# 摘　要

光纤光栅技术自问世以来，就得到全世界的普遍关注，并已有了飞速的发展。本课题组承担的国家自然科学基金的重点项目“光纤光栅及其在全光纤波分复用通信系统中的应用”就是将光纤光栅作为通信系统中的重要元件。为了得到符合实用化的具有较高质量的光纤光栅，本文对其进行了详细的理论分析和实验研究。论文完成的重要内容包括以下几个方面：

一、详细综述了光纤光栅的发展历程，全面概述了光敏性机理、光纤光栅写入法的研究情况。对光纤光栅进行了分类，并对各类光栅的主要性能和应用作了阐述。

二、从麦克斯韦方程出发详细推导了周期性介质波导的耦合模方程，为研究光在光栅中的传输特性与规律打下理论基础。

三、以耦合模方程为基础，对均匀周期的普通光纤布喇格光栅的特性进行了详细的探讨，给出了光栅中前向波和后向波的解析表达式。此外，编制FORTRAN语言程序，利用高斯消元法对耦合模方程进行数值分析，得出非均匀周期光纤光栅（啁啾光栅、Tapered光栅）反射谱的数值解。又通过改变相应参数找出各类光栅的反射率及带宽等与各参数之间的关系，为特性光纤光栅的制作提供了理论依据。在此基础上，利用准分子激光器，采用相位掩模法制成均匀周期布喇格光栅；采用二次曝光法制成啁啾光纤光栅；采用掩模与光栏叠加一次曝光法制成具有多个反射峰的Tapered光栅。实验结果与理论基本相符。

四、利用制成的均匀周期光纤光栅进行了传感方面的研究，还以其作为反射镜制成单波长光纤环形腔激光器。

五、首次利用Tapered光纤光栅研制出一种新颖的多波长光纤环形腔激光器；并实现了Tapered光栅的调谐，为实现可调谐多波长激光器作准备。

关键词：耦合模方程、光纤布拉格光栅、啁啾光纤光栅、tapered光纤光栅、反射谱、环形腔激光器、传感、线性调谐

# Absratct

Optical Fiber Bragg Grating(FBG), which obtained world-wide attention has been developing rapidly. This sort of grating has been chosen to serve as an important component in the "Fiber Grating and its Application in All-fiber WDM Communication System" which is our National Natural Science Foundation Proposal Program. For the purpose of fabricating some practical fiber gratings with high quality, we have carried out the detailed theoretical analysis and experimental investigation in this dissertation work.

The main contens of the dissertation are classified as follows:

I. The development of fiber gratings、the mechanism of photosensibility and technique of fabricating fiber grating has been reviewed. A classification has been made among the existing fiber gratings, and the application of every kind of grating has been introduced as well.

II. Based on Maxwell Equations, the coupled-mode equations of the periodic wave-guide has been derived in detail, which make preparation to the research of the light transmission character in the fiber gratings.

III. Firstly, based on coupled-mode equations, the character of the periodic fiber bragg grating has been suggested, and the analytical solution of the forward-wave and backward-wave in the grating has been obtained. Secondly, Coupled-mode equations have been numerically analysised, by using Gossian elimination method, the numerical solution of the reflective spectrum of aperiodic gratings(chirp grating and Tapered grating) has been obtained. Furthermore, the relationship between the grating bandwidth、reflection rate and some parameter of the grating has been found by changing the relative parameters in the numerical calculation. Thirdly, using KrF excimer laser, periodic fiber grating has been fabricated through phase-mask technique; chirped fiber grating has been made through the double-exposure method; and the Tapered grating has been manufactured using one-exposure photoimprinting

technique. The experimental results are in good agreement with the theoretical calculation.

I. Some sensing research has been made using the FBG, it is also used as reflective mirror in a single wavelength optical fiber ring laser. In the first time, a multi-wavelength fiber ring laser has been obtained by using the tapered grating, and the tapered grating has been tuned to fabricate multi-wavelength tunable laser.

Key words: coupled-mode equation、optical fiber bragg grating、chirped grating、tapered grating、reflection spectrum、optical fiber sensing、tuning

# 第一章 绪 论

## 1.1 光纤光栅概要

所谓光纤光栅是光纤中的一种无源器件，它是在光纤中建立起一种空间周期性的折射率分布，使光在其中的传播行为得以改变和控制。

1978年，加拿大的 Hill 等人在掺锗光纤中，用氩离子激光首次成功地进行了光栅写入的实验[1]。实验中，两束反向传播的 488nm 氩离子激光在光纤中产生驻波干涉条纹，造成光纤芯沿轴向的周期性折射率微扰。这种被称为“Hill 光栅”的器件具有极好的波长选择性，对某一极窄带宽内光波的反射率接近 100 %，而其它波长的光则可以全部通过。由于种种原因，这项极富潜力的技术在此后的十年间进展缓慢。

直到 1989 年，美国的 Meltz 等人利用两束干涉的紫外光从光纤的侧面写入了光栅[2]。这项技术大大提高了光栅写入效率，而且可以通过改变两束相干光的夹角从而达到控制布拉格波长的目的。这项技术引起了人们的普遍兴趣，自此以后，各国对光纤光栅的研究飞速发展起来：光栅的写入法不断得到改善；光纤的光敏性逐渐提高；一些特种光栅也相继问世。如今在一些发达国家，光纤光栅已达到商用化的程度。

随着光纤光栅技术的日臻成熟，基于光纤光栅的器件也层出不穷，各种具有不同传输性能的光纤光栅，以其造价低、稳定性好、体积小、抗电磁干扰等优良性能，被广泛应用于光纤通信、光纤传感和光信息处理等各个领域。尤其是它易于集成的特性，使得全光纤一维光子集成成为可能，从而在促进光子学乃至信息科学的发展中显示出越来越重要的作用。

## 1.2 国内外对光纤光栅的研究状况

### 1.2.1 掺杂光纤光敏性机理的研究

我们知道，写入光栅的前提条件是光纤具有一定的光敏性，使其纤芯的折射率在特定波长和功率的光照下产生一定程度的变化。实验中发现，掺锗或掺硼等光纤具有这种特性。但是，到目前为止，掺杂光纤光敏性的物理机理还没有完全清楚，就目前的认识水平而言，掺杂光纤光敏性来源于掺杂物

质与 $SiO_2$ 混合时形成的结构缺陷。目前已提出了一些理论模型，研究工作正在深入进行。

**一、双光子吸收漂白模型[3]：**

在研究 488nm 的光致掺锗光纤的光敏性问题中，提出了双光子吸收漂白模型。简单地说就是在 $GeO_2$ 和 $SiO_2$ 混合过程中形成了导致光照时产生折射率变化的缺陷。研究表明，用 mW/μm2 量级的光强度足以使 Ge-Si 键破裂，释放出电子，这些电子在相邻锗的晶格位置上再被俘获，形成了色心 Ge(1) 和 Ge(2)，488nm 的光通过双光子吸收，使得 GeO 在 242nm 的吸收带漂白，这个过程的复杂电子移动就形成了某些波段的折射率变化，其折射率的增量可由 Kramer-Kroning 关系推导出来。

**二、色心模型：**

双光子吸收漂白模型实际上也是建立在色心模型的基础上的。但它没有详尽地研究色心的光谱。

Ge 掺杂光纤中形成的色心 Ge(1)和 Ge(2)的吸收中心在紫外波段，这就导致了 Ge 掺杂光纤在紫外区的吸收光谱。Atkins 等人用 248nm 波长的光使 242nm 的吸收带漂白，而在 195nm 附近发现一个新的强吸收峰[4]。Wong 等人认为，占优势的色心吸收峰应该在 195nm 处。Kramer-Kroning 对 195nm 的吸收带的分析表明，这正是 Ge 掺杂光纤紫外光写入相位光栅中折射率变化的原因。实验还证明，在 900C 加热可使光诱导变化反转，在光纤写入光栅和高温清除后，光纤的光敏性没有实质性变化，这些研究都证明色心模型的合理性。

但是 Albert 等人将光纤用载氢技术处理后，用 193nm 的紫外光辐照，在光照计量为 0.1KJ/cm2 时，在 220m 和 260nm 处出现两个吸收峰[5]，当光照计量为 3KJ/cm2 时，295m 处出现一强吸收峰，且不论光照计量有多大，均没有观察到 242nm 处吸收带的漂白现象。然而用 193nm 的光在 Ge 掺杂光纤上写光栅的效率远远高于 248nm 的光。虽然对用 193nm 光辐照产生光敏性的动力学过程还不清楚，但至少对先前研究强调的 242m 的吸收峰的漂白于光敏性的必然联系提出了质疑。

**三、双势能陷阱模型：**

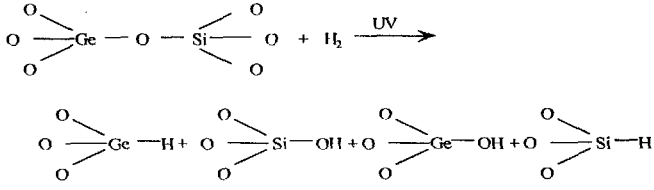
为了解释 Ge 掺杂光纤中写入相位光栅的动力学机制，Chong 等人提出了一种双势阱模型。在光的辐照下，由单光子、双光子或多光子吸收过程，使 Ge-Si 键破裂，产生色心 Ge(1)和 Ge(2)，已经知道色心 Ge(2)的能量间隙比 Ge-Si 键大，所以 Ge(2)是光致结构变化的光漂白中心，而 Ge(1)起光暗化作用。作者在双势阱模型的基础上，用速率方程方法，从理论上分析了相位光栅的动力学机制。

**四、载氢技术的理论：**

Lemaire 等人提出了一种有效的方法一载氢技术一可将光诱导折射率变化提高近两个数量级[6]。具体措施是：将光纤浸入到 20~750 大气压、20~75 ℃的氢气中，几天后取出，则利用这种光纤写入的光纤光栅折射率变化可达 $10^{-2}$ 数量级。光纤内未反应的氢只能暂时性地提高光纤的折射率，随后会缓慢地从光纤扩散掉，使得写入的光栅中心波长有一微小的移动，但实验表明，紫外光照射后的退火过程会有效地抑制这种长期性的折射率的波动。

Inai 等人的研究提出一种 $H_2$ 与 Ge 掺杂光纤相互作用的模型：见下式。

实验证明，氢气本身并不能提高光纤对 240nm 光的吸收，是光纤经载氢




技术处理后形成的 Ge-H、Si-OH、Ge-OH 和 Si-H 改变了光纤的吸收光谱。用 Kramer-Kroning 关系可得到折射率的变化量。作者认为，$H_2$ 起到促进紫外线与 Ge 造成的缺陷起反应的作用，导致光诱导折射率变化大幅度提高。

值得一提的是，这种方法简单易行，可使普通的通信光纤产生很强的光敏性。因此，这样得到的光纤与高掺杂光敏光纤相比，具有成本低、易于集成等优点，现已被广泛应用于科研与生产中。

### 1.2.2 光纤光栅的分类及其应用

光纤光栅按其空间周期和折射率分布大致可分为以下五种，它们是：

**一、均匀周期光纤布拉格光栅(Periodic Fiber Bragg Grating)**

这是最早发展起来的一种光栅，它具有较窄的反射带宽～ $10^{-1}$nm 和较高的反射率～ 100 %，而且，它的反射带宽和反射率可以根据需要，通过改变写入条件而加以灵活地调节。因此，这也是应用最广的一种光栅，它主要应用在以下几方面：

**1、光纤激光器**

利用光纤成栅技术把相隔一定长度的掺铒光纤两端写入光栅，两光栅之间为激光增益介质，并组成谐振腔，用 980nm 或 1480nm 波长的泵浦激光激发，铒离子就会对激光产生增益放大。由于光栅的选频作用，谐振腔只能反馈某一特定波长的光，输出单频激光，再经过光隔离器即能输出线宽窄、效率高和噪声低的信号激光[7-9]，如图 1.1 所示。

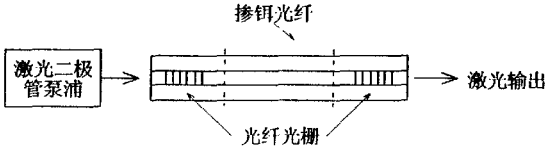



图 1.1　线性腔掺铒光纤激光器示意图

除上述线性腔激光器外，光纤光栅还可用于分布反馈式激光器以产生稳定的单纵模输出[10,11]；用于环形腔激光器中的锁模器件，以产生超短光脉冲等[12,13]。

**2、光纤传感器**

光纤光栅作为传感元件具有其它传感器无可比拟的优点，即感应的信息用波长编码，而波长这个绝对参量不受光源功率的波动及连接或耦合损耗的影响。还特别容易在一根光纤中连续制作多个光栅，所制得的光栅阵列轻巧柔软，与时分复用和波分复用技术相结合，很适于作为分布式传感元件埋入材料和结构内部或贴装在其表面，对它们的温度、压力、应变等实现多点监测[14-16]。这项技术具有广泛的应用前景，在麦道公司的飞机上就置入了这种分布式传感元件，对飞机上各部位的情况进行实时监测。

人们提出了多种检测方案，大致可分为有源检测和无源检测两大类。图所示为一种较典型的无源检测方案：如图 1.2 所示[17]

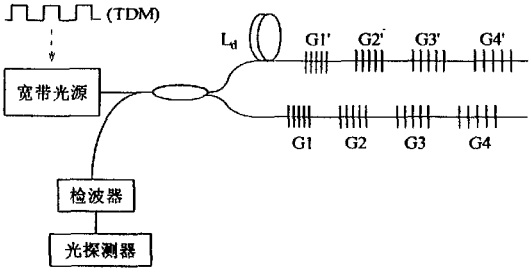



图 1.2 光纤光栅分布式传感器示意图

### 3, 光纤波分复用、解复用器

在同一根光纤中复用多个波长间隔排列紧密的信道，可极大地增加光通信的容量。以干涉臂上有两个相同的 Bragg 光栅的 Machzhnder 干涉仪为基础的 WDM 器件，可以把一个波长信道从传输线上分离出来[18,19],如图 1.3 所示。利用干涉仪的对称性，也可把一个波长信道加入到传输线路上去，此时装置用作波分复用器。如果在干涉臂上加上与原光栅对共振波长不同的光栅对，还可同时插入和解出多个不同波长的信道，并可消除复用、解复用信号间的干扰。用紫外光照射纤芯，使纤芯的平均折射率产生变化，来调整光栅臂的不对称。该复用/解复用器与输入光的偏振状态无关，对外界温度变化也不敏感，能在 1550nm 波长处，对信道间距为 100GHz 的信号进行有效的波分复用/解复用。

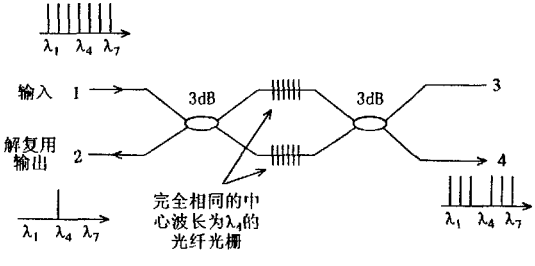



图 1.3 基于光纤光栅的波分复用/解复用的示意图

## 二、非均匀周期光纤光栅

### 1、啁啾光纤光栅(Chirp Grating)

线性啁啾光纤光栅纤芯的折射率沿轴向呈准周期性变化。反射型啁啾光栅具有反射带宽的特点，最多的可达几十纳米，远远大于均匀周期光栅的带宽。另外，线性啁啾的光栅能产生大而稳定的色散，其带宽足以覆盖整个脉冲的谱宽，从而被广泛应用于WDM系统的色散补偿[20-22]。其原理如图1.4所示：不同波长在光栅的不同点被反射，因此图中的红移分量在光栅的前端反射，而蓝移分量在光栅的末端反射。蓝移分量比红移分量多走了2L的距离，这样便在红蓝移分量之间产生一时延差，经光栅后，滞后的红移分量便会赶上蓝移分量。值得注意的是，这种光栅产生的色散的正负很容易控制，只要改变光栅的取向，则它产生的色散大小相同而符号相反。

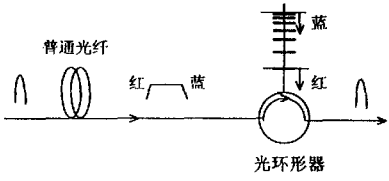



图1.4 利用线性啁啾光纤光栅补偿色散原理图

此外，啁啾光纤光栅还被广泛应用于掺铒光纤放大器的增益平坦化[23]和光纤激光器的性能优化[24-27]等。

### 2、Tapered光纤光栅

目前，除啁啾光纤光栅外，还有一种非均匀周期光纤光栅，即Tapered光栅。这种光栅的特点是其耦合系数沿光栅轴向不再是常数，而是一个分布形式，通过控制不同的分布形式达到改变光栅反射谱形状的目的。1994年，Hill等人曾用两次曝光法制作出类似啁啾光栅的Taper光栅，并成功的将其应用于光通信系统的色散补偿中[28]。此外，人们还发现，高斯分布的Taper光栅能有力地压制光栅反射谱的边瓣，并得到更加满意的色散补偿效果[29]。本文还将详细介绍一种新型的正弦调制Tapered光纤光栅，这种具多个反射峰的光栅已被用于光纤环形腔激光器中，使其能同时输出多个波长。

## 三、相移光纤光栅(Phase-shifted Fiber Grating)[30]

所谓相移光栅是在均匀周期光纤光栅的某特点上，通过一些方法破坏其周期的连续性而得到的。我们可以把它看作是两个周期性光栅的不连续连接，这一不连续连接则会产生一个相移。它的主要特点是可以在周期性光栅光谱阻带中打开透射窗口，使得光栅对某一波长有更高的选择度，而且窗口位置可以随相移量的大小发生改变，由于相移光栅具有可改变阻带中通透窗口位置的特性，因此它在光通信中有较高的应用价值。特别是在多通道光波系统中，可被用来选择通道。图1.5给出了四波全光纤解复器的图例，从单通道过来的四波信号被分为四路，每一分路都配置相移布喇格光栅，各光栅的相移位置都在光栅的正中，但有不同的相移量，这样才可以对不同的波长进行选择。

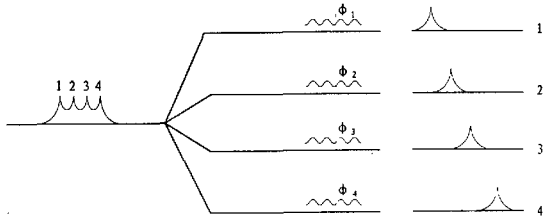



图1.5 相移光纤光栅解复用器示意图

## 四、闪耀光纤光栅(Blazed Fiber Grating)

在光栅制作过程中，紫外侧写光束与光纤轴不严格垂直，而是有一个小角度时，形成所谓闪耀光栅[31]，如图 1.6 所示。这时 $LP_{01}$ 模并不仅仅反射到 $LP_{01}$ 模，还会反射到其它模式，于是在光栅传输曲线上，布喇格波长的短波方向会出现一系列损耗带，如上所述，其强度随闪耀角大小而变，对应着基模和反向传输的其它导模之间的耦合。

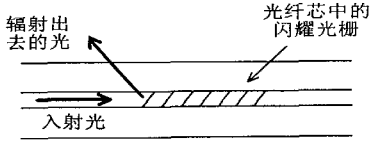



图 1.6 闪耀光纤光栅工作原理图

闪耀光栅可以使信号从光纤芯区耦合到有损耗的包层模中或者耦合成为辐射模而逸出光纤。这个波长选择性分接覆盖相当宽的波长。因为在这种情况下，信号不会被反射，所以分接就成为一种吸收型滤波器。已经得到证实，光栅分接器可视为增益平坦滤波器[32]，对于大的闪耀，出射耦合是对于受导信号偏振敏感的，因此，可用闪耀光栅元件做成芯间偏振器。将光栅平面对于光纤轴线成很小的倾斜，可做成反射式空间模式耦合器，即是光栅将一个导模反射到另一个导模中。

**五、长周期光纤光栅(Long-Period Fiber Grating)**

近几年来，人们又在均匀周期光纤光栅的基础上研制出了长周期光纤光栅(Long-Period Grating LPG)[33]. 顾名思义，所谓长周期光纤光栅，是指它的光栅周期远远大于一般的光纤光栅，可达到几百微米，它所起的作用也与普通光栅不同，不是将将导波中某频段的光反射回去，而是将其耦合到包层中损耗掉.

长周期光纤光栅除具有插入损耗小、易于集成等优点外，还是一种性能优异的波长选择性损耗元件，可以通过选择适当的光栅周期，使得光栅将一定波长的光耦合至包层而迅速损耗掉，并且不存在反射，这一点优于前述的Blazed光栅。因此，长周期光栅是EDFA增益平坦的一种理想元件[34].

另外，实验证明，长周期光纤光栅的传输特性会因外界应力、温度等的影响而改变，与普通 FBG 相比，对环境的变化反应更加灵敏，且具有低反射、测量方法简便等优点，因此它也是一种理想的传感元件[35-37]。

### 1.2.3 光敏光纤中建立光纤光栅的工艺

几年来，人们已发现并采用很多方法进行光纤光栅的写入，下面仅对其中常用的几中方法进行简要的概述：

**一、均匀周期光纤光栅成栅法**

**1、外写入成栅技术(An External Holographic Writing Technique)**

这项技术是利用两束相干光形成的全息图中的周期分布光强对光纤进行诱导，形成光纤光栅[2,38-40]。所建立光栅的条纹间距与全息图的条纹间距相等。我们可以通过改变全息图的条纹间距来制作满足不同波长布拉格条件的光栅。其基本原理如图 1.7 所示。

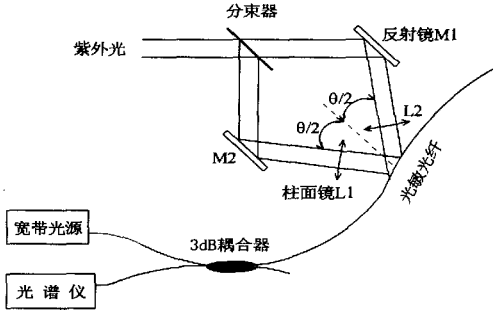



图 1.7 全息法建立光纤光栅实验装置图

这种技术的优点是所建立的光栅稳定，所用能量低，并且可以灵活地改变光栅的中心波长。但是此技术要求激光的时间和空间相干性较好，且在曝光期间光路稳定性较高。

**2、相位掩模法(Phase-mask Technique)**[41-43]

这种方法是将掩模作成相位光栅，形成对诱导光的衍射，在掩模后的泰伯距离内产生有不同周期的衍射条纹，将光敏光纤放在泰伯距离内不同的位置进行光诱导，可建立不同周期的光纤光栅。

如图 1.8 所示，所用掩模的零级衍射光受压制(能量小于 5%入射光

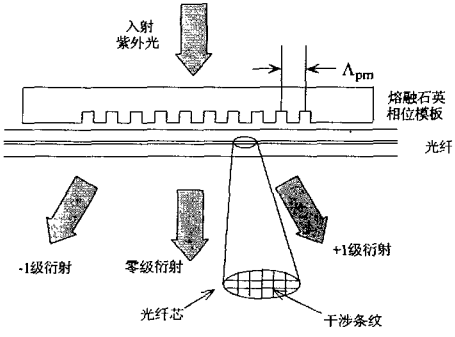



图 1.8 相位掩模法建立光纤光栅原理图

能量)，利用入射光±1级衍射光在掩模后相干形成的有强烈对比的周期性亮暗条纹对光纤曝光，在光纤上建立的光栅为掩模周期的一半。

这是目前最普遍使用的方法，它方法简便、造价低廉，适于大批量生产光纤光栅。缺点是灵活性不够，要想使其所建光栅的布拉格波长有所变化，可利用在模板前加一透镜的方法。

**3、点—点写入法(Point-by-point techniques)**

此技术的工作原理：通常是利用脉冲激光器，从外侧在一点上利用狭缝控制对光敏光纤的曝光宽度(曝光宽度与狭缝宽度相等)，光敏光纤上的点因受光照而使折射率略有升高。一点曝光后沿光纤轴线移动适当距离，再对另一点曝光处理，这样逐点进行曝光，可在一段光纤上建立光栅结构。这项技术的优点是其可调节性，即可通过控制曝光宽度及曝光点间的相互宽度来建立周期性或非周期性的光栅，以满足对不同波长进行不同控制的需要。如建立模式转换器或反射滤波器。

**二、啁啾光纤光栅成栅法**

**1、全息法[44]**

这是在外写入均匀周期光纤光栅的基础上建立起来的。在相干光的两臂中分别放置一柱面镜，则这样得到的干涉条纹间距会随着柱面镜的焦距及其放置位置的改变而改变。利用这种方法得到的啁啾光栅带宽可达几十纳米。这种方法的优点是灵活性好，缺点是不易精确控制。

**2、两次曝光法(Double-exposure Photoimprinting Method)[45]**

其原理为：第一次曝光是将待曝光的一段光纤先用不透明片挡住，曝光开始后以一恒定的速度沿光纤轴线移动不透明片，使光纤各部分曝光量呈线性变化，从而使光纤纤芯折射率成线性变化。第二次曝光是利用相位掩模法在已被处理过的那段光纤上建立光栅，所建立的光栅空间分布为周期性的，但因第一次曝光产生的折射率变化，结果仍然可以得到啁啾光栅。

**3、其它方法**

除以上提到的两种方法外，啁啾光栅还可用特种模板直接写入[46]，另外，在写入的过程中对光纤施加应力也可使光栅产生啁啾[47]。

## 1.3 本文的主要工作

### 一、理论研究

利用耦合模理论对均匀、非均匀、啁啾型、Tapered 型等各类光纤光栅的传输特性进行理论计算，改变其中各参数的值，并将得到的结果加以比较和分析，找出诸多规律性的东西，为实验的制作进行理论指导。

### 二、各种光纤光栅的实验研制

1、均匀周期光纤光栅：包括对光纤成栅条件的研究，并采用相位掩模法，在光敏光纤上建立起具有不同反射率和较窄带宽的光栅，适应不同应用的需要。

2、啁啾光纤光栅：采用两次曝光法，制成有一定带宽的啁啾光栅。

3、Tapered 光纤光栅：采用相位掩模和长周期光栏叠加一次曝光法，制成同时具有多个反射峰的光栅，验证理论计算的准确性。

### 三、光纤光栅的应用研究

目前，世界个国都广泛开展了光纤光栅的应用研究，本文在上述光纤光栅的基础上，进行均匀周期光栅传感、光纤光栅环形腔激光器和多波长可调谐光纤光栅环形腔激光器的研究。

# 第二章　耦合模理论

在现代光子学中，周期性分布反馈结构发挥了重要作用，而光纤光栅恰恰是这样一种结构。它是利用光在光纤中的正向与反向导模的耦合进行工作的。人们曾利用耦合模理论来分析条形周期性皱纹波导的模式耦合问题，这种方法也同样适用于光纤光栅中。

## 2.1 耦合模公式[48]

大多数情况下，模式之间耦合的源可用一个分布微扰极化矢量表示，即波导的不完整性可以用分布微扰极化矢量表示。下面将从麦克斯韦方程出发，推导耦合模方程。

麦克斯韦方程和物质方程可写为：

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \tag{2.1}$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \tag{2.2}$$

$$D = \varepsilon_0 E + P = (\varepsilon + \Delta\varepsilon)E = \varepsilon' E \tag{2.3}$$

式中：$P$ 是光在不规则波导中的介质极化矢量，$\varepsilon E$ 是理想波导对电位移矢量 D 的贡献，$\Delta\varepsilon E$ 是波导的不规则部分对 D 的贡献，$\varepsilon'$是不规则波导的介电常数。把(2.3)式代入(2.2)式，得

$$\nabla \times H = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} \tag{2.4}$$

对(2.4)式两边求旋度，即可得到

$$\nabla \times (\nabla \times E) = -\mu \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times H) \tag{2.5}$$

在无源情况下，有$\nabla \cdot D = 0$

根据(2.3)式，即有

$$\nabla \cdot (\varepsilon' E) = \varepsilon'(\nabla \cdot E) + E \cdot (\nabla \varepsilon') = 0 \tag{2.7}$$

式中：$E(\Delta\varepsilon')$表示波导的不规则性对波传播的影响。如果可把波导的不规则性看作理想波导的微扰，则有

$$|\nabla \varepsilon'| \ll \varepsilon' \tag{2.8}$$

于是由(2.7)式可知$\nabla \cdot E = -\frac{1}{\varepsilon'}\left[E \cdot (\nabla \varepsilon')\right] \approx 0$

则方程(2.6)可写成如下形式：

$$\nabla^2 E(r,t) = \mu\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E(r,t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 P(r,t)}{\partial t^2} \tag{2.9}$$

总介质极化矢量可写为两项之和：

$$P(r,t) = P_0(r,t) + P_P(r,t) \tag{2.10}$$

式中：

$$P_0(r,t) = \left[\varepsilon(r) - \varepsilon_0\right] E(r,t) \tag{2.11}$$

它是在介电常数为$\varepsilon(r)$的非微扰波导中由 $E(r,t)$所感应的极化矢量，微扰极化矢量$P_P(r,t)$由(2.10)式所定义。把(2.10)和(2.11)式代入方程(2.9),可得：

$$\nabla^2 E_y - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[P_P(r,t)\right]_y \tag{2.12}$$

在直角坐标系中， $E_x$和 $E_y$有类似的表达式。

如果略去导模与辐射模之间的耦合，则可用非微扰波导的本征模场(导模)表示微扰波导中的场。对 TE 模来说，可写成

$$E_y(r,t) = \frac{1}{2}\sum_m A_m(z) E_y^{(m)}(x) e^{i(\beta_m z - \omega t)} + \text{c.c.} \tag{2.13}$$

式中： $m$ 表示本征模的模序数， c.c.代表复共轭，而本征模场应满足非微扰波导的波动方程：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \beta_m^{\ 2}\right) E_y^{(m)}(x) + \omega^2 \mu\varepsilon(r) E_y^{(m)}(x) = 0 \tag{2.14}$$

式中：$\varepsilon(r) = \varepsilon_0 n^2(r)$,而 n 是介质的折射率。

把近似展开式(2.13)代入方程(2.12)，得

$$\begin{aligned} e^{-i\omega t}\sum_m [\frac{A_m}{2}\left(-\beta_m^{\ 2} E_y^{(m)} + \frac{\partial^2 E_y^{(m)}}{\partial x^2} + \omega^2 \mu\varepsilon(r) E_y^{(m)}\right) e^{i\beta_m z} \\ + \frac{1}{2}\left(2i\beta_m \frac{\mathrm{d}A_m}{\mathrm{d}z} + \frac{\mathrm{d}^2 A_m}{\mathrm{d}z^2}\right) E_y^{(m)} e^{i\beta_m z}] + \text{c.c.} \\ = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2}[P_P(r,t)]_y \end{aligned} \tag{2.15}$$

由(2.14)式可以看出，(2.15)式中左边第一个括号中的三项之和为零。另外，假定$A_m(z)$是缓变函数，即微扰使电场振幅沿 Z 轴缓慢地变化，因而得到下式

$$\left|\frac{\mathrm{d}^2 A_m}{\mathrm{d}z^2}\right| << \beta_m \left|\frac{\mathrm{d}A_m}{\mathrm{d}z}\right| \tag{2.16}$$

这样就可以略去(2.15)式对 $A_m$ 的二次导数项，从而得到方程：

$$\sum_m \left[i\beta_m \frac{\mathrm{d}A_m}{\mathrm{d}z} E_y^{(m)} e^{i(\beta_m z - \omega t)}\right] + \text{c.c.} = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2}[P_P(r,t)]_y \tag{2.17}$$

在(2.17)式的两边都乘以 $E_y^{(s)}(x)$，并在全空间积分，可得如下方程：

$$\frac{dA_s^{(-)}}{dz}e^{-i(\beta_s z_- + \omega t)} - \frac{dA_s^{(-)}}{dz}e^{i(\beta_s z - \omega t)} - c.c.$$
$$= \frac{i}{2\omega}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_{-\infty}^{\infty}[P_p(r,t)]_y E_y^{(s)}(x)dx \tag{2.18}$$

式(2.17)中对 $m$ 的求和包含两项，对应同一个 $m$，其中上标为(－)的一项表示沿－ $z$ 方向传播，而上标为(＋)的一项表示沿＋ $z$ 方向传播。

### 2.2 耦合模公式在周期性皱纹波导中的应用

考虑一个周期性的平面介质波导，它的周期性是由于一个界面上的皱阶引进的，因此这种波导也称为皱波导。皱阶的作用可由下述介电常数的微扰来描述

$$\Delta\varepsilon(r) = \varepsilon_0 \Delta n^2(r)$$

其意义是由于皱阶的引进，使图 2.1 所示的周期性波导的三层介质总介电常数产生 $\Delta\varepsilon(r)$ 的变化。因此总介电常数是

$$\varepsilon'(r) = \varepsilon(r) + \Delta\varepsilon(r) \tag{2.19}$$

由(2.10)和(2.11)式，可得微扰极化矢量为

$$\begin{aligned} P_p(r,t) &= P(r,t) - P_0(r,t) \\ &= (\varepsilon' - \varepsilon_0)E(r,t) - (\varepsilon - \varepsilon_0)E(r,t) \\ &= \Delta\varepsilon(r)E(r,t) \\ &= \Delta n^2(r)\varepsilon_0 E(r,t) \end{aligned} \tag{2.20}$$

由于 $\Delta n^2(r)$ 是标量，因此从(2.20)式可以看出，皱阶的引进只会引起 TE 模与 TE 模或 TM 模与 TM 模的耦合，不会引起 TE 模与 TM 模的耦合。只有当介电常数的变化 $\Delta\varepsilon(r)$ 是张量时，才会引起两类不同模式的耦合。

考虑 TE 模的情况，把(2.13)式代入到微扰极化矢量的表示式(2.12)中，可得

$$[P_p(r,t)]_y = \frac{1}{2}\Delta n^2(r)\varepsilon_0 \sum_m \left[A_m(z)E_y^{(m)}(x)e^{i(\beta_m z - \omega t)} + c.c.\right] \tag{2.21}$$

再把上式代入(2.18)式中，可得

$$\frac{dA_s^{(-)}}{dz}e^{-i(\beta_s z - \omega t)} - \frac{dA_s^{(+)}}{dz}e^{i(\beta_s z - \omega t)} - c.c.$$
$$= \frac{i\varepsilon_0}{4\omega}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\sum_m \left[A_m(z)\int_{-\infty}^{\infty}\Delta n^2(x,z)E_v^{(m)}(x)E_y^{(n)}(x)dx \cdot e^{i(\beta_m z - \omega t)} + c.c.\right] \tag{2.22}$$

可将上式的右边看作是引起前向波 $A_s^{(+)}e^{i(\beta_s z - \omega t)}$ 与后向波 $A_s^{(-)}e^{-i(\beta_s z + \omega t)}$ 耦合的源。为了使波源与波的相互作用不被抵消，要求两者有相同的频率；同样重要的是，为使

相互作用在传播距离上不被平均为零，波和源必须有近乎相同的位相。因此，要使第 $m$ 个模耦合到第 $s$ 个模，必须使(2.22)式中的乘积：

$$\Delta n^2(x,z)\exp(\pm i\beta_m z)$$

包含正比于 $\exp(i\beta_s z)$ 或 $\exp(-i\beta_s z)$ 的项。前者表示微扰驱动了前向波，而后者表示微扰驱动了后向波。至于究竟是驱动前向波还是后向波，则有依赖于变量 z 的微扰函数 $\Delta n^2(x,z)$ 决定。若将微扰 $\Delta n^2(x,z)$ 的周期选为 $\Lambda$，使得 $l\pi/\Lambda \approx \beta_s$，其中 $l$ 是整数。则可将 $\Delta n^2(x,z)$ 展开为如下形式：

$$\Delta n^2(x,z) = \Delta n^2(x)\sum_{q=-\infty}^{\infty} a_q \exp\left[\left(\frac{i2q\pi}{\Lambda}\right)z\right] \tag{2.23}$$

这样，(2.22)式右边积分中包含了正比于 $A_s^{(-)}\exp[i(2l\pi/\Lambda-\beta_s)z]$ 的一项($q=l$, $m=s$). 又因为 $\frac{2l\pi}{\Lambda}-\beta_s \approx \beta_s$；因此，这一项显然能够驱动(2.22)式左边的 $A_s^{(+)}\exp(i\beta_s z)$,结果得到

$$\frac{dA_s^{(+)}}{dz} = \frac{i\omega\varepsilon_0}{4}A_s^{(-)}\int_{-\infty}^{\infty}\Delta n^2(x)\left[E_y^{(s)}(x)\right]^2 dx\cdot a_l e^{i[(2l\pi/\Lambda-2\beta_s)z]} \tag{2.25}$$

于是，前向波 $A_s^{(+)}$ 与后向波 $A_s^{(-)}$ 之间通过 $\Delta n^2(x,z)$ 的第 $l$ 个谐波的耦合，可以由下式描述：

$$\frac{dA_s^{(+)}}{dz} = \kappa_c A_s^{(-)} e^{-i2(\Delta\beta)z} \tag{2.26}$$

相应地有

$$\frac{dA_s^{(-)}}{dz} = \kappa_c^* A_s^{(+)} e^{i2(\Delta\beta)z} \tag{2.27}$$

式中：

$$\kappa_c = \frac{i\omega\varepsilon_0 a_l}{4}\int_{-\infty}^{\infty}\Delta n^2(x)\left[E_y^{(s)}(x)\right]^2 dx \tag{2.28}$$

称为耦合系数。耦合系数的大小反映了前向波与后向波之间能量交换的快慢程度，而

$$\Delta\beta = \beta_s - l\pi/\Lambda$$

若令

$$\frac{l\pi}{\Lambda} = \beta_0 \tag{2.29}$$

则有

$$\Delta\beta = \beta_s - \beta_0 \tag{2.30}$$

这里应特别指出，两个模式所携带的总功率是守恒的，这是因为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\left|A_s^{(-)}\right|^2-\left|A_s^{(+)}\right|^2\right]=0 \tag{2.31}$$

下面研究图所示的特定的“矩形”皱阶波导。对于这种波导，有

$$\begin{aligned}\Delta n^2(x,z)&=\Delta n^2(x)\left[\frac{1}{2}+\frac{2}{\pi}(\sin\eta z+\sin 3\eta z+\ldots)\right]\\&=\Delta n^2(x)\sum_l a_l e^{il\eta z}\end{aligned} \tag{2.32}$$

式中

$$\Delta n^2(x)=\begin{cases}n_1^2-n_3^2, & -a\le x\le 0\\ 0, & \text{在其它各处}\end{cases} \tag{2.33}$$

而

$$a_l=\begin{cases}\dfrac{2i}{l\pi}, & l\text{为奇数}\\ 0, & l\text{为偶数}\end{cases}\qquad a_0=\frac{1}{2}$$

当 $l$ 是奇数时，

$$\kappa_c=-\frac{\omega\varepsilon_0}{4\pi l}\int_{-\infty}^{\infty}\Delta n^2(x)\left[E_y^{(s)}(x)\right]^2\mathrm{d}x \tag{2.34}$$

实际上是这样来选择Λ 的：使得对于某个特定的 $l$ 值，$\Delta\beta\approx 0$。应该注意到，当 $\Delta\beta=0$ 时，则有

$$\Lambda=l\frac{\lambda_g^{(s)}}{2} \tag{2.35}$$

式中：$\lambda_g^{(s)}=2\pi/\beta_s$ 是第 $s$ 个导模的等效波长。

现在可以利用介质平板波导 TE 模的本征模场的表示式以及(2.33)式来求耦合系数。因为

$$\begin{aligned}&\int_{-\infty}^{\infty}\Delta n^2(x)\left[E_y^{(s)}(x)\right]^2\mathrm{d}x\\&=\left(n_1^2-n_3^2\right)\int_{-a}^{0}\left[E_y^{(s)}(x)\right]^2\mathrm{d}x\\&=\left(n_1^2-n_3^2\right)A_s^2\int_{-a}^{0}\left[\cos(\kappa_s x)-\frac{q_s}{\kappa_s}\sin(\kappa_s x)\right]^2\mathrm{d}x\end{aligned} \tag{2.36}$$

如果考虑远离截止的导模($\beta_m\to k_0n_1,\kappa_m<<q_m$ 和 $p_m$)和皱阶深度很小($\kappa_m\alpha<<1$)的情况，就会得到特别简单的结果，此时有

$$\kappa_m\to\frac{s\pi}{h},\qquad s(\text{模序数})=1,\ 2,\ 3;$$

$$\frac{q_s}{\kappa_s}\approx(n_1^2-n_3^2)^{1/2}\left(\frac{2h}{s\lambda}\right); \tag{2.37}$$

$$\beta_s \approx k_0 n_1$$

除此之外，因为$q_s >> k_s$，可得

$$\begin{aligned} A_s^2 &= \frac{4\kappa_s^2 \omega\mu}{\beta_s(\kappa_s^2 + q_s^2)(h + 1/q_s + 1/p_s)} \\ &\approx \frac{4\kappa_s^2 \omega\mu}{\beta_s h q_s^2} \end{aligned} \tag{2.38}$$

在远离截止的状态下，对于$\kappa_m \alpha << 1$的情况，(2.36)式的积分变成

$$\begin{aligned} &(n_1^2 - n_3^2)\int_{-a}^{0}[E_y^{(s)}(x)]^2 \mathrm{d}x \\ &= (n_1^2 - n_3^2)\frac{4\pi^2 \omega\mu}{3k_0 n_1}(\frac{a}{h})^3(1 + \frac{3}{q_s a} + \frac{3}{q_s^2 a^2}) \end{aligned}$$

而利用(2.37)式，可得

$$\kappa_c = \frac{2\pi^2 s^2}{3l\lambda}\frac{n_1^2 - n_3^2}{n_1}\left(\frac{a}{h}\right)^3\left[1 + \frac{3}{2\pi}\frac{\frac{\lambda}{a}}{(n_1^2 - n_3^2)^{1/2}} + \frac{3}{4\pi^2}\frac{\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2}{(n_1^2 - n_3^2)}\right] \tag{2.40}$$

由上式可以看出，模阶数越高，皱阶越深；薄膜越薄，耦合系数就越大。反之亦然。

由上述分析可以看出，耦合问题可以简化为一对耦合模方程(2.26)和(2.27)以及一个耦合系数的表达式(2.40)。

值得注意的是：以上推导的周期性皱纹波导耦合模方程，对纤芯折射率呈周期性变化的光纤同样适用，详细的讨论见下章。

# 第三章 各种光纤光栅的理论分析和实验研究

## 3.1 均匀周期光纤布拉格光栅

### 3.1.1 均匀周期光纤光栅的耦合模方程解析解[49]

研究耦合模方程的解。为简单起见，令 $A_s^{(-)}=A, A_s^{(+)}=B$，于是(2.26)和(2.27)式可分别写成

$$\frac{dB}{dz}=\kappa_c A e^{-i2(\Delta\beta)z} \tag{3.1}$$

$$\frac{dA}{dz}=\kappa_c^* B e^{i2(\Delta\beta)z} \tag{3.2}$$

对(3.2)式求一次导数，得

$$\begin{aligned}\frac{d^2A}{dz^2}&=\kappa_c^*\frac{dB}{dz}e^{i2(\Delta\beta)z}+i2(\Delta\beta)\kappa_c^* B e^{i2(\Delta\beta)z}\\&=\kappa_c\kappa_c^* A+i2(\Delta\beta)\frac{dA}{dz}\end{aligned} \tag{3.3}$$

这是一个常系数的二阶线性齐次微分方程，其通解是

$$A(z)=C_1 e^{(i\Delta\beta+s)z}+C_2 e^{(i\Delta\beta-s)z} \tag{3.4}$$

式中：

$$\begin{aligned}s&=\sqrt{\kappa_{c0}^2-(\Delta\beta)^2}\\\kappa_{c0}&=|\kappa_c|\end{aligned} \tag{3.5}$$

$C_1$， $C_2$是待定常数

设介质平板波导界面上的皱阶对光传播的影响可看作微扰。令振幅为 $B(0)$ 的光从 $z=0$ 处的边界入射，并设在 $z=L$ 的边界上，后向波的振幅 $A(L)=0$ 。则由(3.4)式，可得

$$C_1=-C_2 e^{-2SL}$$

把上式代入(3.4)式，得

$$\begin{aligned}A(z)&=-C_2 e^{-2SL}e^{(i\Delta\beta+S)z}+C_2 e^{(i\Delta\beta-S)z}\\&=-2C_2 e^{i(\Delta\beta)z-SL}\sinh[S(z-L)]\end{aligned} \tag{3.6}$$

于是有

$$\begin{aligned}\frac{dA(z)}{dz}=-2C_2\{&i(\Delta\beta)e^{i(\Delta\beta)z-SL}\sinh[S(z-L)]\\&+Se^{i(\Delta\beta)z-SL}\cosh[S(z-L)]\end{aligned}$$

把上式代入(3.2)式，可得

$$B(z)=\frac{1}{\kappa_c^*}e^{-i2(\Delta\beta)z}\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}z}$$
$$=-\frac{i}{\kappa_c^*}2C_2e^{-i(\Delta\beta)z-SL}\left\{(\Delta\beta)\sinh[S(z-L)]-iS\cosh[S(z-L)]\right\} \tag{3.7}$$

于是有

$$B(0)=\frac{i}{\kappa_c^*}2C_2e^{-SL}[(\Delta\beta)\sinh(SL)+iS\cosh(SL)]$$

从而得到

$$C_2=\frac{\kappa_c^*}{2i}e^{SL}B(0)\frac{1}{(\Delta\beta)\sinh(SL)+iS\cosh(SL)}$$

把上式代入到(3.6)和(3.7)式中，即可得到入射波和反射波的表示式：

$$\begin{aligned}A(z)e^{-i\beta z}&=B(0)\frac{i\kappa_c^*e^{-i\beta_0 z}}{(\Delta\beta)\sinh(SL)+iS\cosh(SL)}\sinh[S(z-L)]\\B(z)e^{i\beta z}&=B(0)\frac{e^{i\beta_0 z}}{(\Delta\beta)\sinh(SL)+iS\cosh(SL)}\\&\quad\times\left\{-(\Delta\beta)\sinh[S(z-L)]+iS\cosh[S(z-L)]\right\}\end{aligned} \tag{3.8}$$

当Δβ = 0 时，有

$$\begin{aligned}A(z)&=B(0)\left(\frac{\kappa_c^*}{\kappa_{c0}}\right)\frac{\sinh[\kappa_{c0}(z-L)]}{\cosh(\kappa_{c0}L)}\\B(z)&=B(0)\frac{\cosh[\kappa_{c0}(z-L)]}{\cosh(\kappa_{c0}L)}\end{aligned} \tag{3.9}$$

此时，光栅具有最大的反射率

$$R_{max}=\tanh^2(\kappa L) \tag{3.10}$$

而反射的中心波长 $\lambda_B=2n_{eff}\Lambda$ 称为布喇格波长。 Russell 等人给出了反射峰的半高宽（ FWHM ）[52]：

$$\Delta\lambda_{FWHM}\approx\lambda_B s\left[\left(\frac{\delta n}{2n_{core}}\right)^2+\left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.11}$$

对反射率接近 100 %的强光栅， $s\approx1$；而对弱光栅来说， $s\approx0.5$。

从(3.8)式可以看出，当双曲函数 cosh 和 sinh 的参变量足够大，反射所致，前向波的功率耦合到后向波中去了。因此，后向波的功率 $|A(z)|^2$ 沿着它自己的传播方向在微扰区中按指数上升，由此可以知道，周期性皱波导具有镜面反射效应。图 3.1 显示了均匀周期光纤光栅的反射率 R 随波长的变化，可以

看出，它是一种波长选择性的滤波器件。

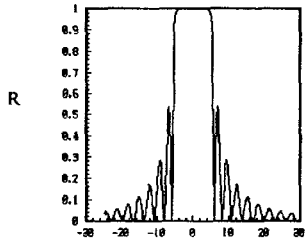



图 3.1 均匀周期光纤光栅反射谱

### 3.1.2 均匀周期光纤光栅的制作

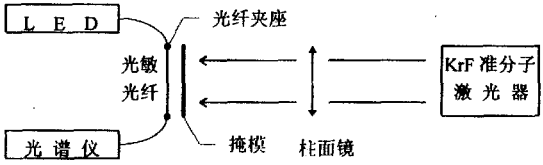



图 3.3 紫外光侧写入光纤光栅实验装置图

上图为可实时监测的光纤光栅紫外光侧面写入的实验装置图。下面就对其中的各个部分逐一加以介绍：

◎ LED 宽带光源：出射功率为－48dbm，覆盖以 1530nm 为中心，100nm 的带宽。

◎ KrF 准分子激光器：这种激光器发出的脉冲紫外光波长为 244nm，相干长度约为 2 厘米；光斑大小为 $20 \times 8mm^2$，光强沿光斑的宽度方向呈高斯分布，沿长度方向均匀分布；激光输出功率最大可达 500mJ/脉冲，脉冲重复频率可达 10 次/秒。

◎ 光谱仪：实验所用安立光谱仪，最高分辨率为 0.1nm。

◎ 光敏光纤：本实验所用的光纤是高掺锗光敏光纤，一种是加拿大生产的，具有较高的掺杂浓度；另一种为四十六所生产，掺杂浓度较低。

◎ 相位掩膜：相位掩膜是在紫外石英上利用离子刻蚀技术制成的，本实

验中使用了两个相位掩膜，对应中心波长为 1556nm 和 1531nm 。

◎ 光纤夹座：光纤夹座起到固定光敏光纤的作用。同时还能在光纤的一端加一微小应力，将光纤拉紧从而与相位掩膜紧密相靠，使得写入的效果更好。

◎ 柱面镜：实验中所用柱面镜焦距为 50mm ，起到汇聚紫外光，提高光功率密度的作用。

实验步骤：将光敏光纤夹在光纤夹座上，略加应力；调整相位模板的位置，使光纤与其紧靠；将光纤的两端分别与宽带光源和光谱仪连接，以便进行实时监测。准分子激光器发出的紫外光经柱面透镜汇聚成一细光斑透过模板照射在光纤上。仔细调节光斑的取向，使光斑与光纤完全重合。曝光若干脉冲，即可得到光纤光栅。如图 3.4 就是利用加拿大光纤经一个脉冲曝光后得到的光栅。

由于光纤的光敏性机制十分复杂，其光敏性也随着光纤的不同而有着显著的不同。为了更好地进行以后的实验，我们首先对光栅的成栅条件进行了初步的研究，即改变入射激光的功率密度，并观察成栅情况。我们知道，要在光敏光纤上写入光栅，入射光功率密度有一阈值，低于此阈值，则照射时间再长也无法成栅，但是，功率密度也不能太大，否则过强的光照在去掉涂敷层的光敏光纤上会将其打断。在本实验中，有两种途径可以调节紫外光的功率密度，即

1、直接调节激光器的脉冲宽度；

2、调节柱面镜位置，改变其会聚光斑的粗细程度。

通过实验，我们发现：

四十六所光纤在功率密度为 1.25J/cm$^2$ 的情况下，形成光栅的反射率逐渐增高， 1200 脉冲后，达到 2dB 。此后，无论是延长照射时间还是提高功率密度，均不能使反射率继续增高。此时其光敏性已达到饱和，故可知它的光敏性较弱。

而加拿大的光纤则表现出更为复杂的光敏特性：

1、当功率密度为约 0.5 J/cm$^2$ 时，光栅的反射率增长极为缓慢，几百脉冲后，反射率达到 2dB 并不再增长。此后，继续照射，发现反射率反而开始减小。关掉激光器后，发现反射率继续减小，最后反射峰完全消失。

2、当功率密度为 0.9 J/cm$^2$ 时，光栅的反射率稳步增长，几百个脉冲后达到 12dB 。

3、当功率密度为 1.25 J/cm$^2$ 时，只一个脉冲的照射，光栅的反射率即达到 10dB，光纤表现出极强的光敏性。如图 3.4 所示

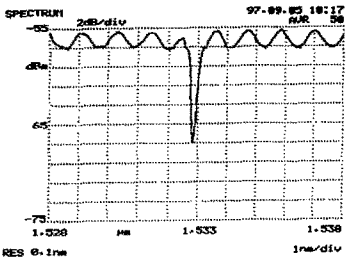



图 3.4 利用掩模法，一个脉冲产生的均匀周期光纤光栅透射谱。

可以看出，加拿大的光纤因入射光功率密度的不同而显示出不同的光敏特性，其中的物理机制非本论文的讨论范围，还有待于进一步的研究。

## 3.2 啁啾光纤光栅

### 3.2.1 啁啾光纤光栅的耦合模方程数值解[51]

由耦合模方程，令将入射光波记作前向波$A^+$，反射波记作后向波$A^-$（如图3.5），光纤光栅长为L，不考虑吸收和色散，有：

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}A^+}{\mathrm{d}z} &= \kappa(z)\cdot\exp\left[-j\int_0^z B(z')\mathrm{d}z'\right]A^- \\ \frac{\mathrm{d}A^-}{\mathrm{d}z} &= \kappa(z)\cdot\exp\left[j\int_0^z B(z')\mathrm{d}z\right]A^+\end{aligned} \tag{3.12}$$

$\kappa(z)$为耦合系数，它用来描述由于折射率变化所引入微扰的深度，同纤芯与包层的折射率差有关。$\kappa(z)\propto\delta n(z)$。一般情况下，$\kappa(z)$为一常数。B(z)与折射率变化的周期有关，对线性啁啾光栅来说，

$$B(z)=2\beta-\Omega(z)=2(\beta_0+\delta\beta)-(\Omega_0+Fz/L^2)=2\delta\beta-Fz/L^2 \tag{3.13}$$

其中，$\beta$是传播常数，Ω（z)是局域空间频率，$\beta_0=\Omega_0/2$是中心频率，$F$是啁啾系数。它描述光栅啁啾量的大小，当$F=0$时为均匀周期的光栅.上式明确地表明了两波在传播过程中相互之间能量的耦合关系。结合边界条件：$A^+(-L/2)=1$，　　$A^-(L/2)=0$ 就可确定$z$处的光波。

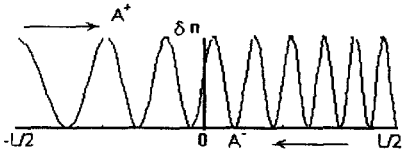
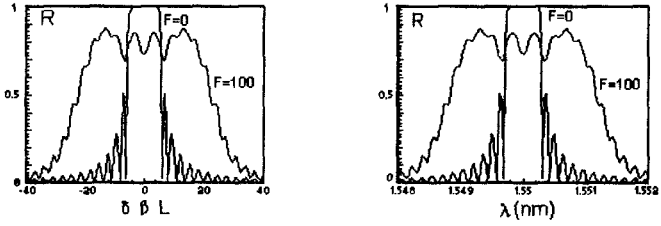



图3.5：线性啁啾光纤光栅的折射率δn随z变化的示意图

对此微分方程，可将其用差分法化成线性齐次方程组，再用高斯列主元消元法，计算出光波沿光纤光栅传输时的振幅变化情况，然后进一步计算出光纤光栅的反射谱。这里引入反射率R，$R=|A^-(-L/2)|^2/|A^+(-L/2)|^2$,它反映了啁啾光栅对不同频率的入射光的反射能力。

## 一、理论计算的结果

通过上述分析可以知道，当$F$被赋予不同的值，就可得到不同的反射谱图样，如图3.6所示，它们是当$\kappa L=5$不变，$F=50$，100和150时，反射率$R$与$\delta\beta L$分布关系的理论曲线。当$F=0$时该方程可得到均匀周期反射型光栅的反射谱，所以很容易将啁啾光栅与均匀周期光栅作一个比较，如图3.7a所示，为使其物理意义清晰起见，也可以将横坐标以波长λ表示，如图3.7b。




(a)　　(b)

图3.7(a)具有相同K$L$的均匀光栅(F=0)和线性啁啾光纤光栅(F=100)的反射谱图

(b)以波长为横坐标的反射谱图

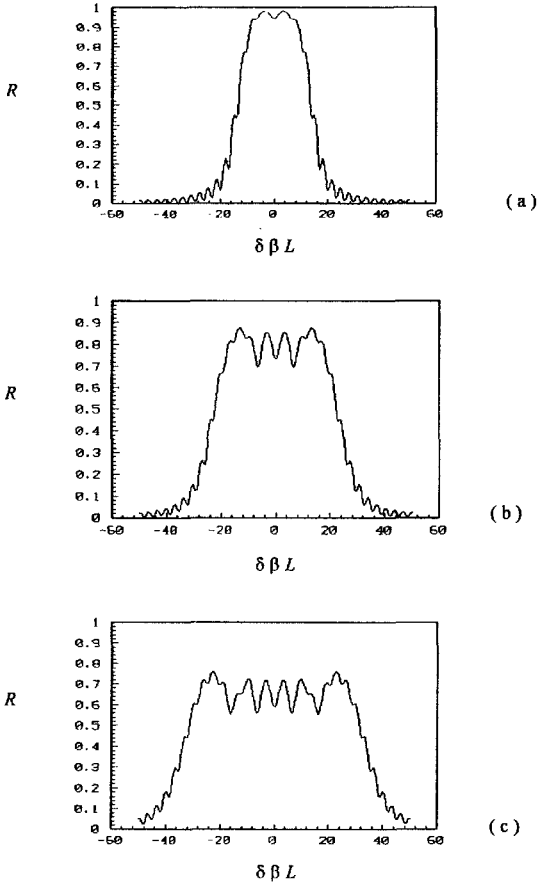



图3.6，具有相同K$L$的线性啁啾光纤光栅的反射谱

(a)$F$=50, (b)F=100, (c)F=150

综合以上各图，我们可以看到，啁啾光栅的确大大地加宽了均匀周期光栅的反射带宽。这一结论是不难理解的。首先让我们来看一下光纤光栅所满足的布拉格条件：

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff}\Lambda(z)$$

其中 $\Lambda(z)$ 为光栅的周期，$\lambda_B(z)$ 是光纤光栅所反射的光波的波长。对均匀周期的光栅来讲，它的 $\Lambda(z)$ 是常数，不在轴向随z而变化，记为 $\Lambda_0$，因此它只能反射以 $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_0$ 为中心的一极窄带宽内的光，而啁啾光栅的 $\Lambda(z)$ 是 $z$ 的函数，是在某一个范围内变化的，因此，在光栅的不同点就会反射不同的 $\lambda_B(z)$，于是整个光栅所反射的将是具有一定带宽的光波。换一个角度讲，啁啾光栅可以看作是一系列具有不同周期的均匀周期光纤光栅的串联，每一个光栅都各自以不同的反射率反射一定波长的光波，而啁啾光栅的反射谱就是这些反射波的叠加。所以，啁啾系数越大，其反射谱带宽也越宽，而精细谱也更加趋于复杂。同时我们也注意到，在相同的 $\kappa L$ 值的情况下，反射谱的加宽是以牺牲最大反射率为代价的，如果需要的光栅不仅要有宽的带宽，还要有较高的反射率，则只有通过提高 $\kappa L$ 的值来达到，因为 $\kappa L$ 代表了光波在光栅内传播时的耦合程度，$\kappa L$ 越大则前向波与后向波耦合得越充分，反射率也就越大。图3.8是在 $F=150$ 不变的情况下，$\kappa L$ 取不同值得到的情形不难发现增大 $\kappa L$ 的值不但使光栅的反射率提高了，还在一定程度上增大了光栅的反射带宽。这是一个非常有利的结论。

增大 $\kappa L$ 有两个途径：一是增大 $\kappa$ 即耦合系数的值，$\kappa$ 与折射率的变化 $\delta n$ 有关，一般情况下，它们之间的关系可以简化写为：

$$\kappa = \frac{\pi \cdot \delta n}{\lambda_B} \cdot \eta \tag{3.14}$$

其中 $\eta$ 为光纤芯中导模功率与光纤内导模总功率的比值，可近似表示为 $\eta \approx 1 - V^{-2}$,(V即为光纤的特性常数值)。而在光栅的紫外写入中，大幅度地提高 $\delta n$ 是不容易的，因此我们可以考虑增加光栅的长度。从图中可看出，适当地增加光栅的长度，可使反射谱的顶端平坦化，达到比较理想的效果。

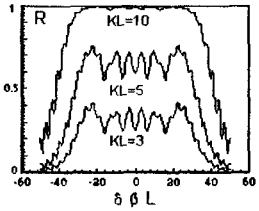



图3.8，不同$KL$值的啁啾光栅($F$=150)的反射谱图

### 3.2.2 啁啾光纤光栅的制作

采用二次曝光法制作啁啾光纤光栅，遵从以下实验步骤：

1、如图 3.9 所示，实验装置与制作均匀周期光栅的大致相同。首先，将相位模板取下，在光路中放置一不透明的挡光板，从完全挡住光开始，在曝光的过程中

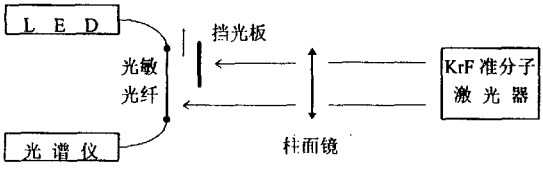



图 3.9　啁啾光纤光栅写入实验装置图

逐步移开，移动速率为 0.1 毫米/10 脉冲。这样就在光敏光纤中形成了线性的折射率分布。

2、撤掉挡光板，将相位模板装好，仔细调节模板的位置使其与光纤紧靠。曝光 200 脉冲后，得到如图 3.10 所示的光栅反射谱。它的带宽约为 0.2nm 。

实验得到的啁啾光纤光栅的带宽并没有明显的展宽，我们认为这主要是光纤的光敏性饱和现象造成的。即在曝光的初期，纤芯的折射率变化呈线性增加，但随着曝光的继续，这一趋势逐渐缓慢下来，最终达到一最大值，此后，无论曝光时间多长，折射率也不会再继续增加。在本实验中，由于所用光纤非常敏感，这样就使曝光时间较长的部分达到了饱和，从而使纤芯的折

射率变化不很明显，则啁啾现象也就不明显了。

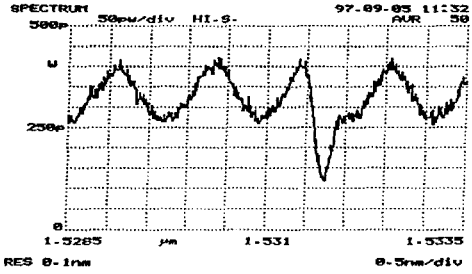



图 3.10 分步曝光法得到的啁啾光纤光栅透射谱

## 3.3 Tapered 光纤光栅的理论计算与制作

### 3.3.1 Tapered 光纤光栅的耦合模方程数值解[52]

在(3.12)式的耦合模方程中，有一点值得强调的是:$\kappa(z)$为耦合系数，它用来描述由于折射率变化所引入微扰的深度，同纤芯与包层的折射率差有关。$\kappa(z) \propto \delta n(z)$。对普通光纤光栅来说,$\kappa(z)$为一常数,但 Taper 光栅的$\kappa(z)$是一个函数分布(如图 3.11),有：$\kappa(z) = \kappa_0 \cdot f(z)$ 其中 $f(z)$是归一化函数,它代表着$\kappa(z)$分布的形状.

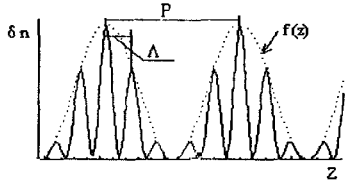



图3.11：Tapered光纤光栅的折射率 $\delta n$随$z$变化的示意图

本文计算了不同频率及相位的正弦分布的$\kappa(z)$对光栅反射谱的影响.这里引入反射率R，$R=|A^{-}(-L/2)|^2/|A^{+}(-L/2)|^2$,它反映了Tapered光栅对不同频率的入射光的反射能力。为比较方便起见,所有的计算均取$\kappa_0\cdot L=5$.

令 $$f(z)=\left[1+\cos(\omega\cdot z+\varphi)\right]/2$$

解耦合模方程，可得不同空间频率$\omega=2\pi/P$ 的正弦函数分布对光栅反射谱的影响.图3.12所示的就是$\varphi=0$ 不变,$\omega$=1000,5000和9000时,反射率R与$\delta\beta L$分布关系的理论曲线。

从图中可以看出,当频率较小时,反射谱仍为一较窄但很平滑的单峰,随着频率的增加,单峰渐渐分裂为三个反射峰,中间的一个峰反射率最大,两个边峰反射率较低.当频率进一步增大时,三个峰不再继续分裂,但相距却越来越远.在向两边移动的过程中,每个反射峰的形状都没有明显的改变.中间峰的带宽约为0.36nm,两个边峰的反射带宽约为0.24nm。

这一结果可由傅立叶分析得到简单明了的解释：因为

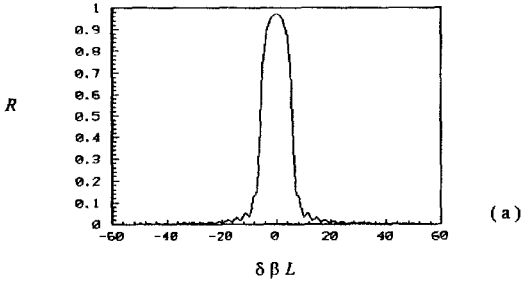
$$\Delta n(z)=\frac{\Delta n_0}{2}\left[1+\cos(2\pi z/\Lambda)\right]\cdot\left[1+\cos(2\pi z/P)\right] \qquad (\Lambda << P) \quad (3.15)$$

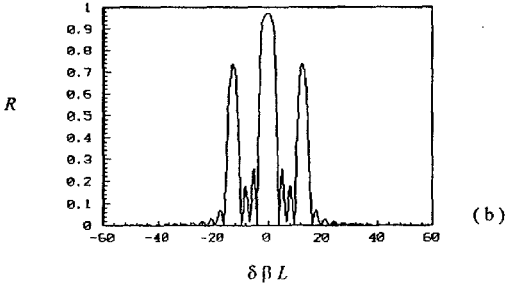
所以

$$\Delta n(z)=\frac{\Delta n_0}{4}[2+2\cos(2\pi z/\Lambda)+2\cos(2\pi z/P)$$
$$+\cos(2\pi z/\Lambda_{+1})+\cos(2\pi z/\Lambda_{-1})]$$

其中$\Lambda_{+1}\approx\Lambda(1+\Lambda/P)$， $\Lambda_{-1}\approx\Lambda(1-\Lambda/P)$

对折射率的表达式进行傅立叶变换，其频谱为三个δ函数，从耦合模方程可知，频谱中的每一个δ函数都对应着光谱中的一个反射峰，所以，在反射谱中也应有三个峰。它们的波长分别为$\lambda_B=2n\Lambda$， $\lambda_{+1}=2n\Lambda_{+1}$, $\lambda_{-1}=2n\Lambda_{-1}$，波长间隔为$\Delta\lambda=\Lambda^2/P=\lambda_B{}^2/2nP$



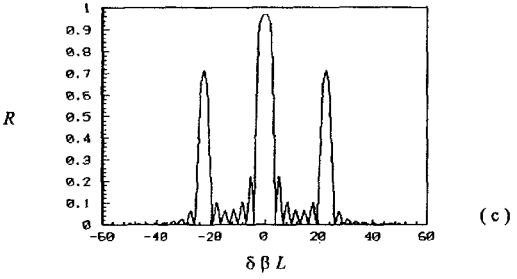




图3.12,具有相同相位的正弦型Tapered光纤光栅的反射谱

(a) $\omega$=1000,(b) $\omega$=5000,(c) $\omega$=9000

### 3.3.2 Tapered 光纤光栅的制作

实验装置如图 3.13 所示

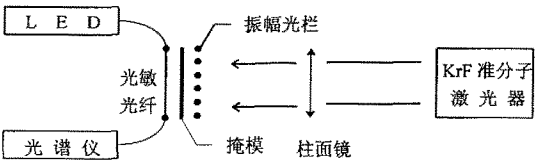



图3.13 Tapered光纤光栅写入实验装置图

考虑到制作纯正弦型振幅光栏比较困难，于是，我们采用了如下图所示的光栏。

图3.14，实验中所用振幅光栏示意图

涂灰的部分完全不透光，光栏的占空比取 b/a=0.5

由频谱分析不难得知，这种方波型的光栏的透过函数可分解为不同频率的正弦波的叠加，且其中与该光栏周期相同的基频正弦波振幅最大，起主要作用，而其余的正弦波分量所起的作用可忽略不计。所以，这种光栏可按正弦型的振幅光栏分析。从后面的实验结果也可看出，这种见解是合理的。

实验中使用的振幅光栏长为12mm,周期分别为0.8mm和1mm，占空比均为0.5（对应的空间频率分别为$\omega=7850$和$\omega=6280$）。将光栏和模板重叠在一起，经270mJ/脉冲 光强紫外光照射几分钟后，即得到如图3.15所示的透射谱。其中，图3.15(a)是由1mm周期的光栏和中心波长为1561nm的相位模板相叠加，图3.15(b)是由0.8mm周期的光栏和中心波长为1531nm的相位模板叠加得到的。从谱中可看到三个等间距的透射峰，波长间隔约为0.8nm和1nm，与理论计算结果基本相符。

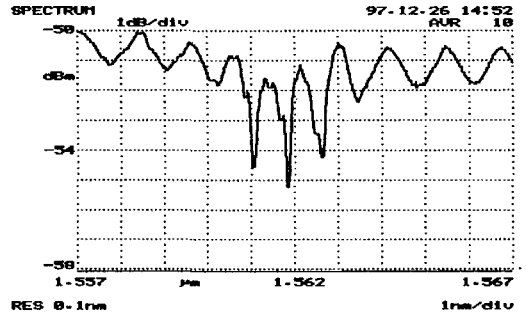



Fig 3.15(a)

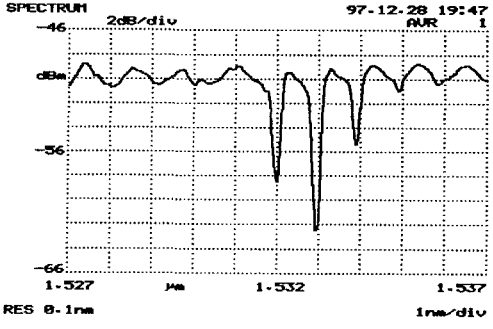



Fig 3.15 (b)

图3.13.实验所得Tapered光纤光栅的透射谱图 (a),a=1mm.(b),a=0.8mm

仔细观察图3.15中的两个光谱图，在三个尖峰的右侧还可看到一不很明显的矮峰（图上部的平滑起伏部分为背景光），这个峰的存在可以看作是光栏本身的问题：首先，它是对正弦型光栏的近似；由于方波的傅立叶变换为多个峰，所以制成的光栅也应为多个峰，只是其它峰所对应的傅立叶分量振幅较小而不很明显；另外，因制作精度不够，光栏的周期不很均匀，这些都将对光栅的透射谱产生一定的影响。

**本章小结**

一、对光纤光敏性的了解是制作性能理想的光纤光栅的前提，对具有不同光敏性的光纤应采用不同的曝光条件。

二、均匀周期光纤光栅具有带宽较窄的单反峰；在耦合程度相同的条件下，啁啾光纤光栅具有较低的反射率和更宽的带宽；Tapered 光纤光栅具有三个分立的反射峰，峰间距与光栏的空间频率成反比。

三、利用准分子激光器，采用相位掩模法制成反射率为 12dB，带宽为 0.24nm 的均匀周期布喇格光栅。采用二次曝光法制成啁啾光纤光栅。采用掩模与振幅光栏叠加一次曝光法，制成具有三个主反射峰的 Tapered 光栅。三个反射峰的反射率分别为 11.5dB，12dB 和 11dB。峰间距为 1nm，带宽为 0.24nm。实验结果与理论基本相符。

# 第四章 光纤光栅的应用

## 4.1 均匀周期光纤光栅的应用

### 4.1.1 均匀周期光纤光栅在传感中的应用

**一、光纤光栅传感原理[53]**

光纤光栅在温度和应力作用之下，其折射率和栅格常数将发生变化，反映到光纤光栅的峰值反射波长（或透射波长）会发生移动，这种光纤光栅的峰值反射波长（或透射波长）随外界物理量变化而移动的现象可在传感领域得到应用。

光纤光栅峰值反射波长满足关系式

$$\lambda_B = 2n\Lambda \tag{4.1}$$

由上式可知峰值反射波长随折射率和栅格常数的变化而变化。而外界的应力和温度的变化又直接影响光纤光栅折射率和栅格常数，因而光纤光栅对应变和温度的变化有响应。

应力对光纤光栅的影响是由于光栅周期的变化以及弹光效应造成的有效折射率 $n_e$ 的变化可由弹光系数矩阵 $P_{ij}$ 和应变张量矩阵 $\varepsilon_j$ 表示为

$$\Delta\left(1/n_e\right)_i^2 = \sum_{j=1}^{6} p_{ij}\varepsilon_j \tag{4.2}$$

当光纤受轴向应变时，其横向也有应变产生，在 x,y 方向均为 $-\nu\varepsilon_z$,考虑光纤为各向同性，认为光纤上没有剪切应变，因此，应变张量矩阵 $\varepsilon_j$ 的后三项为零。为

$$\varepsilon_j = \left[-\nu\varepsilon_z \quad -\nu\varepsilon_z \quad \varepsilon_z \quad 0 \quad 0 \quad 0\right] \tag{4.3}$$

弹光张量矩阵为

$$P_{ij} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{11} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

式中 $P_{11}$ 和 $P_{12}$ 是弹光系数，$P_{44} = \nu(P_{11} - P_{12})/2$

设有关系式

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} \tag{4.5}$$

考虑到

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{x,y} \tag{4.6}$$

由矩阵计算得

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 \left[P_{12} - \nu\left(P_{11} + P_{12}\right)\right] \cdot \varepsilon_z \tag{4.7}$$

代入(2)式并考虑到(10)式可得

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = \left(1 - P_e\right) \cdot \varepsilon_z \tag{4.8}$$

$P_e$ 为有效弹光系数

$$P_e = \frac{1}{2} n_e^2 \left[P_{12} - \nu\left(P_{11} + P_{12}\right)\right] \cdot \varepsilon_z \tag{4.9}$$

由(8)式可以，在温度不变时，光纤光栅反射波长的变化与外加应变成正比。

通常的物理量的变化均可转换为光纤光栅应变的形式出现，但在光纤光栅在各各方向受到压力的作用时，由于应变矩阵的不同，其表现形式与单纯的轴向应力作用不一样。该问题的研究对于光纤光栅超高压传感有一定的理论指导意义。

考虑各各方向受压强 P 的作用，认为光纤光栅为各向同性，没有剪切应变。此时，应力矩阵为

$$\sigma = \begin{bmatrix} -P \\ -P \\ -P \end{bmatrix} \tag{4.10}$$

应变为

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P(1-2\nu)/E \\ -P(1-2\nu)/E \\ -P(1-2\nu)/E \end{bmatrix} \tag{4.11}$$

E 为光纤的扬氏模量。

当压力变化时，反射波长的变化率随压力的变化为

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = \left[\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial P} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial P}\right] \Delta P \tag{4.12}$$

与应变的推导类似,可得

$$\frac{\Delta l}{l}=\varepsilon_z=-\frac{(1-2\nu)P}{E} \tag{4.13}$$

$$\frac{\Delta n}{n}=\frac{n^2P}{2E}(1-2\nu)(2P_{12}+P_{11}) \tag{4.14}$$

将(13),(14)两式代入(12)式,得

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B\Delta P}=-\frac{(1-2\nu)}{E}+\frac{n^2}{2E}(1-2\nu)(2P_{12}+P_{11}) \tag{4.15}$$

## 二、光纤光栅传感的实验研究

1，直接在光纤光栅轴向上施加应力实验

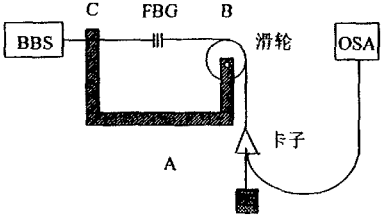



图 4.1. 光纤光栅传感实验装置图

图 4.1 即为利用光纤光栅作为传感头的实验装置图。其中 A 为测量支架,B 为定滑轮,FBG 为光纤光栅,一端固定于 C,另一端经定滑轮和卡子吊一重物 Mg(砝码)。实验台固定端到滑轮端的光纤被敷层已剥去,实验结果只与裸光纤的性质有关。Mg 产生的轴向拉力通过滑轮 B 使光纤光栅的折射率和周期同时发生改变。BBS 为一宽带光源(LED),该宽带光在光纤光栅处满足布喇格条件的光波将被反射掉。

实验结果表明光纤光栅有较好的应力特性。通过改变重物的质量,观测光纤光栅透射峰随拉力的变化而发生的移动。加载重物从 10g 开始直到 110g 光纤光栅断裂为止,得到线性变化的实验结果，如图 4.2 所示。其中符号“O”代表实验值，实线为理论值。

由胡克定律知

$$E\cdot\frac{\Delta l}{l}=\frac{F}{s} \tag{4.16}$$

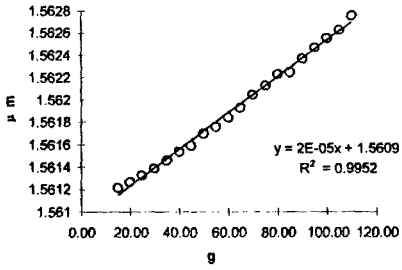



图 4.2. 光纤光栅的应力传感曲线

利用以上数据可计算扬氏模量 $E$,其中 $\frac{\Delta l}{l}$ 为光纤光栅的应变,F 是所受拉力,$S$ 为光纤光栅的横截面积，该光纤为特制光纤，其光纤直径经测定为 0.1010mm..光纤光栅的应变可由波长的改变量代替,$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\eta\cdot\frac{\Delta l}{l}$ ,$\eta$ 为一与光纤泊松值有关的量,国际上通常取 0.76 。由此计算出 $E$=10.64$E$+10N/m$^2$。实验表明，光纤光栅在拉力直接作用的情况下,波长变化范围在 0 ～ 1.6nm 以内,超出此范围,光栅部位极有被拉断的可能，且其所受轴向拉力小于 110g ，而普通的光纤可以承受 0.5kg 左右的轴向拉力。这说明,经紫外光照射的光纤，其抗张强度变小.因此,实际使用的光纤光栅应受到良好保护,才能延长其使用寿命。此外,实验中发现,随着拉力的增加，其谱宽也在增加，我们认为这是由于光纤光栅的非均匀性造成的。即在受到外力作用时,栅格变化不均匀，从而形成了啁啾光栅。

2，悬臂梁调谐光纤光栅

进行轴向应力调谐时，光纤光栅容易发生皱折。如果对其施加垂直压力实现调谐，在一定程度上可减少对光纤光栅的损伤[54,55]。这里我们使用了一种简单的悬臂梁调谐方法。

调谐装置如图 4.3 所示，将光纤光栅固定在一 L 为 6cm 长悬臂梁上，悬臂梁是用双螺纹差动调节器进行细微调谐的，两螺纹分别为 0.4mm 和 0.5mm ，旋转一周推进量 Δ $X$ 为 0.1mm 。

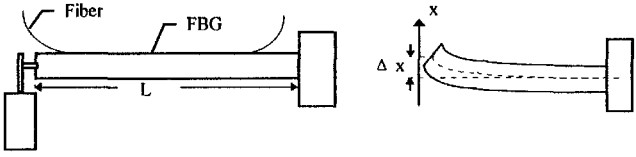



图 4.3，悬臂梁调谐装置图和原理图

根据材料力学原理，梁弯曲时内侧材料因被压缩而缩短,外侧被拉伸而伸长,中性层面不受力,长度保持不变。当梁弯曲时，据文献[56]光波相位变化 Δ Φ 为

$$\Delta\Phi = nk_0L\{\varepsilon_3 - \frac{1}{2}n^2[(p_{11}+p_{12})\varepsilon_1 + p_{12}\varepsilon_3]\} \tag{4.17}$$

其中：$\varepsilon_1$，$\varepsilon_3$分别为光纤的横向应变和纵向应变；$p_{11}$，$p_{12}$是光纤的光弹系数；$k_0$为波数。

由推进量 Δ $X$在梁上引起的应力$p$为[59]：

$$p = -\frac{3EI\Delta x}{L^3} \tag{4.18}$$

其中：$E$为材料的杨氏模量，$I$为梁的惯力矩。

把(16)式，(17)式代入(15)式整理可得工作波长改变量 Δλ和推进量的关系：

$$\Delta\lambda = 6\frac{I\cdot\Lambda}{L^3}\{1-\frac{n^2}{2}[-\nu p_{11}+(1-\nu)p_{12}]\}\Delta x \tag{4.19}$$

其中，ν为泊松比。使用这种方法可使调谐量达到8纳米，且具有较好的线性度，约为0.9997。如图4.4所示。

在调谐中应注意以下几个问题：

(1) 将光纤光栅粘到悬臂梁上应使光纤与悬臂梁紧密附着；

(2) 涂胶应尽量薄且均匀；

(3) 光纤应粘在梁的对称轴上；

(4) 避免光纤向任何方向的弯曲；

注意到以上几点才能保证光栅在调谐中具有较高的灵敏度和较好的线性度。

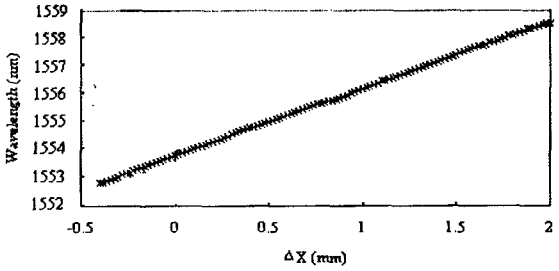



图 4.4，工作波长与调节器推进量的关系

×是实验测得的数据，——是数据线性拟合的结果

### 4.1.2 均匀周期光纤光栅在光纤激光器中的应用

早在 70 年代早期,人们就对光纤激光器(Fiber Laser)进行了探索性研究[58]，但真正有实用价值的光纤激光器是在 80 年代中期，即 Davidn.Payne 领导的研究小组发现掺稀土元素(Er)对 1.55μm 的光波段有增益作用[59]后才出现的。近年来,因其自身的波导结构,掺铒光纤（Erbium-doped Fiber，EDF）具有很高的增益和泵浦效率，其增益谱很宽，且能工作在光通信的第三窗口 1.55μm 波段，因而更加引起人们的关注，被认为是将来长距离、大容量的超高速光纤通信及孤子通信系统的理想光源[60]。

与现行光通信系统中的半导体激光器(LD)和发光二极管(LED)相比,掺铒光纤激光器具有以下特点：(1)光纤具有较高表面积/体积比，故转换效率极高，激光阈值也很低；(2)因光纤的柔绕性可使其设计小巧灵活；(3)调谐范围宽（1530nm~1560nm）；(4)兼容性好，易于集成。经多年的研究，目前已开发出多种形式的光纤激光器件[61],并正在形成一个光纤与激光交叉的新技术领域。如光纤激光锁模技术、光纤激光调谐技术等。

### 一，光纤激光器的理论分析

1，光纤激光器振荡波长的分析

在掺铒光纤激光器中，不同波长对应的增益可表示为[62]：

$$G(\lambda, L) = \varepsilon\xi\pi\left\{g(\lambda)L + \frac{g(\lambda)+a(\lambda)}{\alpha_p}\lambda\nu\left[\frac{P_p(L)}{P_p(0)}\right]\right\} \tag{4.20}$$

其中，$g(\lambda)=\sigma_E(\lambda)A_S\rho$，$a(\lambda)=\sigma_A(\lambda)A_S\rho$，$\alpha_P=\sigma_P A_P\rho$ 分别为增益系数，衰减系数和泵浦吸收系数。$\sigma_P$ 为泵浦吸收横截面，$\sigma_{E,A}(\lambda)$ 为发射，吸收横截面，$\rho$ 铒离子掺杂浓度，$A_{P,S}$ 为泵浦和信号光的重叠积分，$n_{1,2}$ 为激光下能级和上能级所占的粒子百分数，$P_P(0),P_P(L)$ 为泵浦光在掺铒光纤入口处和出口处的光功率。由激光的振荡条件整理的可得出激光振荡的波长满足以下关系：

$$\lambda\nu\left[\frac{P_P(L)}{P_P(0)}\right]=-\alpha_P\frac{g(\lambda)L-\lambda\nu\left[\Gamma_{TOT}(\lambda)\right]}{g(\lambda)+a(\lambda)}\equiv-\alpha_P\Psi(\lambda) \tag{4.21}$$

其中 $\Gamma_{TOT}(\lambda)$ 为光纤激光器总的损耗。

数值分析结果显示无滤波光纤激光器振荡的波长有以下的特点：

(1) 光纤激光只能运行在1553nm和1533nm两个波段附近；

(2) 激光器在1533nm～1553nm有一禁带，即无滤波光纤激光器不能运行在此范围。要使激光器运行在此范围，可用滤波器实现。禁带的出现可解释为：当激光腔的损耗较小时，阈值条件在较低的粒子数反转条件下即可实现，此时，掺铒光纤增益轮廓的峰值出现在1553nm波段附近。当激光腔的损耗较大或掺铒光纤必须工作在较高的粒子数反转，阈值条件才能满足，此时掺铒光纤增益轮廓的峰值出现在1533nm波段附近。所以无滤波掺铒光纤激光器只能工作在1553nm和1533nm两个波段附近，而且这两个波段间有一禁带。

(3) 当激光腔掺铒光纤长度一定时，在1553nm波段运行的波长随激光腔总损耗的增加向短波方向漂移。继续增加损耗则激光器将运行在1533nm波段。

(4) 保持腔内总损耗恒定，当光纤短于某一长度时，激光器运行于1533nm波段，长于此长度，激光器将运行于1553nm波段，继续增加掺铒光纤长度，波长向长波漂移。

从我们实验的数据来看，与理论结论相符合。表1与表2中5m长的掺铒光纤谱的峰值不同，是由于WDM与输出耦合器等器件均是1550nm的，在1533nm附近损耗较大。

| EDF长度(m) | 荧光谱峰值(nm) |
|---|---|
| 30 | 1566.5 |
| 24 | 1566.4 |
| 5 | 1532.5 |
| 1 | 1537.4 |

表 1 不同长度的掺铒光纤的荧光谱峰值位置

| 掺铒光纤长度[m] | 输出 | 光谱峰值[nm] | FWHM[nm] |
|---|---|---|---|
| 30 | 4% | 1574.05 | 1.58 |
| | 10% | 1570.70 | 0.95 |
| | 90% | 1568.35 | 1.77 |
| 24 | 10% | 1567.09 | 0.98 |
| 5 | 10% | 1559.5 | *8.8 |
| 1 | 10% | 1537.4 | *5.27 |

表 2　不同条件下环形腔输出光谱特征

2，掺铒光纤激光器的斜率效率及其阈值的分析

掺铒光纤激光器的斜率效率 $x$ 为[62]

$$\chi=\frac{\lambda_P}{\lambda_S}\frac{(\gamma-1)\Gamma}{\gamma\Gamma-1}\{1-\varepsilon\xi\pi[-\alpha_p\Psi(\lambda)]\} \tag{4.22}$$

其中，$\gamma$ 为输出耦合损耗，$\Gamma$ 为本征腔损耗。我们从（4.22）式可以得到斜率效率 $x$ 与输出耦合比T的关系如下：

$$\chi=\frac{\lambda_P}{\lambda_S}\{1-\varepsilon\xi\pi[-\alpha_p\Psi(\lambda)]\}\Gamma\Big/(1+\frac{\Gamma-1}{T}) \tag{4.23}$$

从（4.23）式中可以看出，假设（4.21）式中的输入输出光功率比远大于1，在其他条件不变的情况下，斜率效率随输出耦合比的增大而增大（0<$T$<1）。

掺铒关系激光器的阈值为[62]：

$$P_P^{th} = \frac{\alpha_P P_{Psat}}{a(\lambda)+g(\lambda)}\left[a(\lambda)L+\lambda\nu\left(\Gamma_{TOT}\right)\right] \tag{4.24}$$

其中，$P_{Psat} = \frac{h\upsilon_P}{\sigma_P\tau}\frac{A}{A_P}$。显然，其阈值与总的损耗的关系是：在其他条件不变的情况在，阈值随总的损耗的增加而增加。

## 二，利用均匀周期光纤光栅实现光纤环形腔激光器

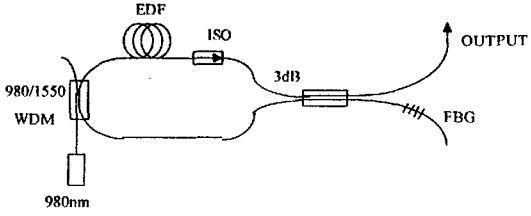



图 4.5，均匀周期光纤光栅环形腔激光器实验装置图

实验装置如图 4.5 所示

实验中使用的泵浦激光器是由中科院半导体所国家光电子器件工程研究中心提供的，峰值波长为 974.5nm，半宽度为 2.4nm，尾纤的最大输出功率为 38mW，实验中耦合到饵光纤的功率约为 27mW；掺铒光纤是由天津电子部 46 所提供的，考虑到掺铒光纤的增益特性与光纤的长度、掺杂浓度、泵光功率以及输出耦合分束比等诸多参数的关系，利用我们以往的工作基础，选用了 9m 长的铒光纤；光纤光栅的中心波长为 1560.5nm，反射率为 98%，半宽度为 0.1nm.

由以上装置可以得到功率和中心波长都相当稳定的输出激光，如图 4.6 所示。激光功率为 4.26mW，中心波长为 1560.55nm，带宽约为 0.1nm。

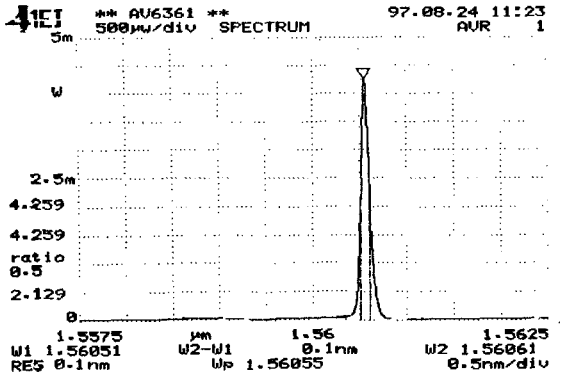



图 4.7，均匀周期光纤光栅环形腔激光器输出激光

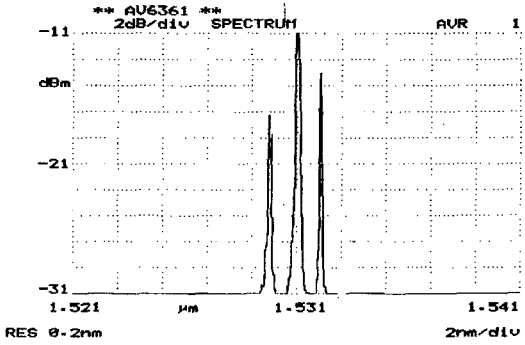



图 4.8， Tapered 光纤光栅环形腔激光器激光输出谱

## 4.2 正弦型 Tapered 光纤光栅的应用

### 4.2.1 利用正弦型 Tapered 光纤光栅实现多波长光纤环形腔激光器

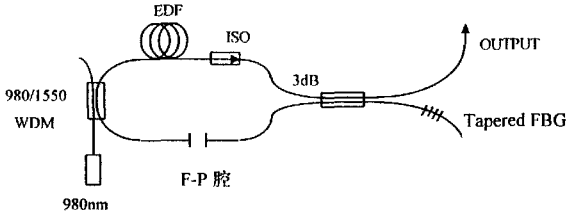



图 4.6 Tapered 光纤光栅环形腔激光器实验装置图

实验装置图与均匀周期光纤光栅环形腔激光器的大致相同，只是将原来的均匀周期光纤光栅换成了这里的 Tapered 光纤光栅，并且在腔内加了一个法布里－珀洛腔用于调节腔的衰减。为了提高泵光功率，得到好的实验结果，我们采用了两个 20 毫瓦的半导体激光器进行双向泵浦。实验中所用的 Tapered 光栅是自行研制的，三个反射峰的中心波长分别为 1530nm、1531nm 和 1532nm 。由于中间的峰反射率比旁边的两个峰大，因此总是优先振荡起来，并由于模间竞争使得旁边两峰被压制。此时得到输出功率为 2.4 毫瓦的单模激光。为使三个峰同时振荡，必须将 1531nm 处的光衰减一部分。调节构成 F － P 腔的两光纤端面的距离，达到某一值时，观察到三个波长同时振荡起来，如图 4.7 所示。其中，中间峰的输出功率最大，达到－ 11dBm 。但是，模竞争使三个峰的输出功率不够稳定。如果能够进一步提高泵光功率，改善光栅性能，使三个峰的反射率更为接近，则该激光器的性能有望得到提高。并有望在 WDM 通信系统等重要领域获得应用。

### 4.2.2 Tapered 光纤光栅的调谐实验

上节中利用 Tapered 光纤光栅实现了多波长光纤激光器，如果对该光纤光栅进行调谐，则有望得到可调协的多波长光纤激光器。为此我们对 Tapered 光纤光栅的调谐特性进行了研究。使用类似的悬臂梁调谐装置，我们对上文中讨论的 Tapered 光纤光栅进行了调谐。实验结果如图 4.8 所示：

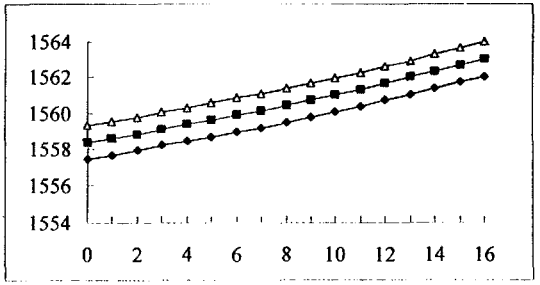



图 4.8， Tapered 光纤光栅调谐曲线

图中的三条线分别对应着 Tapered 光纤光栅的三个反射峰的中心波长随调谐量变化的移动。从图中可以看出，三个反射峰随着调谐而向相同的方向移动，通过线性拟合，知其调谐的线性度都很好，均达到 0.995 左右。三个波长之间的间距却没有明显的改变。

值得注意的是，由于光纤本身的不均匀性以及在粘贴光纤光栅时造成的不均匀性，使得光栅在调谐时产生了啁啾。即当调谐步长为 4 — 10 步时，光栅的反射峰的带宽与不调谐时的带宽大致相同，均为 0.2 纳米左右，如图 4.9 所示。而当调谐的程度进一步加深时，三个反射峰同时逐渐展宽，可达到 0.6 纳米，同时，相应的反射峰的反射率也明显降低，各个峰的顶端均出现若干精细结构。如图 4.10 所示。这一情况也可以通过理论计算近似得出。为了比较，图 4.11 显示了 Tapered 光纤光栅在啁啾系数 $F$=20 时的反射谱。

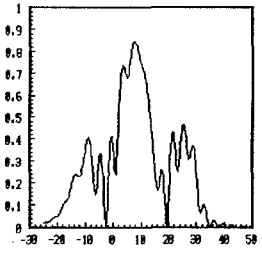



图 4.11 $F$=20 的 Tapered 光纤光栅反射谱

鉴于以上结果可知，利用现有技术实现稳定性较好的可调谐光纤激光器尚存在诸多问题，有待于进一步的研究解决。

**本章小结**

一、使用悬臂梁方法调谐光纤光栅进行波长调谐实验，实验中得到较宽的调谐范围和较好的线性度。利用这种方法调谐均匀周期光纤光栅，调谐范围 8nm，线性度为 0.9997。利用这种方法调谐 Tapered 光纤光栅，调谐范围 6nm，线性度为 0.995。

二、利用均匀周期光纤光栅作为激光谐振腔的反射元件，实现了性能较为理想的单波长光纤环形腔激光器。使用同一实验装置，改用自行研制的 Tapered 光纤光栅后，成功地实现了三波长光纤环形腔激光振荡，但由于模间竞争使得输出激光尚不够稳定。

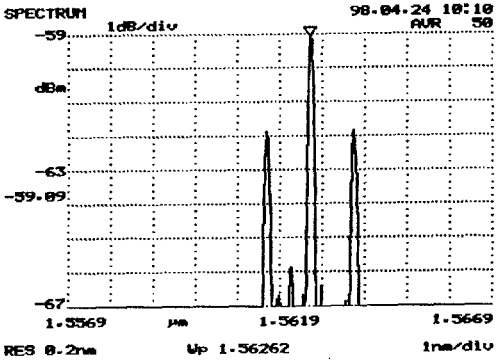



图 4.10 小范围调谐时 Tapered 光纤光栅的反射谱

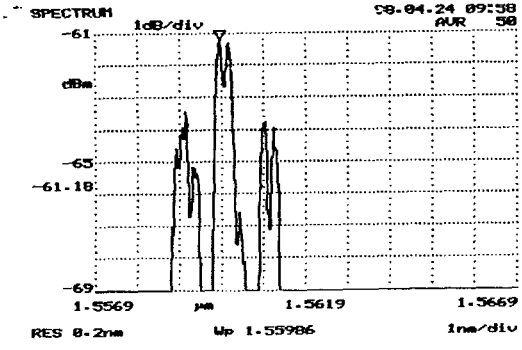



图 4.11 大范围调谐时 Tapered 光纤光栅的反射谱

# 总　结

光纤光栅技术自问世以来，就得到全世界的普遍关注，并已有了飞速的发展。各种具有不同传输性能的光纤光栅，以其造价低、稳定性好、体积小、抗电磁干扰等优良性能，被广泛应用于光纤通信、光纤传感和光信息处理等各个领域。本课题组承担的国家自然科学基金的重点项目“光纤光栅及其在全光纤波分复用通信系统中的应用”就是将光纤光栅作为通信系统中的重要元件。为了得到符合实用化的具有较高质量的光纤光栅，本文对其进行了详细的理论分析得到了几种不同性能光纤光栅的透射谱，并用来指导实验的研究。论文完成的重要内容包括以下几个方面：

一、详细综述了光纤光栅的发展历程，全面概述了光敏性机理、光纤光栅写入法的研究情况。对光纤光栅进行了分类，并对各类光栅的主要性能和应用作了概括性的介绍。

二、从麦克斯韦方程出发详细推导了周期性介质波导的耦合模方程，为研究光在光栅中的传输特性打下理论基础。并以耦合模方程为基础，对均匀周期的普通光纤布拉格光栅的特性进行了详细的探讨，给出了光栅中前向波和后向波的解析表达式。在此基础上，利用准分子激光器，采用相位掩模法制成反射率为 12dB，带宽为 0.24nm 的均匀周期布拉格光栅。

三、编制 FORTRAN 语言程序，利用高斯消元法对耦合模方程进行数值分析，得出啁啾光纤光栅反射谱的数值解。又通过改变相应参数找出各类光栅的反射率及带宽等与各参数之间的关系，为光纤光栅的制作提供了理论依据。在此基础上，采用二次曝光法制成啁啾光纤光栅。

四、首次利用理论计算预言了一种新型的正弦型 Tapered 光纤光栅。计算表明，这种光纤光栅具有三个等间距的反射峰。在对理论计算的条件进行了一定近似的基础上，采用掩模与振幅光栏叠加一次曝光法，实验上研制成了具有三个主反射峰的 Tapered 光栅。三个反射峰的反射率分别为 11.5dB，12dB 和 11dB。峰间距为 1nm，带宽为 0.24nm。通过傅立叶分析，得到三

峰间距与振幅光栏空间周期的关系，实验结果与理论基本相符。这种光纤光栅可等效为多个光纤光栅的串联，而只引入一个光纤光栅的插入损耗，另外，还可通过改变振幅光栏的空间周期来控制光栅反射峰的间距，因此它在波分复用光纤通信技术等诸多重要领域将有广阔的应用前景。

五、利用制成的均匀周期光纤光栅进行了传感方面的研究。分别利用直接在光栅上加应力和悬臂梁方法，从理论和实验上研究了所加应力与光纤光栅中心波长移动的关系。实验表明，悬臂梁调谐方法是比较理想的，其调谐范围可达 8nm，线性度为 0.999。但当调谐程度较大时，会使光栅产生一定程度的不均匀，使反射谱展宽，呈现出啁啾光纤光栅的特性。

六、利用均匀周期光纤光栅作为反射镜，以 980nm 半导体激光器作泵浦源，掺铒光纤为增益介质，制成单波长光纤环形腔激光器，并从理论上分析了该种激光器的斜率效率和阈值等特性。该光纤激光器的输出功率约为 5mW，线宽为 0.1nm。由于光纤光栅的特性稳定，使得激光器的各参数也具有较好的稳定性。

七、首次利用 Tapered 光纤光栅得到多波长光纤环形腔激光器。输出激光的波长与 Tapered 光栅的三个反射峰波长一一对应，峰值功率为-11dBm，线宽为 0.1nm。该激光器作为光纤波分复用通信系统中的光源具有一定的应用前景。

八、首次对 Tapered 光栅的调谐特性进行了实验研究，利用悬臂梁调谐方法，实现了 8nm 的调谐范围。在调谐的过程中，峰间距基本保持不变，反射峰中心波长随调谐量的增加而线性增长。该实验为进一步实现可调谐多波长光纤激光器打下基础。

在本文的工作基础上，我们认为进一步进行以下几项工作是有意义的：

一、在第三章中，我们编制的程序可给出不同参数光纤光栅的反射特性。在此基础上，可进行优化算法的研究，完成光纤光栅计算机辅助设计 CAD 的软件，使它可以根据不同的需要，提出最优化的光纤光栅设计方案，更好地指导实际工作。

二、改善 Tapered 光栅制作工艺，提高三个反射峰的反射率；进一步分析光纤激光器中的模竞争机制，提出适当的腔损耗方案，同时加大泵浦光的功率，制成具有较高输出功率的性能稳定的多波长光纤环形腔激光器。

三、进一步改进悬臂梁的设计，消除光纤光栅调谐时产生的啁啾现象，从而实现可调谐的多波长光纤环形腔激光器。

# 参考文献：

[1], K.O.Hill, Y.Fuji, D.C.Jonson and B.S.Kawasaki. Appl.Phys.Lett. 32 (1978) 647.

[2], G.Meltz, W.W.Morey and H.Glenn "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method" Opt.Lett 14 (1989) 823.

[3], D.P.Hand and P.St.J.Russell "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers" Opt.Lett 15, (1990), 102.

[4]R.M.Atkins, V.Mizrahi and T.Erdogan "248nm induced vacuum UV spectral changes in optical fiber preform cores:support for a colour centre model of photosensitivity" Elec.Lett. 29, (1993) 385.

[5], J.Albert, K.O.Hill, B.Malo, D.C.Johnson, J.L.Brebner, Y.B.Trudeau and G.Kajrys "Formation and bleaching of strong ultraviolet absorption bands in germanium implanted synthetic fused silica" Appl.Phys.Lett 60 (1992) 148

[6], P.J.Lemaire, R.M.Atkins, V.Mizrahi and W.A.Reed "High pressure H2 Loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO2 doped optical fibers" Elec.Lett 29 (1993) 1191

[7]J.L.Zyskind, V.Mizrahi, D.J.Digiovanni and J.W.Sulhoff Elec.Lett. 28 (1992) 1385.

[8]G.A.Ball and W.H.Glenn J.Lightwave Technol. 10 (1992) 1338

[9]G.A.Ball and W.H.Glenn, W.W.Morey and P.K.Cheo IEEE Photon.Technol.Lett. 5 (1993) 649

[10], J.T.Kringlebotn, J.L.Archambault, L.Reekie and D.N.Payne Opt.Lett. 19 (1994) 2101.

[11]L.Tingye "Next-generation Lightwave transmission System" ECOC'93; (MoCo.2) 7

[12], R.P.Davey, R.P.E.Fleming, K.Smith, R.Kashyap and J.R.Armitage Elec.Lett. 27 (1991) 2087.

[13], D.U.Noske, M.J.Guy, K.Rottwitt, R.Kashyap and J.R.Taylor Opt.Commun. 108 (1994) 297

[14], E.J.Friebele, C.G.Atkins, M.A.Putnam, A.A.Fosha, R.P.Donti and R.G.Blosser "Disatributed strain sensing with fiber ragg grating array embedded in CRTM

composites" Elec.Lett, 30 (1994) 1783

[15], R.M.Measure "Advances toward fiber optic based smart structures" Optic Engineering 31 (1992) 34

[16], J.R.Dunphy, G.Meltz, F.B.Lamm and W.W.Morey SPIE Proc, Fiber Optics Smart Structures & Skins III 1370 (1990) 116

[17], W.W.Morey, J.R.Dunphy and G.Meltz SPIE Proc, Distributed & Multiplexed Fiber Optic Sensors 1586 (1991) 216

[18], F.Bilodeau, K.O.Hill, B.Malo, D.C.Johnson and J.Albert IEEE Photon.Technol.Lett. 6 (1994) 80

[19], T.J.Cullen, H.N.Rourke, C.P.Chew, S.R.Baker, T.Bricheno, K.C.Byron and A.Fielding Electron.Lett. 30 (1994) 2160

[20]K.A.Ahmed *et al* "Simultaneous mode selection and pulse compression of gain-switched pulses from a Fabry-Perot laser using a 40-mm chirped optical fiber grating" IEEE P.T.L Vol 7, No 2, (1995), 158 ~ 160

[21] J.A.R.Williams *et al* "Fiber dispersion compensation using a chirped in-fiber bragg grating" Elec. Lett. Vol 30, No 12, 1994, 985 ~ 987

[22] J.A.R.Williams *et al* "The compression of optical pulse using Self-Phase-Modulation and linearly chirped bragg-gratings in fibers" IEEE.P.T.L Vol 7,No 5, (1995), 491 ~ 494

[23] A.Galvanauskas *et al* Appl .Phys.Lett. Vol 66 , 1995, 1053~1055

[24]M.E.Fermann *et al* Opt.Lett Vol 20, 1995, 172~174

[25]P.N.Kean, J.W.D.Gray, I.Bennion and N.J.Doran Elec.Lett. 30 (1994) 2133

[26] M.E.Fermann, K.Sugden and I.Bennion Opt.Lett 20 (1995) 172

[27] M.E.Fermann, K.Sugden and I.Bennion Elec.Lett 31 (1995) 194

[28] K.O.Hill, F.Bilodeau, B.Malo, T.Kitagawa,*et al* "Chirped in fiber-gratingns for compensation of Optical-fiber dispersion" Opt. Lett. Vol 19, No 17, (1994) 1314-1316

[29] F.Ouellette "Dispersion cancellation using linearly chirped bragg grating filters in optical waveguides" Opt.Lett. Vol 12, No. 10, (1987), 847 ~ 849

[30] 赵东晖，董孝义等"相移光纤光栅的特性及其在光波解复系统中的应用"，全国第八次光纤通信学术会议论文集，765 ~ 768

[31] G.Meltz, W.W.Morey and W.H.Glenn OFC'90, Technical Digest (1990) 24

[32] E.Delevaque, T.Georges, J.F. Bayon, M.Monerie, P.Niay and P.Bernage, Elec.Lett. Vol.29 (1993) : 1112

[33] J.F.Massicott, S.D.Willson, R.Wyatt, J.R.Armitage, R.Kashyap, D.Williams and R.A.Lobbett, Elec.Lett, Vol. 30, (1994): 962

[34] A.M.Vengsarkar, P.J.Lemaire, J.B.Judkins, V.Bhatia, T.Erdogan, and J.E.Spie, "Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters", Jour.Ligtwave.Tech. Vol.14, No.1, (1996): 58-65

[35] A.M.Vengsarkar, J.R.Pedrazzani, J.B.Judkins, P.J.Lemaire, N.S.Bergano and C.R.Davidson "Long-period fiber-grating-based gain equalizers", Opt.Lett. Vol.21, No.5, (1996): 336-338

[36] V.Bhatia, A.M.Vengsarkar, "Optical fiber long-period grating sensors", Opt.Lett. Vol.21, No.9, (1996) : 692-694

[37] H.J.Patrick, G.M.Williams, A.D.Kersey, J.R.Pedrazzani, A.M.Vengsarkar, "Hybrid Fiber Bragg Grating/Long Period Fiber Grating Sensor for Strain/Temperature Discrimination" IEEE P.T.L. Vol.8, No.9, (1996): 1223-1225

[38] C.G.Atkins, T.E.Tsai, G.M.Williams, M.A.Putnam, M.Bashkansky and E.J.Friebele "Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse" Opt.Lett, 17, (1992) 833

[39] B.J.Eggleton, P.A.Krug, L.Poladian, K.A.Ahmed and H.F.Liu Opt.Lett. 19 (1994) 877.

[40] Q.Zhang, D.A.Brown, L.Reinhart and T.F.Morse Opt.Lett. 19 (1994) 2030

[41] D.Z.Anderson, V.Mizrahi, T.Erdogan and A.E.White Elec.Lett. 29 (1993) 566

[42] J.Martin and F.Ouellette Elec.Lett. 30 (1994) 811

[43] H.N.Rourke, S.R.Baker, K.C.Byron, R.S.Bvaulcomb, S.M.Ojha and S.Clements Elec.Lett. 30 (1994) 1341

[44] M.C.Farries, K.Sugden, D.C.Reid, I.Bennion, A.Molony and M.J.Goodwin Elec.Lett. 30 (1994) 891

[45] K.O.Hill, F.Bilodeau, B.Malo, T.Kitagawa, D.C.Johnson,and J,Albert "Chirped infiber Bragg gratings for compensation of optical fiber dispersion" Opt.Lett, Vol.19, No.17, (1994), 1314-1316

[46] R.Kashyap, P.F.Mckee, R.J.Campbell and D.L.Williams Elec.Lett. 30 (1994) 996

[47] P.C.Hill and B.J.Eggleton "Strain gradient chirp of fiber Bragg grating" Elec.Lett. 30 (1994) 1172

[48] 方俊鑫，曹庄琪，杨付子，《光波导技术物理基础》 P 69

[49] 董孝义 《光波电子学》P 106

[50] I.Bennion, J.A.R.Williams, L.Zhang, K.sugden, J.Doran "UV-written infiber Bragg gratings" Optical and Quantum Electonics Vol.28, (1996) 93-135

[51] 李智红，董孝义等"线性啁啾光纤光栅的数值分析" 《光子学报》 Vol 26, No.10 (1997) 991-994

[52] 李智红，董孝义等"正弦锥型光纤光栅的数值分析" 《光子学报》 Vol 27, No.3, (1998) 239-242

[53] 陈少武，陈尧生"光纤Bragg光栅热敏力敏效应研究及应用探讨" 《光子学报》 Vol.26, No.8, (1997) 690

[54] Komukai T, Miyajima Y, Nakazawa M. In-line fiber grating-type optical bandpass filter tuned by applying lateral stress. Jpn. J.Appl. Phys., 1995, 34(3A):306~307

[55] Komukai T, Miyajima Y, Nakazawa M. An in-line optical bandpass filter with fiber gratings and an optical circulator and its application to pulse compression. 1995, Jpn. j. Appl. Phys. 34(2B):230~231

[56] 刘志国等，"新型光纤光栅线性调谐方法"，光学学报（待发表）

[57] 张志鹏著，光纤传感器原理，中国计量出版社，1991.9

[58] 董孝义.《光通信技术》, Vol14,№2(1992)

[59] P.Franco,M.Midrio,A.Tozzato,J.Opt.Soc.B,Vol.11,№6(1994)

[60] J.R.Armitage.App.Opt.Vol. 27,p4381, (1988)

[61] 董孝义。《光通信技术》，Vol.14, No.1, pp18-24, (1990)

[62] P.Franco,M.Midrio,A.Tozzato,J.Opt.Soc.B,Vol.11,№6(1994)

# 攻读硕士学位期间发表的论文

1、 李智红，赵东晖等“一种新型的 Tapered 光纤光栅” 《光学学报》已录用

2、 李智红，董孝义，杨秀峰，余有龙，葛春风等 “正弦型 Taper 光纤光栅的数值计算分析” 《光子学报》 1998 年第 3 期

3、李智红，董孝义，杨秀峰，余有龙，葛春风等“线性啁啾光纤光栅的数值计算分析” 《光子学报》 1997 年第 10 期

4、李智红，董孝义，盛秋琴“长周期光纤光栅的原理与应用” 《光通信技术》 1998 年第 2 期

5、李智红，董孝义，杨秀峰，余有龙，葛春风等“啁啾光纤光栅的理论研究” 全国第八届光纤通信暨第九届集成光学学术会议论文集， 武汉， 1997， 10

6、李智红，董孝义，张海宁，张艺兵等“光折变空间孤子的研究” 全国第七届光纤通信学术会议论文集 桂林， 1996， 10

7、 Li Zhihong, Dong Xiaoyi, Zhang Haining, Zhang Yibing et al “The Research of Photorefractive Spatial Soliton” OFSET'95 (optical fiber science and electromagnetic theory) Tianjin, 1995,9

8、 赵东晖，董孝义，李智红，葛春风，张艺兵， “相移光纤光栅的特性及其在光波解复系统中的应用” 全国第八次光纤通信暨第九届集成光学学术会议论文集， 1997 年 10 月，武汉， P765-768。

9、 Zhao Donghui, Dong Xiaoyi, “Analyzing tha Location of the Transmission Windows in the Phase-shifted Fibre Grating”, Semiconductor photonics and Technology, 1997, 3(3), pp.187~191

10、赵东晖，李智红，葛春风，董孝义，吕可诚“相移光纤光栅的特性分析及其应用” 《光电子·激光》 （已录用）

11、王 江，刘志国，李智红， “氩离子腔内倍频紫外激光器” 《南开大学学报》（自然科学版）（已录用）

12、杨秀峰，余有龙，李智红，盛秋琴，董孝义“光纤通信系统中色散补偿的研究” 《光电子·激光》 （已录用）

# 致　　谢

本论文的工作是在我的导师董孝义教授的亲切关怀和悉心指导下完成的。是董先生引导我步入了光纤通信的研究领域。他渊博的学识和严谨的工作作风，不仅使我在专业知识方面获益匪浅，而且培养了我科学的思维方法和一丝不苟的治学态度。董先生平素严于律己，宽以待人，他忘我的敬业精神和虚怀若谷的学者风范都将是我毕生学习的楷模。三年中，我所取得的每一点进步无不饱含着董先生的心血。值此论文完成之际，我谨向他表示最衷心的感谢。

本文大部分实验以及实验中所用的部分机械元件的设计和制作，是在刘志国研究员的指导和帮助下完成的，开桂云高级工程师，袁树忠研究员，张铁群老师也给予我很多有益的帮助，在此一并致谢。

我本科时即得到盛秋琴老师，吕可诚老师和吕福云老师的指导，研究生期间又多蒙她们的关心和帮助，再次表示衷心感谢。

本文的光栅写入实验是在中科院半导体所完成的，并得到了葛璜研究员和周凯明博士的大力协助，特此致谢。

南开大学光电所的周祯华老师和李婧硕士在光刻方面提供了很多帮助；天津新光公司的淳于经理和黄清高级工程师为实验提供了部分光纤和器件，在此也深表谢意。

我所在的实验室是一个团结和睦的集体，同学之间既是良师又是益友，在学术上共同切磋讨论，在生活上相互关怀照顾。三年的相处，在我心中留下许多难以忘怀的美好回忆。他们是：王江，杨秀峰，余有龙，葛春风，赵东晖，关柏鸥，刘云起，冯新焕，张艺兵，唐涛。在这里也对他们表示感谢。

感谢资料室的王云谦老师，李宝玉老师，张福民老师和陈远欣老师。

最后，我还要特别感谢我的父母和男友，以及所有关心爱护我的亲人和朋友，他们的理解和支持是我力量的源泉。

由于作者水平有限，文中难免有欠妥和错误之处，恳请批评指正。