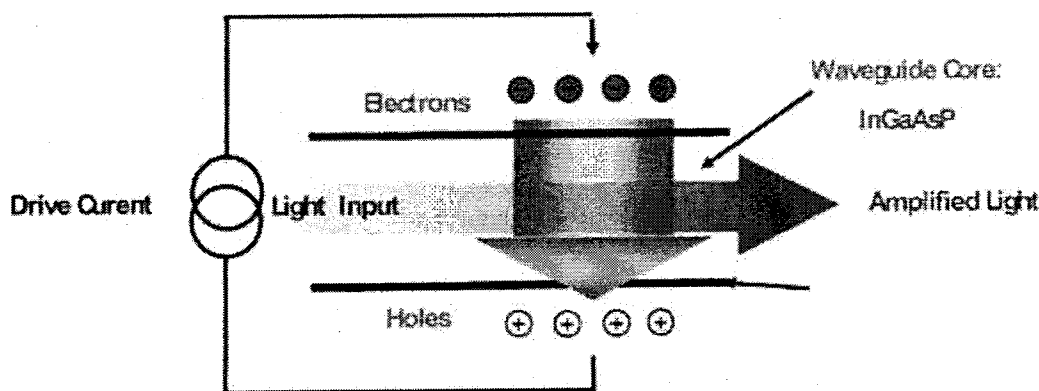


图 1.6 半导体光放大器的原理

Figure 1.6 Principle of Semiconductor Optical Amplifier

图 1.6 显示了 SOA 原理的示意图。图中包含了 SOA 的有源层和无源层两个部分。放大部分主要是靠有源层,因为有源区的电介质和激光放大腔的特性共同决定了 SOA 的放大特性。SOA 的有源区域就是增益区域,自由电子数量会随着注入 SOA 的电流的增加而不断增加,PN 结中 P 区的空穴和 N 区的自由电子相互结合产生新的光子,同时释放出大量能量。产生的光子会受到激励而形成新的激发,就这样循环往复不断产生新的受激辐射,从而产生越来越多的新的光子。这些新的光子共同输出形成了放大的光信号。

半导体光放大器有一个最大的缺点,就是它对光的偏振态表现了极高的灵敏度。由于 SOA 的应用在很多情况下会被偏振灵敏性极大的限制,所以减小偏振灵敏度对于 SOA 的应用至关重要。因此在本文的基于 SOA 的环形腔激光器中,全部使用使用偏振光和偏振器件,以得到较好的输出。在使用时还有另外一种方法,就是把两个光放大器串联使用,并且使得这两个光放大器的 PN 结的平面形成相互垂直的状态,这样可以使得两个方向增益是一致的,如图 1.7 所示。

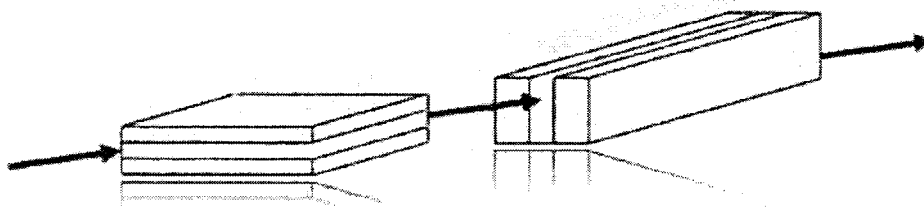


图 1.7 两个半导体光放大器串联结构

Figure 1.7 Two semiconductor optical amplifiers in series

1998 年, Zhou 等人展示了一种新颖的方法^[29]如图 1.8 所示, 通过在由线性偏振器和偏振控制器组成的光纤单向环中使用 $1.3\ \mu\text{m}$ 半导体光放大器, 获得具有 38 dB 侧模抑制的 0.1 nm 线宽激光器。该激光器具有 22.5 mA 的低阈值电流以及 28 nm 的宽调谐范围。这种方法也适用于 $1.55\ \mu\text{m}$ 的波长范围。预计使用这种方法结合快速电光偏振控制器, 短腔和低腔损耗, 纳秒波长调谐速度是可行的。

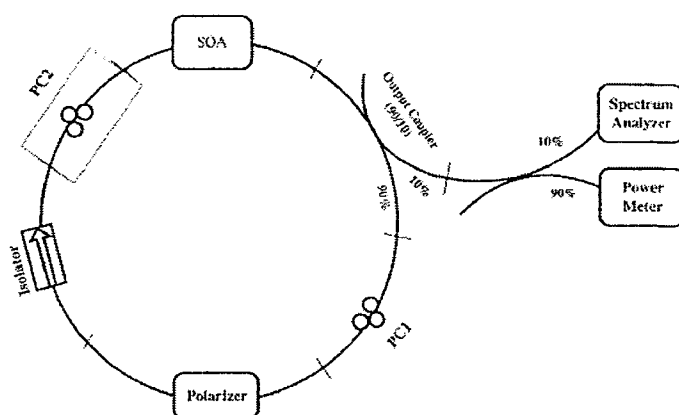


图 1.8 可广泛调谐的窄线宽半导体光纤环形激光器原理图

Figure 1.8 Schematic diagram of the widely tunable narrow linewidth semiconductor fiber ring laser

2000 年, Hu 等人将无源子环插入半导体光纤环形激光器中, 设计出一种具有子环结构的环形腔激光器, 实现了窄线宽小于 10 kHz 的单纵模输出^[30], 侧模抑制比高于 35 dB, 通过旋转偏振控制器并分别调整相位调制器上的电压, 波长调谐超过 20 nm。实验结构如图所示:

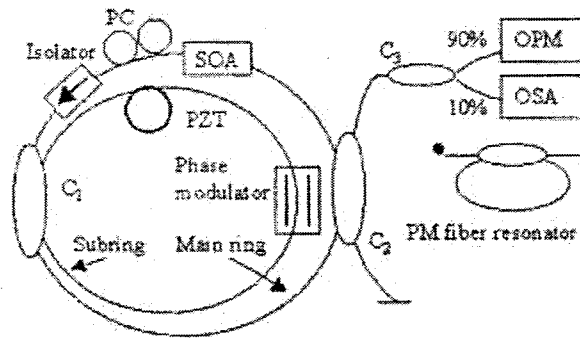


图 1.9 子环可微调 SOA 激光器

Figure 1.9 Sub-ring can be fine-tuned SOA laser

根据以上文献中所报道的实验结果,可以看出,如果不做窄线宽的滤波处理,激光器的线宽比较宽,如果要得到很窄的线宽,需要做复杂的控制措施。因此我们提出一种新的方案,使用 SOA 作为增益介质,通过相移光纤光栅选出单纵模,以实现窄线宽激光器的探究。

1.4 论文的主要工作

本论文主要工作是提出了一种基于 SOA 的光纤环形腔激光器技术,综述了相移光纤光栅的理论研究,研究了光纤光栅的原理和制作方法之外,基于模式耦合理论,推导了光纤光栅的耦合模方程。随后搭建了一种将 PSFBG 作为窄带滤波器应用于基于 SOA 的光纤环形激光器中的结构,在一定范围内可以实现激光的单频输出。同时在这种激光器中发现了一种新的脉冲不稳定现象,通过实验测量的结果,针对这种不稳定现象进行了一系列的定性分析。并且通过对比实验,表明产生这种现象是由相移光纤光栅的光热效应所导致的。具体内容如下:

第一章,主要对本论文的研究背景进行了简要介绍,调研了窄线宽光纤激光器的发展历史和未来发展方向。根据激光器的腔形比对选择了环形腔搭建窄线宽激光器,并且比较了 EDFA 和 SOA 作为激光器增益介质的不同,选择了 SOA 作为实验所用。

第二章,针对作为窄带滤波器的相移光纤光栅,论述了光纤光栅和相移光纤光栅的理论基础,从光纤光栅的原理和刻写方法开始进行了介绍。之后又基于模式耦合理论,推导了弱波导近似下光纤光栅的耦合模方程,并在均匀光纤光栅的条件下求出了该耦合模方程的解。并且通过传输矩阵法推导了相移光纤光栅的滤波原理。

第三章，利用半导体光放大器（SOA）作为增益，PSFBG 在激光腔内作窄带滤波器，搭建了一种基于 SOA 的光纤环形激光器(SFRL)。分别对于 SOA 和 PSFBG 的基础特性进行了一系列的实验测量。实验得到了单频窄线宽的激光输出。

第四章，搭建出来的环形腔激光器的输出测量中发现了一种奇特的不稳定现象。这种不稳定现象在电流或者温度改变的时候会产生不同的输出光效果。对于基于 SOA 的光纤环形激光器中出现的不稳定现象的原因进行了一系列的探讨，从弛豫振荡和光热效应等方面进行了分析，并且做了对比实验，改变了实验条件，验证了不稳定现象产生的原因。

第五章，对本论文的主要工作和实验结论进行了总结，指出下一步可以开展的工作，对于该课题之后的发展进行了展望。

第2章 相移光纤光栅的理论基础

光纤光栅(FBG)是一种光纤器件。它在沿光纤长度方向通过一定的方法进行特殊处理后,使得光纤纤芯内部的折射率永久地产生一定的周期性变化。希尔等人在1978年在渥太华的加拿大通信研究中心(CRC)首次展示了光纤中永久光栅的形成。他们发射了强氩离子激光,辐射到一种锗掺杂的光纤当中,并观察到在几分钟后反射光强度有所增加,随着时间流逝,最后直到几乎所有的光都能够从光纤中反射出来。并且他们通过光纤光栅的应变调节和温度调节,间接完成了光纤光栅的光谱测量。他们的实验证实了在1-m长度的光纤中,能够形成一个带宽非常窄的布拉格光栅滤光器^[31]。这是世界上第一个通过驻波干涉法获得的光纤布拉格光栅(Fiber Bragg Grating,FBG)。这一成果,后来被称为“Hill光栅”,是对锗掺杂石英光纤非线性特性的研究成果。

1989年,美国联合技术研究中心 G.Meltz 等人通过详细的研究表明光栅强度随光强的平方而增大,这表明是双光子过程作为机制^[32]。起初,光诱导光纤的折射率改变只是一种科学研究中的好奇心,但随着时间的推移,它已经成为一项技术的基础,而这项技术现在在光通信和传感系统中被广泛使用,同时具有着有着非常重要的作用。由于刻写光栅技术的发展,光纤光栅在各个领域的发展都非常迅速。除了这些以外,光纤光栅的应用日趋成熟,研究人员根据应用场合,还在检测应力应变和温度等各种参量的光纤传感器的制作中,也有着越来越多的使用。

相移光纤光栅因为有着极窄的透射峰,因此可以被应用于激光器中进行窄带滤波。为了更好的了解相移光纤光栅的特性,本文将在第二章中介绍光纤光栅的基本原理,包括对相移光栅制作技术的描述,以及光纤光栅的耦合模理论,相移光纤光栅的传输矩阵和时延色散特性。

2.1 光纤光栅的分类

光纤光栅的分类方法有很多,可以按照光栅的取样方式的不同,制作材料的不同,紫外曝光强弱不同等方式进行分类。我们根据光纤光栅周期的长度,可以将光纤光栅分为长周期光纤光栅和短周期光纤光栅两类。这两类光栅在作用上有所不同。

长周期光纤光栅又可以被叫做透射光栅，它的周期范围一般在零点几毫米到零点零几毫米之间。长周期光纤光栅与标准光纤光栅相比，可以使用更长的时间来获得更广泛的响应，属于透射型带阻滤波器。短周期光纤光栅周期范围一般比较小，多数情况下是小于一微米的。短周期光纤光栅属于反射型带通滤波器。在短周期光纤光栅中，又能够根据作用和制作方法的不同做成不同的光纤光栅，以下几种类型大致上经常被使用^[33]。

1)均匀光纤光栅 (Uniform Fiber Bragg Grating, FBG)

均匀光纤光栅是最简单的光纤光栅，也是光纤光栅中最基础的类型。在沿光纤的长度的方向上，均匀光纤光栅的周期和折射率是保持不变的，但是它的反射谱会有比较大的旁瓣，这是一种对称的边模振荡效应。因为旁瓣的存在会分散光纤中传输光的能量，很大程度是会影响到光纤光栅的使用。

2)切趾光纤光栅 (Apodized FBG)

光纤光栅一般需要控制三个属性，即反射率，带宽和旁瓣强度。带宽取决于光栅强度，而不取决于光栅长度。这意味着可以使用光栅强度来设置带宽。然后可以使用光栅长度来有效地设置峰值反射率，其取决于光栅强度和光栅长度。其结果是不能控制旁瓣强度，为了抑制均匀光纤光栅的旁瓣引入切趾光纤光栅。切趾光栅在旁瓣抑制方面有显著的改善，同时保持反射率和窄带宽。通常用于切趾光纤光栅的两个主要的变化函数是高斯函数和和升余弦函数。

3)啁啾光纤光栅 (Chirped FBG)

啁啾光纤光栅就是通过改变光栅的折射率分布，优化了光纤光栅的其他部分性能。啁啾光纤光栅反射的带宽主要取决于光栅周期的变化量。啁啾光纤光栅在增加色散方面也有着重要作用，即不同波长的光通过啁啾光纤光栅反射，将受到不同的延迟。这使得啁啾光纤光栅可以作为色散补偿器件被使用于大容量密集波分复用系统中，该特性也被用于相控阵天线系统和偏振模色散补偿的开发^[34]。

4)倾斜光纤光栅 (Tilted FBG)

在标准的光纤光栅中，折射率的分级或变化都是在沿着光轴的方向上的，和在光纤宽度上通常是均匀的。在倾斜光纤光栅中，折射率的变化与光轴成一定角度。倾斜光纤光栅中的倾斜角度对反射波长和带宽有影响。合理选择倾斜角度可以使得布拉格反射减弱，因为这样可以增强辐射模和束缚模耦合。

5)相移光纤光栅 (Phase Shifted FBG)

相移光纤布拉格光栅是一类重要的光栅结构，由于其具有很好的滤波特性，因此被广泛的应用在了光通信和传感领域。相移光纤光栅又被称作分布反馈式光纤光栅，它通过在常规的光纤布拉格光栅的某一特定部位引入一定相移，相移的大小决定了缺口在反射谱中的位置，从而产生两个相位相互异相的光栅，当相移恰好出现在光栅中央时缺口深度最大。类似于 FP 谐振腔，这两个相互异相的光栅被谐振波长的光注入到光纤光栅的反射带中，在光纤光栅的反射带中成功打开了一个透射窗口，而且这个窗口的线宽可以达到非常的窄。

因为相移光纤光栅具有很好的窄带滤波特性，可以很好的实现选模，使得激光器单频运转，因此本文实验中应用到的主要是相移光纤光栅，在下文中将对相移光纤光栅的性质做简要介绍。

2.2 相移光纤光栅简介

相移光纤光栅，又被称作分布反馈式光纤光栅^[35](DFB Grating)，其结构如图 2.1 所示，它通过在常规的光纤布拉格光栅的某一特定部位引入一定相移，从而产生两个相互异相的光栅，这两个相互异相的光栅类似于波长选择 Fabry-Perot 谐振腔，允许谐振波长的光注入到 FBG 的反射带，在反射带中打开一个线宽极窄的透射窗口，这种在常规光栅的某一部位引入特定相移的方法被称为相移技术^[36]。

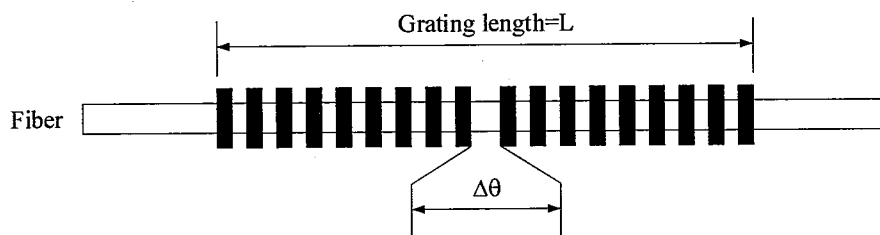


图 2.1 相移光纤光栅的结构图

Figure 2.1 phase shift fiber grating structure diagram

相移技术最初是应用于分布反馈式 (DFB) 半导体激光器领域的^[37]。早期的 DFB 半导体激光器，无论是单异质结还是双异质结，都是把周期折射率光栅直接制作在有源层上。但是具有对称的、均匀周期波纹光栅的 DFB 激光器，不仅不能在布拉格波长处起振，而且在布拉格波长两边存在对称的模式振荡，很难实现稳定的单纵模输出。为了实现可靠的单纵模振荡，一种有效的办法是在均匀波导光栅的 DFB 区形成一段 $\lambda/4$ 相移区。这种结构是由麻省理工学院的 Haus H A 于 1976 年提出的^[38]，他的设想是在两段均匀的波导光栅中插入一段长度为 $\lambda/4$ 的波

导,这时就能以最强的反馈、最低的阈值增益在布拉格波长 λ_0 下实现单纵模工作。同时, Haus 指出,这种结构的透射峰可以用作极窄的滤波器。1986 年,贝尔实验室的 Alferness 将一段均匀波导光栅的中心刻蚀掉一部分波导,使该部分波导的有效折射率降低,获得了一段相移量为 $\pi/2$ 的相移区,第一次在 InGaSnP/InP 波导中刻写出了相移光栅,其透射峰线宽仅为 1 A,损耗为 1 dB^[39]。在光纤光栅的刻写技术成熟以后, Govind P. Agrawal 于 1994 年将其引入到光纤光栅领域,是为熟知的相移光纤光栅。在 1994 年发表的论文中, Govind P. Agrawal^[40]分析了相移量的大小和位置对光纤光栅透射谱的影响,以及相移光纤光栅在波分复用中的应用,并建议用相位掩模板法刻写相移光纤光栅。几乎同时, J.Canning 在一段 4 cm 长的均匀光栅删区的中心点,用紫外激光二次曝光的方法,制作了一段透射峰线宽为 100 MHz 的相移光纤光栅^[41],然而这种方法很难用于制作长度更短的相移光纤光栅。几个月后, Kashyap R 第一次采用相移相位掩模板刻写了长度分别为 8 mm 和 2 mm 的相移光纤光栅,他分别采用了振幅掩模板紫外曝光法和全息法^[42]。相移光纤光栅的透射峰具有洛伦兹线型,在一些应用场合中,人们希望获得边缘更陡峭的滤波器, Zengerle R 分析了相移量的数目和位置对相移光纤光栅透射峰线型的影响^[43],证明通过设计可以获得近乎矩形的透射谱,这为相移光纤光栅在光通信中的应用进一步开拓了市场。之后,关于相移光纤光栅的研究开始多了起来。

具有单个相移点的相移光纤光栅在实际中应用最多,实际上,这种相移光纤光栅可以看做两个具有波长选择的腔镜组成的 F-P 腔。这时,相移光纤光栅等效的 F-P 腔如图 2.2 所示,其中,腔镜是相移段两端的均匀光纤光栅,当采用相移相位掩模板法或者相移洛埃镜法刻写相移光纤时,谐振腔是虚拟的,因为相移点处相位是突变的;当采用遮挡法时,谐振腔则是一段光纤。这里我们将谐振腔统一为单程相移为 $\theta/2$ 的相移段而不涉及其具体物理结构^[44]。

根据多光束干涉理论^[45],如图所示的 F-P 腔,其振幅透射系数为

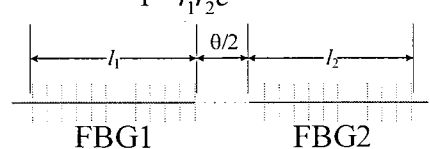
$$t = \frac{t_1 t_2 e^{-i\theta/2}}{1 - r_1 r_2 e^{-i\theta}} \quad (2.1)$$


图 2.2 相移光纤光栅等效的 F-P 腔

Figure 2.2 Phase-shifted fiber grating equivalent F-P cavity

$r_{1,2}$, $t_{1,2}$ 分别是两个 FBG 的反射系数和透射系数。那么相移光纤光栅的透射率为

$$T = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{1+R_1R_2-2\sqrt{R_1R_2}\cos(\theta+\varphi_1+\varphi_2)} \quad (2.2)$$

其中, θ 是相移光纤光栅的相移量, $R_{1,2}$ 是两侧光纤的反射率, $\varphi_{1,2}$ 是两侧光栅的反射引起的相移。如果相移点两边的光纤光栅为均匀光纤光栅, 则有

$$R_i = \frac{\kappa^2 sh^2 \sigma l_i}{\kappa^2 ch^2 \sigma l_i - \delta^2} = \frac{\tanh^2 \sigma l_i}{1 - (\delta/\kappa)^2 \operatorname{sech}^2 \sigma l_i} \quad (2.3)$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{\delta}{\sigma} \tanh(\sigma l_i)\right) \quad (2.4)$$

其中, $i=1,2$ 代表相移点两边的光栅。谐振条件是

$$\frac{\theta}{2} + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} = m\pi \quad (2.5)$$

由此可见, 相移量为 π 时, 谐振波长正好是光纤光栅的布拉格波长 λ_b 。在很多应用中, 我们只关注相移光纤光栅的透射峰, 根据等效 F-P 腔法可以很方便地处理一些问题。

用 FP 腔等效光纤光栅, 根据测量光纤光栅的自由光谱范围和线宽数据等效 FP 腔的长度和精细度,

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (2.6)$$

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{FSR}{W} \quad (2.7)$$

W 为相移光纤光栅线宽。代入测量出来的数据中的等效腔长和精细度, 可以进行相移光纤光栅和等效 FP 腔的模拟。对比等效 FP 腔和相移光纤光栅透射谱如图 2.3, 模拟中假设等效腔长 $L=7.46 \times 10^{-3} \text{m}$, 精细度 $F=1340$ 。因此在实验模拟中可以用 FP 腔代替相移光纤光栅进行计算。

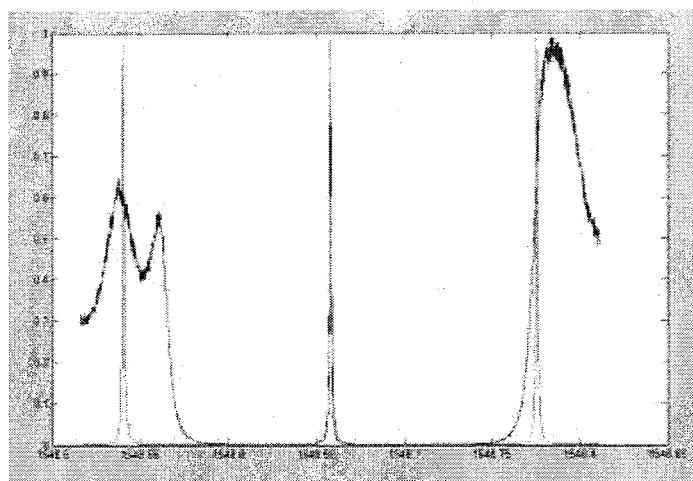


图 2.3 相移光纤光栅与等效 FP 腔透射谱对比

Figure 2.3 Comparison of transmission spectra between phase-shifted fiber grating and equivalent FP cavity

相比 DFB 和 DBR 激光器, 光纤环形激光器的增益光纤可以很长(一般大于 10m)因而更容易产生较高的功率输出。但是, 光纤环形激光器的纵模间隔过小, 很难获得稳定的单模激光输出。将 PSFBG 插入到光纤环形激光器中, 只要 PSFBG 的透射峰线宽小于纵模间隔的 2 倍, 就可以选出单纵模。在半导体激光器领域, PSFBG 的透射峰作为一种窄带滤波器, 可以作为稳频技术中的频率参考^[46]。2007 年, TeraXion 公司将一段线宽为 15 MHz 的 PSFBG 用作一半导体激光器的鉴频器, 使半导体激光器的线宽从 200 kHz 压缩到 2 kHz。相比传统的频率参考^[47](原子或分子吸收线、电磁诱导透明), 这种频率参考突出的优势是波长可调, 线宽极窄, 小巧轻便, 但是由于光纤光栅对于外界环境(如温度、声音、震动等)过于敏感, 利用 PSFBG 稳频的长期稳定性不好, 只适合于激光器的短期稳定。

在利用 PSFBG 作为窄带滤波器进行选模的这种结构中, 如图 2.4 所示, 还需要一个普通光纤光栅, PSFBG 的透射峰必须落在这个普通光栅的反射带内(这种情况叫匹配)以滤除相移光纤光栅反射带以外的边模^[48-50]。如果使用相移量可调的动态 PSFBG, 这种激光器还可以实现波长调谐^[51]。这种结构只有普通光纤光栅与 PSFBG 匹配时, 腔内损耗才比较小, 否则损耗很大, 通过 PZT 周期性地控制普通光纤光栅的波长可以周期性的控制腔内损耗, 可以实现一种全光纤化的调 Q 方案^[52]。

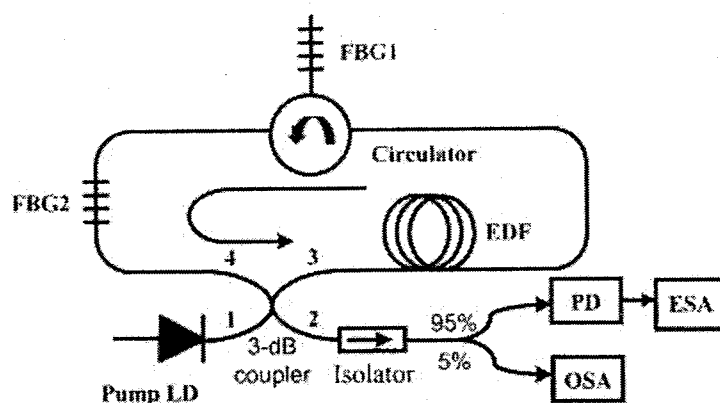


图 2.4 相移光纤光栅在光纤环形激光器中的应用

Figure 2.4 Application of Phase-Shifted Fiber Gratings in Fiber Ring Lasers

上述方案证明了相移光纤光栅作为窄带滤波器，当相移点落在反射光栅的投射带内，可以实现滤波，实现单纵模使出的可能性。我们同样可以利用相移光纤光栅的这种特性，通过一定的手段缩短激光器腔长，可以更好的实现窄线宽。

2.3 相移光纤光栅的制作方法

相移光纤光栅作为光纤光栅的一种，其刻写方法和制作原理和普通的光纤光栅大致相同，但是需要在期望的位置引入合适的相移，本节将会从光纤光栅的光敏性入手，介绍相移光纤光栅的制作方法。

当紫外线照射光纤时，光纤的折射率会发生永久性的改变。这种效应被称为光纤的光敏性。利用光纤材料本身所具有的光敏特性，使得光纤材料的折射率产生周期性改变，就是制作光纤光栅的原理。图 2.5 表示的就是制作光纤光栅，利用紫外光干涉的方法进行曝光，把入射光的相干场图样写入到纤芯中去^[53]。光敏性导致的光纤材料的折射率的变化是永恒的，这样就成功制作了空间相位光栅，如图所示。

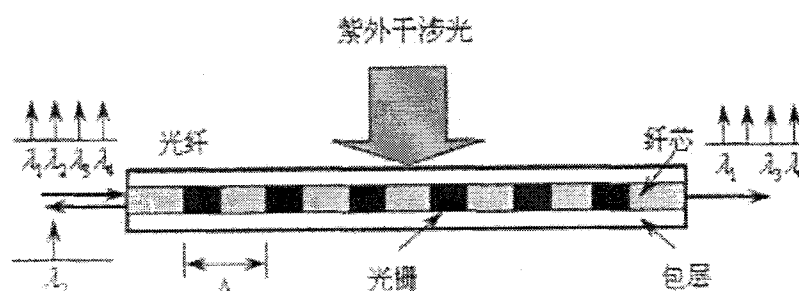


图 2.5 光纤布拉格光栅形成原理

Figure 2.5 Fiber Bragg Grating Formation Principle

最早的时候, 光纤的光敏性被认为是一种只与锗掺杂光纤有关的现象。随后的实验中, 在各种不同掺杂的光纤材料中都会表现出光敏性。不过具有锗掺杂的光纤仍然是制造器件的最重要的材料。光纤的光敏性是在刻写光栅过程中的关键步骤。增强光纤光敏性在制作性能优良的光栅过程中非常必要。

折射率变化的大小, 也就是材料的光敏性, 取决于各种不同的因素, 例如辐照条件, 光纤材料的纤芯材料, 加工之前是否对光纤材料进行了一定的前期处理等, 这些因素都会影响到光敏性。各种不同的连续波和脉冲激光光源的波长范围从可见光到真空紫外已经被用于光诱导折射率变化的光纤。在实际操作中, 最常用的光源是 KrF 和 ArF 准分子激光器, 它们分别产生 248 nm 和 193 nm 的光脉冲(脉冲宽度 10 ns), 脉冲重复频率为 50-75 脉冲/s。典型的辐照条件是在强度为 100~1000 mJ/cm² 的强度范围内照射激光几分钟。

要增强光敏性, 一般情况下, 可以采用以下方法: 一是改变光纤中的掺杂物质。实验表明, 如果提高掺锗浓度, 光敏性将大幅提高。光纤材料的光敏性会受到掺锗浓度的影响, 实验证明, 光敏性会随着掺锗的浓度的增加而增加。但是光纤中锗含量的增加会让使光纤的模场半径减少, 因此, 为了匹配折射率, 可以在掺锗光纤中同时掺杂其他元素物质。例如使用同样可以提高光纤光敏性的硼元素和锗共掺。二是载氢法。这种方法适用于任何掺锗的光纤, 而且与普通光纤的熔接损耗小, 目前已经得到广泛的应用。载氢的方法工作条件是要求在高压的环境下的, 这样才能让氢分子顺利进入光纤。在紫外光或者强热的作用下, 光纤材料中的锗会和溶解到光纤里氢发生作用, 导致折射率的变化。纤芯中的这种折射率变化是很大的并且是永久的。第三种方法是焰刷。1993 年, 比洛等人为了使光纤在 240 nm 波长处的吸收增加, 利用增加锗缺陷的方式, 高温反复灼烧光栅的区域^[54]。通过这种方法也可以提高光纤光栅的光敏性。

常用的可以制作光纤光栅的方法非常丰富, 比如驻波法(内部写入法)、全息法, 相移相位掩模板法, 相移洛埃镜法, 扫描光纤法, 遮挡法, 后处理法, 相移莫尔光栅法, 飞秒激光逐点刻写法, 相移的动态引入。历史上最早的时候是使用内部写入法和全息技术制作光纤光栅的。

最初希尔等人的实验制作光纤光栅的方法就是内部写入法^[31], 又叫做驻波法。从氩离子激光器发出的连续波蓝色(488 nm)光被发射到一段表面的单模光纤中, 并监测从光纤反射回来的光的强度。最初, 反射光强度较低, 但经过一段时间后,

它的强度会增强,直到几乎所有的光线都反射回来。反射光的增强是用一种叫做“光敏度”的非线性效应来解释的,这种效应使一个指数光栅被写入光纤。相干光在光纤中传播,从光纤末端反射回来的少量光,形成一种驻波模式,通过光敏度在光纤核心中写入一个指数光栅。随着光栅强度的增加,反射光的强度增加,直到接近 100%。在第一次实验中,获得了具有 90%反射率的氩激光写入波长的永久指数光栅(Bragg gratings)。由拉伸纤维测量的布拉格光栅的带宽非常窄(200 MHz),表示光栅长度大约为 1 m。

在 G.Meltz 等人的实验中,有两束相干的紫外线光束,在光纤的侧面上相互干涉,紫外线的波长 244 nm。这两个相干的紫外光束干涉产生一个周期干涉图样,利用光纤材料的光敏性,在光纤的纤芯中写入相应的周期折射率光栅。这种技术称为横向全息技术,因为光纤包层对紫外线是透明的,而光纤的核心是高度吸收紫外线。

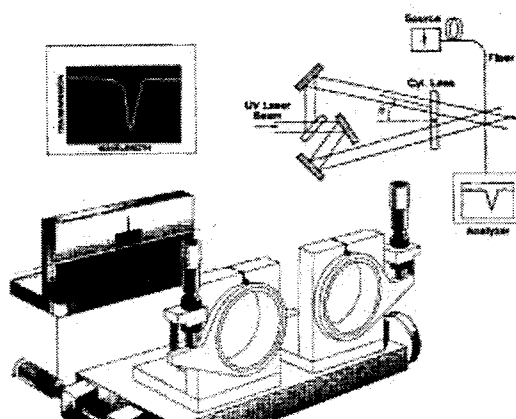


图 2.6 全息法制作光纤光栅

Figure 2.6 Fabrication of Fiber Bragg Grating Using Holography

光栅制造的全息技术有两个主要优点。布拉格光栅可以在不去除玻璃熔覆的情况下,在纤维芯上进行光印。此外,两个相互干扰相干紫外光的光束之间的夹角会影响到光诱导光栅的周期。因此,即使使用紫外光来制造光栅,也可以使布拉格光栅能够在具有光纤通信和光学传感器应用的器件的光谱范围内,在更长的波长上发挥作用。但是这种方法容易受到温度漂移的影响,也不适合用于制作复杂截面的光纤光栅。

由此种方法可以延伸出在刻写时同样利用紫外光干涉而在光纤光栅中引入相移的相移洛埃镜法^[55],这种方法刻写光栅时原理如图 2.7 所示

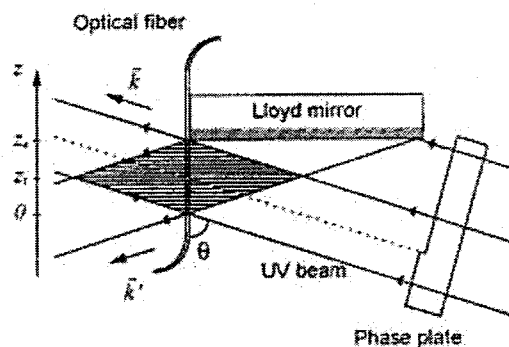


图 2.7 相移洛埃镜刻写相移光纤光栅

Figure 2.7 Phase-shifted Lorentz mirror for phase-shifting fiber gratings

在经过洛埃镜反射的紫外光束和未经洛埃镜反射的紫外光束的重叠区域。其中，未经反射的光束可以分为两部分，这两部分透过的相位板厚度不同，因而引入了附加的相移。相移大小由两部分相位板的厚度差决定，假设厚度差为 δe ，相移量为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)\delta e \quad (2.8)$$

相移点的位置可通过移动相位板改变。这种方法的优点是光栅的周期、相移量的大小和位置均可灵活调节，但是需要相干度高的激光器。

1993年，希尔等人创新性地提出了利用相位掩模法来制造光纤光栅的技术^[56]。这种技术的出现，使得制造光纤光栅的技术发生了很大的改善和突破。相位掩模法制作光栅就是使用紫外激光照射在掩模板上，光纤位于掩模板下方，紫外激光在通过掩模板时发生衍射，衍射条纹照在下方的光纤上，因此使得光纤产生曝光，从而形成了光纤光栅。用相位掩模板法制造光纤光栅不仅工艺简单，重复性好，而且成品率高。这种方法至今仍被广泛使用，它使得光纤光栅的制造技术逐渐走向成熟，朝着更加实用的方向发展。

现在制造光纤光栅的方法大多使用的是相掩模技术，如图 2.8 中所表现的。该相位掩模的掩模板由硅玻璃的平板玻璃制成，紫外光可透射。在其中一个平面上，采用光刻技术刻蚀了一维周期性表面浮雕结构。周期性图案的形状近似于轮廓中的方波。如图所示，光纤几乎与相位的波纹相接触。垂直入射在相位掩模上的紫外光穿过相位掩模的周期性波纹并被其衍射。通常，大部分衍射光包含在 0, +1 和 -1 衍射级中。然而，相位掩模设计为通过控制相位掩模中波纹的深度来抑制零级衍射。在实践中，零级的光量相比于 ± 1 级可以减少到小于 5%，约占 ± 1 级总光强度的大约 40%。两束衍射的光束干涉产生周期性图案，在光纤中光刻

相应的光栅。如果相位掩模光栅的周期是 Λ_{mask} ，光印迹指数光栅的周期为 $\Lambda_{mask}/2$ 。需要注意的是，此时段与照射相位掩模的紫外光的波长无关；然而，获得降低的零级光所需的波纹深度是二氧化硅的波长和光学色散的函数。

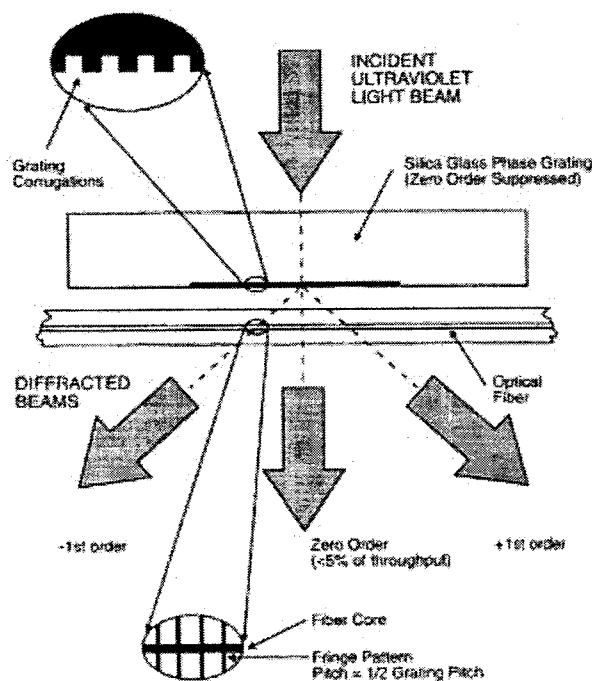


图 2.8 相位掩模法制造光纤光栅

Figure 2.8 Phase mask method for manufacturing fiber gratings

用相位掩模板发制作相移光纤光栅的时候，只需要在相位掩模板在特定位置引入特定相移，相位掩模板中的相移是 PSFBG 目标相移的一半，例如，常用的 π -PSFBG 在相移点往返一次引入的相移量为 π ，则单程相移量为 $\pi/2$ ，那么相位掩模板中的相移应为 $\pi/2$ 。这种方法简单方便，重复率高，适合于相移光纤光栅的批量生产，但是当相移光纤光栅参数改变时，相位掩模板也必须更换，非批量生产时，成本比较大。

相位掩模技术制造光纤光栅方法的优点很多，最主要的就是它大大简化了布拉格光栅的制造工艺，但具有较高的性能。相比于全息法制造光纤光栅，相位掩模技术在光纤对准方面提供了更加简单便捷的操作方法，对于了光印设备的稳定性方面大大降低了要求要求，降低了紫外激光光束的相干性要求，从而允许使用更便宜的紫外准分子激光光源。此外，通过相位掩模，通过辐照平行光纤，在一次曝光的情况下，有可能同时制造多个光栅。在低单位光栅成本下制造高性能光栅的能力对于在某些应用中使用光栅的经济可行性至关重要。相位掩模技术的一

个缺点是，每个不同的布拉格波长需要一个单独的相位掩模。然而，在光印过程中，通过对光纤施加张力，可以进行一些波长调谐；松弛光纤的布拉格波长将偏移大约 2 nm。相位掩模技术不仅能产生高性能的器件，而且具有很强的灵活性，可用于制作具有可控光谱响应特性的光栅。

制作相移光纤光栅时，也可以使用一些无需相位掩模板的办法，比如扫描光纤法。在刻写光栅的过程中，紫外光束和光纤均可通过电动位移平台移动，其速度可通过电脑编程控制^[57]，而且紫外光束的扫描速度 V_{sc} 远大于光纤的移动速度 V_f ，相应位置光纤的折射率调制度^[58]为

$$\Delta n = \frac{\sin(\pi D V_f \Delta V_{sc})}{\pi D V_f \Delta V_{sc}} \quad (2-9)$$

这样，当紫外光束扫描到相应位置时，只需要调整光纤的移动速度，即可在相应位置引入期望的相移。这种方法不需要相干度高的激光器，也不需要定制单独的相移相位掩模板，可以用来刻写长周期相移光纤光栅，相移量的大小和位置均可灵活调节，但是对位移平台的要求比较高，而且刻写时间通常比较长。

在均匀光纤光栅制作完成后，可以采用后处理的多种方式改变光纤光栅的相应位置的折射率，以引入期望相移。例如，可以用一根有狭缝的幅度掩模板，或者用聚焦紫外激光束^[41]，在相移点进行紫外二次辐照；也有聚焦 CO₂ 激光束^[59]、局部热处理^[60]、电弧技术^[61]等方法。在无需批量生产相移光纤光栅的情况下，使用这些手段可以简单快速有效地得到相移光纤光栅。

相移光纤光栅制造的另一种方法是逐点写入技术^[62, 63]。在这种方法中，利用飞秒激光聚焦到纤芯改变纤芯的折射率，通过扫描的方法，光栅的每个指数扰动都是逐点写入的，因此可以通过扫描的方法，逐点改变 PSFBG 的折射率，在扫描时，只要控制扫描的速度，即可在相应的位置获得期望的相移。对于有很多扰动的光栅，这种方法效率不高。然而，它已被用于制造光纤中的微型布拉格光栅。这种方法可用于刻写长周期光纤光栅，然而缺点是对精度的要求很高。

随着光纤光栅的刻写方法逐步发展，使得相移光纤光栅在应用中得到了很好的发展，这为相移光纤光栅的光通讯中的应用进一步开拓了市场。

2.4 光纤光栅的耦合模理论

理想情况下的正规波导是各模式独立传播的，并且在模式之间无能量交换。它们的传播模式之间，传播模式和辐射模式之间均满足正交关系。但实际情况不同于理想状态，在实际情况下，波导结构都会有一定的不完整性的存在。很多因素会对波导产生影响，比如有波导的材料内部分布不均匀，波导存在着边界，波导本身存在的损耗等等，或者波导的形状产生了畸变和其周围存在其它的波导的影响，这些因素都会影响到波导的完整性。这些波导被称为非正规波导，非正规波导存在波导内模式之间的能量交换，会发生耦合。当两个波导之间的距离很小的时候，能量将在两个波导之间相互影响，当其中一个波导的能量进入到另一个波导中之后，发生耦合，这时在另一个波导中会产生激发，激发出的导模场又会影响到原来的波导，这种两个波导相互之间存在的耦合被称为横向耦合。另一方面，波导的纵向不均匀性，会导致光波反射，则波导中存在正反两个方向传播的光波。这时传播模式的正交性也会受到破坏，不同模式之间产生能量耦合，这种耦合称作纵向耦合。

研究光波导的基本理论是麦克斯韦方程组，但非正规波导中发生模式耦合，求解该方程组较为困难，不能直接求解。不过许多非正规波导都可以视作由一个结构接近的正规波导受到几何形变或折射率等的扰动而得到的，因此通常可以采用将实际波导的传输场按正规波导的完备的正交模式展开的方法进行分析，也就是将微扰光波导的解进行分解，拆分成为不同的本征模之间进行了线性叠加。由于模式之间的相互影响，展开系数不再是常数，需要通过耦合模方程得到。

2.4.1 理想正规模式展开的模耦合方程

设实际非正规波导的折射率分布为 $n(x,y,z)$ ， n 既与横坐标有关，还与纵坐标 z 有关。 $n_0(x,y)$ 表示理想正规波导的折射率分布情况。

假设该正规波导模场的横向分量为

$$\begin{aligned}\bar{E}_\mu &= \bar{e}_\mu e^{-i\beta_\mu z} \\ \bar{H}_\mu &= \bar{h}_\mu e^{-i\beta_\mu z}\end{aligned}\quad (2.10)$$

根据麦克斯韦方程组，其模场方程为

$$\begin{aligned}\nabla_t \times \nabla_t \times \bar{e}_\mu &= n_0^2 k_0^2 \bar{e}_\mu + \omega \mu \beta_\mu \bar{z}_0 \times \bar{h}_\mu \\ \nabla_t \times \nabla_t \times \bar{h}_\mu &= k_0^2 \bar{h}_\mu - \omega \varepsilon_0 \beta_\mu \bar{z}_0 \times \bar{e}_\mu\end{aligned}\quad (2.11)$$

其中, $k_0=2\pi/\lambda_0$ 为真空中的波矢长度。

设 $\vec{E}_t$ 、 $\vec{H}_t$ 是实际波导总电磁场的横向分量, 那么总电场的横场方程为

$$\begin{aligned}\nabla_t \times \nabla_t \times \vec{E}_t &= n^2 k_0^2 \vec{E}_t + i\omega\mu\beta_\mu \vec{z}_0 \times \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_t \\ \nabla_t \times \nabla_t \times \vec{H}_t &= k_0^2 \vec{H}_t - i\omega\varepsilon_0\beta_\mu \vec{z}_0 \times \frac{\partial}{\partial z} \vec{E}_t\end{aligned}\quad (2.12)$$

在微扰光波导中, 横向电、磁矢量可以看做 $\vec{e}_\mu$ 、 $\vec{h}_\mu$ 的线性叠加, 即

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= \sum_\nu a_\nu \vec{e}_\nu \\ \vec{H}_t &= \sum_\nu b_\nu \vec{h}_\nu\end{aligned}\quad (2.13)$$

注意, 式 (2.13) 已将与 z 有关的项, 包括 $e^{-i\beta_\nu z}$, 都放在模系数 a_ν 、 b_ν 中。

将上面两式代入总场方程式 (2.12) 中, 得

$$\begin{aligned}\sum_\nu a_\nu \nabla_t \times \nabla_t \times \vec{e}_\nu &= n^2 k_0^2 \sum_\nu a_\nu \vec{e}_\nu + i\omega\mu \sum_\nu \vec{z}_0 \times \frac{db_\nu}{dz} \vec{h}_\nu \\ \sum_\nu b_\nu \nabla_t \times \frac{1}{n^2} \nabla_t \times \vec{h}_\nu &= k_0^2 \sum_\nu b_\nu \vec{h}_\nu - i\omega\varepsilon_0 \sum_\nu \vec{z}_0 \times \frac{da_\nu}{dz} \vec{e}_\nu\end{aligned}\quad (2.14)$$

再将模场方程式 (2.11) 代入, 得

$$\begin{aligned}\sum_\nu \left(\frac{db_\nu}{dz} + i\beta_\nu a_\nu \right) \vec{z}_0 \times \vec{h}_\nu &= i\omega\varepsilon_0 (n^2 - n_0^2) k_0^2 \sum_\nu a_\nu \vec{e}_\nu \\ \sum_\nu \left(\frac{da_\nu}{dz} + i\beta_\nu b_\nu \right) \vec{z}_0 \times \vec{e}_\nu &= \frac{i}{\omega\varepsilon_0} \sum_\nu b_\nu \nabla_t \times \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \vec{h}_\nu\end{aligned}\quad (2.15)$$

用 $\vec{e}_\mu^*$ 和 $\vec{h}_\mu^*$ 点乘分别点乘以上两式, 并分别在整个横截面内积分, 同时考虑模式的正交归一化条件

$$\iint (\vec{e}_\mu^* \times \vec{h}_\nu) \cdot \vec{z}_0 dx dy = 2\delta_{\mu\nu}\quad (2.16)$$

得

$$\begin{aligned}\frac{db_\mu}{dz} + i\beta_\mu a_\mu &= \frac{\omega\varepsilon_0}{2i} \sum_\nu a_\nu \iint (n^2 - n_0^2) \vec{e}_\mu^* \cdot \vec{e}_\nu dx dy \\ \frac{da_\mu}{dz} + i\beta_\mu b_\mu &= \frac{i}{2\omega\varepsilon_0} \sum_\nu b_\nu \iint \vec{h}_\mu^* \cdot \nabla_t \times \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \vec{h}_\nu dx dy\end{aligned}\quad (2.17)$$

这就是按理想正规模式展开时获得的耦合模方程, 通常写成如下形式

$$\begin{cases} \frac{db_\mu}{dz} + i\beta_\mu a_\mu = \sum_\nu \kappa_{\mu\nu}^{(1)} a_\nu \\ \frac{da_\mu}{dz} + i\beta_\mu b_\mu = \sum_\nu \kappa_{\mu\nu}^{(2)} b_\nu \end{cases}\quad (2.18)$$

其中

$$\kappa_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{\omega\epsilon_0}{2i} \iint (n^2 - n_0^2) \bar{e}_{\mu}^* \cdot \bar{e}_{\nu} dx dy \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\mu\nu}^{(2)} &= \frac{i}{2\omega\epsilon_0} \iint \bar{h}_{\mu}^* \cdot \nabla_t \times \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \bar{h}_{\nu} dx dy \\ &= \frac{\omega\epsilon_0}{2i} \iint \frac{n_0^2}{n^2} (n^2 - n_0^2) \bar{e}_{\mu}^* \cdot \bar{e}_{\nu} dx dy \end{aligned} \quad (2.20)$$

$\kappa_{\mu\nu}^{(1)}$ 、 $\kappa_{\mu\nu}^{(2)}$ 称作模耦合系数，分别描述了 μ 阶模与 ν 阶模之间电磁场的耦合系

数。通常情况下，纵场分量远小于横场分量，所以一般 $\kappa_{\mu\nu}^{(2)} \ll \kappa_{\mu\nu}^{(1)}$ 。由耦合模方程(2.18)可以看出，各模展开系数的变化不是独立的。方程里很容易看到，所有电场的模系数 b_μ 都会影响到磁场的模系数 a_ν 产生变化，反过来也成立。这说明了电场与磁场之间存在着交叉耦合，证明了模式之间存在耦合。

2.4.2 耦合模方程的微扰解——双向模耦合

基于理想正规模式的耦合模方程(2.18)，其等式右边的求和项表示模式之间的相互作用，模式的强弱由耦合系数 $\kappa_{\mu\nu}^{(1)}$ 、 $\kappa_{\mu\nu}^{(2)}$ 中的 $n^2 - n_0^2$ 决定。一般具有微弱不规则性的波导，这一差值很小，因此可以认为耦合是正规模式受到微扰产生的。为了求解耦合模方程，首先求解耦合模方程(2.18)的通解，即令 $n=n_0$ ，此时耦合模方程为

$$\begin{cases} \frac{db_\mu}{dz} + i\beta_\mu a_\mu = 0 \\ \frac{da_\mu}{dz} + i\beta_\mu b_\mu = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

两式分别相加减得

$$\begin{cases} \frac{d}{dz}(a_\mu + b_\mu) + i\beta_\mu(a_\mu + b_\mu) = 0 \\ \frac{d}{dz}(a_\mu - b_\mu) - i\beta_\mu(a_\mu - b_\mu) = 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

记 $A_\mu e^{-i\beta_\mu z} = (a_\mu + b_\mu)/2$ ， $B_\mu e^{i\beta_\mu z} = (a_\mu - b_\mu)/2$ ，则耦合模方程(2.18)的通解

为

$$\begin{cases} a_\mu = A_\mu e^{-i\beta_\mu z} + B_\mu e^{i\beta_\mu z} \\ b_\mu = A_\mu e^{-i\beta_\mu z} - B_\mu e^{i\beta_\mu z} \end{cases} \quad (2.23)$$

$e^{-i\beta_\mu z}$ 项代表沿 z 轴正向传播的模式, $e^{i\beta_\mu z}$ 代表沿 z 轴负向传播的模式, 说明展开系数由正、反向两行波组成, A_μ 和 B_μ 为正、反向的模振幅。显然通解表示无耦合的正规波导模式, A_μ 和 B_μ 为常数。采取常数变易法, 令

$$\begin{cases} a_\mu = A_\mu(z)e^{-i\beta_\mu z} + B_\mu(z)e^{-i\beta_\mu z} \\ b_\mu = A_\mu(z)e^{-i\beta_\mu z} - B_\mu(z)e^{-i\beta_\mu z} \end{cases} \quad (2.24)$$

代入耦合模方程 (2.18) 中,

$$\begin{cases} 2\frac{d}{dz}(A_\mu e^{-i\beta_\mu z}) + 2i\beta_\mu A_\mu e^{-i\beta_\mu z} = \sum_\nu (\kappa_{\mu\nu}^{(1)} + \kappa_{\mu\nu}^{(2)}) A_\nu e^{-i\beta_\nu z} + \sum_\nu (\kappa_{\mu\nu}^{(1)} - \kappa_{\mu\nu}^{(2)}) B_\nu e^{i\beta_\nu z} \\ 2\frac{d}{dz}(B_\mu e^{i\beta_\mu z}) - 2i\beta_\mu B_\mu e^{i\beta_\mu z} = \sum_\nu (\kappa_{\mu\nu}^{(2)} - \kappa_{\mu\nu}^{(1)}) A_\nu e^{-i\beta_\nu z} - \sum_\nu (\kappa_{\mu\nu}^{(1)} + \kappa_{\mu\nu}^{(2)}) B_\nu e^{i\beta_\nu z} \end{cases} \quad (2.25)$$

$$\text{令} \quad \begin{cases} \kappa_{\mu\nu}^+ = \frac{1}{2}(\kappa_{\mu\nu}^{(1)} + \kappa_{\mu\nu}^{(2)}) \\ \kappa_{\mu\nu}^- = \frac{1}{2}(\kappa_{\mu\nu}^{(1)} - \kappa_{\mu\nu}^{(2)}) \end{cases} \quad (2.26)$$

代入上述两个方程, 经整理可得

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} A_\mu = \sum_\nu [\kappa_{\mu\nu}^+ A_\nu e^{i(\beta_\mu - \beta_\nu)z} + \kappa_{\mu\nu}^- B_\nu e^{i(\beta_\mu + \beta_\nu)z}] \\ \frac{d}{dz} B_\mu = -\sum_\nu [\kappa_{\mu\nu}^- A_\nu e^{-i(\beta_\mu + \beta_\nu)z} + \kappa_{\mu\nu}^+ B_\nu e^{-i(\beta_\mu - \beta_\nu)z}] \end{cases} \quad (2.27)$$

这是耦合模方程的另一种形式, 说明正向、反向传输模都参与耦合。该式与式 (2.18) 在理论上是等价的, 可相互代换。但 A_μ 和 B_μ 代表正、反向的模振幅, 物理意义更加明确, 而且由于快变因子 $e^{\pm i\beta_\mu z}$ 被分离, A_μ 和 B_μ 称为慢变化振幅, 求取过程采取近似方法更为方便。该式是微扰条件下普遍的耦合模方程, 一般还可以作进一步近似。

2.4.3 光纤光栅的耦合模方程

光纤光栅是一种光纤器件。它在沿光纤长度方向通过一定的方法进行特殊处理后, 使得光纤纤芯内部的折射率永久地产生一定的周期性变化。如图 2.9 所示, 纤芯中其折射率分布为

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \delta n(z) = n_0 + \sum_m \tilde{n}_m f(z) \cos[2\pi m z / \Lambda + \theta_m(z)] \\ &\approx n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_1 f(z) \cos[k_B z + \theta_1(z)] \end{aligned} \quad (2.28)$$

由于高阶展开分量较小，而且不在我们关心的波段内，因此近似式中 $m>1$ 的项可以忽略。式中， $\tilde{n}_0$ 是光致折射率改变的本底，它是 z 的慢变函数。 $\tilde{n}_1$ 是光纤光栅的一阶调制振幅， $f(z)$ 是光纤光栅的切趾函数。 $k_B=2\pi/\Lambda$ 是布拉格波矢。对于啁啾光纤光栅，相位因子表示为 $k_B z = 2\pi z/\Lambda + \theta(z)$ 。

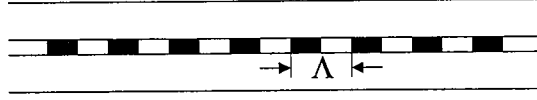


图 2.9 光纤光栅的折射率分布图示

Figure 2.9 Refractive index profile of a fiber grating

纤芯的折射率远远大于光纤光栅的折射率改变量，即 $n_0 \gg (\tilde{n}_0 + \tilde{n}_1)$ ，所以可以将它看成正规圆柱形波导（光纤）上的一个微扰。实际应用中一般是单模光纤光栅，模式耦合主要发生于基模 LP₀₁ 模的正反向模之间。这种情况下，双向耦合模方程（2.27）简化为

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} A = \kappa_{11}^+ A + \kappa_{11}^- B e^{i2\beta z} \\ \frac{d}{dz} B = -\kappa_{11}^+ B - \kappa_{11}^- A e^{-i2\beta z} \end{cases} \quad (2.29)$$

其中耦合系数 κ_{11}^+ 和 κ_{11}^- 分别为

$$\begin{aligned} \kappa_{11}^+ &= \frac{1}{2} (\kappa_{11}^{(1)} + \kappa_{11}^{(2)}) \\ \kappa_{11}^- &= \frac{1}{2} (\kappa_{11}^{(1)} - \kappa_{11}^{(2)}) \end{aligned} \quad (2.30)$$

其中 $\kappa_{11}^{(1)}$ 和 $\kappa_{11}^{(2)}$ 分别称为横向耦合系数和纵向耦合系数。假设折射率微扰只与轴向坐标 z 有关，与横截面无关。有

$$\begin{aligned} \kappa_{11}^{(1)} &= \frac{\omega \epsilon_0}{2i} \iint (n^2 - n_0^2) \overline{e_{1r}}^* \cdot \overline{e_{1r}} dx dy \\ &= \frac{k_0}{2n_0 i} (n^2 - n_0^2) \iint_{r < a} e_x \cdot h_y dx dy \approx -i \frac{k_0}{n_0} (n^2 - n_0^2) \\ \kappa_{11}^{(2)} &= \frac{\omega \epsilon_0}{2i} \iint (n^2 - n_0^2) \overline{e_{1z}}^* \cdot \overline{e_{1z}} dx dy \end{aligned} \quad (2.31)$$

一般纵向耦合系数远远小于横向耦合系数，因此 $\kappa_{11}^{(2)}$ 可忽略。有

$$\kappa_{11}^+ = \kappa_{11}^- = \frac{1}{2} \kappa_{11}^{(1)} \quad (2.32)$$

光纤光栅的耦合模方程可进一步简化为

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} A = \frac{1}{2} \kappa_{11}^{(1)} (A + B e^{i2\beta z}) \\ \frac{d}{dz} B = -\frac{1}{2} \kappa_{11}^{(1)} (B + A e^{-i2\beta z}) \end{cases} \quad (2.33)$$

这是耦合模方程在光纤光栅中应用并简化的结果。在弱波导近似下,适用于任何光纤光栅,在一些简单的情况,可以进一步简化。

2.4.4 耦合模方程的求解--均匀布拉格光纤光栅

对于理想情况下的均匀布拉格光纤光栅,式(2.28)中的 $f(z)=1$, $\tilde{n}_0=0$, $\theta(z)=0$, 一阶条件近似下, 横向耦合系数

$$\begin{aligned} \kappa_{11}^{(1)} &= -i \frac{k_0}{n_0} (n^2 - n_0^2) \\ &\approx -i2k_0 \tilde{n}_1 \cos(k_b z) \\ &= -ik_0 \tilde{n}_1 (e^{ik_b z} + e^{-ik_b z}) \end{aligned} \quad (2.34)$$

将其代入耦合模方程(2.33)中, 得

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} A = -ik_0 \tilde{n}_1 A \cos(k_b z) - \frac{i}{2} k_0 \tilde{n}_1 B [e^{i(2\beta+k_b)z} + e^{i(2\beta-k_b)z}] \\ \frac{d}{dz} B = ik_0 \tilde{n}_1 B \cos(k_b z) + \frac{i}{2} k_0 \tilde{n}_1 A [e^{-i(2\beta+k_b)z} + e^{-i(2\beta-k_b)z}] \end{cases} \quad (2.35)$$

求解微分方程过程中, 考虑到 $\int e^{-i\alpha z} dz \sim 1/\alpha$, 所以高频(和频)项积分会出现比较大的分母, 因而忽略高频(和频)项。前后向振幅 A 和 B 成为缓变量振幅, 这样做也相当于对低频的缓变函数进行平滑处理。定义耦合系数 $\kappa = k_0 \tilde{n}_1 / 2$, 失谐量 $\delta = \beta - k_b / 2 = \beta - \beta_b$, 这里 β_b 为满足布拉格条件的波矢量。这样上面的方程可简化为

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} A = -i\kappa B e^{i2\delta z} \\ \frac{d}{dz} B = i\kappa A e^{-i2\delta z} \end{cases} \quad (2.36)$$

对上式中的两个方程继续求导, 有

$$\begin{aligned} A'' - i2\delta A' - \kappa^2 A &= 0 \\ B'' + i2\delta B' - \kappa^2 B &= 0 \end{aligned} \quad (2.37)$$

上述两个方程是常系数齐次线性微分方程, 其通解为

$$\begin{aligned} A &= (A_1 e^{\sigma z} + A_2 e^{-\sigma z}) e^{i\delta z} \\ B &= (B_1 e^{\sigma z} + B_2 e^{-\sigma z}) e^{-i\delta z} \end{aligned} \quad (2.38)$$

式中, $\sigma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$ 。将通解代入耦合方程 (2.36) 得到关系

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{i(\sigma + i\delta)}{\kappa} A_1 \\ B_2 &= \frac{i(-\sigma + i\delta)}{\kappa} A_2 \end{aligned} \quad (2.39)$$

考虑一个长度为 L 的光栅, 入射光波沿 $+z$ 方向传输的, 光栅长度为 L , 上式系数应满足 $z=0$ 和 $z=L$ 处的边界条件

$$\begin{aligned} A_1 + A_2 &= 1 \\ B_1 + B_2 &= r \\ (A_1 e^{\sigma L} + A_2 e^{-\sigma L}) e^{-i\beta_b L} &= t \\ B_1 e^{\sigma L} + B_2 e^{-\sigma L} &= 0 \end{aligned} \quad (2.40)$$

于是得到相关参量

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{(\sigma - i\delta) e^{-\sigma L}}{2[\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)]}, \quad A_2 = \frac{(\sigma + i\delta) e^{\sigma L}}{2[\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)]} \\ B_1 &= \frac{i\kappa e^{-\sigma L}}{2[\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)]}, \quad B_2 = \frac{-i\kappa e^{\sigma L}}{2[\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)]} \end{aligned} \quad (2.41)$$

可以得到光纤光栅的场幅度反射率 r 和 t 分别为

$$\begin{aligned} r &= \frac{-i\kappa \operatorname{sh} \sigma L}{\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)} \\ t &= \frac{\sigma e^{-\beta_b L}}{\sigma \operatorname{ch}(\sigma L) + i\delta \operatorname{sh}(\sigma L)} \end{aligned} \quad (2.42)$$

光栅的反射率和透射率分别为

$$\begin{aligned} R &= \frac{\kappa^2 \operatorname{sh}^2 \sigma L}{\kappa^2 \operatorname{ch}^2 \sigma L - \delta^2} \\ T &= \frac{\sigma^2}{\kappa^2 \operatorname{ch}^2 \sigma L - \delta^2} \end{aligned} \quad (2.43)$$

2.5 相移光纤光栅的传输矩阵

尽管我们已经给出了任意情况下光纤光栅的耦合模方程 (2.33), 但是实际情况中我们常常遇到非均匀光纤光栅的情况, 也就是在沿着光栅长度方向上, 光栅的周期的分布是不均匀的, 因此折射率分布也是不均匀的, 相移光纤光栅就是其中的一个情况。这时通常难以求解方程的解析解, 需要采用数值方法求解。

在各种数值方法中,传输矩阵法因其简单性和普适性应用最广泛^[64]。采用传输矩阵法时,非均匀光纤光栅的整个长度被划分为很多段,认为每个小段都是一个均匀光纤光栅。每段光纤光栅都可以看作是双端口器件,因为光纤布拉格光栅中存在有前向波和后向波两种,如图 2.10 所示。 z_i 为输入端口, z_{i+1} 为输出端口, 长度为 $z_i = z_{i+1} - z_i$, $A(z_i)$ 和 $B(z_i)$ 为输入量,表示前向波和后向波在输入端的振幅, $A(z_{i+1})$ 和 $B(z_{i+1})$ 为输出量,表示前向波和后向波在输出端的振幅。实际上,对一段光纤光栅来说, $A(z_i)$ 和 $B(z_{i+1})$ 是两个输入量,而 $B(z_i)$ 和 $A(z_{i+1})$ 是光纤光栅的两个输出量,但这里为了方便,将 $A(z_i)$ 和 $B(z_i)$ 作为输入量,而 $A(z_{i+1})$ 和 $B(z_{i+1})$ 作为输出量,这样处理不影响后续结果。

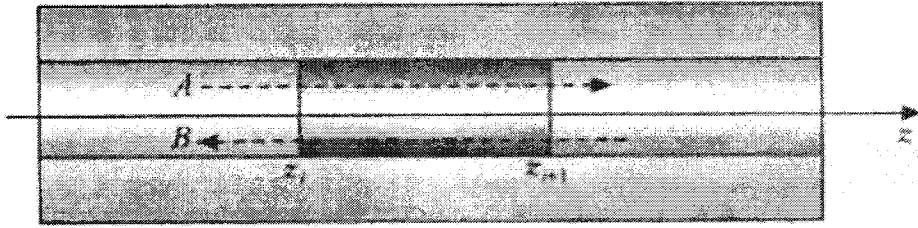


图 2.10 光纤光栅的输入和输出

Figure 2.10 Input and Output of Fiber Bragg Gratings

第 i 段的两个输入和输出由下列矩阵联系

$$\begin{bmatrix} A(z_{i+1}) \\ B(z_{i+1}) \end{bmatrix} = M_i \cdot \begin{bmatrix} A(z_i) \\ B(z_i) \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

其中, $M_i = \begin{bmatrix} M_{11}^{(i)} & M_{12}^{(i)} \\ M_{21}^{(i)} & M_{22}^{(i)} \end{bmatrix}$, 相继地连乘每一小段的矩阵, 即可得到光在非均匀光纤光栅中传输时的总传输矩阵可表示为

$$M = M_N \cdot M_{N-1} \cdot \dots \cdot M_1 = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

根据边界条件

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

可得光纤光栅的反射系数和透射系数

$$r = -\frac{M_{21}}{M_{22}} \quad (2.47)$$

$$t = \frac{M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}}{M_{22}} = \frac{1}{M_{22}} \quad (2.48)$$

由以上两式可知

$$M_{22} = \frac{1}{t}, M_{21} = \frac{r}{t}, M_{12} = \frac{r^*}{t^*}, M_{11} = \frac{1}{t^*} \quad (2.49)$$

即

$$M = \begin{bmatrix} \frac{1}{t^*} & \frac{r^*}{t^*} \\ \frac{r}{t} & \frac{1}{t} \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

下面根据导出的均匀光纤光栅的结果, 求解第 i 段均匀光纤光栅的传输矩阵, 该段光纤光栅的边界条件为:

$$\begin{aligned} A_1 + A_2 &= A(z_i) \\ B_1 + B_2 &= B(z_i) \end{aligned} \quad (2.51)$$

将式 (2.39) 代入上式有

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{i(\sigma + i\delta)}{\kappa} & -\frac{i(\sigma - i\delta)}{\kappa} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A(z_i) \\ B(z_i) \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

所以

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{i(\sigma + i\delta)}{\kappa} & -\frac{i(\sigma - i\delta)}{\kappa} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} A(z_i) \\ B(z_i) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \frac{\sigma - i\delta}{2\sigma} & -\frac{i\kappa}{2\sigma} \\ \frac{\sigma + i\delta}{2\sigma} & \frac{i\kappa}{2\sigma} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A(z_i) \\ B(z_i) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.53)$$

又

$$\begin{bmatrix} A(z_{i+1}) \\ B(z_{i+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{(\sigma - i\beta_0)\Delta z_i} & e^{-(\sigma + i\beta_0)\Delta z_i} \\ \frac{i(\sigma + i\delta)}{\kappa} e^{(\sigma + i\beta_0)\Delta z_i} & -\frac{i(\sigma - i\delta)}{\kappa} e^{-(\sigma - i\beta_0)\Delta z_i} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

将式 (2.53) 代入式 (2.54) 中并经过化简, 整理可得

$$\begin{bmatrix} A(z_{i+1}) \\ B(z_{i+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\sigma ch(\sigma\Delta z_i) - i\delta sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} & -\frac{i\kappa sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} \\ \frac{i\kappa sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} & \frac{\sigma ch(\sigma\Delta z_i) + i\delta sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A(z_i) e^{-i\beta_0\Delta z_i} \\ B(z_i) e^{i\beta_0\Delta z_i} \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

这样, 传输矩阵法第 i 段光纤光栅均匀光纤光栅的传输矩阵为

$$M_i = \begin{bmatrix} \left[ch(\sigma\Delta z_i) - i\frac{\delta}{\sigma} sh(\sigma\Delta z_i) \right] e^{-i\beta_0\Delta z_i} & -\frac{i\kappa sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} e^{-i\beta_0\Delta z_i} \\ \frac{i\kappa sh(\sigma\Delta z_i)}{\sigma} e^{i\beta_0\Delta z_i} & \left[ch(\sigma\Delta z_i) + i\frac{\delta}{\sigma} sh(\sigma\Delta z_i) \right] e^{i\beta_0\Delta z_i} \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

可以看到传输矩阵 M_i 对角元素是共轭的, 且有 $|M_i|=1$ 。注意该传输矩阵是在不考虑光纤光栅背景损耗的情况下导出的。考虑均匀背景损耗时, 这里不加证明直接给出其传输矩阵为

$$M_i^\alpha = \begin{bmatrix} \left[ch(\tilde{\sigma}\Delta z_i) - i\frac{\tilde{\delta}}{\tilde{\sigma}} sh(\tilde{\sigma}\Delta z_i) \right] e^{-i\beta_0\Delta z_i} & -\frac{i\kappa sh(\tilde{\sigma}\Delta z_i)}{\tilde{\sigma}} e^{-i\beta_0\Delta z_i} \\ \frac{i\kappa sh(\tilde{\sigma}\Delta z_i)}{\tilde{\sigma}} e^{i\beta_0\Delta z_i} & \left[ch(\tilde{\sigma}\Delta z_i) + i\frac{\tilde{\delta}}{\tilde{\sigma}} sh(\tilde{\sigma}\Delta z_i) \right] e^{i\beta_0\Delta z_i} \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

式中, $\tilde{\delta} = \delta + i\alpha_0$, $\tilde{\sigma} = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\delta}^2}$ 。因为 $\tilde{\delta}$ 和 $\tilde{\sigma}$ 不再是实数, 此时传输矩阵的对角元素不再是共轭的, 但还满足 $|M_i^\alpha|=1$ 。

2.5.1 相移光纤光栅的传输矩阵

相移光纤光栅的结构如图 2.1 所示, 当只有一个相移点时, 它可以分为三个部分: 两个长度分别为 l_1 和 l_2 的均匀光纤光栅, 中间夹着一个相移量为 θ 的相移段。根据传输矩阵法, 该光栅的传输矩阵可以描述为三个传输矩阵连乘的结果, 即

$$M_{\text{PSFBG}} = M_2 M_{\text{ps}} M_1 \quad (2.58)$$

其中, M_{ps} 是相移段的传输矩阵, 由一个对角矩阵表示

$$M_{\text{ps}} = \begin{bmatrix} e^{-i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\theta/2} \end{bmatrix} \quad (2.59)$$

M_2 、 M_1 是两段均匀光纤光栅的传输矩阵, 式 (2.58) 的计算结果为

$$\begin{aligned} M_{\text{PSFBG}} &= \begin{bmatrix} M_{11}^{(2)} & M_{12}^{(2)} \\ M_{21}^{(2)} & M_{22}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{-i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\theta/2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_{11}^{(1)} & M_{12}^{(1)} \\ M_{21}^{(1)} & M_{22}^{(1)} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} M_{11}^{(2)} M_{11}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{12}^{(2)} M_{21}^{(1)} e^{i\theta/2} & M_{11}^{(2)} M_{12}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{12}^{(2)} M_{22}^{(1)} e^{i\theta/2} \\ M_{21}^{(2)} M_{11}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{22}^{(2)} M_{21}^{(1)} e^{i\theta/2} & M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{22}^{(2)} M_{22}^{(1)} e^{i\theta/2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.60)$$

根据式 (2.47) 和式 (2.48), 相移光纤光栅的反射系数和透射系数分别为

$$\begin{aligned} r &= -\frac{M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{22}^{(2)} M_{22}^{(1)} e^{i\theta/2}}{M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{22}^{(2)} M_{22}^{(1)} e^{i\theta/2}} \\ t &= \frac{1}{M_{21}^{(2)} M_{12}^{(1)} e^{-i\theta/2} + M_{22}^{(2)} M_{22}^{(1)} e^{i\theta/2}} \end{aligned} \quad (2.61)$$

本节以只有一个相移点的相移光纤光栅为例介绍了传输矩阵法在相移光纤光栅上的应用, 当有多个相移点时, 例如有 $N-1$ 个相移点时, 则可以把它看做 N

段周期相同但有相移的光栅连接而成，前一段的输出可以看做后一段的输入，方法与本节相同，在此不再赘述。

2.5.2 相移光纤光栅的时延和色散特性

色散是光在介质中传输时的一种现象，光束的传播速度跟着频率的变化而产生变化。在实际生活中，每个光源都不是单一频率的单色光，而是包含了不同的单色光。因为不同的单色光各自具有不同的频率，所以导致自然光源都有着一定的带宽。当光束在介质中传播的时候，不同频率的光传播速度各有差异，因此在传输相当长的距离之后，光束的状态会发生变化，不同于初始时候的状态。

用式(2.62)表示单色波的传输

$$A = A_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.62)$$

其中，单色波的波束 $k = 2\pi / \lambda$ ， λ 为光在这个介质中传输时的波长， ω 为光波的角频率。

我们假设两个由不同频率的单色光组成了非单色光，这两束单色光都沿着 Z 轴传播，频率分别为 ω_1 和 ω_2 ，两者频率相差较小，那么这两束单色光叠加之后为：

$$A = A_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z) + A_0 \cos(\omega_2 t - k_2 z) = 2A_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta k z) \cos(\omega t - kz) \quad (2.63)$$

准单色波可看作是由连续分布的单色波组合而成的，无限多频率在 ω 附近、 $\Delta\omega$ 范围内的单色波叠加形成了准单色波。载波和慢变包络构成了合成波，我们将这样的包络称为波包。

进行变换后可以写为：

$$A = 2A_0 \cos\left(\Delta\omega\left(t - \frac{z}{\Delta\omega / \Delta k}\right)\right) \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{\omega / k}\right)\right) \quad (2.64)$$

在这个公式中，我们用前一个 $\cos$ 来表示波包的移动过程，用后一个 $\cos$ 来表示载波的移动过程^[65]。因此，光束的相速度为；光束传播的群速度 $v_g = \Delta\omega / \Delta k$ 。波包的移动速度也就是光束传播的群速度，群速度代表了能量的传播速度。

在波包中能量最集中的地方振幅最大，群时延指的就是波包在介质中通过单位长度所需要花费的时间：

$$\tau = \frac{1}{v_g} = \frac{\Delta k}{\Delta \omega} \approx \frac{dk}{d\omega} \quad (2.65)$$

一般情况下，我们用传播常数 β 来表示光纤中波数 k 。时延 τ 会随着波长 λ 的变化而变化，因此可以写作是波长的函数，即 $\tau = \tau(\lambda)$ ，则光纤中的时延为：

$$\tau(\lambda) = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} = \left| \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk_0} \right| = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (2.66)$$

时延差可以用 $\Delta\tau$ 来表示。光在光纤中传输的时候，会有色散效应的存在。只有当多个不同光束在光纤中传播的时候，才会因为不同光束的频率不同，传播速度不同而导致时延差。时延差的造成可能是由于信号中光波的不同模式成分所引起的，也可能是由于信号中的光波不同频率成分引起。光脉冲展宽会随着时延差的增加而变得更加严重。所以，光纤色散的严重程度可以通过时延差来描述。

时延差和输入光的频率，带宽已经波长间隔有关。光纤中传输信号的波长间隔用 $\Delta\lambda_0$ 表示，传输频率用 ω_p 来表示，用 $\Delta\omega$ 表示带宽，最大的时延差可以表达为：

$$\Delta\tau = \Delta\lambda_0 \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (2.67)$$

通过式 (2-66) 可以得到：

$$\Delta\tau = -\Delta\lambda_0 \frac{\lambda_0}{2\pi c} \left(2 \frac{d\beta}{d\lambda_0} + \lambda_0 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right) = \Delta\lambda_0 \left(\frac{2\tau}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right) \quad (2.68)$$

光纤的色散系数 D 定义为单位长度光纤上单位波长间隔内的平均群时延，单位是 ps/(nm·km)，其表达式为：

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (2.69)$$

并且在光通过光纤光栅后，时延和色散同样也会在反射光和透射光当中。可以知道，由于光栅的存在而引起的反射光波包的时延为：

$$\tau = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\omega} \approx \frac{d\varphi}{d\omega} (\Delta\omega \rightarrow 0) \quad (2.70)$$

光纤光栅的时延和普通光纤的时延是不一样的，这是因为光栅的引入，使得时延产生了改变。光纤光栅的时延是指一段光纤光栅整体产生的时延。相移光纤光栅根据其自身的结构特性，因此可以当成是由每个光移点分隔而成的，各种不

同的多段光栅连接而成的一个总体。相移光纤光栅总的时延和色散可由各分段的总和来表示。由于相移光纤光栅每一节的分段光栅的长度和周期是不一样的,因此在每一节中都会产生不同的时延和色散。

即相移光纤光栅的时延为:

$$\tau = \sum_{n=1}^{i+1} \frac{d\varphi_n}{d\omega_n} = \sum_{n=1}^{i+1} -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d\varphi_n}{d\lambda_n} \quad (2.71)$$

其中, i 为相移点个数, λ_0 为中也谐振波长。

相移光纤光栅的色散为

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = \sum_{n=1}^{i+1} \left(-\frac{\lambda_0}{\pi c} \frac{d\varphi_n}{d\lambda_n} - \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d^2\varphi_n}{d\lambda_n^2} \right) = \frac{2\tau}{\lambda_0} - \sum_{n=1}^{i+1} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d^2\varphi_n}{d\lambda_n^2} \quad (2.72)$$

2.6 本章小结

本章从光纤光栅的历史和分类出发,介绍了对相移光纤光栅的基本情况和刻写方法,并且引入光纤光栅的模式耦合理论。并且推导了弱波导近似下光纤光栅的耦合模方程,求出了在均匀光纤光栅的条件下该耦合模方程的解,利用传输矩阵法求解相移光纤光栅的传输谱。对于相移光纤光栅,本章也着重进行了介绍,为后文的实验中所用到的相移光纤光栅建设了理论基础。

第3章 基于相移光纤光栅的环形腔激光器实验

正如前文中所介绍到的,使用 PSFBG 作为光纤窄带滤波器,在窄线宽光纤激光器领域发挥了重要作用。本章拟探讨 PSFBG 在半导体激光器中应用的可能性。将 π -PSFBG 插入环形腔作为腔内滤波器选出单纵模,并且在激光器结构中利用半导体光放大器作为增益介质,提出了一种基于 SOA 的光纤环形腔激光器结构,可以实现窄线宽单纵模的激光输出。

3.1 实验装置

基于 SOA 的光纤环形腔激光器的结构如图 3.1 所示。在环形腔的基础上,它包含了一个商用 SOA,三端口环形器,一个窄带切趾光纤光栅作为粗选滤波器,一个 PSFBG 插入谐振腔中作为细选滤波器选出单纵模。保偏光纤环形器的中心波长为 1550 nm,环形器具有 3 个端口,由于环形器的隔离和单向传输作用,在这个系统里,激光从 1 端口到 2 端口之间、以及从 2 端口到 3 端口之间都是单向传输的,反向隔离度为 60 dB,因此环形器除本身在系统中可以让激光从特定端口进出的功能以外,成功阻隔了激光的反向传输^[66]。环形器的端口 1 和端口 3 之间是不连通的,因此也能够起到光隔离器的作用,确保了环形腔的单向运转,能够有效抑制空间烧孔效应;环形器的 2 端口连接了一个切趾的保偏光纤光栅 (PMFBG)用于消除 PSFBG 的边带对激光器性能的影响,利用其反射特性进行初步滤波^[67-70],这个光纤光栅在慢轴上的布拉格波长为 1548.60 nm,同时作为激光器的输出端;环形器端口 3 连接着 π 相移光纤光栅的输入端^[40],而 π 相移光纤光栅的输出端连接着 SOA 的输入端,这样首尾相连构成了环形腔结构。PSFBG 采用相移相位掩模板法在保偏光纤上刻写而成。它在快轴和慢轴上的布拉格波长分别为 1548.87 nm 和 1549.61 nm。为了增加系统的稳定性,SOA 只能放大一个偏振态上的光,其它所有的元件也都采用保偏器件。整个装置置于一密封在泡沫箱中以减小环境干扰对它的影响。

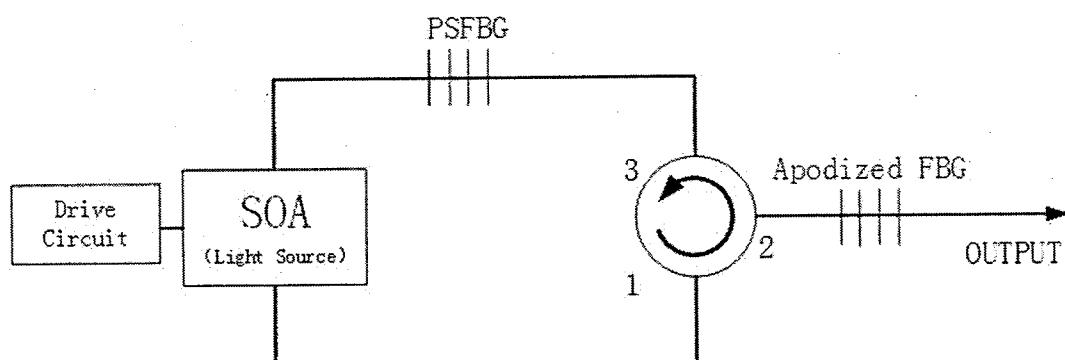


图 3.1 实验装置图示意图

Figure 3.1 Schematic diagram of the experimental device

首先将对实验装置中各个部分的仪器进行性能测试，确保实验所选用的仪器均是符合要求的，并且了解器件的特性。

3.2 实验仪器

3.2.1 SOA 性能测试

首先对作为光源和增益介质的半导体光放大器进行性能测试，实验所用的半导体光放大器如图 3.2 所示，为索雷博公司生产的型号为 BOA1080P 的半导体光放大器。可以看到其两端为单模光纤输出，并且配有活动连接头，但是在使用过程中，可以直接使用活动连接头，也可以将光纤部分剪断，使用保偏熔接机进行熔接使用。不论是哪种方法，都是为了更好地避免损耗，使系统损耗降低到最少。这款 SOA 采用 14 针蝶形封装，不同的输出端口对应不同的作用，为了保证 SOA 在系统安全的温度范围内工作，需要接入温度控制系统，通过热敏电阻和温度控制使得 SOA 工作在确定的温度。



图 3.2 SOA 外观示意图

Figure 3.2 Schematic diagram of SOA

图 3.3 为 SOA 的 14 针管脚的功能表格示意图，管脚 1 和管脚 14 是 SOA 的温度开关的控制端，连接温度控制器的正负两极，作为温度控制器的开关调控。管脚 2 和管脚 5 是 SOA 内置的热敏电阻，通过对温度的探测来确保 SOA 的工作温度稳定，管脚 10 和管脚 11 为电源输出端的正极和负极，连接电流驱动，控制 SOA 的放大效果。

T. Case

1. TEC +	8. NC
2. Thermistor	9. NC
3. NC	10. Dev Anode
4. NC	11. Dev Cathode
5. Thermistor	12. NC
6. NC	13. Case
7. NC	14. TEC -

图 3.3 SOA 引脚示意图

Figure 3.3 SOA pin diagram

SOA 的参数指标如图 3.4，根据参数说明，这款 SOA 的驱动电流的上限为 750 mA，在使用过程中，一般情况下不超过 600 mA。工作温度范围为 0-70 °C，通常为 25 °C。由于 SOA 对于驱动电流的稳定性等有着很高的要求，根据参数指标的要求进行电路设计，实验中使用了型号为 LDX-3620B 的电流驱动，和型号为 LDT-5910C 的温度驱动。

	Symbol	Min	Typical	Max
Operating Current	I_{OP}	-	600 mA	750 mA
Center Wavelength	λ_c	1570 nm	1590 nm	1610 nm
Optical 3 dB Bandwidth	BW	80 nm	90 nm	-
Saturation Output Power @ -3 dB	P_{SAT}	12 dBm	15 dBm	-
Small Signal Gain @ $P_{IN} = -20$ dBm, $\lambda = 1590$ nm	G	23 dB	26 dB	-
Gain Ripple (RMS) @ I_{OP}	δG	-	0.05 dB	0.2 dB
Noise Figure	NF	-	7.0 dB	9.0 dB
Forward Voltage	V_F	-	1.5 V	2.0 V
TEC Operation (Typical / Max @ $T_{CASE} = 25$ °C / 70 °C)				
TEC Current	I_{TEC}	-	0.12 A	1.5 A
TEC Voltage	V_{TEC}	-	0.25 V	4 V
Thermistor Resistance	R_{TH}	-	10 k Ω	-

图 3.4 SOA 参数指标

Figure 3.4 SOA parameters

我们为了让使用的 SOA 工作在线性、稳定、平坦、恒定增益的区域，首先通过实验对 SOA 的增益特性进行测量。在其后的实验中，我们也主要研究 SOA 在这部分区域内的特性变化。

首先测量 SOA 在特定波长下的功率-电流曲线，光路图如下：



图 3.5 测量功率-电流曲线光路图

Figure 3.5 Optical path diagram for measuring power-current curve

分别设置光波长为 1550 nm 和 1570 nm，设置温度控制在 25 °C，测量不同电流下光功率如下表：

表 3.1 不同电流下 SOA 光功率

Table 3.1 SOA optical power at different currents

波长 $\lambda=1550$ nm		波长 $\lambda=1570$ nm	
电流 I (mA)	功率 P (μ W)	电流 I (mA)	功率 P (μ W)
0	0	0	0
50.0	7.179	49.9	6.550
100.0	76.03	100.0	69.47
150.0	268.9	150.0	245.6
200.1	577.2	199.9	525.9
249.9	956.3	249.9	873.8
300.1	1363	300.0	1243
350.1	1750	349.9	1596
400.0	2100	399.9	1912
450.3	2392	450.0	2175
497.9	2608	497.9	2368

做出 $\lambda=1550$ nm 和 $\lambda=1570$ nm 的功率-电流曲线如下：

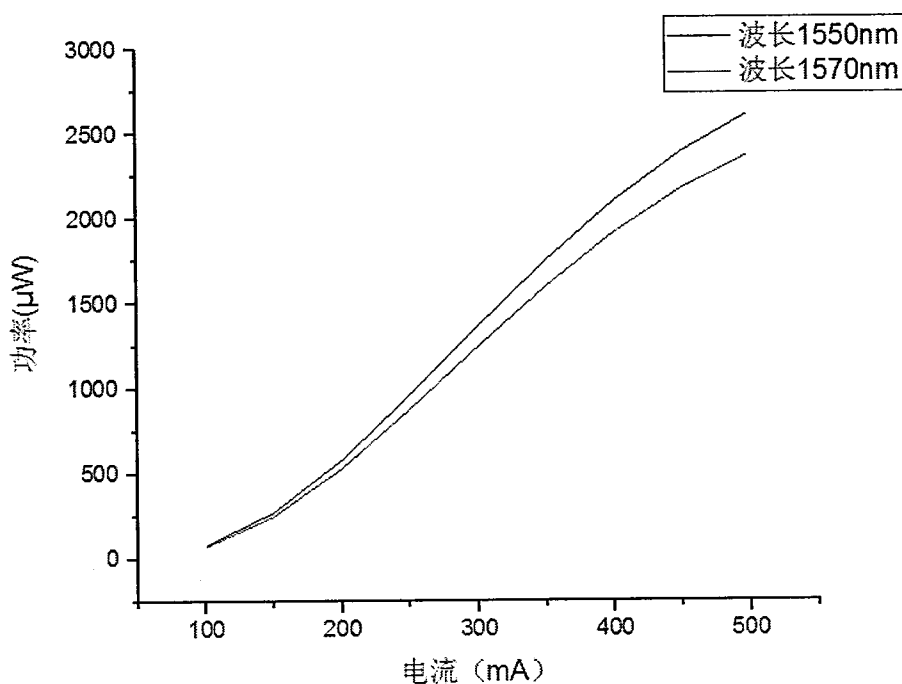


图 3.6 SOA 的功率-电流曲线

Figure 3.6 Power-current curve of SOA

可以看出,在电流从 0~500 mA 的变化下,功率均呈现上升趋势。也就是说,在 SOA 的功率随着电流的增加而增加。但在相同电流下,1550 nm 时功率略微大于 1570 nm 时的功率,实验中的输出光波长在 1550 nm 附近,可以保证一个比较好的光功率输出。

本文使用 SOA 的 ASE 范围为 1570-1610 nm。SOA 的放大的自发辐射光频率是由有源区材料决定的,半导体光放大器的峰值波长值随着 ASE 注入电流的增加而发生一定的偏移。实验测量 SOA 的自发辐射光谱,实验光路图如下:



图 3.7 测量 SOA 自发辐射光路图

Figure 3.7 Measurement of spontaneous emission path diagram of SOA

温度控制 $T=25^{\circ}\text{C}$, 分辨率为 $\text{resolution}=1.12\text{ pm}$, 电流 $I=497.7\text{ mA}$ 时, SOA 自发辐射光谱为

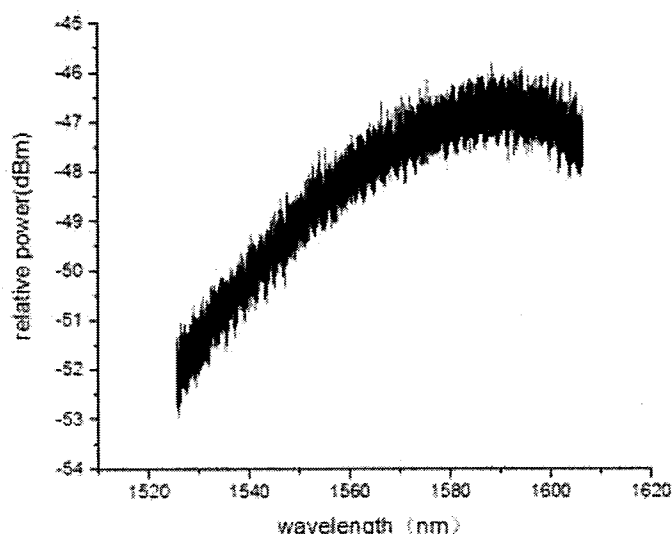


图 3.8 500mA 时 SOA 自发辐射光谱

Figure 3.8 SOA spontaneous emission spectrum at 500mA

将不同电流下的自发辐射谱做在一张图上,得到 SOA 自发辐射光谱随电流变化如下:

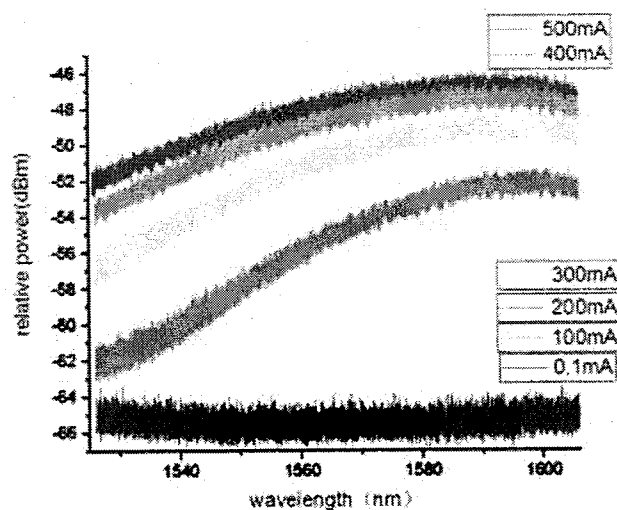


图 3.9 不同电流下 SOA 的自发辐射光谱

Figure 3.9 Spontaneous emission spectrum of SOA at different currents

可以看出, 在温度为 25 °C 的时候, 随着驱动电流增加, 在 1525 nm~1606 nm 波段内, SOA 的自发辐射光功率在全波段都会增加。因此当电流处于 100 mA 以下时, 认为是弱激发状态。此外, 随着电流增加, 自发辐射峰会出现蓝移的现象。

稳定驱动电流为 498 mA, 改变温控温度, 分辨率 1.12 pm, 得到的自发辐射光谱做在一张图上如下:

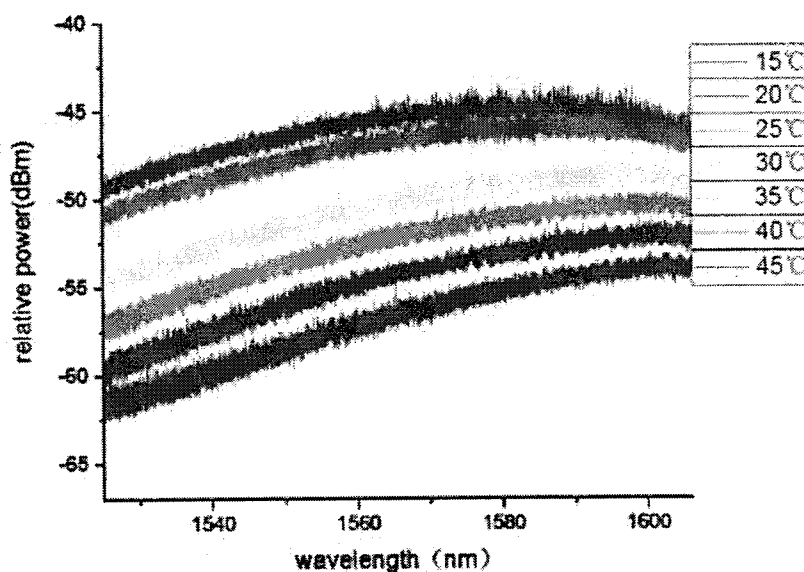


图 3.10 不同温度下 SOA 的自发辐射光谱

Figure 3.10 Spontaneous emission spectrum of SOA at different temperatures

可以看出, 当驱动电流为 498 mA 时, 在 1525 nm~1606 nm 波长范围内, 随着控制温度升高, SOA 的自发辐射光谱降低。并且随着温度上升, 自发辐射峰会出现红移的现象。

SOA 在使用的过程中会出现增益饱和的特性。在最开始的时候，SOA 的增益会随着输入电流的增加而增加，SOA 的输出光的功率与输入电流的强度成正比。当输入的电流增大到某一值后，增益会受到抑制，出现了饱和的情况，这个时候再增加电流，增益并不会继续增加，而且会出现下降的趋势，这是因为载流子的恢复需要时间，这就是 SOA 的增益饱和效应。此外，如果当输入光处于比较弱的光功率的状态下，并且输入 SOA 的电流是固定不变的，那么半导体光放大器会一直处于小信号放大的状态，这时候的光增益是固定的，为一个常数。输出光功率会随着输入光功率的增加而增加，由于 SOA 中参与受激辐射的载流子数量非常大，因此当输入光功率增加到一定阈值时，不能及时恢复和补充载流子，这是也会出现增益饱和效应。但是当这时输出光的功率依然在增加，只不过增加的速度会放缓，增益曲线逐渐趋于平缓。本实验测量了 SOA 的增益曲线，主要探究第一种情况下增益与电流和温度的关系，实验光路图如下：

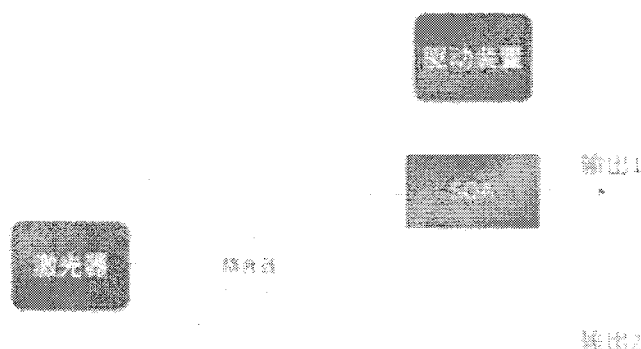


图 3.11 测量 SOA 的增益-波长曲线和增益-电流曲线光路图

Figure 3.11 Gain-wavelength curve and gain-current curve optical path diagram for measuring SOA

使用的耦合器为 1:9 的，9 端口接 SOA 后接功率计测量数值，1 端口直接接功率计测量。温度控制为 25℃。分别测量不同波长下的增益随电流变化值。作图如图 3.12：

由图可以看出，在不同波长的情况下，SOA 的增益都是随着电流增大而增大的，当电流较小时，增益为负值。只有超过一定的电流（约为 80 mA 时），SOA 才显示正的增益特性。当电流增加到 300 mA 以上时，增益曲线相对变得平缓。在测量范围之内，SOA 并没有表现出增益下降的饱和状态。

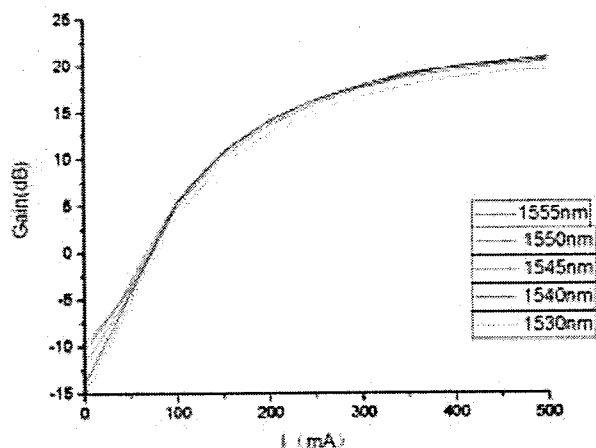


图 3.12 不同波长下 SOA 增益随电流变化

Figure 3.12 SOA gain vs. current at different wavelengths

设定电流 $I=500$ mA，改变温度，计算不同温度下的 SOA 的增益，作图得到结果如下：

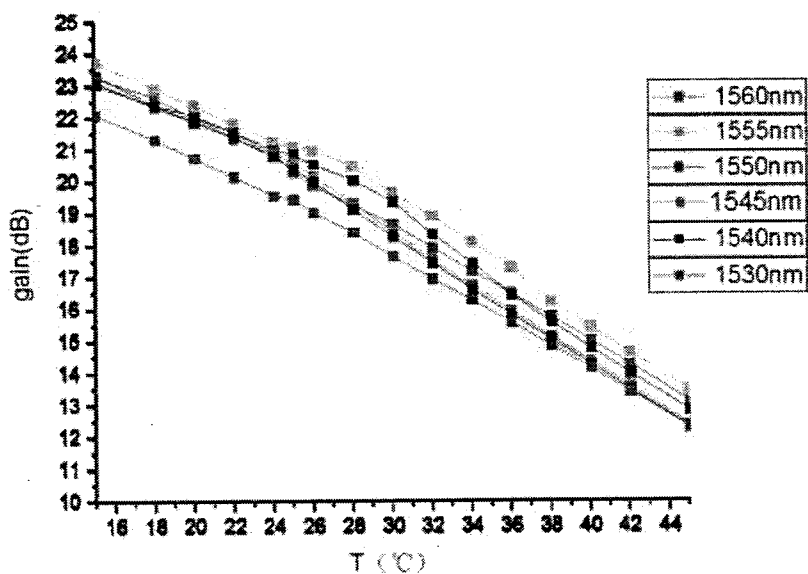


图 3.13 不同波长下 SOA 的增益随温度变化

Figure 3.13 Gain of SOA with temperature at different wavelengths

可以看出，在温度 $15^{\circ}\text{C}\sim 45^{\circ}\text{C}$ 的范围内，增益随着温度的增加而减少。

根据对 SOA 增益测量的结果，我们可以知道，在我们的测量以及实验范围内，也就是电流范围在 $0\sim 500$ mA，或者是温度在 $16^{\circ}\text{C}\sim 40^{\circ}\text{C}$ 的范围内，SOA 的增益都没有出现完全饱和现象，因此在实验中改变电流或者改变温度所引起的结果不涉及到 SOA 的增益饱和。

3.2.2 相移光纤光栅的测量

相移光纤光栅作为腔内窄带滤波器,是实现单频、窄线宽输出最重要的部分。相移光纤光栅在载氢和刻写的过程中,会给光纤光栅引入一定的吸收损耗,会导致刻写出来的不同相移光纤光栅的中心波长有所差异。而且相移光纤光栅在弯折,施加外力的情况下,中心波长也会发生微小的偏移。为了保证实验的准确性,使得相移光纤光栅和使用的切趾光纤光栅完全匹配,首先需要对所有的光纤光栅进行测量,选择出相移点中心波长与切趾光栅匹配度最高的。在测量和实验过程中,所有光栅均处于自然伸直的状态。

对相移光纤光栅输出光谱测量的光路如图 3.14 所示:由光谱仪 AP-2041B 后面自带激光器输出光,中心波长设置为 1550 nm,连接用作起偏器的偏振分束器,再连接偏振控制器,连接光纤光栅,最后连接光谱仪进行测量。

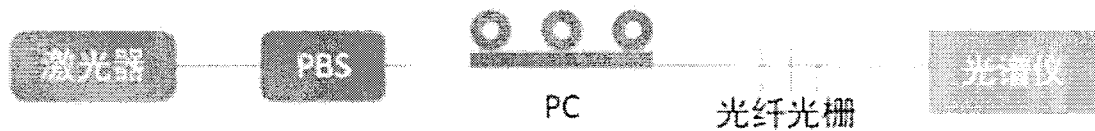


图 3.14 光纤光栅测量实验装置图

Figure 3.14 Fiber grating measurement experiment device

实验中用偏振分束器代替了起偏器,因为起偏器是自然光通过起偏器之后成为有特定方向的偏振光,偏振分束器也是自然光入射后,偏振分束器是利用双折射特性,将含正交线偏振光的单一输入拆分到两个光纤输出中,所以单个输出口输出的为偏振光。因此选择了这种代替方式。

偏振控制器的制作原理非常简单,就是把单模光纤沿着模具缠绕,缠成三个并列的圆圈。在缠绕过程中,光纤会发生弯曲,由于光弹效应,光纤材料在横截面内应力会发生一定的变化,产生各向异性的分布。光纤材料折射率分布由于应力的变化导致也发生了相应的变化,在横向和轴向上发生了双折射。这种附加的应力双折射在光纤中会引起导波的偏振态的改变。改变应力的时候,材料的折射率和双折射特性会造成不一样的偏振态的效果,因此可以通过这种方法来实现对偏振态的控制^[71]。

根据光纤的弹性理论,当单模光纤弯曲时,假设弯曲的曲率半径为 R ,芯径为 $2r$,在光纤的中心区域,包含了纤芯部分,光纤材料会受到一个主应力,应力方向沿着 $x'x$ 轴方向。在光纤里,这个主应力是引起单轴负晶体双折射的主要影响因素。将光纤的典型数据代入,得 $x'x$ 和 $y'y$ 两个正交方向折射率的变化是:

$$\begin{aligned}\Delta n_x &= n_e - n = 0.027(r/R)^2 \\ \Delta n_y &= n_o - n = 0.16(r/R)^2\end{aligned}\quad (3.1)$$

这个折射率变化的双折射比晶体双折射小很多,但是当整根光纤的变化进行叠加累积之后,整体呈现的影响是非常鲜明的。所以我们为了使偏振态发生变化,就在两个正交模之间引入 λ 或 $\lambda/2$ 或 $\lambda/4$ 的总相移,通过把一根光纤进行缠绕,缠绕成匝数为 N ,半径为 R 的线圈,从而引入相移。

我们可以通过转动线圈的方式进行对于偏振方位角的控制,光纤由于扭转,对偏振会产生一定的影响,当线圈面转过 α 角度时,线圈的主轴也转过了 α 角度。通常我们用一个 $\lambda/2$ 线圈和两个 $\lambda/4$ 线圈组成一个偏振控制器,两个 $\lambda/4$ 线圈控制椭圆度, $\lambda/2$ 线圈控制方位角。实验中使用的偏振控制器也是这种。

单模光纤中实际传输是两个相互正交的偏振模,保偏光纤就是保持光纤中基模场的偏振态,其方法之一是人为地在光纤中引入很大的双折射,使两个偏振态的传播常数相差很大,不易发生耦合从而保偏。

通过调节偏振控制器 PC,使分别获得光纤快轴和慢轴的透射光谱。记录不同光纤光栅快轴和慢轴的透射光谱数据。选择 0.04 pm 精度的高精度光谱仪,测量光栅光谱。得到不同相移光纤光栅的快轴和慢轴的图谱。

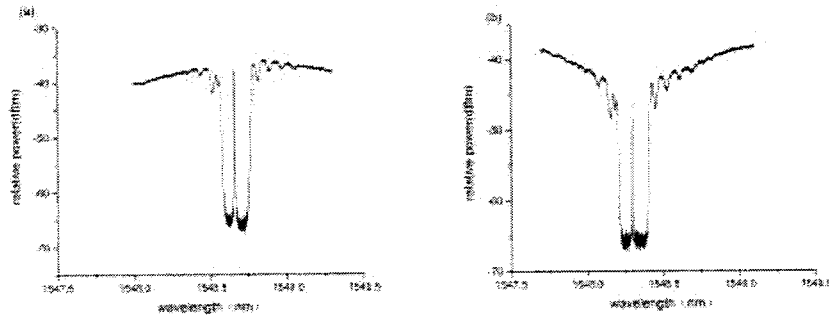


图 3.15 实验所用相移光纤光栅快慢轴光谱图

(a) PSFBG 在慢轴上的透射谱 (b) PSFBG 在快轴上的透射谱

Figure 3.15 Spectrum of fast and slow axis of phase-shifted fiber grating used in experiments
(a) Transmission spectrum of PSFBG on the slow axis (b) Transmission spectrum of PSFBG on the fast axis

经过对大量相移光纤光栅的测量和筛选,选择出实验中使用的切趾光栅的反射谱深度 16.27 dB,反射光谱范围 1548.50095 nm–1548.69689 nm,因此选择合适的匹配的相移光纤光栅,其光谱如图所示,测量 PSFBG 在慢轴上的透射谱为图(a),透射峰损耗为 1.88 dB,深度 29 dB,透射光谱范围 1548.56210 nm–1548.77639

nm, 半高全宽为 0.21429 nm, 谱宽 2.655 pm。在块轴上的透射谱为图(b), 透射峰损耗为 1.84 dB, 深度 21.76 dB, 透射光谱范围 1548.20302 nm-1548.41637 nm, 半高全宽为 0.21334 nm。

3.2.3 滤波器特性

选择使用 PSFBG 慢轴与切趾光栅进行匹配, 结果如图(a)所示, 可以看出, PSFBG 的透射峰是落在切趾光纤光栅的反射带内, 单纵模运转是能够通过合理地调节腔纵模实现的。

通过实验测量, 选择出了和实验所用切趾光栅最为匹配的相移光纤光栅, 由于整个光纤激光器处于保偏状态, 所以在连接过程中均使用保偏熔接机进行熔接。连接成滤波器部分, 也就是由相移光纤光栅, 保偏环形器和切趾光纤光栅连接成的部分单独进行测量, 透射谱如图(b)所示。相移光纤光栅的相移点落在了切趾光栅的反射带内, 可以很好的实现窄带滤波。

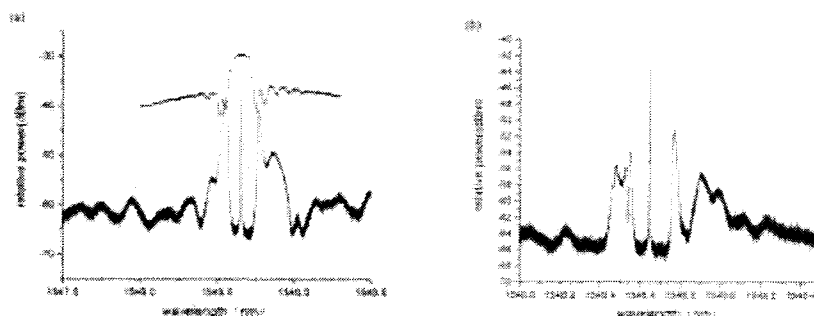


图 3.16 滤波器的光谱图

(a)光纤匹配 (b) 滤波器光谱

Figure 3.16 Spectrum of the filter

(a) Optical fiber matching (b) filter spectrum

3.3 实验结果

用精度为 0.04 pm 的光谱仪 AP-2041B 测量激光器的输出光谱, 在控制电流小于 170 mA 的范围内, 可以实现稳定的单频激光输出。图 3.17 为电流 $I=163.4$ mA 时的激光器输出光谱图, 此时为单频输出, 中心波长为 1548.65730 nm。

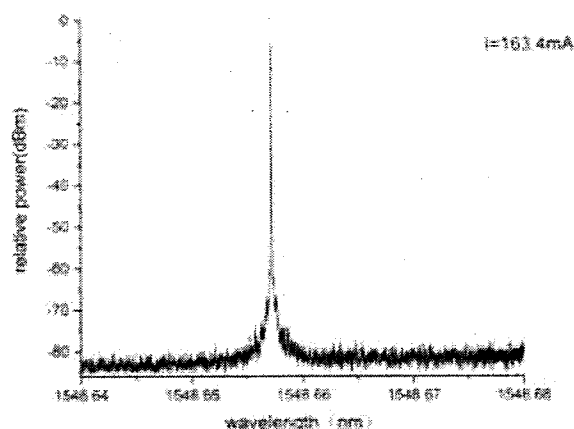


图 3.17 激光器输出单频光谱

Figure 3.17 Laser output single frequency spectrum

从图 3.18 中可以看到, 在控制电流为 170 mA 到 120 mA 的范围内, 不同控制电流均可以获得稳定的激光输出。不同的泵浦控制电流会导致输出激光的中心波长产生一定的漂移, 波长漂移量为 0.029 nm。波长漂移速率为 0.58 pm/mA。

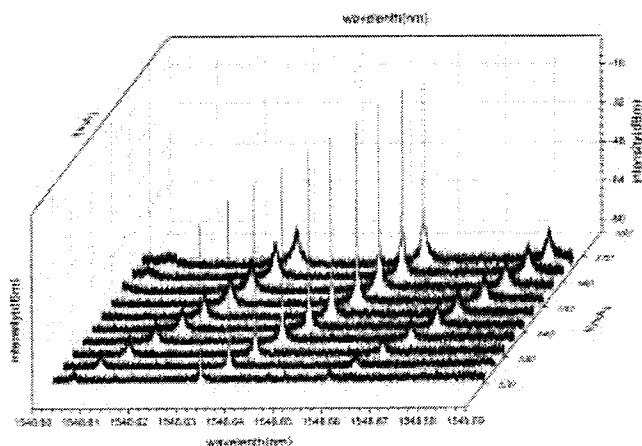


图 3.18 不同电流对应的光谱图

Figure 3.18 Spectra of different currents

实验也测量了不同电流对应的光谱带宽, 测量仪器是精度为 0.04 pm 的光谱仪, 可以看出, 当电流比较大的时候, 输出光谱带宽会出现展宽, 但是整体上变化不大。

表 3.2 不同电流的输出光谱带宽

Table 3.2 Output spectral bandwidth of different currents

I(mA)	150.3	145.2	140.4	135.6	130.4	125.6	120.4
Bandwidth(pm)	0.20312	0.20312	0.20312	0.18750	0.17187	0.17187	0.17187

用功率计测量了激光器的输出功率，输出功率随着控制电流的增加而增加，当控制电流为 300 mA 时，输出功率为 6.4 mW。

实验同样测量了温度变化时输出激光的光谱图，选择固定电流在 $I=128.2$ mA 时，改变控制温度，可以看到，在温度超过 23.5 °C 时，也会出现稳定的单频激光输出。如图 3.19 所示。

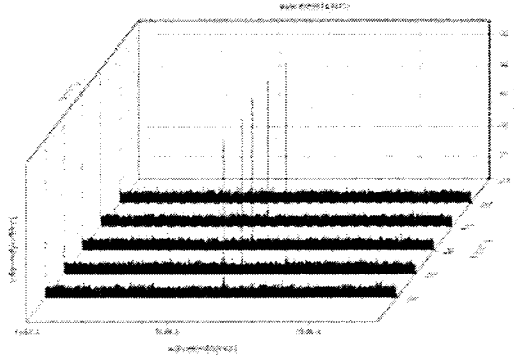


图 3.19 温度上升时输出光谱图

Figure 3.19 Output spectrum when temperature rises

为了得到激光器线宽更加精确的测量结果，实验也对激光器的频率噪声及线宽进行了噪声测试，对工作温度为 25 °C 时激光器的频率噪声进行了测试，测试中采用的噪声测试技术是基于 3×3 耦合器的非平衡迈克耳孙干涉仪^[72]。结果如图 3.20 所示。频率噪声谱的低频段为 $1/f$ 噪声，它决定了激光器的积分线宽。频率噪声谱的高频段是白噪声，它决定了激光器的极限线宽。在测量结果图中可以很明显地看出来，线宽随着积分带宽下限的减小而增大，正如图 3-20 中的绿色圆点所示，在积分时间为 1 ms 时所对应的积分线宽为 18.6 kHz，积分时间为 0.2 ms 时所对应的积分线宽为 8.582 kHz。频率噪声的白噪声极限为 $S_w = 566.5 \text{ Hz}^2 / \text{Hz}$ ，所对应的极限线宽为 $\Delta\nu = \pi S_w \approx 1.8 \text{ kHz}$ 。由于搭建的激光器腔长还是比较长，受声音，震动等影响比较明显，因此在低频段噪声比较明显，因此，还需要采用更好的隔震隔音措施来降低线宽。

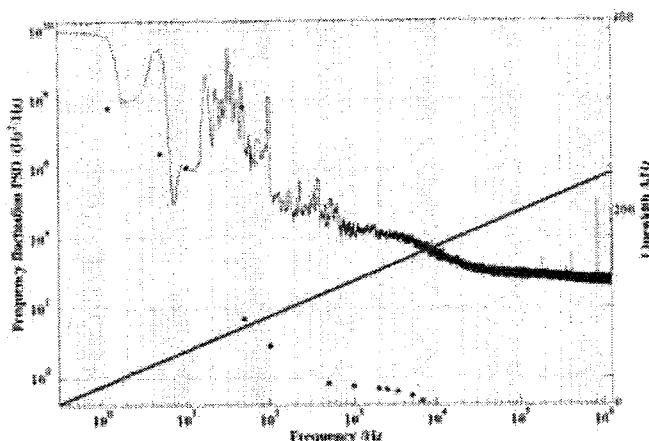


图 3.20 激光器线宽测试结果

Figure 3.20 Laser Line Width Test Results

3.4 本章小结

正如第二章中所言, PSFBG 作为光纤在线窄带滤波器, 在光纤激光器领域发挥了重要作用。本章探讨了 PSFBG 在半导体激光器中应用的可能性。本实验利用了半导体光放大器作为增益介质, 将 π -PSFBG 插入环形腔作为腔内滤波器选出单纵模, 提出了一种基于 SOA 的光纤环形激光器结构, 实现了激光的单频输出。输出激光的中心波长在 1548.65 nm 附近。

第 4 章 不稳定现象及分析

4.1 不稳定现象

实验还测量了激光器输出激光的电流-波长特性如图 4.1 所示, 这里同样用精度为 0.04 pm 的光谱仪进行测量。在实验过程中发现, 在电流增加和减小的过程中, 输出激光的中心波长和功率随电流变化的情况是不同的。当电流增加的过程中, 中心波长随电流变化近似于二次曲线; 当电流减小降至 170 mA 后, 中心波长随电流线性下降。功率随控制电流变化的曲线同样呈现不对称的效果。测量了输出激光的电流-功率特性曲线, 同样会呈现出在电流上升下降时不对称的效果, 而且变化趋势和电流-波长曲线的变化相似。

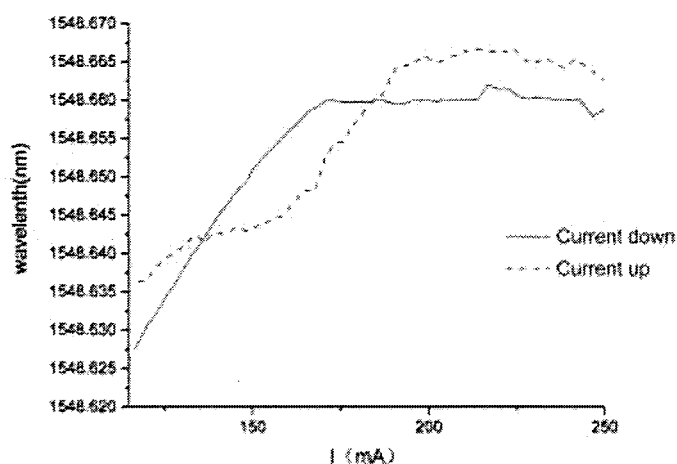


图 4.1 激光器的波长-电流曲线

Figure 4.1 Wavelength-current curve of a laser

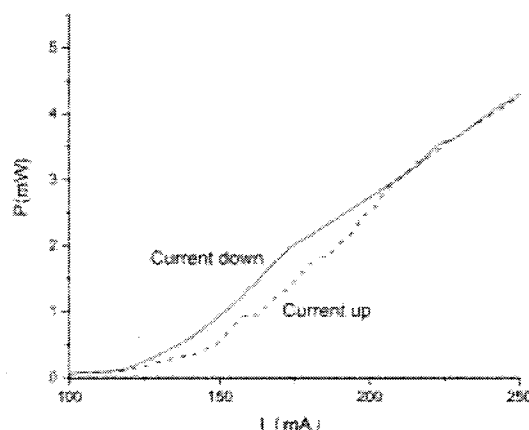


图 4.2 电流变化时激光器输出功率变化图

Figure 4.2 Change of laser output power when current changes

为了分析激光器的功率和波长出现回线的原因,测量了不同电流情况下输出激光的纵模特性。测量输出光谱时可以更加明显地看出电流上升和下降时变化的不同,只有在电流下降的过程中,才会出现稳定单频输出,而在电流上升的时候,不断会出现新的纵模,所以当电流上升的全部过程中,并没有明显的单频区域出现。

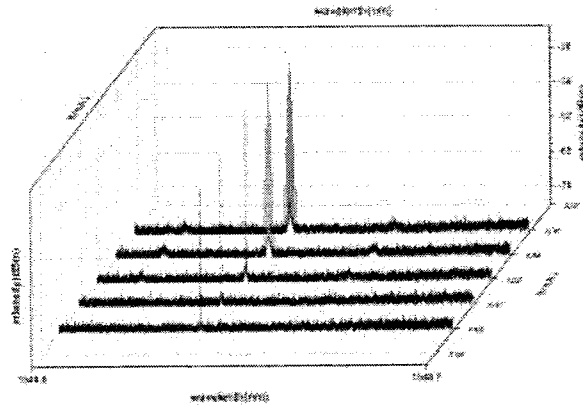


图 4.3 电流增加时不同电流对应的光谱图

Figure4.3 Spectra of different currents when the current increases

对比下降时的输出光谱带宽,测量了电流上升时的输出光谱带宽,将两者进行对比如下表所示,可以看出,在电流上升过程中,微小的电流改变会引起输出光谱带宽增加,纵模个数增多,而在电流下降的单频区域中,激光输出线宽在控制电流大的时候会出现展宽,但是输出光谱的带宽基本变化不大。

表 4.1 不同电流变化时的输出光谱带宽

Table 4.1 Output spectral bandwidth of different currents changes

Current	I(mA)	119.9	121.8	123.8	125.7	127.8	129.9	133.8
up	Bandwidth(pm)	0.17968	0.72654	1.89839	2.78119	4.19522	4.71865	4.65616
Current	I(mA)	150.3	145.2	140.4	135.6	130.4	125.6	120.4
down	Bandwidth(pm)	0.20312	0.20312	0.20312	0.18750	0.17187	0.17187	0.17187

实验结果表明,利用半导体光放大器 SOA 作为增益介质,将 PSFBG 插入环形腔作为腔内滤波器可以选出单纵模,搭建了这种基于 SOA 的光纤环形激光器结构,在特定条件下可以实现单纵模输出。然而随着电流的增加或者减小会有不同的现象产生,出现一种不稳定的现象。

类似于电流变化,同样,在稳定电流不变的情况下改变温度,温度的上升和下降时测量中心波长或者输出功率,发现同样会引起不对称现象如下图所示。

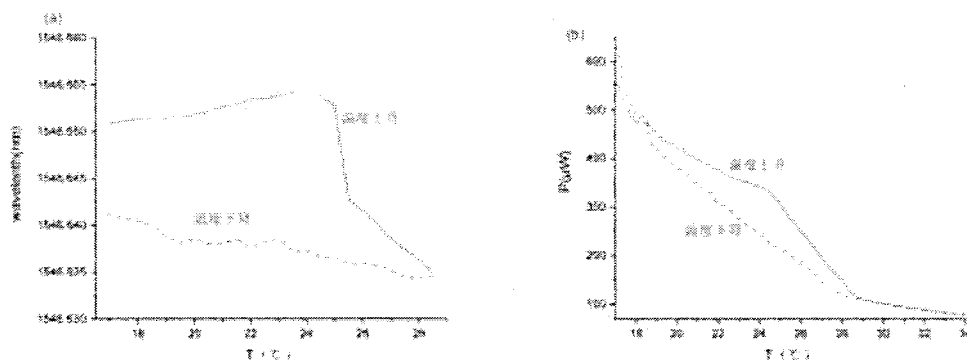


图 4.4 温度变化时，激光器输出波长和功率变化图

Figure 4.4 Laser Output Wavelength and Power Change with Temperature Change

可以看出，温度上升时，波长变化曲线和功率变化曲线接近于抛物线，而温度下降时，波长变化并不明显，功率变化则接近线性下降。第三章中提到，温度上升的过程中，当控制温度超过 23.5°C 时，会出现单频输出，但是在温度下降时测量输出光谱，却无单频现象。

根据测量的 SOA 的特性显示，SOA 的增益随着电流增加而增加，却随着温度增加而减少，所以电流增加和温度减小引起的是相似的不稳定现象。

实验还测试了不同电流下的功率输出，发现其输出是脉冲式的，当 SOA 的电流调至 340 mA 时，其结果如图 4.5 所示，图 4.5 中最上面的小图时域跨度为 $750\text{ }\mu\text{s}$ ，稍下的小图时域跨度约为 $50\text{ }\mu\text{s}$ ，含有两个脉冲，为了更仔细的观察，画出了 A、B、C、D 四个点的放大图，如下面的小图所示。其中 A 点是脉冲的下降沿，B 点是脉冲比较低的震荡状态、C 点是另一种震荡状态、D 点是脉冲的下降沿。可以看到在脉冲的上升沿和下降沿，观察到一种类似于弛豫振荡的现象。

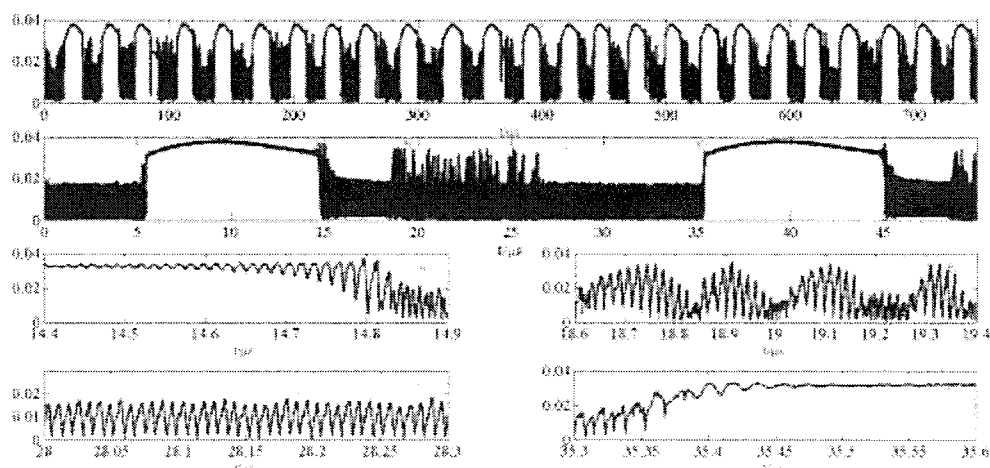


图 4.5 时域上的激光输出

Figure 4.5 Laser output in the time domain

为了便于分析,对图 4.5 中的第二个小图作了滑窗傅里叶变换,其结果如下所示,可以看到,在脉冲比较高时,傅里叶变换的结果没有高频项,也就是说此时激光输出是单纵模运转;当激光功率比较高时,有分立的高频项,大概间隔约为 60 MHz,与激光的纵模间隔相等,而且不同震荡状态其傅里叶变换结果也不同。也就是说即使是在光谱仪测试的多纵模区域,其输出是脉冲式的,在脉冲的高电平时段,激光器是单纵模运转;而在脉冲的低电平阶段,激光是多纵模运转。

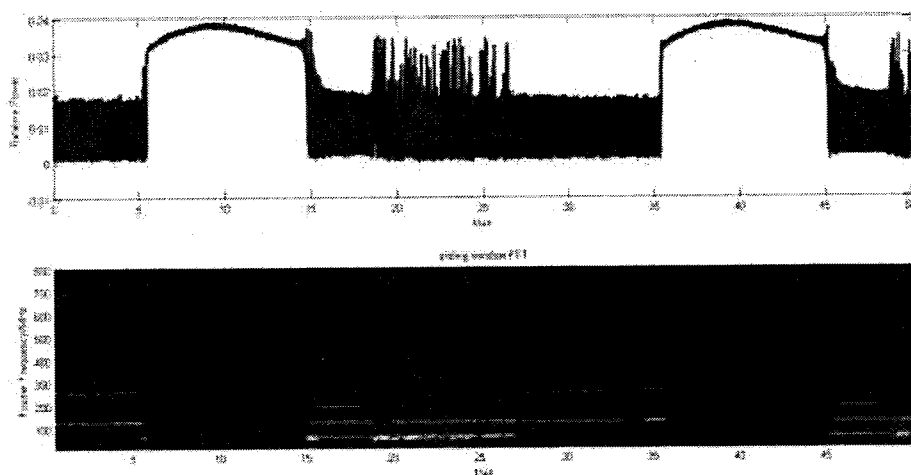


图 4.6 输出激光的滑窗傅里叶变化

Figure 4.6 Sliding Window Fourier Transform of SOA Output Laser

4.2 现象分析

4.2.1 弛豫振荡

首先考虑弛豫振荡对激光器输出的影响。当脉冲电流注入激光器,或者直流电流有突变的情况下,激光器将会发生振荡,称为弛豫振荡。就是在弛豫振荡频率接近共振频率的时候,在阶跃电流注入后,载流子浓度上升到激射阈值有一段延迟。由于材料和器件内部机理,半导体激光器也会在一定情况下在弛豫振荡频段发生持续的振荡,也会出现自脉冲现象。

一般情况下,半导体激光器的弛豫振荡频率很高,在 GHz 量级,根据输出测量,在电流上升过程中,自脉冲的频率在 kHz 量级,两者的振荡频率不在一个数量级上,半导体激光器的自脉冲不会出现在这么低的频率上。此外,因为弛豫振荡是逐渐消减的,而测量出来的多纵模输出并不会随着时间而消减,因此也和弛豫振荡现象不符合。

因此可以认为, 弛豫振荡对自脉冲的产生没有影响, 在电流上升过程中产生的自脉冲现象不是由于弛豫振荡所引起的。因此考虑其他因素对不稳定现象造成的影响。

4.2.2 光热效应

半导体激光器中会产生纵模漂移的情况, 那么 SOA 有可能会引起腔纵模的漂移。半导体激光器 1 mm 的腔长, 产生的漂移量是 2 pm/mA, 有公式 (4.1),

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (4.1)$$

对于腔长为 2 m 的环形腔激光器而言, SOA 所导致的腔纵模变化量在 fm 量级, 和实验测量的结果 0.58 pm/mA 的结果不符合, 因此漂移可能是由于 PSFBG 的光热效应产生的。

由于刻写光栅过程引入的一定的损耗导致了光热效应, 由于 PSFBG 会吸收部分激光发生光热效应, 而在激光器腔内的 PSFBG 的光热效应导致损耗增加^[73], 从而导致激光器腔的损耗增加, 故而会出现这样的结果^[74]。在低功率情况下, 测量在空气中, 相移光纤光栅的透射峰的漂移率为 2.3 pm/mA, 和之前的测量结果比较接近。

由此可见, 相移光纤光栅光热效应确实会对 PSFBG 的透射峰波段产生影响, 从而引起激光器腔内损耗的变化, 影响到激光器的输出。对此我们进行定性的分析。

在激光器的输出中主要取决于 PSFBG 的透射峰波段, 因此我们关注 PSFBG 的透射峰红移的现象。当入射激光接近透射峰时, 光强增强效应将会增加, 透射峰将会发生红移。

如图 4-7 所示, PSFBG 透射峰红移的过程描述如下: 当泵浦波长从短波边接近光栅的透射峰时, 光强增强效应会变得越来越强, 透射峰波长同步发生红移。当泵浦波长继续增加时, 由于光强增强效应的减小, 透射峰的红移量减小, 泵浦波长与透射峰红移量增大, 这是一个正反馈过程, 因此透射峰将会迅速回落到原始的布拉格波长; 当泵浦波长从长波边接近光栅的透射峰时, 透射峰同样会红移, 但这时透射峰与泵浦激光波长的移动方向相反, 因此它们的波长差迅速变小。这

是一个双稳态过程。很明显，泵浦光的正向扫描导致透射峰同向移动，反向扫描导致透射峰相向移动，这是一个推拉过程。

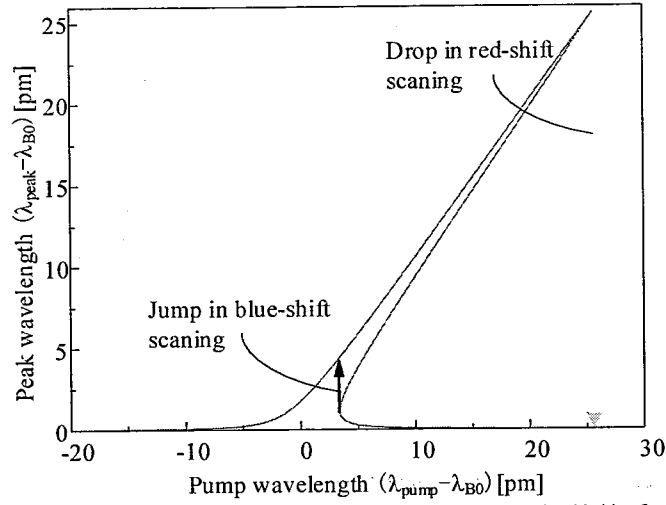


图 4.7 相移光纤光栅透射峰波长与泵浦波长之间的关系

Figure 4.7 Relationship between transmission peak wavelength and pump wavelength in phase-shifted fiber gratings

当光热效应导致 PSFBG 透射峰漂移，漂移量可以用公式(4.2)表示^[44]，透射峰漂移量最大时，有

$$\delta\lambda_{peak}^{[max]} \propto \alpha R_H P_{in} \frac{\text{ch} \left[2\kappa l \sqrt{1 - d_0^2 (\delta\lambda_{peak}^{[max]})^2} \right]}{1 - d_0^2 (\delta\lambda_{peak}^{[max]})^2} \quad (4.2)$$

其中， $d_0 = 2\pi n / (\kappa \lambda_{B0}^2)$ 。此式是一个超越方程，不能求出解析式，根据此式用 MATLAB 仿真的结果如图 4.8 所示

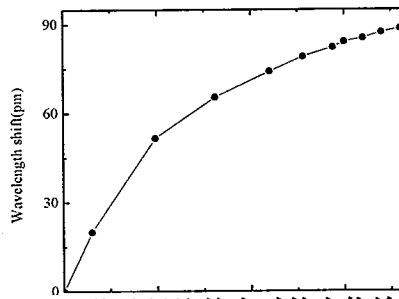


图 4.8 偏移量比较大时的光热效应

Figure 4.8 Photothermal effect when the offset is large

由此可见，波长漂移量随着入射光功率不再线性增加，而是越来越慢。这主要是因为当功率更高的时候，会对相移点产生影响，使它不再是一个完美的 π 相移，随着相移的偏离，会出现透射峰加宽等现象。

同时由于光热效应，会导致腔内温度发生变化，变化如公式(4.3)所示

$$\overline{\Delta T} \propto P_m \bar{H} = P_m \frac{1}{l} \int_0^l \cosh[2\kappa(l-z)] dz = P_m \frac{\sinh 2\kappa l}{2\kappa l} \quad (4.3)$$

温度变化会改变腔长从而引起腔纵模发生变化, 根据公式可以看出, 温度的变化量和功率的变化关系是线性的。因此, 腔纵模的变化随着功率的变化也是线性的。

对比 PSFBG 透射峰和腔纵模的变化量可以得出结论, 在功率较高的情况下, 两者之间的差距逐渐减弱。

根据实验测量结果进行计算, 通过电流-波长曲线的斜率计算腔纵模漂移率, 通过电流-功率曲线的斜率计算 PSFBG 透射峰漂移率。可以得出, 在电流上升的时候, 腔纵模漂移率为 0.108 pm/mA, PSFBG 的漂移率为 0.739 pm/mA, 两者之间的差距有 7 倍之多。电流下降的时候, 腔纵模漂移率为 0.58 pm/mA, PSFBG 的漂移率为 1.064 pm/mA, 两者的差距不到 2 倍。因此可以看出, 在电流下降的时候, 两者漂移速率逐渐接近。在电流上升时, 腔内起始功率比较低, 而在电流下降过程中, 腔内起始功率比较高, 因此, 实验测量结果符合理论推导。

另外, 光热效应导致的激光器工作范围是不稳定的, 如图 4.9 所示, 当激光器工作在左边的范围内时, 当波长增加, 腔内功率增加, PSFBG 的透射峰右移, 透射峰又会导致功率的减小, 形成负反馈, 因此会有较大的稳定性。当工作在右边范围内的时候, 当波长增加时, 功率减小, PSFBG 透射峰左移, 功率更加减小, 形成正反馈, 因此稳定范围较小。工作区域的不对称性, 导致了在发生跳模的时候, 腔内功率会发生突变。

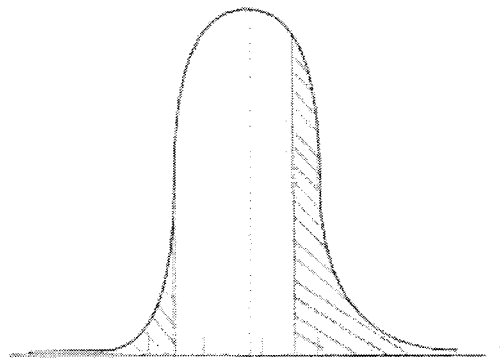


图 4.9 激光器工作区域不稳定示意图

Figure 4.9 Laser instability in the working area

电流上升的时候, 最初的功率较低导致腔内功率很低, 腔纵模变化量较小, 而 PSFBG 透射峰在此时已经有很大的漂移量了, 假设腔纵模不动, 因此在电流

上升的时候, PSFBG 透射峰右移, 波长更长的纵模在模式竞争中胜出, 因此会发生跳模现象, 跳模导致腔内功率增加, PSFBG 继续移动, 当再次跳模之后, 功率不会无限增加, 会发生功率减小的情况, PSFBG 透射峰又会左移, 因此就会来回不断发生跳模, 形成了多纵模的输出。因此之前的功率输出图就是由于在纵模跳变的过程中, 由于腔内温度变化而产生的漂移, 从而扫描出了 PSFBG 的透射峰, 而且每个峰的后期, 功率变化都会趋于平缓。

电流下降的时候, 理论上也是会发生跳模现象的, 但是由于此时腔内功率处于较高的状态, 腔纵模变化量增加, PSFBG 透射峰漂移量增加较小, 虽然在腔内也有发生跳模的可能性, 但是在电流下降的过程中, PSFBG 透射峰左移, 腔纵模也会发生向左漂移, 虽然漂移的速度不一样, 但是不会发生跳模, 在一定范围内可以实现稳定的单频输出。

因此这就导致了输出激光随着电流的调节方向不同而产生的不稳定现象。

取出多纵模的纵模幅值, 大致可以代表 PSFBG 的谱的情况。测量了不同电流下的幅值拟合图, 对比 PSFBG 的透射峰, 多纵模输出峰值点的拟合曲线和滤波器的透射谱曲线如图 4.10 所示。

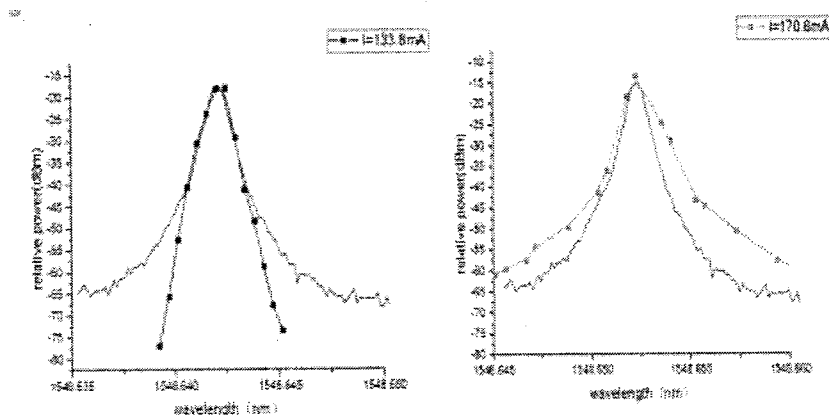


图 4.10 不同电流下峰值点拟合曲线与 PSFBG 透射峰对比

Figure 4.10 Comparison of Peak Point Fitting Curves and PSFBG Transmitted Peaks in Different Currents

可以看出, 在低功率情况下, 拟合曲线很接近透射谱, 当功率增加的时候, 曲线已经加宽了。当功率过大的时候, PSFBG 的相移量会偏离 π , 因此在高功率段的输出本身就是不稳定的, 我们考虑的主要是低功率的情况。

4.3 验证光热效应对激光器输出的影响实验

为了验证 PSFBG 的光热效应对实验结果的影响, 改变实验条件, 在一定程度上减小光热效应的影响, 进行对比实验。将 PSFBG 粘贴在铝片上, 增加热导, 其他实验装置和实验条件均不发生变化, 得到的实验结果如图 4-10 所示。当电流上升的时候, 电流-波长曲线接近不稳定的线性增长, 然而依然会出现自脉冲现象。红色线为电流下降时, 可以看到, 当电流下降到 210 mA 时, 会出现明显的线性变化区域, 也就是光谱图中对应的单频区域。所以在贴了铝片增加 PSFBG 的散热之后, 电流下降时的单频区域范围有明显的增加, 稳定性更好。同样在这种情况下测量了电流-功率曲线, 如图 4.11 所示, 相比于图 4.1 的测量结果, 可以看出, 在电流下降时激光输出稳定的单频区域明显有所增加, 表现出了更好的稳定性。由于散热改善, 导致高功率情况的 PSFBG 的偏离 π 相移变小了, 因此调谐饱和情况得到了明显的改善。而且在较高功率时候还能接近理想 π 相移, 使得贴铝片后出现的回路范围有所增加。

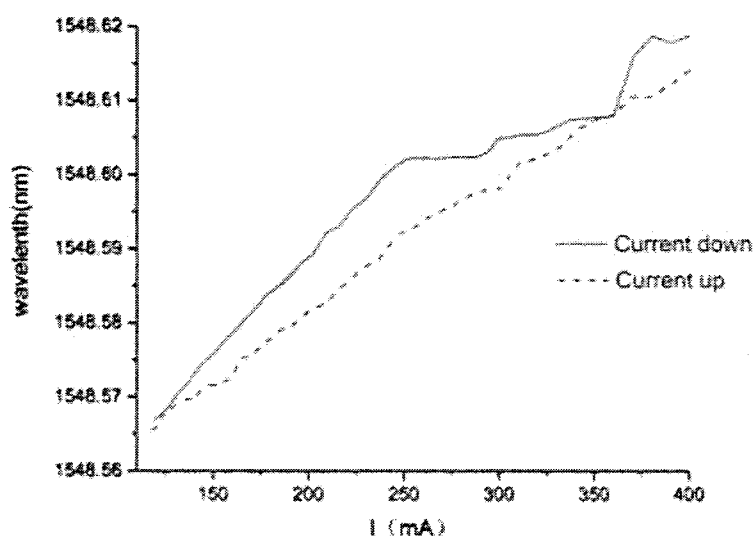


图 4.11 贴铝片情况下波长-电流图

Figure 4.11 Wavelength-current diagram in the case of aluminum foil

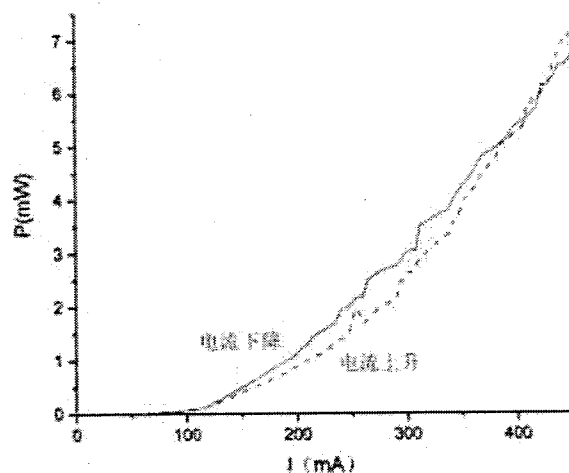


图 4.12 贴在铝片输出功率随电流变化曲线

Figure 4.12 Output Power vs. Current Curve of Aluminum Sheets

测量不同电流对应光谱的纵模特性，得到图 4.13 和图 4.14，从两图中可以看出，波长随电流变化曲线中，当电流上升时，依然会随着电流增加而出现更多的纵模，而当电流下降的过程中，当电流下降到 210 mA 时，开始出现单频区域。相比于之前的情况，在贴了铝片增加散热之后，单频范围变大。在这个稳定的单频输出的范围里，波长漂移量为 0.035 nm。根据对比实验，增加散热，减少 PSFBG 的光热效应确实会对激光器的输出产生影响。

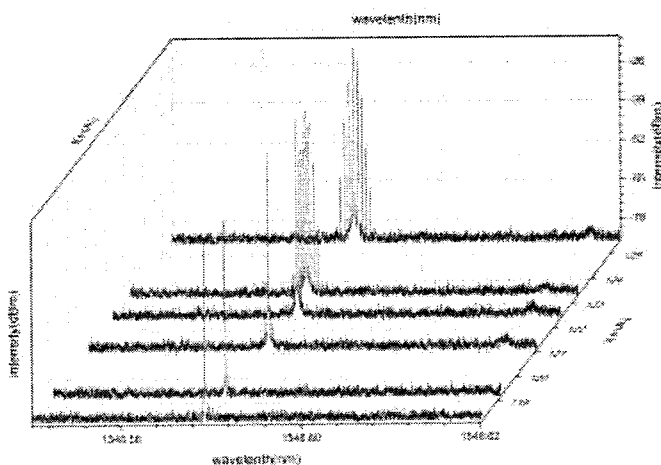


图 4.13 贴在铝片时电流增加对应的光谱图

Figure 4.13 Corresponding spectra of current increase when attached to aluminum

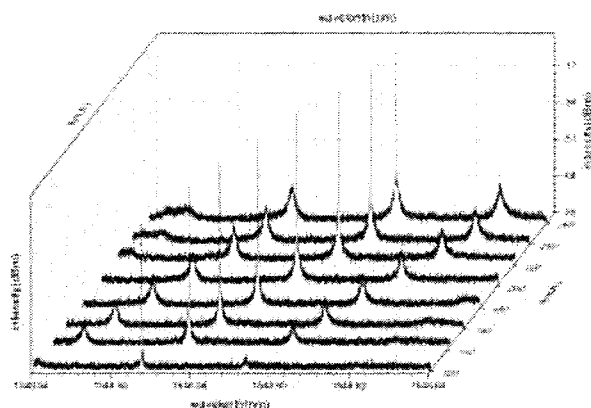


图 4.14 贴在铝片时电流减小对应的光谱图

Figure 4.14 Corresponding spectra of current decrease when applied on aluminum

温度的变化同样会影响波长和功率，只是相比于不贴铝片的情况，影响会有所减弱如下图所示。选择固定电流 $I=137.9\text{ mA}$ 时，测量数据，同样在温度上升至 $23\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的之后会出现单频现象，温度下降时无单频现象。

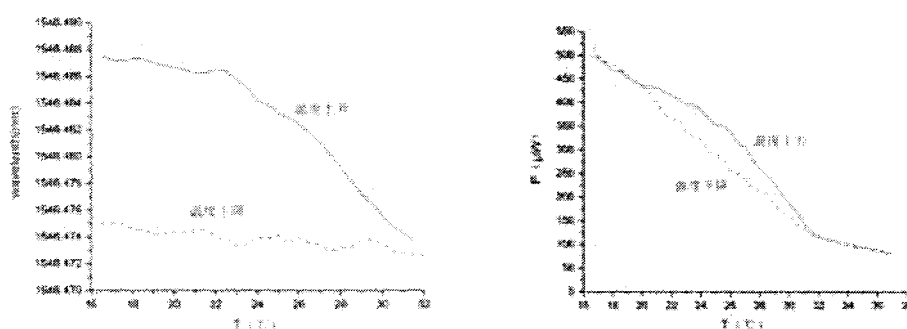


图 4.15 贴在铝片时波长和功率随温度变化曲线

Figure 4.15 Curves of wavelength and power versus temperature when attached to aluminum

上述在贴了铝片之后的对比实验中，不论是改变电流还是改变温度，都可以看出，激光器的稳定性有了更好的提升，也就是说，减小相移光纤光栅的光热效应有助于提高激光器的稳定性。

4.4 结果分析

实验结果表明，在贴了铝片之后，也是在一定程度上降低了光热效应，在下降的过程中更多的减少了腔内的损耗，因此输出的单频区域范围会更大，符合实验结果。进一步理论分析正在进行中。但是根据现有的实验结果，我们可以知道，基于 SOA 的光纤环形腔激光器在电流变化或者温度变化时候产生的不稳定现象

是由于光热效应导致的。本质上,这种激光器是一个功率调谐的激光器,要改善它的不稳定的特性,就是要尽量降低 PSFBG 的热效应,坏处是调谐系数变小了。

利用 EDFA 作为增益介质的时候,就不会出现这种不稳定现象。光热效应的时间为几十 μs 量级,而 Er 离子的能级寿命为几个 ms 量级,因此如果增益介质采用掺 Er 光纤,则 Er 离子的存在相当于功率的一个低通滤波器,使得在跳模的时候激光功率不会出现快速的跳变,因而就不会出现本文所叙述的这种不稳定现象。因此,在使用 SOA 代替 EDFA 作为增益介质时,虽然能够减小腔长,压窄线宽,但是对于光热效应带来的不稳定性必须要进行控制。

要想提高激光器的稳定性,最主要的就是要减小 PSFBG 的光热效应。如果能够减弱光热效应,就有望进一步稳定激光器的激光输出。在减弱光热效应的方法上,一方面,从光纤光栅制备过程中,减小相移光纤光栅透射峰的最大漂移量,也就是通过改进刻写工艺或者 PSFBG 的结构,降低光栅损耗系数、相移点的光强增强因子或者热阻,减少透射峰的漂移从而达到稳定的结果。另一方面,根据对比实验结果可以看出,改变相移光纤光栅所处的外在环境,增加热耗散,也可以在一定程度上减弱光热效应对输出稳定性的影响。

4.5 本章小结

本章节的实验探索了相移光纤光栅用作窄带滤波器,应用于半导体激光器中,在一定条件下会出现的与电流或者温度调节方向有关的不稳定现象的产生原因。并且分析这种自脉冲现象的产生是并非是由于弛豫振荡,而是由于光栅的光热效应所引起的。定性分析了随着电流的变化,在上升和下降时分情况讨论了光热效应的影响。并且通过进行对比实验的结果提出了在一定程度上减弱光热效应的方案。解决该问题有望能实现稳定的窄线宽的激光输出。

第5章 总结与展望

5.1 总结

随着科学技术的发展,越来越多的前沿学科应用到了窄线宽,低噪声的激光光源。为了实现激光器的窄线宽,我们选择使用相移光纤光栅作为一种在线光纤窄带滤波器,在单频激光器上,相移光纤光栅的窄线宽为窄带滤波提供了一种成本低廉的选择。

本文的研究重点是搭建了一种新的窄线宽环形腔激光器,使用了 SOA 作为增益介质,将相移光纤光栅作为窄带滤波器制作环形腔激光器,得到了单频窄线宽的激光输出。在测量输出特性时,同时在这种激光器中发现了一种新的脉冲不稳定现象,这种不稳定现象与电流的调节方向有关。在排除掉弛豫振荡的影响之后,利用光热效应,对这种不稳定现象作出了初步的解释,分别从定性分析和对比实验两个方面,论证了相移光纤光栅的光热效应对激光器的输出产生的影响。根据实验结果,改变相移光纤光栅的外在条件,减弱光热效应之后,这种不对称不稳定的现象会有所减弱。

主要包括以下几个方面:

对窄线宽激光器作了简单概述,了解了窄线宽激光器的发展历史,对窄线宽激光器在实用化的应用方面发展作了介绍。另外,对比了使用掺铒光纤光栅和半导体光放大器作为增益介质构成的窄线宽激光器。为了使激光器腔长更适合线宽的压窄,因此我们的实验使用了 SOA 作为增益介质,利用环形腔结构搭建激光器。

主要针对相移光纤光栅,从光栅的发展,光栅的基本原理以及 PSFBG 的刻写方法上进行了解,并且在理论上从模式耦合理论出发,推导了弱波导近似下光纤光栅的耦合模方程。在均匀调制条件下,求解了光纤光栅的耦合模方程,介绍了相移光纤光栅的传输矩阵法,为相移光纤光栅的应用提供了参考。

探讨 PSFBG 在半导体激光器中的应用。用 SOA 作为增益介质,搭建了基于 SOA 的光纤环形激光器,将 PSFBG 插入环形激光器中作为窄带滤波器选出单纵模。在理论和实验上分别探究了实验所用到的 SOA 和相移光纤光栅的一系列特性,并且成功搭建了基于 SOA 的光纤环形腔激光器,可以实现激光器的单频输出。输出激光的中心波长为 1548.65 nm,功率 6 mW,线宽 1.8 kHz。

对第三章中搭建的激光器进行进一步测量,在测量激光器输出参数的时候,却发现了一种奇特的不稳定现象,这种不稳定现象与电流调节或者温度调节的方向有关。接着从驰豫振荡和光热效应两个方面分析了这个不稳定现象中自脉冲产生的原因。在排除掉驰豫振荡的影响之后,利用光热效应,本文对这种不稳定现象作出了初步的解释,分别从定性分析和对比实验两个方面,论证了相移光纤光栅的光热效应对激光器的输出产生的影响。根据实验结果,改变相移光纤光栅的外在条件,较弱光热效应之后,这种不对称不稳定的现象会有所减弱。由此判断了不稳定现象产生的原因是光热效应,要使得激光器有更稳定的输出,就必须减弱 PSFBG 的光热效应。

5.2 展望

由于精力和时间限制,本论文的工作所完成的工作还是比较初步的,对于激光器中的不稳定现象,以及如何提高激光器的稳定性,还有一些工作可以展开:

1、本文对光热效应导致的不稳定现象进行了定性的分析,如果要对这个现象继续做后续的深入研究,则进行理论分析时需要把光热效应的方程带入到激光器的速率方程中进行模拟。

2、在这个实验搭建的激光器中,如果能够减弱光热效应,就有望进一步稳定激光器的激光输出。从光纤光栅制备过程中,减小相移光纤光栅透射峰的最大漂移量,从而可以达到稳定的结果。根据对比实验结果可以看出,改变相移光纤光栅所处的环境,也可以在一定程度上减弱光热效应对输出稳定性的影响。在解决 PSFBG 光热效应的方面还可以继续做深入的研究

3、如果优化激光器的腔参数,包括腔纵模的大小,腔内的功率等,使得在跳模的时候,虽然功率会发生突变,但是功率变化所带来的 PSFBG 的峰移动变化量小于腔纵模的大小,则就不会出现不稳定现象。

4、如果通过优化腔设计,使得 PSFBG 的峰移动速率和纵模移动速率相同,则可以实现大范围的无跳模调谐。

稳定的窄线宽光纤激光器的应用为商业化和前沿科技研究带来了巨大的便利,并且表现出优异的性能和前景,也是越来越多的被应用到航海,探测,通信等各个领域。相移光纤光栅作为窄带滤波器对于压窄线宽有着很好的作用,能够得到单频的激光输出,有望更好地实现线宽的压窄。通过一系列手段增加激光器

稳定性，减弱光纤光栅的光热效应，得到窄线宽的稳定输出，未来在科研和实用领域将会有着更好的发展。