

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士研究生毕业论文

论文题目 掺 Yb^{3+} 分布反馈光纤激光器
的制作和物理分析

专 业 光学

研究生姓名 范薇

导师姓名 林尊琪

研究生入学时间 2001 年 4 月

2003 年 12 月 19 日

中国科学院上海光学精密机械研究所

掺 Yb^{3+} 分布反馈光纤激光器的制作和物理分析

范薇

导师：林尊琪院士

研究生部

二〇〇三年十二月

掺 Yb^{3+} 分布反馈光纤激光器的制作和物理分析

作者：范薇

导师：林尊琪院士

摘 要

ICF 固体激光驱动器的前级系统作为一个高质量的种子光源，将为后级系统提供一个具有一定能量、带宽、高信噪比、高光束质量的整形脉冲。根据新一代 ICF 固体激光驱动器对前级系统的要求，前级系统主要包括主振荡器、脉冲整形器、分束器和再生放大器。本论文研究了将用于神光 III 系统的主振荡器— Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的制作和物理特性。

本文第一章综述了与本论文有关的四方面文献。第一部分对目前世界上著名实验室的代表—美国利夫莫尔实验室的高功率激光装置上的主振荡器的发展及现状进行了综述。第二部分综述了掺 Yb^{3+} 石英光纤的光谱特性和掺 Yb^{3+} 石英光纤激光器的发展。第三部分阐述了相移分布反馈光纤激光器的历史、现状和进展。第四部分论述了与相移分布反馈光纤激光器密切相关的光纤光栅的种类、发展、制作，以及均匀光纤光栅和相移光纤光栅的光谱特性。

第二章从理论上研究了掺 Yb^{3+} 相移分布反馈激光器的一些特性。推导了相移分布反馈激光器的增益阈值公式，数值模拟了影响相移分布反馈激光器的增益阈值特性的因素；数值模拟了掺 Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的输出特性。这些结果对光纤相移分布反馈激光器的制作和研究该激光器的实验现象有重要的指导意义。

第三章围绕相移分布反馈激光器的制作，分析了相移光纤光栅的形成过程，以及紫外光致光纤损耗对相移分布反馈激光器的影响，在此基础上，阐述了利用遮挡法和二次曝光法制作相移分布反馈激光器的过程和一些特征，并且得到了成功率接近 100% 的相移分布反馈光纤激光器的制作方法。在这一部分当中，主要有以下创新点：

- 1、根据理论和实验分析，所制作的 10cm 的相移光纤光栅的透射谱的真实特征采用现有的监控手段很难监测得到，因此采用直接监控激光器输出的情况来监控相移分布反馈激光器的形成，而不是采用传统的监控相移光纤光栅的透射谱，从而大大提高了相移分布反馈激光器的制作成功率。

- 2、发现并研究了紫外光致光纤损耗后，在实验中摸索出：采用遮挡法制作相移分布反馈激光器时，当激光器第一次达到激光增益阈值时，这时的激光器的

耦合常数就是能够得到最大功率输出的耦合常数。因此激光器的输出并不是随着耦合常数的增大而增大的。在得到这一规律后,使我们比较容易制作高功率输出的相移分布反馈激光器;

3、由于采用遮挡法制作相移分布反馈光纤激光器,可很容易得到最大功率输出的相移分布反馈激光器,但是对于大功率输出,不容易得到高的单偏振度。所以和二次曝光法结合起来,对相移分布反馈激光器再进行轻微的二次曝光,就可得到高偏振度、高输出功率的相移分布反馈光纤激光器。

4、分析和总结了相移区的大小对相移分布反馈激光器的增益阈值的影响。但是在理论分析的结果中可以看到,激光器的输出功率集中在相移区,因此相移区的大小应该还会影响激光器的输出功率。因此在相移分布反馈激光器的优化中,相移区的大小是一个必须要考虑的因素。

第四章研究了非对称相移分布反馈光纤激光器的输出特性。创新性的提出,正是由于空间烧孔效应,而使得非对称相移分布反馈光纤激光器具有双向输出波长不一致的特性。

由于迄今为止,不能找到 193nm 的合适的镀膜材料,因此未见到 193nm 的紫外光的偏振特性对光纤光栅双折射的影响(该方面的报道局限于 248nm)。在第五章中,我们采用布儒斯特角入射的方法,研究了制作光纤光栅的 193nm 紫外光的偏振特性对相移分布反馈光纤激光器的偏振特性以及光纤光栅的双折射特性的影响。这一部分工作的初始目的是用垂直于光纤光栅的轴向的 193nm 的偏振紫外光来制作高偏振度的相移分布反馈光纤激光器,但是很遗憾,这一工作并没有完成。但是采用平行与光纤光栅的轴向的 193nm 的偏振光制作光纤光栅,得到了双折射比用 193nm 的自然光制作的光纤光栅最大可减小 5 倍的光纤光栅。这一特性可用于制作用于传感器等领域的双偏振相移分布反馈光纤激光器,或者用来制作用于增益平坦滤波器的低偏振相关的长周期光纤光栅。

第六章研究了应力对相移分布反馈光纤激光器的偏振特性的影响,并首次采用应力的方法得到了单偏振输出的相移分布反馈光纤激光器。

第七章对相移分布反馈光纤激光器的拓展应用做了一个分析和展望。

关键词:相移,分布反馈光纤激光器,应力,偏振,单纵模,空间烧孔,光纤光栅

The fabrication and physical analysis of Yb³⁺-doped distributed feedback fiber lasers

Master department: Fan Wei

Directed by: Academician Lin Zun-Qi

Abstract

Acting as a seed light source with high quality, the front-end system of the ICF (inertial confining fusion) solid-state laser driver will provide a time shaping laser pulse with proper energy, proper bandwidth, high SNR (signal to noise ratio) and high quality for the rear system of amplifiers. The front-end system includes master oscillator, pulse shaping system, beam splitter and regenerative amplifier according to the demand of the ICF solid-state laser driver. In this thesis, the fabrication and physical characteristics of the Yb³⁺-doped phase shifted distributed feedback fiber lasers, which will be used as the master oscillator in the ShenGuang III facility, was investigated.

In the first chapter, four aspect literatures relating to the thesis are summarized. In the first part, the development and the present situation of the main master oscillator of the high power laser facility used in Lawrence Livermore National Laboratory in America, which is the representative of the famous Lab in the world, was presented. In the second part, the optical spectrum characteristics of Yb³⁺ doped silica fiber and the development of Yb³⁺ doped silica fiber lasers were summarized. In the third part, the history, the present situation and the development of phase shifted distributed feedback fiber lasers were demonstrated. In the fourth part, the category, the development and the fabrication of the fiber grating, which was closely related to the phase shifted distributed feedback fiber laser, were discussed. Also, the optical spectrum characteristics of the uniform and phase shifted fiber grating were investigated.

In the second chapter, the characteristics of Yb³⁺-doped phase shifted distributed feedback fiber laser was theoretically investigated. The formulas for calculation of the gain threshold of the phase shifted distributed feedback fiber lasers were deduced. And then, the factors which would influence the gain threshold of phase shifted distributed feedback laser were numerically investigated. Also, the output

characteristics of the phase shifted distributed feedback fiber lasers was numerical simulated. These results are of very importance for the fabrication of the phase shifted distributed feedback fiber lasers and the research of the experimental phenomenon of the lasers.

Focused on the fabrication of phase shifted distributed feedback fiber lasers in the third chapter, the formation of the phase shifted fiber grating and the influence of the UV induced fiber loss on the phase shifted distributed feedback fiber laser were investigated. Based on the results, the process and the characteristics during the fabrication of the lasers using the shielded method and double exposure method were analyzed, and then the high successful fabrication rate method was obtained. The following are the innovations in this part:

1. According to the numerical and experimental analysis, it is difficult to monitor the true characteristics of the transmission spectrum of the 10cm phase shifted fiber grating. So I adopt directly monitoring the laser output characteristics instead of the transmission spectrum of the phase shifted fiber grating, which highly enhanced the successful fabrication rate of the phase shifted DFB fiber lasers.
2. After the investigation of the UV-induced fiber loss, it was found that the optimum coupling coefficient for maximum output power of the fiber DFB laser was just near the numerical value of the coupling coefficient when the laser first reached the gain threshold. Then it can be verified that the laser output power does not increase with the enhancement of the coupling coefficient. As these laws were obtained, it became easier to fabricate phase shifted distributed feedback fiber laser with high output power.
3. It is easy to obtain high output power using the shielded method to fabricate the phase shifted fiber DFB lasers. But single polarization rate is low when output power is high. Then combining the double exposure method, the high single polarization rate and high output power of phase shifted DFB fiber lasers can be obtained.
4. The influence of the magnitude of the phase shift region on the phase shifted DFB fiber lasers was analyzed. According to the numerical analysis, the output power focused on the phase shift region. So the magnitude of the phase shift region also has the influence on the output power of the DFB fiber lasers. Then the magnitude of the phase shift region must be considered during the optimization of the laser.

The output characteristics of the asymmetric phase shifted DFB fiber lasers were investigated in the fourth chapter. And it was put forward that just due to the spatial hole burning, the output wavelength was different for the two output ports of the asymmetric phase shifted DFB fiber lasers.

Until now, it is difficult to find the optimum coating materials for 193nm, so the influence of the polarization light of 193nm on the birefringence of the fiber grating was not found yet (the correlating reports localized on the 248nm). In the fifth chapter, the influence of the polarized UV light of 193nm on the polarization characteristics of the DFB fiber lasers and the birefringence of the fiber grating was investigated, of which the polarized light of 193nm was obtained by incident with Brewster angle. The initial purpose was to fabricate high polarization rate DFB fiber laser using the polarized light perpendicular to the fiber longitudinal axis, which is a pity that the work was not accomplished. But, using the polarized light of 193nm parallel to the fiber longitudinal axis, the reduced birefringence fiber grating by five times was obtained, which can be used to fabricate dual polarization phase shifted DFB fiber lasers used in such as sensor fields or fabricate low polarization dependent long period fiber grating used as gain flattening filter.

In the sixth chapter, the influence of the stress on the phase shifted distributed feedback fiber lasers was investigated. And it was the first time that the single polarization output phase shifted distributed feedback fiber lasers was obtained using the stress method.

In the seventh chapter, the application of the phase shifted distributed feedback fiber lasers was looked forward.

Key words: phase shift, distributed feedback fiber lasers, stress, polarization, single longitudinal mode, spatial hole burning, fiber grating.

目录

目录	7
1 绪论	10
1.1 激光惯性约束核聚变 (ICF)	10
1.2 ICF 对高功率激光驱动系统的要求 ^[3]	11
1.3 美国利弗莫尔实验室	12
1.4 中国科学院上海光机所 ICF 高功率驱动器的发展	20
1.5 掺 YB ³⁺ 石英光纤	21
1.5.1 石英光纤中 YB ³⁺ 的能级结构与光谱特性	21
1.5.2 选择 YB ³⁺ 石英光纤作为振荡器的增益介质的主要原因	22
1.5.3 YB ³⁺ 光纤激光器的发展 ^[10-20]	23
1.6 振荡器腔结构的选择	24
1.7 光纤相移分布反馈激光器	24
1.8 光纤光栅	26
1.8.1 光纤的光敏性及刻写光纤光栅的光源选择	26
1.8.2 光纤光栅的制作	28
1.8.3 光纤光栅的特点和种类	30
1.8.4 均匀光纤光栅和相移光纤光栅的特性分析 ^[103-111]	30
2 YB ³⁺ 石英光纤相移分布反馈激光器的基本理论分析	38
2.1 相移分布反馈激光器的计算公式的推导	38
2.2 相移分布反馈激光器的增益阈值特性	41
2.3 相移分布反馈光纤激光器的输出特性	45
2.4 小结	51
3 光纤相移分布反馈激光器的制作	52

3.1 光纤相移分布反馈激光器的几种制作方法简介.....	52
3.1.1 两段曝光法	52
3.1.2 遮挡法及其产生相移的物理机制.....	53
3.1.3 两次曝光法及其产生相移的物理机制.....	54
3.2 无源相移光纤光栅的制作	56
3.2.1 相移光纤光栅的透射谱的模拟.....	56
3.2.2 无源相移光纤光栅的制作及形成过程.....	58
3.3 紫外光致光纤损耗对 Yb ³⁺ 石英光纤分布反馈激光器的影响.....	63
3.3.1 引言	63
3.3.2 紫外光 (193NM) 致光纤损耗	64
3.3.3 光纤损耗对光纤分布反馈激光器输出特性的影响.....	65
3.3.4 实验现象	67
3.4 采用遮挡法制做 Yb ³⁺ 石英光纤分布反馈激光器.....	69
3.4.1 相移区长度的选择	69
3.4.2 监控手段	70
3.4.3 制作过程	71
3.4.4 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的偏振特性.....	73
3.4.5 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的规律.....	74
3.4.6 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的优点.....	75
3.5 采用两次曝光法制做 Yb ³⁺ 石英光纤分布反馈激光器.....	75
3.6 相移分布反馈激光器的制作总结.....	76
4 非对称相移分布反馈光纤激光器的双向输出波长特性.....	78
4.1 引言	78
4.2 理论分析	78
4.2.1 阈值以下光栅光谱的透射谱和反射谱的数值模拟及分析.....	78
4.2.2 相移分布反馈激光器的输出功率在激光腔中的分布.....	82
4.2.3 相移分布反馈激光器的反转粒子数在激光腔中的分布.....	83
4.3 实验	84
4.4 结论.....	87
5 紫外光的偏振特性对光纤分布反馈激光器的影响.....	88
5.1 193NM 偏振光致引起的光纤光栅的双折射的减小.....	88
5.1.1 引言:	88

5.1.2 193NM 紫外光起偏器.....	89
5.1.3 实验	89
5.1.4 结论	92
5.2 193NM 偏振光致引起的光纤光栅的双折射的增大	92
6 应力对相移分布反馈光纤激光器输出特性的影响.....	93
6.1 引言	93
6.2 实验	94
6.2.1 对光纤光栅施加应力前的光纤分布反馈激光器的特性.....	95
6.2.2 对光纤光栅施加应力后的光纤分布反馈激光器的特性.....	96
6.3 分析	97
7 相移分布反馈光纤激光器的应用展望.....	99
8 论文总结	101
参考文献.....	103
范薇在攻读博士学位期间发表的论文目录	113
致谢	115
范薇个人简历	116

1 绪论

1.1 激光惯性约束核聚变 (ICF)

60 年代激光问世不久,前苏联的巴索夫 (Basov, Nikolai Gennadievich 1922~) 与中国物理学家王淦昌 (1907-1998) 就想到了将激光与核物理研究相结合,并在 1963 年 8 月分别提出了惯性约束核聚变的概念,这是世界上最早的惯性约束核聚变的建议。^[1-2]接着,人们开始利用激光入射氘冰作“出中子”试验,进而试图对含氘氚小球进行“微型氢弹”试验。此后几十年,人们主要致力于增加激光能量、改善激光品质、提高吸收激光效率和提高激光照射均匀度等,以期“点火”日期早日到来。这就是所谓激光惯性约束核聚变 (Inertial Confinement Fusion<ICF>) 的早期概念。

1972 年,美国劳伦斯利弗莫尔实验室 John.Nulls 提出惯性约束核聚变中心点火概念。1994 年, M.Tabak 等人提出了激光聚变快点火方案。这两个创造性的概念在世界范围内推动了激光惯性约束聚变和激光驱动器工作的大发展。

ICF 研究的目标是 21 世纪中远期实现干净的聚变能源和中近期的军事应用。在实现高增益聚变反应堆之前,也可以利用实验室微聚变设施进行多类基础科学方面的重要研究。

ICF 的基本思想是:利用激光或粒子束作驱动源,脉冲式的提供高强度和高能量,均匀加热装填氘氚 (DT) 燃料的微型球状靶丸外壳表面,形成高温高压等离子体,利用反冲压力,使靶的外壳极快的向心运动,压缩氘氚主燃料层到每立方厘米的几百克质量的极高密度,通过中心热斑点火或快点火的方法,引发热核聚变反应,在其附近高密度热核燃料来不及飞散之前,完成较充分的热核燃烧,放出聚变能。

出于军事和能源的目的,国外美、日、法、英等国竞相研制能驱动惯性约束聚变 (ICF) 的激光装置。迄今为止,曾尝试过固体、气体、准分子等多种类型的激光装置,其中高功率固体激光装置是主要发展对象,目前建成的大型 ICF 激光驱动器几乎都是固体钕玻璃激光装置。

1.2 ICF 对高功率激光驱动系统的要求^[3]

反复试验和科学推理证明, ICF 对高功率激光驱动系统的要求是很高的。

第一: 要求大能量, 显然, 激光脉冲能量越大, 强度越高, 就会产生越高的温度和压力条件;

第二: ICF 实验还要求高功率激光系统能够输出整形激光脉冲。

第三: 为了使靶在受到强大向心压力, 向中心汇聚收缩的过程中, 其球对称性不被破坏, 要求驱动激光束(直接驱动)或 X 光辐射驱动(间接驱动), 实现严格的均匀照明;

第四: 为了取得更大的压缩密度, 防止长波长激光在等离子体员区相互作用过程中产生有害的超快电子和硬 X 光, 要求输出激光是短波长的。

虽然, 固体激光器能达到很高的峰值功率输出, 但是一个简单的激光器不可能把靶丸里的氘氚热核反应物质加热到发生自持热核燃烧的状态。所以, 用于惯性约束核聚变的驱动器一般是振荡源加多级放大的复杂固体激光系统。它的基本结构一般包括: 振荡器、脉冲整形器、前置放大器、预放大器、主放大器、靶室和诊断测试设备。其中, 主放大器是实现激光高峰值功率的输出单元; 靶室是开展 ICF 研究的实验场所; 诊断测试设备为 ICF 研究和驱动器的可靠运行提供必要的数据。

而我们通常所说的前端系统主要包括三个子系统: 振荡器(MOR)、脉冲整形器、前置激光脉冲幅度调制器(PAMS)和预放大光束的传输系统(PABTS)。前端系统承担了种子脉冲的产生、激光束的整形及其分路等重要功能, 因此直接影响着驱动器工作的可靠性、稳定性和其他物理特性。

激光脉冲的整形是 ICF 的高功率激光系统的一个必不可少的环节, 这是因为激光脉冲整形对 ICF 有极重要的意义。

- (1) 在费密简并态下实现热核反应可以减少内爆压力的要求, 这对 ICF 的可实现性极为重要, 只有用时间上有合适形状的激光脉冲才有可能把燃料压缩到低温高密度状态。
- (2) 激光脉冲的形状直接影响核丸内爆的力学过程。^[4]
- (3) 从初始的液态氘氚沿等熵线压缩才有可能实现高密度压缩, 而实现这一过程必须避免燃料预热。引起燃料预热有热电子及强冲击波两个因素, 前者可用短波长激光来克服, 后者只有通过合适形状的激光脉冲来控制。
- (4) 激光脉冲的整形对控制和减少燃料外界面及烧蚀面上 Rayleigh-Taylor 不稳定性的增长特别重要。
- (5) 激光脉冲的形状对提高激光驱动能的利用效率非常关键。

在前端系统中,激光脉冲整形是指利用主动或被动的方法,改变输出激光脉冲的宽度及轮廓,以适应不同物理实验的需求。我们把激光脉冲整形的方法分为两种:主动法激光脉冲整形和被动法激光脉冲整形。

主动法激光脉冲整形是指利用声光、电光效应等来控制激光脉冲的宽度、形状和频率。主动法采用电脉冲的控制方法,以任意可调的电脉冲的形状来决定输出激光脉冲的形状,具有简便和易于控制的特点。但是,由于所获得的整形激光脉冲的宽度和形状受到电脉冲响应时间(几百 ps 到几十 ps)的限制,故此方法一般用于 ns 级长脉冲的整形。

被动法激光脉冲整形是指利用光栅的色散元件特性、光纤的非线性效应以及激光脉冲堆砌等实现对激光脉冲宽度、形状和频率的控制。由于激光脉冲越短其色散效应越显著,故被动方法一般用于相对的短脉冲或超短脉冲的整形。

选取激光系统主振荡器的结构往往需要照顾到激光脉冲整形的方法,有时候甚至和激光光束空间上均匀照明统一起来考虑。因此,激光脉冲整形单元和振荡器系统是密不可分的,两者共同构成了激光脉冲的整形系统。不同的激光脉冲整形方法,对振荡器的要求是不同的。

主振荡器在 ICF 的激光系统中是一个非常重要的子系统,因为它决定了激光器的波长、线宽、脉冲形状和脉冲同步。

目前已经使用和正在建造中的 ICF 激光装置主要包括:

美国 LLNL 正在建造的国家点火装置(NIF)及使用中的其单路原型 Beamlet 装置和 NOVA 装置;

美国罗彻斯特大学正在运行的 Omega 装置;

法国正在建造的 LMF 装置;

英国原子武器研究中心的 Helen 装置;

日本大阪大学激光工程研究所(IEL)的 Gekko-XII 装置及正在建造的快点火 FIREX 装置;

中国上海的“神光 II”装置和正在建造的“神光 III”原型装置。

其中日本大阪大学激光工程研究所(IEL)的 Gekko-XII 装置采用被动法激光脉冲整形;美国 LLNL 正在建造的国家点火装置(NIF)及使用中的其单路原型 Beamlet 装置和 NOVA 装置采用的是主动法激光脉冲整形。下面主要介绍一下具有代表性的美国利弗莫尔实验室的主振荡器的发展。

1.3 美国利弗莫尔实验室

LLNL 实验室一直是国际上 ICF 玻璃激光驱动器研究的先驱,在 70 年代,先后发展了 Cyclops, Janus 和 Argus 三台小型钕玻璃激光装置,用于研究激光等离子体、靶诊断和激光元件试验等。但是在早期的这些激光装置中,没有考虑到

脉冲形状的问题。

直到 1980 年,在 Nova 激光装置的前身大型 Shiva 装置上加了一套长脉冲整形系统,^[5]它由一台单纵模调 Q Nd:YAG 激光器和激光脉冲削波器构成,前者作为 1ns 以上的长脉冲主振荡器。在调 Q 激光器里,为保证调 Q 脉冲的波形光滑,必须避免输出脉冲上的拍频调制,因此保证激光振荡器的单纵模性能是至关重要的。如图 1.1 所示,为了获取单纵模激光,系统采取了稳频和选模措施,削波器由 50 Ω 阻抗匹配的普克尔盒组成。单纵模调 Q 振荡器的输出脉宽为几十纳秒,为了满足物理实验中对几个纳秒脉冲的需求,用双普克尔盒对调 Q 脉冲进行削波。普克尔驱动源的上升沿为 2.5ns,削出的最短的脉宽为 2.2ns。

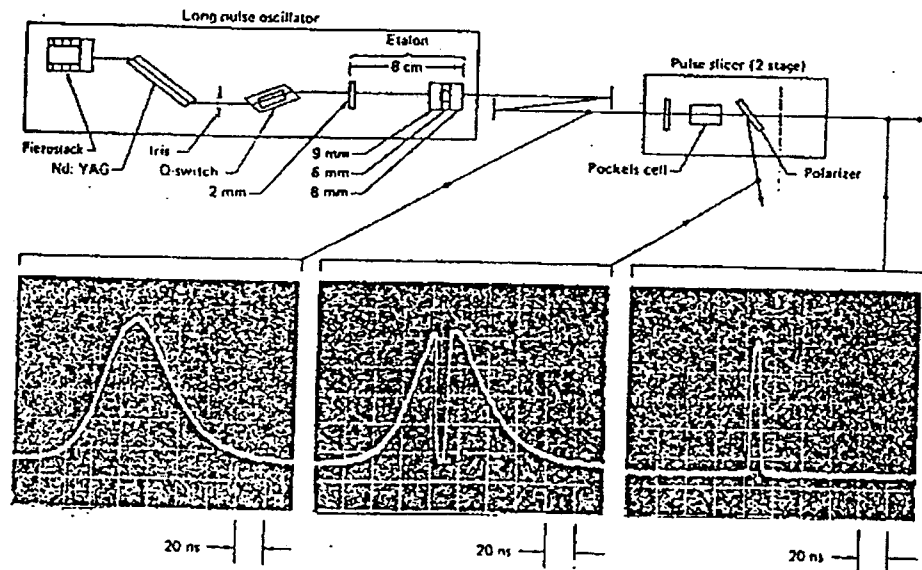


图 1.1 单模长脉冲振荡器系统。给出的波形显示了平滑的输出脉冲、滤波后的脉冲以及削波脉冲

Nova 装置建成于 1984 年,^[4]在 Shiva 的基础上进一步发展了脉冲整形系统。长脉冲产生系统不再仅仅是从调 Q 单纵模激光脉冲中削波得到,而是能根据物理实验需要整形出各种复杂形状的激光脉冲。长脉冲系统由单纵模 Nd:YLF 激光器、光脉冲整形器和光脉冲削波器组成。

虽然,在 Nova 的主振荡器系统里,已经具备对调 Q 脉冲任意整形的能力,但仍然存在几个难以克服的缺陷。首先是灯泵的振荡器稳定性差,在单纵模运转时尤其明显。整形用的块状普克尔盒的高压元件面临着电晕放电引起的绝缘性能

降级的问题，可靠性差。

由于精密物理的需求，Nova 升级（以后发展为美国国家点火装置 NIF）对前级系统提出了更高的要求，原先的主振荡器方案已难以胜任。1991 年提出计划建造点火装置的原型——子束（BEAMLET）装置的研制的过程中，美国利弗莫尔实验室的科研人员总结了 NOVA 装置等大功率激光装置的研制经验，他们认为如果仍然采用传统的激光技术方案，即闪光灯泵浦的单纵模调 Q 激光器+普克尔盒开关技术和光电导开关技术来装备 BEAMLET 的前端系统，那么装置工作的稳定性和可靠性将不能适应物理实验的要求。

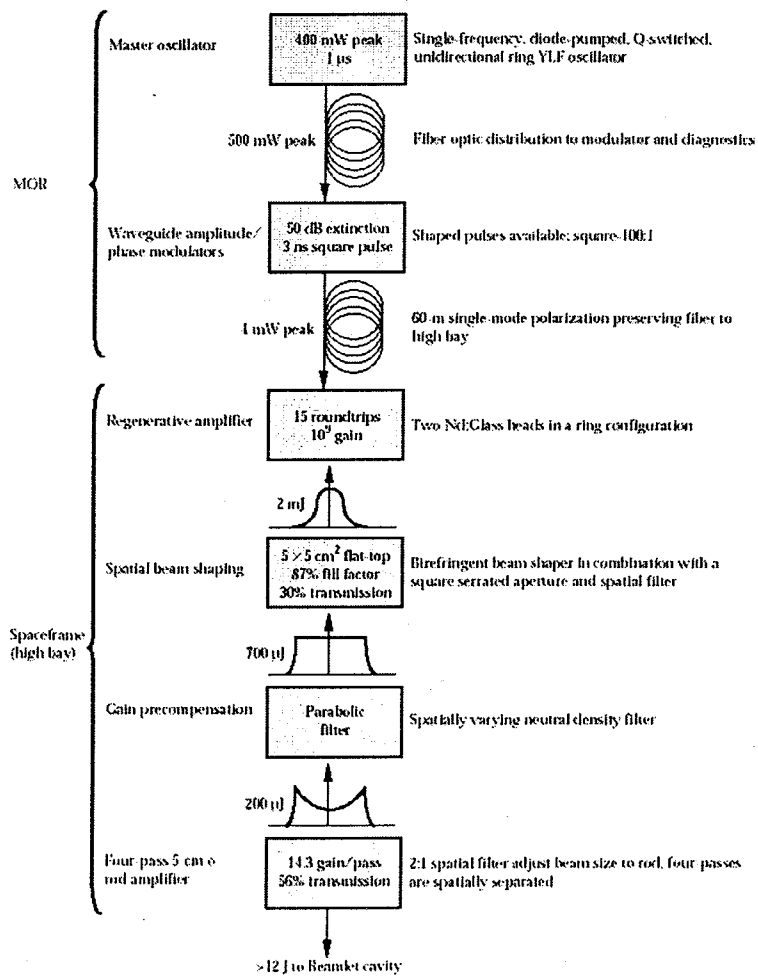


图 1.2 Beamlet 前端振荡器和预放大器的示意图

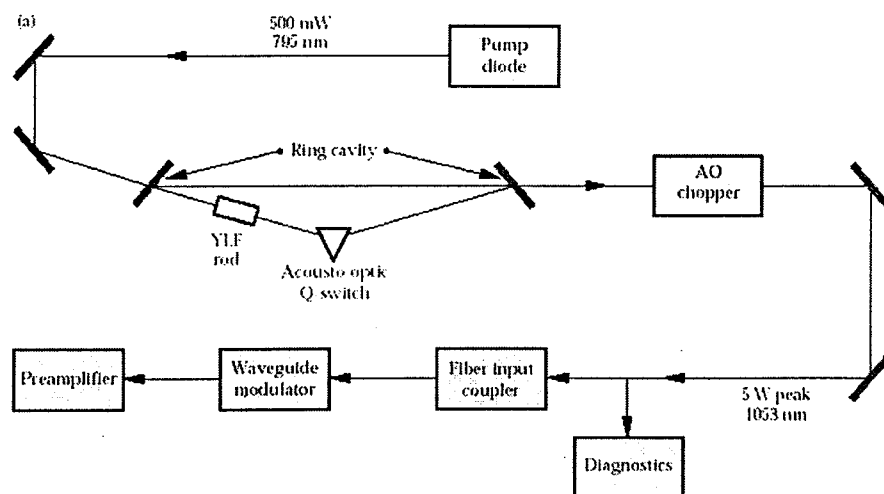
为克服 Nova 装置上脉冲整形系统的缺欠，利弗莫尔实验室的科学家们利用

最新的技术重新设计了激光整形系统, 该装置的前级系统完全抛弃了传统的设计主导思想。如图 1.2 所示, 为 95 年, B.M.Van Wouterghem, J.T.Salmon 和 R.W.Wilcox 所做的《Beamlet pulse-generation and wavefront -control system》的报告中所给出的前端振荡器和放大器的详细图例^[6]。

基于全新设计思想, BEAMLET 前级采用性能稳定的半导体激光二极管泵浦的块状或光纤激光振荡器代替闪光灯泵浦的调 Q 振荡器, 用集成光学波导调制器取代了高压驱动的块状振幅和位相调制器。这是光纤通信所发展的光纤光学、集成光学技术在 ICF 驱动器项目中的一项重大应用。在振荡源和整形系统、整形系统和再生放大器之间都用光纤连接, 为了诊断目的, 还使用了技术成熟的光纤分路器和定向耦合器。由于在光纤内传输的信号光功率低及光纤本身并不长, 所以自位相调制和群速度色散效应可以忽略。光脉冲在光纤中传输替代在空气中传播, 给系统带来了许多好处, 它消除了镜面反射中因机械扰动而引起的光束漂移, 简化了光路对准等高难度的工作, 也使人们再没有必要在前端系统中为控制光束的衍射、光束的质量等问题而花很多功夫, 现在, 对光信号的处理工作更象电子设备的设计, 比传统的光学设计灵活。

在 R.Wilcox 的报告中, 原来所用的 Nd:YLF 微片振荡器-放大器系统由更加稳定、紧凑的单模单向环形腔所代替。二极管泵浦的 Nd:YLF 晶体作为增益介质, 声光调 Q 元件使其产生高峰值功率的脉冲, 同时也作为方向选择元件。如图 1.3 所示。

FIGURE 2. (a) Layout and (b) photograph of the new Beamlet unidirectional, single-frequency ring oscillator. The physical dimensions of the complete unit, including the pump diode laser and diagnostics, are 30 cm × 60 cm; the size is six times smaller than the original oscillator, with a ten fold increase in peak output power. (70 50 0494 1946pb01)



(b)

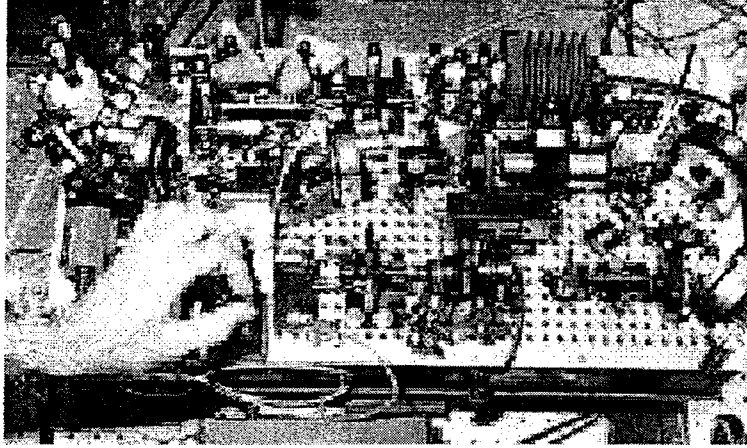


图 1.3: Nd:YLF 振荡器的示意图(a:实验装置示意图, b:具体实验装置)

NIF 的前端与子束相比又有了更进一步的发展。我们把在报告中的 BEAMLET 方案前端部分和在 1999 年利弗莫尔实验室在《The NIF injection laser sysyem》^[7]与 2000 年 3 月在《Laser Science & Technology》^[8]的报告中有关 NIF 装置的研制报告的前端部分做了一个比较, 主要不同点如表格一所示:

表格一: BEAMLET 和 NIF 装置前端系统主要单元

单位名称	BEAMLET 装置前端	NIF 装置前端
主振荡器	LD 泵浦的 Nd:YLF 单纵模调 Q 激光器	Yb ³⁺ 单纵模分布反馈光纤激光器
预放大器	LD 泵浦的 Nd:YLF 双程放大器	Yb ³⁺ 光纤双程放大器
脉冲整形技术	微带脉冲整形器驱动 LiNbO ₃ 振幅调制器	LiNbO ₃ 波导调制器
再生放大器	闪光灯泵浦的再生放大器	LD 泵浦的再生放大器
传输光纤	通光波长 1053nm 的单模保偏光纤	通光波长 1053nm 的单模单偏振光纤

但是，在 NIF 装置中，利弗莫尔实验室在采用 Yb^{3+} 分布反馈光纤激光器之前，所采用的方案为 Yb^{3+} 光纤单纵模环形腔调 Q 激光器^[9]。我们先就此作简单介绍。

由于在玻璃基质中， Yb^{3+} 离子上能级寿命长，泵浦效率高，适合于半导体泵浦，利弗莫尔实验室采用 Yb:Silica 光纤作为增益介质，研制了可调谐、二极管泵浦的调 Q 光纤环行激光器。激光器运行在 1053nm，单纵模输出，光纤光栅采用压电调谐，通过反馈控制电流，同样的利用压电调谐控制腔长来得到稳定的激光运行。腔内采用电光调制来得到调 Q 长脉冲。然后这个脉冲由掺 Nd 磷酸盐玻璃放大。

Yb:Silica 光纤由 980nm 的二极管泵浦。Yb:silica 的增益分布在 90nm 的光谱宽度范围，这使得它可运行在许多波长。采用 980nm 波长的半导体激光器，是因为这种半导体激光器已广泛作为通信用的掺铒光纤放大器的泵浦源，在制作技术上趋于成熟，另外，980nm 波长也位于掺 Yb 石英光纤的强吸收峰 975nm 附近。

为了使激光器运行在单纵模状态，激光器中使用了一个环行器，该环行器有两个作用：一是使激光在腔中为单向行驶，用以消除空间烧孔效应，二是可用一个光纤光栅作为反射器，这个反射器的带宽为 0.02nm，用来做粗选频。腔中还有一个压电调谐的光纤光栅 F-P 标准具作为细选频，带宽为 64MHz。采用体声光调制器用作激光器的调 Q，其重复频率为 1KHz。通过控制腔损耗，使激光器运行在阈值附近，每 500 微秒就完全关掉 Q 开关，产生一个脉冲。

该实验装置如图 1.4 所示：

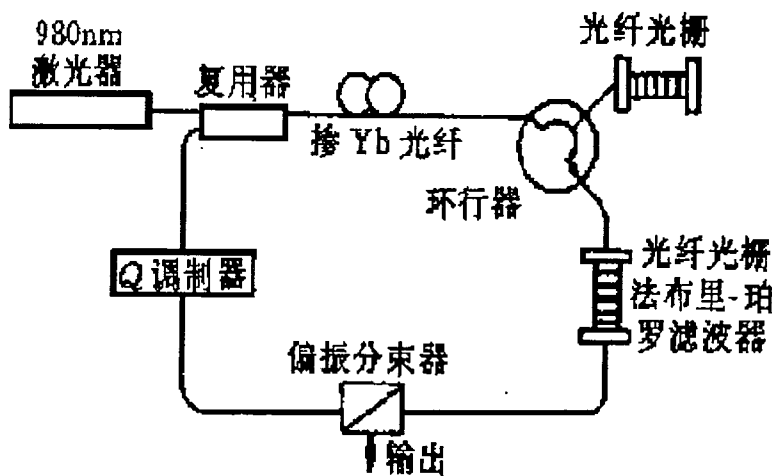


图 1.4 利夫莫尔前端振荡器的环形腔方案

由于腔内损耗比较大，调 Q 脉冲宽度约为 200ns，因此在激光器之后会采用电光调制器斩波，来得到 30ns 的方波脉冲。

但是这种环形激光器的稳定性不是很好，平均每四个小时就有一次跳模。

随着光纤分布反馈激光器的发展，在 2000 年的 NIF 报告中，利弗莫尔实验室的科学家们采用了掺 Yb 石英光纤分布反馈激光器。^[7-8] 实验装置如图 1.5 所示：

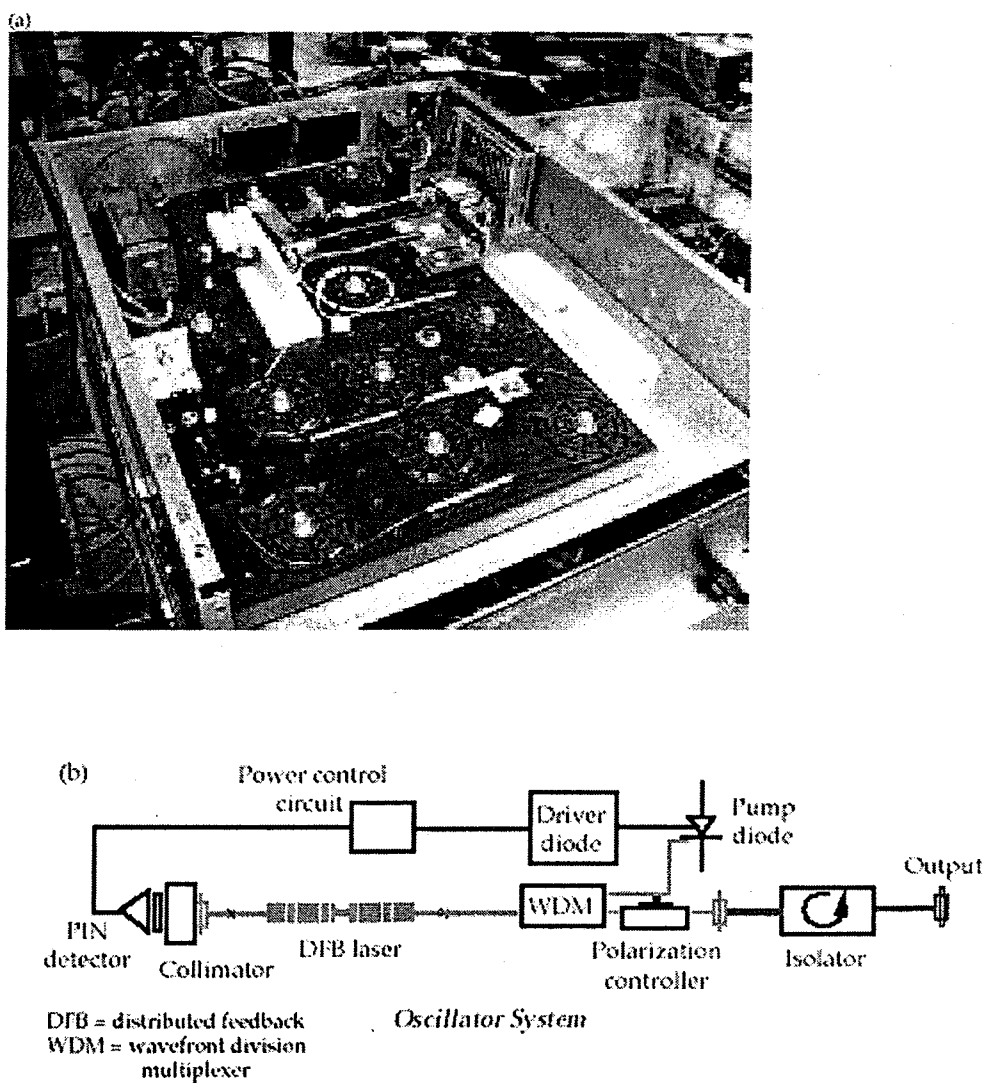


图 1.5 . (a) 振荡器实验装置 (b) 振荡器实验装置示意图.

该振荡器采用在掺 Yb^{3+} 石英上直接利用紫外光刻写布拉格光栅来得到光纤分布反馈激光器。用 120mW 的激光二极管泵浦，可得到 50mW 的连续单纵模输出。利用布拉格波长的温度和压力响应特性，通过对支撑架温度的控制，可以将主振荡器的波长精度控制在 0.01nm 范围内。

同样的，在这份报告中，利弗莫尔的放大器装置也用掺 Yb^{3+} 石英光纤放大器装置如图 1.6 所示。

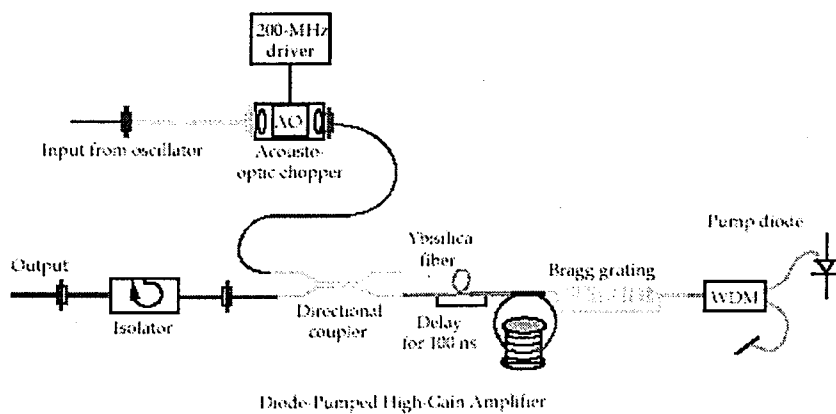
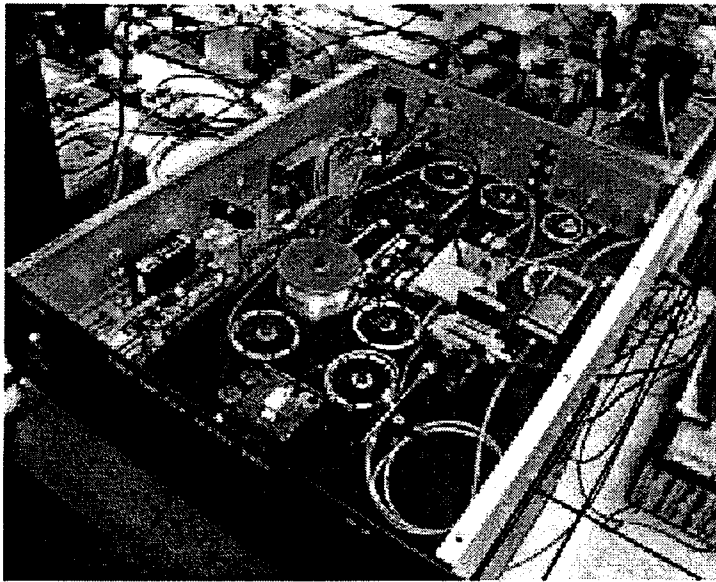


图 1.6. 掺 Yb^{3+} 双程连续放大光纤激光器。

从 DFB 振荡器输出的连续信号经过声光斩波器的斩波, 变成宽度为 100ns 的脉冲串后进入增益为 500 的双程光纤放大器进行放大。该放大器利用内在的滤波机制, 来减少光纤本身引入的噪声功率。当信号第一次通过增益介质后, 就被带宽为 0.2nm 的无源光纤布拉格光栅反射, 从而抑制了首程产生的 ASE 噪声。接着, 在输出端, 第二次经过增益光纤后的信号被一个 5nm 的带通滤波器滤波, 进一步削弱了放大器的 ASE。这里用定向耦合器取代光环形器, 以使光信号在放大过程中能两次通过增益介质, 原因是该定向耦合器的破坏阈值高, 具有很低的背向反射, 而在 1053nm 的损耗却几乎和光环形器相同。

经过双程光纤放大器放大及经历一系列插入损耗后, 100ns 的单频信号脉冲的峰值功率将达到 1W。接下去的工作就是对脉冲进行相位调制处理以控制激光与 NIF 装置后续光学元件及靶的相互作用。

5GHz 的相位调制将产生 10 个光学边带, 它减小了照在后面的光学元件上的光谱强度, 从而抑制了会破坏光学元件的受激布利渊散射 (SBS)。17GHz 的相位调制产生了 0.3nm 的带宽。在预放大调制器中, 0.3nm 带宽的光经过光栅散射后, 通过一个光谱色散平滑技术 (SSD), 实施对集中在靶面的激光束 (光谱空间) 的快速扫描而去除散斑。

这两个调制器都使用的是类似于光纤光学通信领域中所使用的铌酸锂光电波导调制器。产生这些调制的调制器只需要几瓦的微波功率, 减小了驱动电流的复杂性, 提高了可靠性。使 SBS 不破坏 NIF 光学元件是非常重要的, 因此 NIF 安置了一个判断 1.5GHz 的相位调制存在的安全电流控制单元, 当调制量太低时, 阻隔激光脉冲。为了确保每一个脉冲的带宽都符合要求, 每一个脉冲的一些参数都需要测量。

为了减小光纤放大器中的增益饱和, 100ns 的脉冲在进入光纤放大器和分束阵列之前, 被一个波导调制器将脉冲宽度减小到 30ns。

这里放大器是一个掺 Yb^{3+} 的双程连续抽运的光纤放大器。第一程放大是增益为 12 的小纤芯的掺 Yb^{3+} 增益光纤, 紧接着是一个带通滤波器, 用来阻止由于 ASE 引起的第二程的饱和。

第二程的功率放大器由一个增益为 3 的大纤芯光纤组成, 因而每一个光纤放大器的增益为 36。

经过每一程放大之后, 脉冲被分成 4 路。第一步, 使用了三个输出, 因而经过三次放大之后总的输出为 48 路, 这 48 路的每一路产生 30ns 的 2W 的输出功率。

1.4 中国科学院上海光机所 ICF 高功率驱动器的发展

上海光学精密机械研究所于 1965 年建立了四级行波放大钎玻璃固体激光系统开展对激光等离子体的研究, 该系统输出激光脉冲峰值功率达 10^9W , 为进一

步研究激光等离子体及 ICF 实验,又分别于 73 年、74 年建成了峰值功率为 10^{10}W 、 10^{11}W 单路钕玻璃固体激光系统,77 年建成了峰值功率为 10^{11}W 的六路 ns 激光系统,80 年代建成了峰值功率为 10^{11}W 六路亚 ns 激光系统,85 年建成了峰值功率为 10^{12}W 两路“神光”装置,2001 年建成了现在的八路“神光 II”装置,并同时开展了“神光 II”精密化项目。神光 II 的研制和精密化将为“神光 III”的研制奠定基础。

由于“神光 II”装置和正在建造的“神光 III”装置都采用主动法激光脉冲整形,所以需要 ns 级长脉冲输出的主振荡器系统。我们参考了美国 BEAMLET 装置和 NIF 装置以及神光 I 和神光 II 的研制经验,从 1997 年开始研制掺 Yb^{3+} 石英光纤振荡器。下面将介绍 Yb^{3+} 石英光纤的一些特性以及选择它作为振荡器的增益介质的原因。

1.5 掺 Yb^{3+} 石英光纤

1.5.1 石英光纤中 Yb^{3+} 的能级结构与光谱特性

图 1.7 给出 Yb^{3+} 离子在锆石英基质中的能级图。^[10-19]

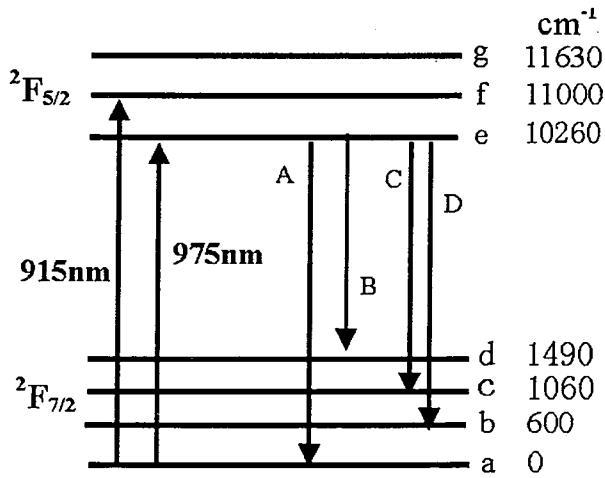


图 1.7 Yb^{3+} 在锆石英基质中的能级结构

由于势场的作用, Yb^{3+} 离子在锆石英基质中的能级发生 Stark 分裂。基态能级 $^2\text{F}_{7/2}$ 有四个 Stark 分量,即图 1.7 中的 a、b、c、d 能级。与激光跃迁有关的

上能级为 $^2F_{5/2}$ 。其中的 Stark 能级 e 和 f 分别对应于 975nm 和 915nm 吸收峰。泵浦到能级 f 上的粒子快速地无辐射跃迁驰豫到能级 e 上。能级 e 的荧光寿命为 0.77ms。从 e 能级到 $^2F_{7/2}$ 可发生两种不同类型的激光跃迁：一种是三能级跃迁，波长为 975nm(跃迁 e→a)；另一种是四能级跃迁[18]，波长从 1010nm 到 1200 nm(对应于跃迁 e→b、c、d)。其中波长从 1010nm 到 1160 nm(对应于跃迁 e→b、c)为准四能级跃迁。

Yb³⁺在锗石英玻璃中的吸收和发射截面图如图 1.8 所示：

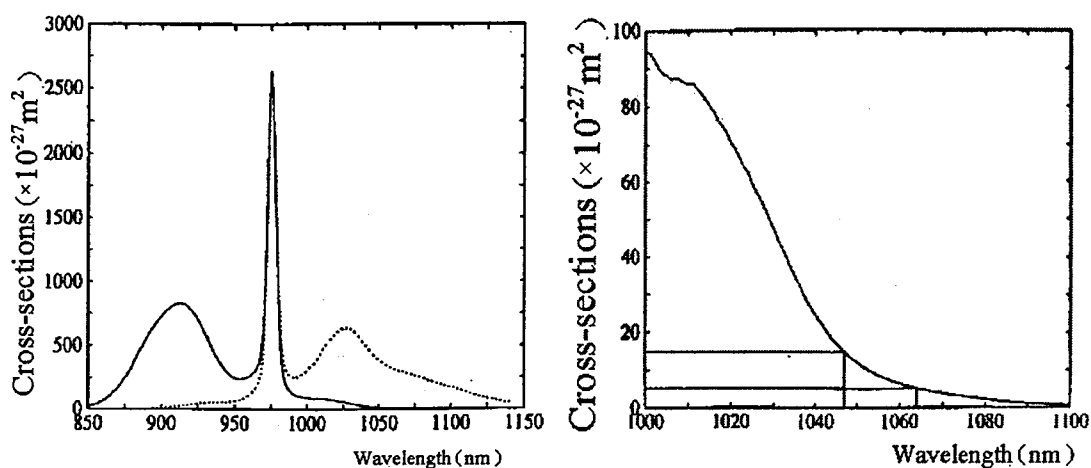


图 1.8 Yb³⁺ 在锗石英玻璃基质中的吸收（实线）和发射（虚线）截面。

1.5.2 选择 Yb³⁺石英光纤作为振荡器的增益介质的主要原因

选择 Yb³⁺石英光纤作为振荡器的增益介质的原因主要有以下几点^[10-19]：

- (1) 简单的能级结构。在掺 Yb³⁺光纤激光器中,与荧光发射和吸收有关的 Yb³⁺能级只有 $^2F_{5/2}$ 和 $^2F_{7/2}$ 两能级。此二能级在基质势场的作用下分裂成两组能级,由此而产生的荧光发射和吸收谱为两连续的宽带曲线。由于不存在对于抽运波长和激光波长的激发态吸收。排除了来自于 $^2F_{5/2}$ 的多光子发射的非辐射衰减和浓度淬灭,因而可以高效率运行。
- (2) Yb³⁺吸收谱和发射谱都很宽,这样对抽运光波长的选择余地就比较大(800nm—1064nm)。从 Yb³⁺光纤的吸收截面和发射截面图可以看出, Yb³⁺光纤有一个吸收峰位于 980nm 附近,使得可以直接使用在通信系统中已经非常成熟的半导体二极管作为泵浦源。同时,信号光的波长(975nm—1200nm)也刚好覆盖我们所要求的 1053nm 的波长。

下面简要介绍一下 Yb^{3+} 光纤激光器的发展。

1.5.3 Yb^{3+} 光纤激光器的发展^[10-20]

早在 1962 年就已在掺 Yb^{3+} 石英玻璃中实现了激光振荡。由于 Yb^{3+} 主要为三能级和准四能级跃迁,使得后来人们把注意力集中于具有理想四能级跃迁的掺钕激光器。而 Yb^{3+} 离子只是作为一种敏化离子(也就是激光激活离子),与其他稀土元素离子共同掺杂, Yb^{3+} 离子吸收泵浦光子的能量后,把能量传递给其他受主离子,如 Er^{3+} 、 Ho^{3+} 等, Yb^{3+} 离子并不直接发生能级跃迁而产生激光,而仅仅只是作为一个能量的传递工具。

直到 90 年代前后,以 Yb^{3+} 石英光纤激光器、 Yb^{3+} 氟化物光纤激光器、 Yb^{3+} :YAG 激光器的形式,以 Yb^{3+} 作为激光介质才引起了人们的广泛兴趣。在 1989 年,南安普顿大学的 D. C. Hanna 等人利用染料可调谐激光器(波长为 820nm-940nm)泵浦掺 Yb^{3+} 光纤,得到 974nm 和 1040nm 的超荧光输出。同时发现超荧光输出特性与泵浦功率的大小和泵浦波长有关^[11]。在 1990 年, D. C. Hanna 等在掺 Yb^{3+} 光纤激光器中得到 1.01nm 到 1.162nm 的调谐激光输出。同时, D. C. Hanna 等又发现激射波长与掺杂光纤的长度,泵浦光波长和腔的 Q 因子有关。^[12]1992 年,法国的 J. Y. Allain 等人直接在掺 Yb^{3+} 光纤中刻写光纤光栅,采用 F-P 腔结构,利用可调谐钛宝石激光器(800nm-940nm)在 870nm 光的泵浦下,当泵浦功率为 500mW 时,得到 200mW 输出的运行在 1020nm 的激光输出。^[13]瑞士皇家技术学院的 A. Asseh 等人在 1995 年利用 Yb^{3+} 光纤制作的 10cm 的分布反馈激光器,得到运行在 1047nm 的单频激光输出。^[20]我们实验室的陈兰荣副研究员和陈柏博士等从 98 年起开始对 Yb^{3+} 光纤激光器进行研究,利用国产 Yb^{3+} 光纤,采用钛宝石激光和半导体激光器泵浦,得到了 974nm-1053nm 的激光输出,并且研究了 Yb^{3+} 光纤激光器的一些特性。也研究了 Yb^{3+} 双包层光纤激光器的一些特性。^[21-31]

由于 Yb^{3+} 双包层光纤激光器可以作为通信用拉曼放大器的泵浦源,所以近几年来,国内外 Yb^{3+} 双包层光纤激光器的发展非常迅速。美国 IPG Photonics 公司推出掺 Yb^{3+} 高功率光纤激光器,其输出功率大于 700W,(今年 7 月推出 2000W),光束发散角小于 1.4mm*mrad,单模输出。泵浦二极管寿命大于 100Khrs.可连续和脉冲运转,空气冷却。在焦距 150mm 下光斑直径 30 μm 。其性能已明显优于半导体激光泵浦固体激光器和 CO_2 激光器。

国内上海光机所制作的双包层光纤激光器的最高输出已达到 107W。

深圳大学在 2003 年报道的双包层 Yb^{3+} 光纤激光器的输出功率达 7.4W。

南开大学所研制的双包层光纤激光器的输出达到 2.6W。

2003 年 9 月, NP photonics 公司报道做出了掺 Yb 磷酸盐 DBR(分布布拉格反射)单纵模激光器,输出功率达 500mW。

1.6 振荡器腔结构的选择

由于 ICF 前端的要求, 我们所要制作的主振荡器必须是单频激光输出。通常, 实现单频输出的光纤激光器的结构主要有以下几种:

- (1) 行波环形激光器, 通过消除空间烧孔效应 (在光纤激光器中, 引起多模运行的一个因素) 来得到单频输出; 但是这种结构所用的光纤较长 (至少要几米), 因而纵模间隔较小, 由于温度的影响, 腔长的变化会使激光器在长时间的工作中发生跳模, 这就需要压电陶瓷 (PZT) 光纤拉伸器等来通过光反馈来控制腔长, 这个装置以及腔内滤波器、光隔离器、偏振控制器等使得光纤环形激光器复杂而昂贵。而且根据利夫莫尔实验室的报道, 他们所制作的 Yb³⁺ 光纤环形激光器每隔四个小时就可能产生一次跳模。[9,32-38]
- (2) 同样, 光纤 F-P 微激光器也可实现单频输出。但由于腔很短, 所以腔内的增益非常有限, 因而限制了激光器的输出功率。[39-41]
- (3) 短的线性腔分布布拉格反射光纤激光器, 利用光纤布拉格光栅提供光反馈和模式抑制; 这种方案简单且可得到稳定性较好的单频输出。但是, 用于这种激光器需要两个布拉格反射光栅, 因而, 就涉及到光纤光栅的波长对准问题以及光纤光栅和有源光纤之间的熔接。根据报道, NP photonics 公司已经非常好的解决了这个问题。该公司所制作的掺 Yb 磷酸盐 DBR (分布布拉格反射) 单纵模激光器, 输出功率可达 500mW。[42-43]
- (4) 光纤分布反馈激光器是后来发展起来的, 反馈只由一只光纤光栅来完成, 并且这个光纤光栅就构成了整个的腔长; 这种激光器只要一个光栅即可实现光反馈和波长选择, 并且避免了有源光纤和无源光纤光栅的熔接损耗[46-47]。因此, 本论文工作主要研究 Yb³⁺ 光纤相移分布反馈激光振荡器。

1.7 光纤相移分布反馈激光器

采用内含光栅的分布反馈来构成谐振腔的概念始于 1970 年前后的染料激光器研究。1972 年美国贝尔实验室的 H. Kogelnik 和 C. V. Shank 俩人采用电磁场的耦合波理论系统分析了分布反馈 (DFB) 激光器的工作原理和特性, 并在玻璃衬底上用染料胶制作光栅。随着光纤通信向高速率、长距离方向发展, 光波群速度的色散影响必须考虑, 模分配噪声也是一个严重问题, 因而对光源频谱纯度的要

求越来越高,要求器件在高速动态调制下也能单模工作。在 70 年代中期, H. A. Haus 指出,在 DFB-LD 的内含光栅中引入非连续变化就能消除模式简并,且降低阈值。此后,这一概念被具体化,在光栅的中心引入四分之一波长的相移区,实践证明这是消除双模简并,实现单模工作的有效方法。^[48-49, 126-129]

1994 年,南安普顿大学的 Kringlebotn 等人在 3cm 的 Er: Yb 铝酸盐光纤上刻写了 2cm 长的均匀光纤光栅,从而制得了第一个均匀分布反馈光纤激光器。^[50]这种激光器为双波长输出,对称的分布在布拉格波长两侧。同半导体激光器一样,在腔中引入一些非对称因素,便可使激光器运行在单频状态。1994 年 Kringlebotn 在光纤分布反馈激光器的一端利用反射镜,或者在光纤光栅的中心采用加热的办法引入相移,来得到在布拉格波长的单频输出。通过控制加热点的位置,得到最佳输出功率,2cm 的光纤分布反馈激光器得到线宽为 300kHz,输出功率为 3mW 的单频输出。这一工作是光纤激光器技术的一个重要突破,因为只需在一段光纤上刻写一段光栅就可形成一个激光器。但由于光栅比较短,限制了可获得的增益,而且,这种制作相移方法是比较麻烦的^[50]。一个主要的技术上的突破是利用相位板来制作光纤布拉格光栅,这样可使光纤光栅的长度增加到 10 厘米,而且可通过再次 UV 曝光均匀光纤光栅的一部分来得到永久性的相移。利用这种方法制作第一个分布反馈激光器的是瑞士皇家技术学院的 A. Asseh 等人。

^[51-52]1995 年他们利用 Yb³⁺ 光纤制作成功 10cm 的分布反馈激光器。该激光器光栅的反射率为 99%,带宽为 0.05nm,泵浦阈值功率为 230 μW ,在 18mW 的泵浦功

率下得到了运行在 1046.6nm 的 7.5mW 的单纵模输出。自这个报道之后,关于永久性相移分布反馈激光器的报道很多。如 Sejka 在 1995 年报道的 2.5cm 长的掺 Er 光纤分布反馈激光器,在未引入相移前,阈值泵浦功率为 70mW,激光为双模输出。在引入相移后,激光器为单纵模运行,阈值降低到 10mW^[53]。同年, Loh 和 Laming 也制作了掺 Er 光纤分布反馈激光器。^[54]他们是利用 10 厘米的相位板,在制作过程中移动光纤来一次性的制作相移分布反馈激光器。激光器的相移区不是精确的处在光纤光栅的中心位置,利用扫描干涉仪分析光谱发现,激光为双纵模运行,两模的间隔为 400MHz。此后通过偏振分析,发现两个纵模为相互正交的偏振模,线宽分别为 13kHz。尽管总的输出功率是稳定的,但由于这两个模之间的能量交换,每个偏振模的强度会有涨落。在实际应用中,这种偏振模之间的能量交换并不是我们所需要的。1996 年,南安普顿大学的 Harutjunian 等人采用对光纤相移分布反馈激光器进行一定的扭曲来得到单偏振输出^[55]。1998 年, S. Yamashita 等人利用自注入锁定的方法也得到了单偏振输出^[56-57]。而 1994 年,在 J. Opt. Soc. Am. B 上有一篇文章报道,^[57]UV 光对掺铈石英光纤的曝光,可引起光纤的双折射变化的现象^[58-63]。该文所用的紫外光的波长为 244nm。可用通过控制 UV 光的偏振特性和其振动方向,而得到光纤的双折射的减小或者增大的现象。

因此, Denmark 后来报道了采用偏振 248nm 的紫外光制作光纤相移分布反馈激光器, 得到了偏振度大于 40dB, 功率稳定性小于 0.05dBm 的单偏振相移分布反馈激光器^[63]。甚至运行了多天后, 仍然未发现激光波长漂移和偏振态转换现象。根据他们的报道, 由于紫外光对光纤光栅的曝光具有一定的偏振取向, 因此造成光纤光栅的两个光栅轴的光栅强度的明显不同, 这就意味着偏振态的稳定性依赖于光栅的稳定性, 而不是依赖于由于双折射相移而造成的阈值条件的微小差异。

由于光纤相移分布反馈激光器是直接有源光纤上刻写光纤光栅, 以下将介绍光纤光栅和相移光纤光栅的一些特征。

1.8 光纤光栅

首先介绍光纤的光敏性和刻写光纤光栅的光源的选择。

1.8.1 光纤的光敏性及刻写光纤光栅的光源选择

1.8.1.1 光纤的光敏性

光纤光栅是利用光纤材料的光敏性制做的。在加工光纤光栅时, 加工用的紫外激光横向通过掺杂光纤时, 光纤的折射率应随光强的空间分布发生相应的变化, 变化的大小与光强成线性关系并应可以被永久性的保存下来。

从制作光纤光栅的角度讲, 光纤光敏性的核心问题是在光纤内如何获得较大的光致折射率改变。

实际上, 自从光纤的光敏性被发现以及第一次在掺锗光纤上发现光纤的形成后, 人们一直在努力寻找增加光纤光敏性的方法。

对于标准的通信光纤, 锗的浓度为 3%, 可得到的典型的折射率的变化为 3×10^{-5} 。

一般来说, 增加锗的浓度可以增加折射率的变化, 当锗的浓度为 20%时, 得到的最大的折射率的变化为 2.5×10^{-4} 。我们现在所用的光纤, 无论是无源纤还是掺 Yb³⁺光纤, 光纤中都含有锗元素。直接对该光纤进行紫外曝光, 发现对于 10cm 的光纤光栅, 能得到的最大的反射率为 6dB。这一结果对于我们的需求来说, 显然是远远不够的。

Leimaire 和他的合作者们首次报道了一个简单而有效的方法来得到高的 UV 光敏性, 那就是在 UV 曝光之前先对光纤进行低温载氢处理^[65]。载氢的条件为: 温度范围为 20℃-75℃, 压强为 20atm-750atm, 一般为 150atm。

采用载氢的方法增加光纤光敏性的优点在于：可以在掺锗和未掺锗的光纤上制作光纤光栅。而且，在未受到曝光的光纤部分，氢会逐渐溢出，从而降低光纤的吸收损耗。

Flame brushing 也是一个简单而有效的提高掺锗光纤的光敏性的方法。采用这种方法引进的在通信窗口的损耗是可以忽略不计的。而且在光波导区域光敏化可以通过氢氧灯来回重复而得到，氢氧灯的温度为 1700°C 。光敏化的过程大概需要 20 分钟左右。在这样的温度下，氢会渗入到纤芯中，和锗硅玻璃发生反应，从而产生了一个 240nm 的吸收带，而使得光纤芯具有较高的光敏性。采用这种方法得到的光折射率的变化可以达到 10^{-3} 。这种光敏化的方法也可以用到平面波导中去。^[66] 这种方法的优越性有：

- (1) 所增加的光纤的光敏性是永久性的，而上述载氢的方法会随着氢从光纤中的溢出而丧失它的光敏性。
- (2) 对于自身没有光敏性的标准通信光纤，也可以制作强的布拉格光栅。
- (3) 可以对光纤进行局部的光敏化处理。

然而这种方法有一个致命的缺点：高温火焰会弱化光纤，因而对于长期稳定性来讲，会有一些潜在的隐患。

另外，在锗光纤中掺入其他一些元素也会增加光纤的光敏性。特别是共掺杂硼^[67]，光敏性比纯粹的锗光纤提高了四倍！这些光纤的制作采用 MCVD 方法。

1.8.1.2 刻写光纤光栅的光源的选择

利用紫外光源对光纤进行曝光来制作光纤光栅，除了要考虑增加光纤的光敏性之外，还需要考虑紫外光源的选择，已见报道的光源有：运行在 248nm 的 KrF 准分子激光器^[68]，运行在 193nm 的 ArF 准分子激光器^[29-72]，运行在 244nm 的倍频激光器^[58]，以及近紫外光 334nm 、 351nm 以及运行在 157nm 的 F_2 准分子激光器^[73-76]。但比较常用的为 248nm 的 KrF 准分子激光器和运行在 193nm 的 ArF 准分子激光器。我们所选用的激光器为 193nm 的 ArF 准分子激光器。

有文献报道^[77-80]，在相同的曝光条件下，采用 193nm 制作的光纤光栅比用 248nm 曝光的光纤光栅具有更高的反射率。通过对 193nm – 400nm 的吸收测量，发现由准分子引起的漂白，当采用 248nm 的激光时，脉冲的能量密度为 $120\text{mJ}/\text{cm}^2$ ，而 193nm 的激光只需要 $40\text{mJ}/\text{cm}^2$ 。而采用这两种波长所制作的光纤光栅的效率也有人做了比较^[77-80]：对于 248nm ，每个脉冲的能量密度为 $300\text{mJ}/\text{cm}^2$ ， 193nm 的每个脉冲的能量密度为 $129\text{mJ}/\text{cm}^2$ 。采用 193nm 的激光对光纤曝光 4 分钟后，光纤光栅的反射率达到 80%，而 248nm 的激光曝光光纤 6 分钟后，光纤光栅的反射率才达到 20%。

因此使用 193nm 的波长制作光纤光栅的优越性在于：当使用相位板或者是高

空间精度性时, 比如点点写入法时, 可以减小激光引起的破坏; 而且采用 193nm 的准分子激光来制作光纤光栅, 比采用 248nm 的激光更有效。^[81-82]

1.8.2 光纤光栅的制作

布拉格光栅如果按照制作方法来分类的话, 可以分为内部写入和外部写入布拉格光栅。实际上, 内部写入光栅并不实用, 但的确是这种方法制作了世界上第一只布拉格光纤光栅。而外部写入方法有干涉法, 点点写入法, 以及直接利用相位板的方法等等。^[82-92]

1、光纤光栅的内部成栅法 (纵向驻波干涉法)

Hill 早在 1978 年就制作了第一台布拉格光纤光栅, 实验中所采用的是 488nm 的氩离子激光器。它利用注入光纤的入射光和从光纤另一端返回的反射光在光纤内形成驻波, 经过一定时间曝光后使光纤的折射率具有周期性的分布而形成光纤光栅^[79]。

驻波干涉法制作光纤光栅的优点是装置简单, 缺点是布拉格反射波长仅由写入光波长决定, 而且写入效率低, 光栅很长 (Hill 的实验中光栅为 1 米), 这样就大大限制了它的应用范围。

2、横向侧面干涉曝光制作法 (横向全息写入法)

用准分子光束干涉的方法, 美国东哈特福德联合技术研究中心的 Meltz^[83] 等人首次制作了横向曝光写入的光纤光栅。这种方法采用适当的两束干涉光对光纤纤芯侧面曝光, 使其折射率被调制而产生变化, 形成光纤光栅。

这种方法的最大优点在于突破驻波写入对于布拉格波长的限制。通过改变入射光的波长、两干涉光束的夹角或旋转光纤放置的位置均可改变光纤光栅的周期, 从而可以改变布拉格波长、折射率的调制度以及反射率。

但是该方法对光源的空间相干性和时间相干性要求很高, 对光路调整精度有严格的限制, 在曝光时间内必须抑制各种环境因素对光路的干扰。

3、点点写入法^[84-85]

这种方法是利用点光源, 沿光纤长度方向等间距的曝光, 使光纤芯的折射率形成周期性分布而制成光栅。1990 年, 加拿大通信研究中心的 K.O.Hill 等人^[82] 采用 249nm 的 KrF 准分子激光器在光纤中逐点写入栅距为 590 μm 的光栅。

这种方法的优点是灵活性高, 周期容易控制, 可以制作变迹光栅; 对光源的相干性也没有要求。缺点是由于需要亚微米间隔的精确控制, 难度较大, 而且受光电几何尺寸限制, 光栅周期不能太小, 适于写入长周期光栅。

4、相位掩模法^[86-87]

光纤光栅制作技术的一个重要进展是在 1993 年 Hill 等人利用相位掩模照射方法代替全息曝光法直接刻制光纤, 如图 1.9 所示, 该制作方法的关键部位相位

掩模板是在计算机控制下精密刻蚀成的位相衍射元件，正入射的紫外光经过掩模板衍射后零级受抑制， ± 1 级分别达最大且相互作用的近场干涉条纹对紧贴其后的掺杂光纤纤芯进行曝光，形成周期为位相模板周期的 1/2 的光纤光栅。如果把位相模板和光纤成一定角度放置，可以制成不同周期和布拉格波长的光纤光栅。

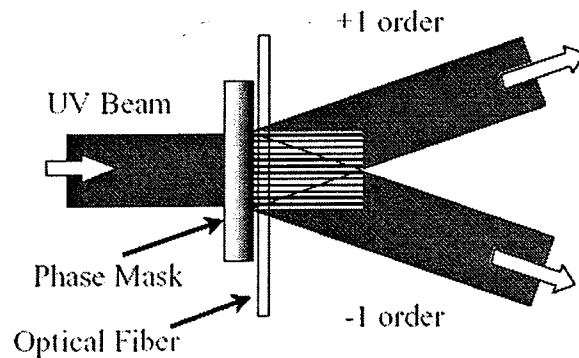


图 1.9(a) 位相掩模法制做光纤光栅

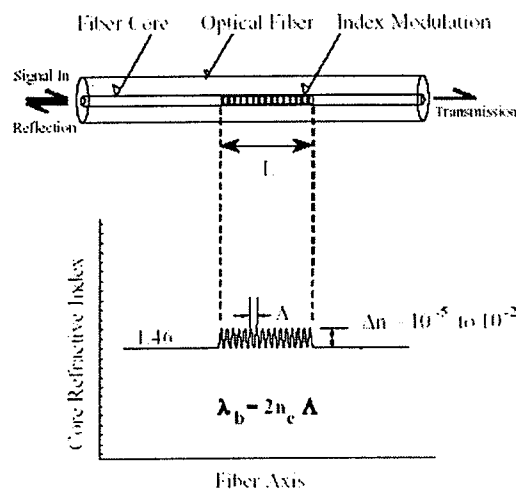


图 1.9 (b) 光纤光栅的折射率变化示意图

位相掩模技术具有稳定、灵活、重复性好等特点，大大减少了制作光纤光栅时的复杂性和成本，并且如果采用的是脉冲激光器，更可大大缩短曝光时间，保证了光源的时间和空间相干性，可高效率的制得各种要求的光纤光栅。缺点是母板制作成本高，一块母板只能制作一种固定周期的光纤光栅。

5、在线写入法^[88-90]

布拉格光纤光栅的上述制作方法都存在两点不足：其一是在光纤光栅制作过程中，必须剥除紫外吸收的光纤聚合物包层。由于表面杂质的污染，即使再次涂上保护层，也使得光纤光栅处变得极为脆弱。其二是，上述四种制作方法都不可能较短的时间内，在一根光纤上大量的制作光纤光栅，而光纤光栅在线制作技术克服了上述两个缺点。

南安普顿大学的 L Dong 等人采用脉冲单点激射的方法^[89]，首次实现了在光纤拉制过程中写入光纤光栅的实验，实验中采用 KrF 准分子激光器，光束尺寸为 $20 \times 5 \text{ mm}^2$ ，脉冲宽度约 20ns，紫外光束通过 8 块反射镜从另一个实验室导入光纤拉丝塔下，激光分束干涉仪置于光纤拉丝塔的光纤直径检测仪和包层涂敷坩埚之间。两束相干光通过一个柱状透镜在光纤处会聚成 $7 \times 0.5 \text{ mm}^2$ 的一条线。光纤的拉丝速度在 3 至 23m/分钟，光纤直径为 $110 \mu\text{m}$ 。在 20ns 脉宽周期内，光纤的轴相位移仅 1nm(以 3m/min 的速度计算)，光纤的数值孔径为 0.3，截止波长为 1100nm。

而美国海军实验室的 Askins 等人改进了上述在线光纤光栅制作方法^[90]。在他们的干涉系统中，使得两束干涉光束的夹角连续可调，从而可在线自动地在一根光纤上写入反射波长不同的一系列光纤光栅，其特点在于克服了不同反射波长的光纤光栅在进行串联时需要焊接的缺点。

1.8.3 光纤光栅的特点和种类

根据光纤光栅周期的长短及均匀性的不同，光纤光栅可分为短周期光栅(Bragg Grating, 也称光纤反射光栅)、长周期光栅(Long Period Grating, 也称光纤透射光栅)和啁啾光栅(Chirped Grating, 又称为非周期光栅)。^[91-102]例如均匀光栅、线性 chirped 型、Taper 型、Morie 型或者相移型等非严格周期结构的光栅。他们的折射率分布反映了光纤光栅的周期、折射率调制度等结构参量，这些参量又决定了光纤光栅的布拉格波长、带宽和反射率等特性，从而使不同折射率调制及不同结构的光纤光栅具有了不同的功能，形成了不同的光纤光栅器件。

1.8.4 均匀光纤光栅和相移光纤光栅的特性分析^[103-111]

1.8.4.1 均匀光纤光栅的特性

光纤光栅的传输特性符合周期性波导的耦合模理论，有许多方法分析有源或

无源的周期波导，我们利用传输矩阵法来讨论。我们从均匀光栅的基本耦合方程出发，来分析光纤光栅的特性。均匀光栅的基本耦合方程为^[105]

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dz} &= k \exp[i(2\Delta\beta z - \phi)]B \\ \frac{dB}{dz} &= k \exp[-i(2\Delta\beta z - \phi)]A \\ \Delta\beta &= \beta - \beta_B = \beta - M\pi/\Lambda \\ k &= \pi\delta n/\lambda_B\end{aligned}\tag{1.1}$$

这里 $\Delta\beta$ 是 z 方向上的传播常数与光栅周期的第 M 个布拉格频率 $M\pi/\Lambda$ 的差。 k 是前向波与后向波的耦合常数， δn 为光纤光栅折射率的调制幅度（它是由光纤的光敏性，UV 光的波长和强度以及对光纤的曝光时间决定的）， ϕ 是光栅的相位。

从耦合波方程 (1.1) 式，可得到周期分布反馈的 F 矩阵，在周期波导的情况下， k 、 ϕ 、 $\Delta\beta$ 都与 z 无关。令前向传输波和后向传输波的复振幅

$A = E_A, B = E_B$ ，则得到下列关系式

$$\begin{aligned}E_A(z) &= A(z) \exp(-i\beta z) \\ E_B(z) &= B(z) \exp(i\beta z)\end{aligned}\tag{1.2}$$

β 是 z 方向的传播常数，则 (1.1) 式的解为

$$\begin{aligned}E_A(z) &= [C_1 \exp(\Gamma_1 z) + C_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp[-i\beta z] \\ E_B(z) &= \{\exp[-i(2\Delta\beta z - \phi)]/k\} [C_1 \Gamma_1 \exp(\Gamma_1 z) + C_2 \Gamma_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp[i\beta z]\end{aligned}\tag{1.3}$$

C_1 和 C_2 是任意常数， $\Gamma_{1,2}$ 定义为

$$\Gamma_1 = i\Delta\beta - \gamma, \Gamma_2 = i\Delta\beta + \gamma,\tag{1.4}$$

这里 $\gamma^2 = k^2 - (\Delta\beta)^2$ 。

假设在 $z = -\frac{L}{2}$ 和 $z = \frac{L}{2}$ 处（ L 为光纤光栅的长度），前向波和后向波是连续的，则 $E_A(-\frac{L}{2}), E_B(-\frac{L}{2})$ 和 $E_A(\frac{L}{2}), E_B(\frac{L}{2})$ 的传输矩阵 F 为

$$\begin{pmatrix} E_A(-\frac{L}{2}) \\ E_B(-\frac{L}{2}) \end{pmatrix} = [F] \begin{pmatrix} E_A(\frac{L}{2}) \\ E_B(\frac{L}{2}) \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

其中

$$\begin{aligned} F_{11} &= [\cosh(\gamma L) + i\Delta\beta L \sinh(\gamma L) / (\gamma L)] \exp(i\Delta\beta L) \\ F_{12} &= -kL \sinh(\gamma L) \exp(-i(\Delta\beta L + \phi)) / (\gamma L) \\ F_{21} &= -kL \sinh(\gamma L) \exp(i(\Delta\beta L + \phi)) / (\gamma L) \\ F_{22} &= [\cosh(\gamma L) - i\Delta\beta L \sinh(\gamma L) / (\gamma L)] \exp(-i\Delta\beta L) \end{aligned} \quad (1.6)$$

我们只关心一阶光栅，即 $M=1$ 。F 矩阵满足对易关系，F 矩阵的行列式

$$|F| = F_{11}F_{22} - F_{12}F_{21} \quad (1.7)$$

对于反射光栅，将输入场振幅归一化为 1。光栅输出端的反射振幅为 0。利用边界条件，可把矩阵写为

$$\begin{pmatrix} 1 \\ E_B(-\frac{L}{2}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_A(\frac{L}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

把整个光纤分成 N 段， $L = \sum_{j=1}^N \delta L_j$

$$\begin{pmatrix} 1 \\ E_B(-\frac{L}{2}) \end{pmatrix} = [F^N] \cdots [F^j] \cdots [F^1] \begin{pmatrix} E_A(\frac{L}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

其中

$$\begin{aligned} F_{11}^j &= [\cosh(\gamma \delta L_j) + i\Delta\beta L \sinh(\gamma \delta L_j) / (\gamma L)] \exp(i\Delta\beta \delta L_j) \\ F_{12}^j &= -kL \sinh(\gamma \delta L_j) \exp(-i(\Delta\beta \delta L_j + \phi_j)) / (\gamma L) \\ F_{21}^j &= -kL \sinh(\gamma \delta L_j) \exp(i(\Delta\beta \delta L_j + \phi_j)) / (\gamma L) \\ F_{22}^j &= [\cosh(\gamma \delta L_j) - i\Delta\beta L \sinh(\gamma \delta L_j) / (\gamma L)] \exp(-i\Delta\beta \delta L_j) \end{aligned} \quad (1.10)$$

光纤光栅的反射系数和透射系数分别由下面两式所决定

$$\begin{aligned} R &= F_{21} / F_{11} \\ T &= 1 / F_{11} \end{aligned} \quad (1.11)$$

对于均匀光纤光栅，相位是连续的，因此 $\phi_j = \phi_{j-1} + 2\beta_B \delta_{j-1}$ 。因此可以计算出光纤光栅的反射系数的表达式：

$$R = \frac{k^2 \sinh^2(SL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad k^2 > \Delta\beta^2 \quad (1.12)$$

$$R = \frac{k^2 \sinh^2(QL)}{\Delta\beta^2 - k^2 \cosh^2(QL)} \quad k^2 < \Delta\beta^2 \quad (1.13)$$

其中 $S = (k^2 - \Delta\beta^2)^{1/2}$ ， $Q = (\Delta\beta^2 - k^2)^{1/2}$ 。

光纤光栅的最大反射率发生在 $\Delta\beta = 0$ 的位置，最大反射率为

$$R_{\max} = \tanh^2(kL) \quad (1.14)$$

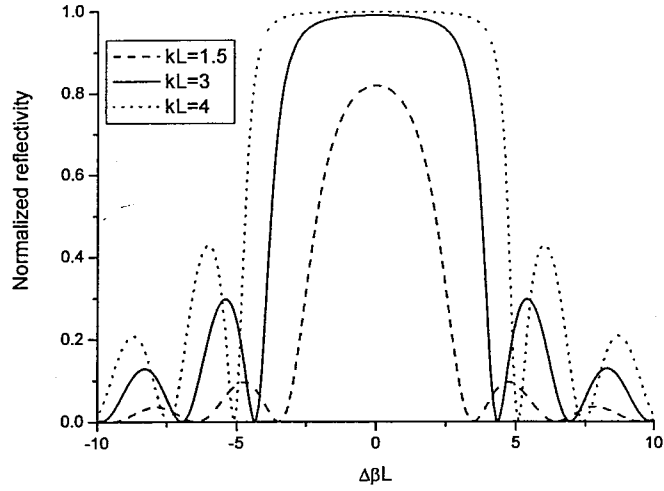
光纤光栅的反射带宽为

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_{\text{eff}} L} [(kL)^2 + \pi^2]^{1/2} \quad (1.15)$$

从该式 (1.15) 可以看出，当光纤光栅的耦合常数 kL 一定的情况下，也就是光纤光栅的最大反射率一定的情况下，光纤光栅的反射带宽随光纤光栅的长度的增大而减小。但是当光纤光栅为强耦合光纤光栅时 ($kL \gg \pi$)，光纤光栅的反射带宽与光纤光栅的长度关系不大，而主要由光纤光栅的耦合系数，也就是光纤光栅的调制度来决定。

如图 1.10 所示，为 $L=10\text{cm}$ ， $kL = 4、3、1.5$ 时均匀光纤光栅的反射谱特性。从均匀光纤光栅的反射谱可以看出：

- (1) 光纤光栅的反射率随着光纤光栅的耦合常数 kL 的增加而增加；
- (2) 光纤光栅的 3dB 带宽随着光纤光栅的耦合常数 kL 的增加而增加。


 图 1.10 $kL = 4$ 、3、1.5 时均匀光纤光栅的反射谱特性

1.8.4.1 相移光纤光栅的特性

相移光纤光栅可看作是由 N 段周期光栅组成的，这 N 段光栅之间的相位是不连续的，相邻两段光栅之间的相移为

$$\Delta\phi_j = \phi_j - \phi_{j-1} - 2\beta_B \delta l_{j-1} \quad (1.16)$$

相移光纤光栅的特性总的来说有四点。

1、 π 相移光纤光栅同均匀光纤光栅的比较：

如图 1.11 所示，为 $L=10\text{cm}$, $kL=4$, $g=0$, $\Delta\phi=\pi$ ，且相移区的位置在光纤光栅的中央时，相移光栅的反射谱特性和在相同参数下均匀光纤光栅的反射谱。

从图 1.11 可以看出，在相同的折射率调制下，相移光纤光栅的最大反射率要比均匀光纤光栅的反射率要小。对于相移光纤光栅，在反射谱的中心，有一个透射区，透射峰位于光纤光栅的谱的中心布拉格波长。对于 π 相移光纤光栅，在透射峰两侧的反射峰是对称分布的。

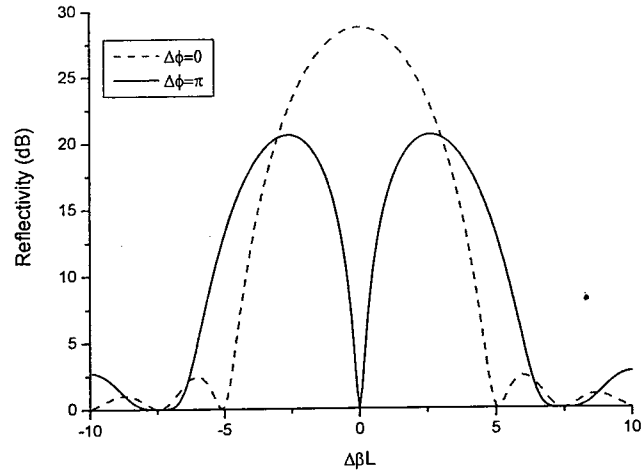


图 1.11 $L=10\text{cm}$, $kL=4$ 时均匀光纤光栅 ($\Delta\phi=0$) 和相移光纤光栅 ($\Delta\phi=\pi$) 的反射谱特性。

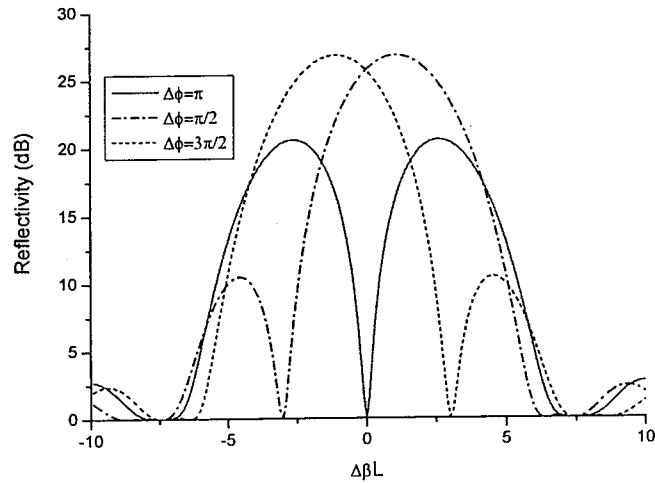


图 1.12 $L=10\text{cm}$, $kL=4$ 时均匀光纤光栅 ($\Delta\phi=\pi$ 、 $\pi/2$ 、 $3\pi/2$) 和相移光纤光栅 ($\Delta\phi=\pi$) 的反射谱特性。

2、相移区位于光纤光栅的中央，对于不同的相移量，相移光纤光栅的反射谱特性。

图 1.12 给出了在同样的光纤光栅的参数下，当相移量的大小分别为 π 、 $\pi/2$ 、 $3\pi/2$ 时的相移光纤光栅的反射光谱图。从这张图可以看出，随着相移量的变化，

透射窗口的位置也在变化, 当相移量恰好为 π 时, 窗口正好对着布拉格波长。

3、对于不同的耦合强度, 相移光纤光栅的反射谱特性。

数值模拟了在不同的耦合强度 ($kL = 1, 2, 4, 5$) 下 (即在不同的反射率下), 长度为 10cm 的相移光纤光栅的光谱图, 如图 1.13 所示。可以看出, 随着光纤光栅反射率的增大, 反射阻带中透射带的带宽越来越窄。

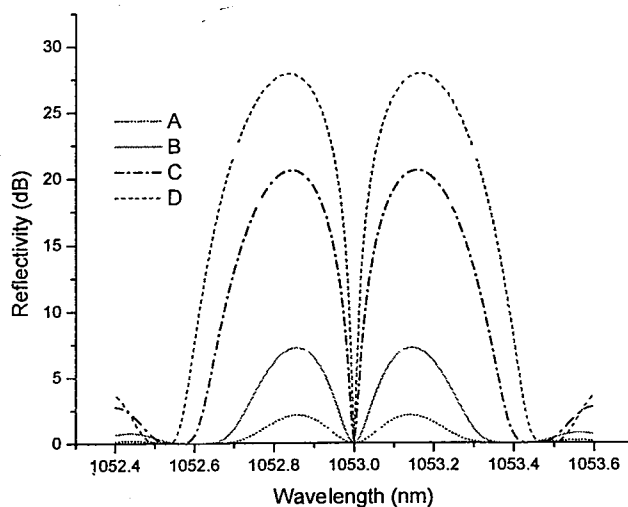


图 1.13 对于不同的耦合常数, 光纤光栅的反射谱。A: $kL=1$; B: $kL=2$; C: $kL=4$; D: $kL=5$ 。

从相移光纤光栅的光谱图可以看出, $\Delta\phi = \pi$ 时的相移光栅的传输谱在阻带的正中布拉格波长上有一个带宽很窄的传输峰, 且阻带两侧的传输带之间的间隔比均匀光栅的大, 因此, 直接在有源光纤上刻写相移光纤光栅而制作的相移分布反馈激光器, 可以提高激光器的单模成品率。

4、对于相移区在光纤光栅的不同位置时, 相移光纤光栅的反射谱特性。

如图 1.14 所示。分别为相移在光纤光栅的中心位置 ($\Delta z = 0$) 偏离中心位置 $0.1L$ ($\Delta z = 0.1L$)、 $0.2L$ 、 $0.3L$ 、 $0.4L$ 以及没有相移 ($\Delta\phi = 0$) 时的光纤光栅的反射谱。从这个图上可以看出, 当相移不在光纤光栅的中央位置时, 光纤光栅中央的透射谱会随着偏离中心的距离的增大而逐渐变浅, 甚至消失 (当 $\Delta z = 0.4L$ 时)。

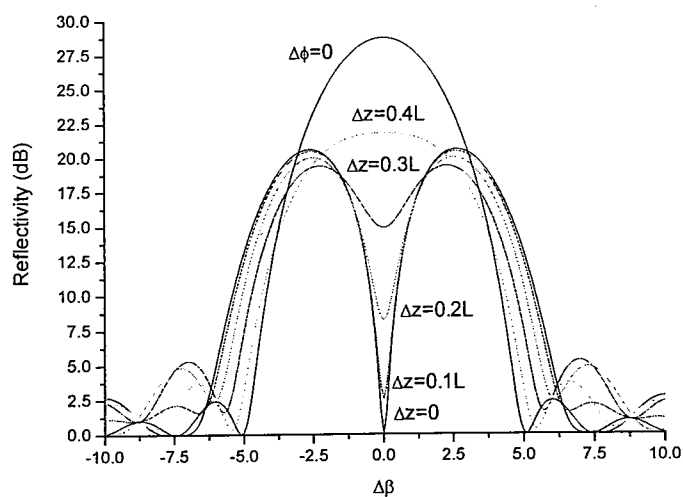


图 1.14 随着相移偏离中心的位置, ($\Delta z = 0.1L$ 、 $0.2L$ 、 $0.3L$ 、 $0.4L$) 光纤光栅的反射谱与相移在中心 ($\Delta z = 0$) 以及没有相移存在 ($\Delta\phi = 0$) 时光纤光栅的反射谱。

在接下来的内容中, 将讨论相移光纤分布反馈激光器的理论以及制作方法。

2 Yb³⁺ 石英光纤相移分布反馈激光器的基本理论分析

2.1 相移分布反馈激光器的计算公式的推导

分布反馈光纤激光器，主要是靠内部光栅的模式选择作用，产生单纵模激光振荡。用耦合波方程来分析光纤分布反馈激光器的纵模行为。首先从场的波动方程（沿 z 方向传播，见图 2.1 所示）推导出耦合波方程。^[48]

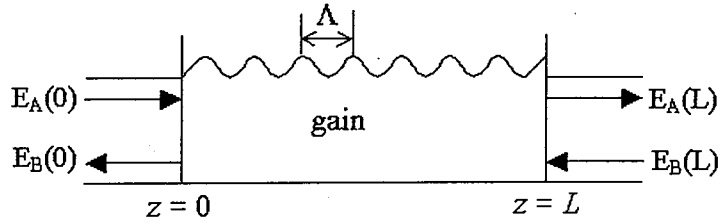


图 2.1: 分布反馈波导的示意图

激光场在 x, y 方向受到波导结构限制，则沿腔 z 方向的波动方程可表达为：

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \epsilon k_0^2 E = 0 \quad (2.1)$$

式中， E 为电场强度， ϵ 为介电常数， $k_0 = \omega / c$ 是真空中传播常数（ ω 是辐射模频率， c 为真空中的光速）， z 是沿激光腔长的距离。若 ϵ 沿 z 方向按光栅的节距 Λ 周期变化，则可用付里叶级数展开：

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \sum_l \Delta\varepsilon_l \exp[i \frac{2\pi}{\Lambda} l \cdot z + i\varphi] \quad (2.2)$$

式中, $\bar{\varepsilon}$ 为平均介电常数, $\Delta\varepsilon_l$ 是 ε 的微扰, φ 是 $z=0$ 处的光栅相位。方程 (2.1) 的一般解为:

$$E = A \exp(i\beta z) + B \exp(-i\beta z) \quad (2.3)$$

式中, β 是传播常数, 可表示为

$$\beta = n_{eff} k_0 + i \frac{g_{th}}{2} \quad (2.4)$$

式中, n_{eff} 为有效折射率, g_{th} 为对功率表示的阈值增益。

把 (2.2) 和 (2.3) 代入 (2.1) 式, 忽略 $\frac{d^2 A}{dz^2}, \frac{d^2 B}{dz^2}$ 。又因为波纹微扰很小, 仍当作传播在均匀介质中, 则色散关系可表示为:

$$(\bar{\varepsilon} k_0 - \beta^2) E = 0 \quad (2.5)$$

则得:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} \exp(-i\beta z) - \frac{dB}{dz} \exp(i\beta z) = & -i[kA \exp(-2i\Delta\beta \cdot z + i\varphi - i\beta z)] \\ & + [k^* A \exp(-2i\Delta\beta \cdot z - i\varphi - i\beta z)] \end{aligned} \quad (2.6)$$

式中, 耦合系数 k 可以表示为:

$$k = \frac{\Delta\varepsilon_m k_0^2}{2\beta} \quad (2.7)$$

k^* 是 k 的共轭。 k 表征分布反馈的强弱, 其物理意义接近于 F-P 腔中的端面反射率, 在光纤光栅中, 它的大小与光纤光栅的折射率的调制深度有关系, 而在分析实际问题当中, 耦合系数常常与光栅长度同时起作用, 我们把光纤光栅的耦合系数和光栅长度的乘积 kL 称为光纤光栅的耦合常数。令

$$\Delta\beta = \beta - \beta_B \quad (2.8)$$

式中, $\beta_B = \pi m / \Lambda$, m 为整数, β_B 为布拉格传播常数。由式 (2.6), 可得到耦合波方程:

$$\frac{dA}{dz} = -ik^* B \exp(2i\Delta\beta z - i\varphi) \quad (2.9-a)$$

$$\frac{dB}{dz} = ikA \exp(-2i\Delta\beta z + i\varphi) \quad (2.9-b)$$

对于光纤分布反馈激光器, 由于光纤光栅是制作在有源光纤上的, 因而光纤光栅本身是具有增益的, 具有增益的光纤光栅的耦合波方程可写为:

$$\frac{dA}{dz} = -ik^* B \exp(2i\Delta\beta z - i\varphi) + gA \quad (2.10-a)$$

$$\frac{dB}{dz} = ikA \exp(-2i\Delta\beta z + i\varphi) - gB \quad (2.10-b)$$

其中, g 表示单位长度光纤光栅的增益, 用 β_B 重新写耦合方程,

$E = E_A(z) \exp(-i\beta_B z) + E_B(z) \exp(i\beta_B z)$, 其中 $E^+(z) = A(z) \exp(-i\Delta\beta z)$ 表示前向

波电场, $E^-(z) = B(z) \exp(i\Delta\beta z)$ 表示后向波电场, 也就是:

$$A(z) = E^+(z) \exp(i\Delta\beta z) \quad (2.11-a)$$

$$B(z) = E^-(z) \exp(-i\Delta\beta z) \quad (2.11-b)$$

将 (2.11-a) 和 (2.11-b) 代入 (2.10-a) 和 (2.10-b) 中, 并求解特征根, 可得到

$$E^+(z) = C_1 \exp(\gamma z) + C_2 \exp(-\gamma z) \quad (2.12-a)$$

$$E^-(z) = i \cdot \frac{\exp(i\phi)}{k} [C_1 \Gamma_1 \exp(\gamma z) + C_2 \Gamma_2 \exp(-\gamma z)] \quad (2.12-b)$$

其中, $\Gamma_1 = \gamma + i\Delta\beta'$, $\Gamma_2 = -\gamma + i\Delta\beta'$; $\gamma^2 = k^2 - (\Delta\beta')^2$; $\Delta\beta' = \Delta\beta + ig$ 。

为了分析分布反馈激光器的光强特性, 我们求电场强度的传输矩阵方程。传输矩阵方程可以写为

$$E^+(z) = T_{11} E^+(z + \Delta z) + T_{12} E^-(z + \Delta z) \quad (2.13-a)$$

$$E^-(z) = T_{21}E^+(z + \Delta z) + T_{22}E^-(z + \Delta z) \quad (2.13-b)$$

由 (2.12) 和 (2.13) 式, 可以求得各传输矩阵的系数:

$$T_{11} = \cosh(\gamma\Delta z) + i \cdot \frac{\Delta\beta'}{\gamma} \cdot \sinh(\gamma\Delta z) \quad (2.14-a)$$

$$T_{12} = \frac{ik}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta z) \exp(i\phi) \quad (2.14-b)$$

$$T_{21} = -\frac{ik}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta z) \exp(i\phi) \quad (2.14-c)$$

$$T_{22} = \cosh(\gamma\Delta z) - i \cdot \frac{\Delta\beta'}{\gamma} \cdot \sinh(\gamma\Delta z) \quad (2.14-d)$$

写成矩阵的形式,

$$\begin{pmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{pmatrix} = [\bar{T}] \begin{pmatrix} E^+(z + \Delta z) \\ E^-(z + \Delta z) \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

这里,

$$[\bar{T}] = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

在下面的讨论中, 都将采用上面得到的传输矩阵方程 (2.15) 来分析相移分布反馈激光器的输出特性。

2.2 相移分布反馈激光器的增益阈值特性

在这一节里, 将分析相移分布反馈激光器的增益阈值特性以及影响相移分布反馈激光器的增益阈值的因素。

对于相移分布反馈激光器, 可以把光纤光栅分成三部分, 如图 2.2 所示,

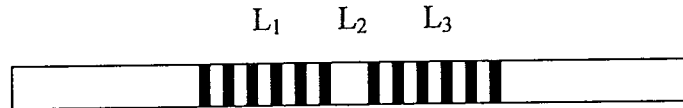


图 2.2: 刻写在光纤上的相移分布反馈激光器的示意图, 其中, L_2 为光纤光栅的相移区部分, L_1 和 L_3 是光纤光栅分布在相移区两侧的部分。

则 $T = T^1 T^2 T^3$ ，三部分的长度分别为 L_1, L_2, L_3 ，其中 L_1 为激光器的泵浦端，光纤光栅的总的长度为 $L = L_1 + L_2 + L_3$ 。令 $\Phi_1 = 0$ ，则

$$\Phi_2 = 2\beta_B L_1 \quad (2.17)$$

$$\Phi_3 = 2\beta_B L_1 + 2\beta_B L_2 + \Delta\Phi \quad (2.18)$$

根据阈值条件^[105] $T_{11} = 0$ ，利用上一节中的 (2.14) 式，我们得到对于不同的相移量 $\Delta\Phi$ ，增益阈值 gL 、振荡波长与布拉格波长的偏移量、以及耦合常数 kL 之间的关系为：

$$\begin{aligned} & \gamma \coth(\gamma L_2) [\gamma \coth(\gamma L_1) \cdot \gamma \coth(\gamma L_3) + (i\Delta\beta - g) \cdot \gamma \coth(\gamma L_1) + (i\Delta\beta - g) \cdot \gamma \coth(\gamma L_3) \\ & - (\Delta\beta + ig)^2 + k^2 \exp(i\Delta\Phi)] + (i\Delta\beta - g) [\gamma \coth(\gamma L_1) \cdot \gamma \coth(\gamma L_3) + i\Delta\beta \cdot \gamma \coth(\gamma L_1) \\ & - g \cdot \gamma \coth(\gamma L_1) - (\Delta\beta + ig)^2 + k^2] + k^2 [\gamma \coth(\gamma L_3) + \gamma \coth(\gamma L_1) \exp(i\Delta\Phi)] \\ & = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

从上式，就可得到对于不同的相移量和耦合强度所相应的相移分布反馈激光器的增益阈值。

该式在以下几种特殊情况下，可以简化。

(1) 如果相移区位于光纤光栅的中央，且相移区的大小可以忽略时，即 $L_2 \approx 0$ ，则上式可以简化为

$$(kL)^2 \exp(i\Delta\varphi) = -[\gamma L \coth(\frac{\gamma L}{2}) + i\Delta\beta' L]^2 \quad (2.20)$$

由 $\Delta\beta' = \Delta\beta + ig$ ，可得

$$(kL)^2 \exp(i\Delta\varphi) = -[\gamma L \coth(\frac{\gamma L}{2}) - gL + i\Delta\beta L]^2 \quad (2.21)$$

(2) 当相移区位于光纤光栅的中央，相移区的大小可以忽略，相移量为 π 时，即 $\Delta\varphi = \pi$ ，上述增益阈值公式可以继续简化为

$$(kL)^2 = [\gamma L \coth(\frac{\gamma L}{2}) - gL + i\Delta\beta L]^2 \quad (2.22)$$

(3) 而对于均匀光纤光栅，也就是说，当光在光纤光栅中传播时，相位是

连续的, 即 $\Delta\varphi = 0$, $L_2 = 0$, 这时增益阈值公式可以简化为

$$(kL)^2 = [i\gamma L \coth(\frac{\gamma L}{2}) - i g L - \Delta\beta L]^2 \quad (2.23)$$

由相移分布反馈激光器的增益阈值公式, 经过理论模拟, 可以得到如下结论:

- (1) 如图 2.3 所示, 为当耦合常数 $kL = 4$ 时, 利用 (2.21) 式所计算的光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移量的关系。

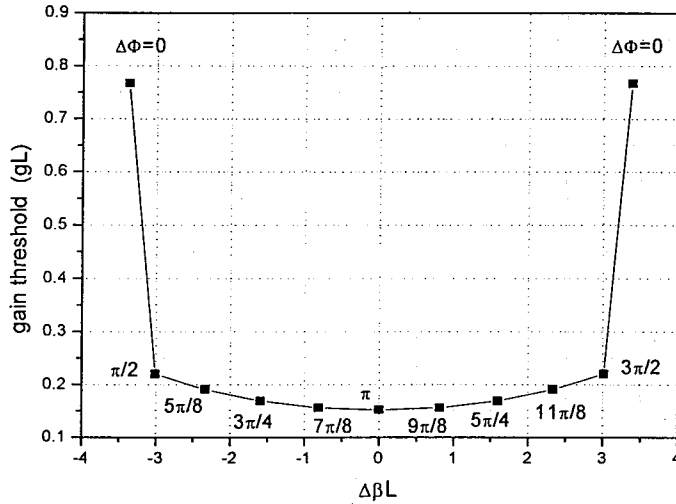


图 2.3: 光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移量的关系 ($kL=4$)

从图中可以看出:

- A: 相移越偏离 π , 则光纤分布反馈激光器的增益阈值就越大;
- B: 当相移量为 π 时, 增益阈值最小, 且振荡波长就是布拉格波长; 当相移量偏离 π 时, 增益阈值越来越高, 振荡波长与布拉格波长的偏移也越来越大;
- C: 当相移量为 0 时, 增益阈值最大, 振荡波长对称地分布在布拉格波长的两侧, 这就是均匀分布反馈激光器。

可以看出, 均匀分布反馈激光器的增益阈值要远高于相移分布反馈激光器的增益阈值。或者说, 只要均匀分布反馈激光器的相位的连续性遭到破坏, 就会大大的减小激光器的增益阈值, 从而有利于激光器的输出。

- (2) 图 2.4 所示为利用 (2.19) 式所得到的光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移区的大小的关系 (相移为 π , $kL=4$)。从图中看出, 相移区的距

离越大,则相移分布反馈光纤激光器的增益阈值就越大。但对于不同长度的光纤分布反馈激光器,当光纤光栅的耦合常数 kL 一定时,只要 L_2/L 的比值一定,则增益阈值也是相同的。

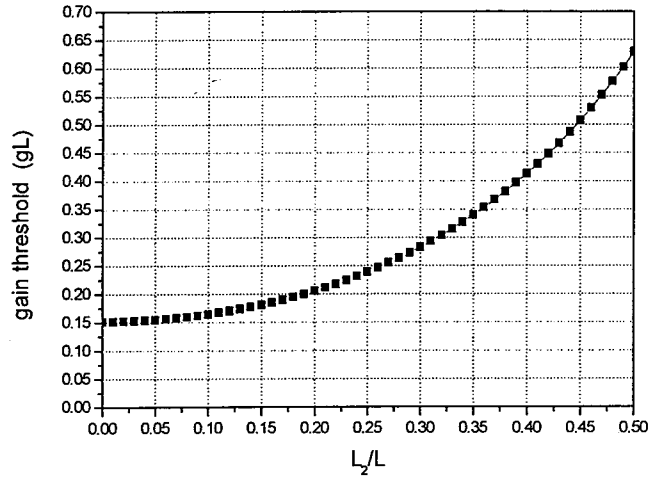


图 2.4: 光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移区的大小的关系 ($kL=4$)

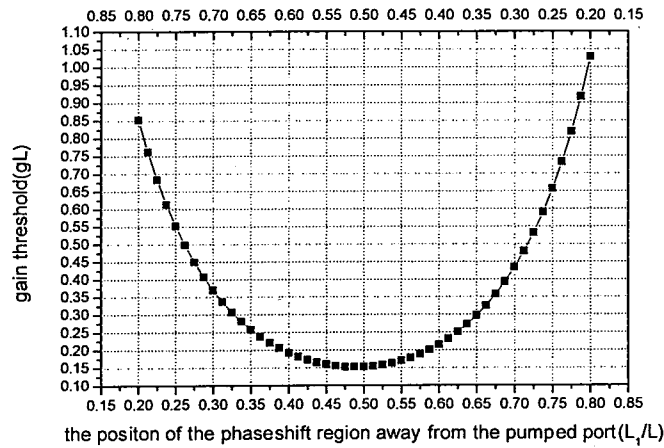


图 2.5: 光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移区在光纤光栅中的位置的关系 ($kL=4, L_2=L/50$)

- (3) 图 2.5 所示为利用 (2.19) 式所得到的光纤相移分布反馈激光器的增益阈值与相移区在光纤光栅中的位置的关系, 所用参数为: $kL = 4, L_2 = L/50$ 。

从图中可以看出，当相移区在光纤光栅的中心位置时，增益阈值最小，当相移区偏离中心位置时，阈值增益增大；且相移区偏离中心而接近于泵浦端时的阈值增益的增长速度比远离泵浦端的增长速度小。

- (4) 图 2.6 给出了利用式 (2.22) 和式 (2.23) 所计算的相移为 π 和均匀分布的分布反馈光纤激光器的阈值增益与耦合常数的关系。从图中可以看出，对于均匀分布的和带有相移的分布反馈激光器，他们的增益阈值都随着耦合常数的增加而减小。因此，在制作相移分布反馈激光器的时候，只有当耦合常数达到一定的值时，激光器才有可能振荡。但是是否是耦合常数越大越好呢，这一问题在本章暂不讨论。在相移光纤分布反馈激光器的制作一章中会分析这一问题。

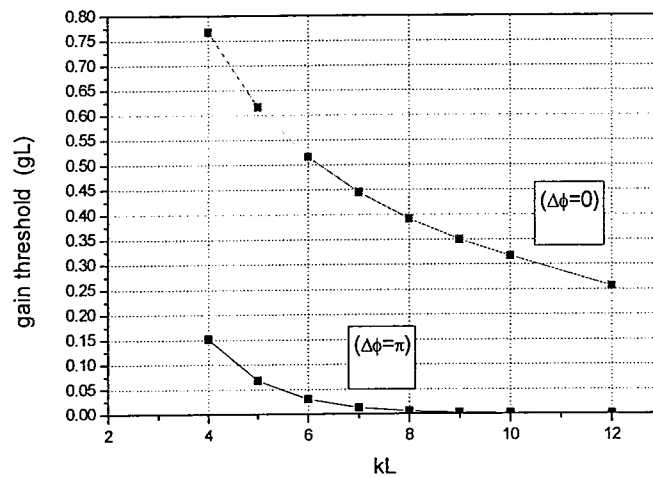


图 2.6: 光纤相移分布反馈激光器和均匀分布反馈光纤激光器的增益阈值与光纤光栅的耦合常数(即调制深度) kL 的关系

2.3 相移分布反馈光纤激光器的输出特性

在上面一节中，讨论了分布反馈激光器的增益阈值特性，下面将讨论 Yb^{3+} 光纤相移分布反馈激光器的输出特性。

在掺 Yb^{3+} 光纤激光器中，与荧光发射和吸收有关的 Yb^{3+} 能级为 $^2\text{F}_{5/2}$ 和 $^2\text{F}_{7/2}$ 两能级，此二能级在基质势场的作用下分裂成两组能级，由此而产生的荧光发射

和吸收谱为两连续的宽带曲线。只考虑各子能级的集体作用，并且假设激活离子可直接抽运到上能级。则各能级的粒子数变化可用准二能级的速率方程来描述^[112,125]。

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{N_2}{T_1} + \left[\frac{\sigma_{as}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ap}}{S_p \hbar \omega_p} P_p \right] N_1 - \left[\frac{\sigma_{es}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ep}}{S_p \hbar \omega_p} P_p \right] N_2 \quad (2.24)$$

这里 T_1 是自发辐射衰减时间， ω_p 和 ω_s 分别表示抽运光和信号光的频率， P_p 表示抽运功率， S_p 和 S_s 分别表示抽运模和信号模的有效面积， $E = E_+ \exp(i\beta z) + E_- \exp(-i\beta z)$ 是激光场的总的复振幅， E_+ 和 E_- 分别表示前向和后向传输的激光场， β 表示传播常数， σ_{as} 、 σ_{ap} 、 σ_{es} 、 σ_{ep} 分别表示信号光的吸收截面、抽运光的吸收截面、信号光的发射截面、抽运光的发射截面， N_1 和 N_2 表示激光上能级和下能级的粒子数， $N_1 + N_2 = N_0$ ， N_0 表示总的掺杂浓度。

对于远高于阈值的稳态运行，自发辐射可以忽略。光纤对抽运功率的吸收和散射会影响激活粒子的反转粒子数。因而要考虑抽运功率沿光纤的纵向分布情况：

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = (\sigma_{ep} N_2 - \sigma_{ap} N_1 - \alpha_L) P_p(z) \quad (2.25)$$

其中 α_L 表示抽运功率的非共振损耗。

$$N_2 = N_0 \cdot \frac{\frac{\sigma_{as}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ap}}{S_p \hbar \omega_p} P_p}{\frac{\sigma_{es} + \sigma_{as}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ep} + \sigma_{ap}}{S_p \hbar \omega_s} P_p} \quad (2.26)$$

$$N_1 = N_0 \cdot \frac{\frac{\sigma_{es}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ep}}{S_p \hbar \omega_p} P_p}{\frac{\sigma_{es} + \sigma_{as}}{S_s \hbar \omega_s} |E|^2 + \frac{\sigma_{ep} + \sigma_{ap}}{S_p \hbar \omega_s} P_p} \quad (2.27)$$

则 (2.24) 式可写为

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_p(z)}{dz} &= N_0 \cdot \frac{\frac{\sigma_{ep}\sigma_{as} - \sigma_{ap}\sigma_{es}}{\sigma_{es} + \sigma_{as}}}{1 + \frac{S_s\omega_s}{S_p\omega_p} \cdot \frac{\sigma_{ep} + \sigma_{ap}}{\sigma_{es} + \sigma_{as}} \cdot \frac{P_p(z)}{|E|^2}} P_p(z) - \alpha_L P_p(z) \\
 &= - \frac{\alpha_0}{1 + \frac{\omega_s}{\omega_p} \cdot \frac{\alpha_0}{g_0} \cdot \frac{P_p(z)}{|E|^2}} \cdot P_p(z) - \alpha_L P_p(z)
 \end{aligned} \quad (2.28)$$

这里

$$\alpha_0 = N_0 \frac{S_i}{S_p} \frac{\sigma_{es}\sigma_{ap} - \sigma_{ep}\sigma_{as}}{\sigma_{as} + \sigma_{es}}, \quad (2.29)$$

表示在非抽运区的小信号共振吸收系数。

$$g_0 = N_0 \frac{S_i}{S_s} \frac{\sigma_{es}\sigma_{ap} - \sigma_{ep}\sigma_{as}}{\sigma_{ap} + \sigma_{ep}} \quad (2.30)$$

表示当粒子数全部反转时的非饱和增益。式中， S_i 是激活粒子的横向分布面积。

增益 $g = (S_i/S_s)[\sigma_{es}N_2 - \sigma_{as}N_1]$ 可以表示为

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{g_0}{\alpha_0 P_p} [E_+ \exp(i\beta z) + E_- \exp(-i\beta z)]^2} \quad (2.31)$$

这里+和-表示前向和反向的传输波。

分布反馈激光器的传输特性符合周期性波导的耦合模理论，有许多方法分析有源或无源的周期波导，我们仍然利用前面得到的传输矩阵法来讨论。

光纤光栅可以被分成 N 段（即 $j=1 \cdots N$ ），对相位连续的光栅，

$\phi_j = \phi_{j-1} + 2\beta_B \delta l_{j-1}$ ，其中 δl_{j-1} 为第 $j-1$ 段光纤光栅的长度。

相移光栅可看作是由 N 段周期光栅组成的，这 N 段光栅之间的相位是不连续的，相邻两段光栅之间的相移为

$$\Delta\phi_j = \phi_j - \phi_{j-1} - 2\beta_B \delta l_{j-1} \quad (2.32)$$

计算中所用的参数如表格 2.1 所示。

表格 2.1: 计算中所用的参数

光纤芯径	6.10 μm	光栅长度	10cm
截止波长	907 μm	掺杂浓度	对 975nm 的吸收为 68dB/m
抽运波长	980nm	吸收截面	$600 \times 10^{-27} \text{m}^2$
		发射截面	$600 \times 10^{-27} \text{m}^2$
发射波长	1053nm	吸收截面	$15 \times 10^{-27} \text{m}^2$
		发射截面	$420 \times 10^{-27} \text{m}^2$
$\frac{S_i}{S_p}$	0.8	$\frac{S_i}{S_s}$	0.75
非共振损耗 α_L	1.7	光纤有效折射率 n_{eff}	1.47

这里的光纤参数来自于武汉邮电科学院制作的 Yb³⁺ 光纤的参数。其他参数为估计值。

(1) 利用传输方程 (2.15) 式, 设在光纤光栅的 z 点的信号光功率为

$$P_s^+(z) = |E^+(z)|^2 \text{ 和 } P_s^-(z) = |E^-(z)|^2. \text{ 利用边界条件, } E^+(z=0) = E^-(z=L) = 0,$$

我们把整个光纤分成 N ($N=300$) 段, 计算从左边开始 (即抽运端) [125], 如图 2.1 所示。

假设 $E^-(z=0)$, 从(2.28)式和(2.31)式可得到抽运功率的衰减和信号增益, 接着计算传输矩阵(2.15)式, 以前一段的输出做输入来计算光栅的下一段, 直到到达光栅的右边, 调整 $E^-(z=0)$ 的大小直到边界条件

$E^-(z=L) = 0$ 满足为止。用这种方法, 计算了在 60mW 的抽运功率下,

信号光的输出功率与耦合常数的关系。由于在实验过程中, 可直接测得的是光栅的最大反射率 $R_{\max} = \tanh^2(kL)$, 因此我们给出有源光栅的最大反

射率及耦合常数 kL 与信号光的输出功率的关系, 如图 2.7 所示。从图中可以看出, 激光器的输出功率随耦合常数的增加而增大。但是要注意的是, 在这里并没有考虑激光器内部的损耗对激光器输出特性的影响, 比如光纤内部的损耗等等。这在以后的章节会接着讨论。

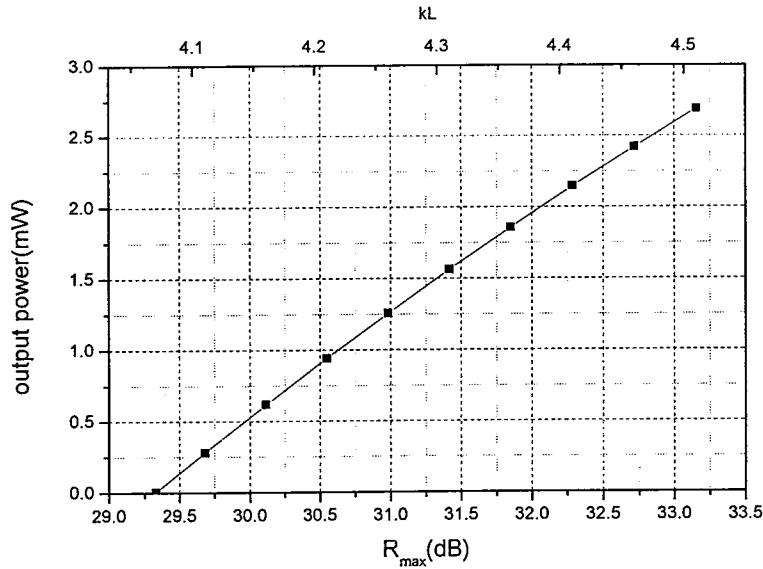


图 2.7: π 相移掺 Yb^{3+} DFB 激光器的输出功率与光栅反射率的变化曲线
($P_{\text{pump}}=60\text{mW}$, 光纤光栅长 $L=10\text{cm}$)

- (2) 计算了当相移区制作在光纤光栅的不同位置时, 掺 Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的输出特性。如图 2.8 所示。分别计算了耦合常数为 4.1 和 4.5 时的激光器的输出特性。从这两个图都可以看出: 掺 Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的输出特性随相移区的位置的不同而有所不同, 相移区在中心位置时, 则正向输出等于反向输出; 相移区偏向左边, 则反向输出大于正向输出; 相移区偏向右边, 则正向输出大于反向输出。耦合常数越大, 激光器的输出功率越是集中在光纤光栅的相移区的位置。由于在实际使用分布反馈光纤激光器时, 一般只用的是激光器的一端, 所以可以在制作相移分布反馈激光器时, 使相移区稍偏离中心位置而靠近输出端, 这样可以提高激光器的输出功率。但也可以从图 2.8 中看出, 若相移区偏离中心位置一定距离后, 激光器的输出功率会迅速减小, 而且耦合常数的值越小, 这一距离就越小。

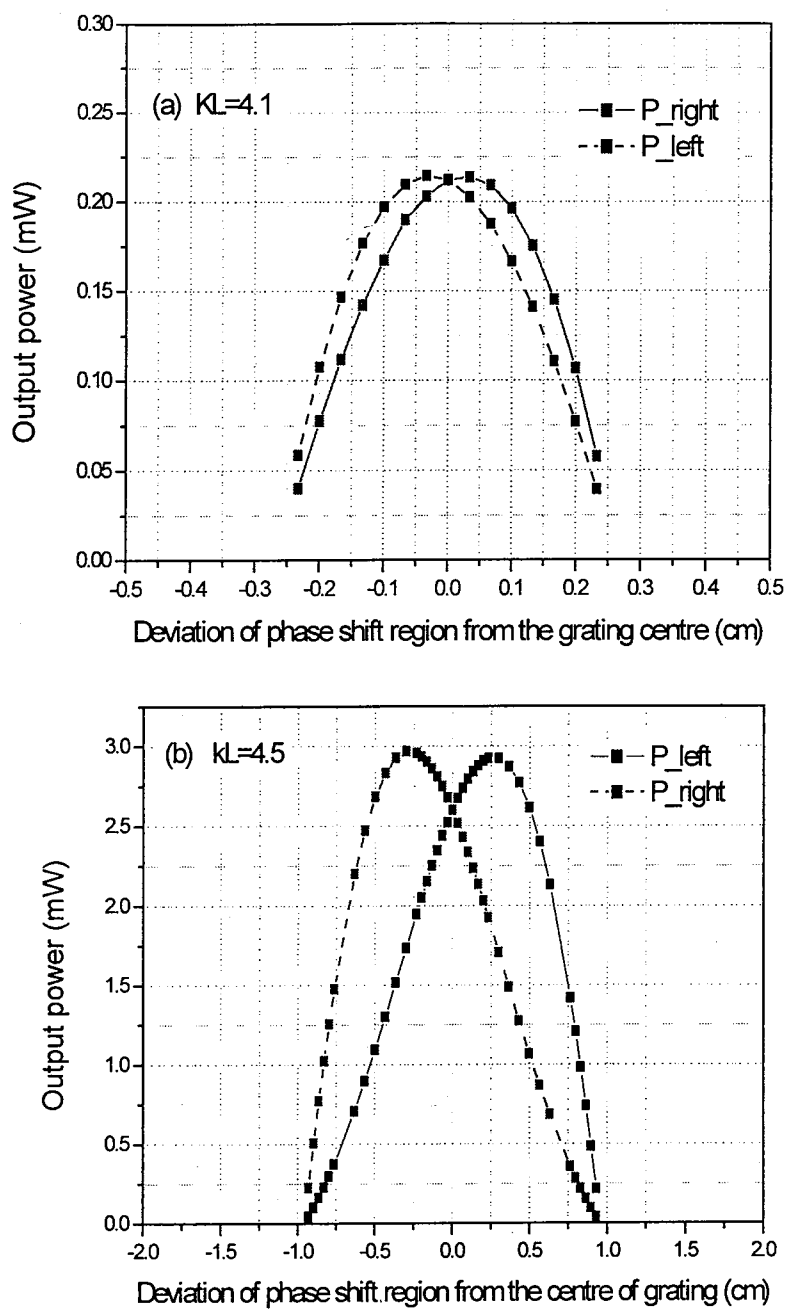


图 2.8: 光栅 π 相移位置与掺 Yb^{3+} DFB 激光器输出功率的关系.(a: $kL=4.1$; b: $kL=4.5$)

2.4 小结

本章首先推导了相移分布反馈激光器的数值模拟计算公式, 然后根据这些公式数值模拟了相移分布反馈激光器的增益阈值特性和输出特性。这些结果将为制作相移分布反馈激光器和了解相移分布反馈激光器的工作特性提供重要的参考依据。

在下面一章, 将介绍相移分布反馈光纤激光器的制作。

3 光纤相移分布反馈激光器的制作

3.1 光纤相移分布反馈激光器的几种制作方法简介

制作光纤相移分布反馈激光器的方法有很多种，比如直接利用 $\lambda/4$ 相位板，但是由于均匀相位板还可以制作其他类型的光纤光栅，而我们不是批量生产，为了节省成本，故采用均匀分布的相位板来制作光纤相移分布反馈激光器。利用均匀分布的相位板来制作相移光纤光栅，通常来说，有三种方法：两段曝光法，遮挡法和两次曝光法，下面对这三种方法做简单介绍。

3.1.1 两段曝光法

分两段曝光法是先制作一段光纤光栅，然后移动相位板或者移动光纤，再制作另外一段光纤光栅，在两段光纤光栅之间空出一段，使其没有受到紫外曝光。从而使得光在光纤光栅中传输时相位的变化有一个突变，而得到相移光纤光栅。如图 3.1 所示。但是利用这种方法，制作起来还是比较麻烦的，而且成功率也不高。

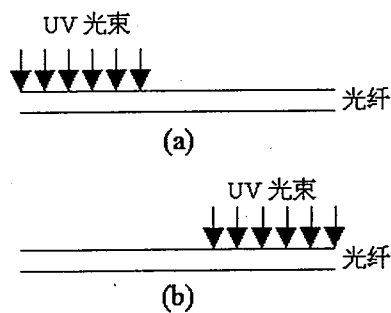


图 3.1: 移动相位板或者光纤制作相移分布反馈激光器的示意图，(a) 先对光纤进行一段曝光，(b) 然后对另外一段光纤曝光，两段光纤中间空出一段不进行曝光。

常采用的制作相移分布反馈激光器的方法是遮挡法和两次曝光法，下面将做重点介绍。

3.1.2 遮挡法及其产生相移的物理机制

遮挡法即：在制作光纤光栅时，遮挡住照射光纤光栅的紫外光的一部分，使在整个一段光纤受到紫外曝光的同时，有一小部分光纤并未受到紫外光致折射率调制。由于遮挡法是在制作光纤光栅的同时就可得到相移光纤分布反馈激光器，所以它属于一次性制作。如图 3.2 所示。

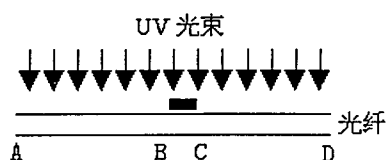


图 3.2: 遮挡法制作光纤相移分布反馈激光器的示意图。在对光纤进行曝光时，一部分光路被挡住，使其不能照射到光纤上。

把整个光纤分成 $N=3$ 段， $L = \sum_{j=1}^N \delta l_j = L_1 + L_2 + L_3$ ，中间一部分为相移区，两边可视为耦合常数相同的两段光栅。 L_1 为 AB 段的光纤光栅的长度， L_2 为光纤光栅的相移区 BC 段的长度， L_3 为 CD 段的光纤光栅的长度。

光纤光栅的三段之间相接处的相位可表示为 $\phi_j = \phi_{j-1} + 2\beta_B n_{eff}^{j-1} \delta l_{j-1}$ 。对于利用遮挡法来制作的光纤光栅，中间一段由于没有受到紫外光的照射，从而没有发生折射率的干涉调制，因此它的有效折射率不变，为 $n_{eff}^{BC} = n_{eff}$ ，耦合常数为 $k_2 = 0$ 。这里， n_{eff} 为光纤在未受到紫外光照射时的平均有效折射率。相移区两侧的光纤受到经过相位板的紫外光的照射，折射率受到的干涉调制可以表示为

$$n(z) = n_{eff} + (\delta n) \sin^2\left(\frac{\pi z}{\Lambda}\right), \quad (3.1)$$

δn 为在制作光纤光栅的过程中，由于 UV 光的照射所引起的光纤光栅折射率的调制幅度。对该式求积分，可得到平均有效折射率为

$$n_{eff}^{AB} = n_{eff}^{CD} = N_{eff} = n_{eff} + \delta n / 2, \quad (3.2)$$

同理，光栅的耦合系数为

$$k_1 = k_3 = \pi \delta n / \lambda_B = \pi \delta n / (n_{eff} + \delta n / 2) \Lambda \quad (3.3)$$

如图 3.2 所示, 用遮挡法制作光纤光栅后

$$\begin{aligned} \Phi_B &= \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot (n_{eff} + \delta n / 2) = \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot N_{eff} \\ \Phi_C &= \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot (n_{eff} + \delta n / 2) + 2 \cdot \beta_B \cdot L_2 \cdot n_{eff} \\ &= \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot N_{eff} + 2 \cdot \beta_B \cdot L_2 \cdot N_{eff} - 2 \cdot \beta_B \cdot L_2 \cdot \delta n / 2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

这里, β_B 为 Bragg 波长 λ_B 的传播常数。因此, 光纤光栅的相移量可以表示为

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= 2 \beta_B L_2 \cdot \delta n / 2 = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_B} \cdot L_2 \cdot \delta n / 2 = \frac{4\pi}{(n_{eff} + \delta n / 2) \Lambda} \cdot L_2 \cdot \delta n / 2 \\ &= \frac{2 \cdot \delta n \cdot L_2}{(n_{eff} + \delta n / 2) \Lambda} \cdot \pi \\ &= 2m\pi + x \cdot \pi \end{aligned} \quad (3.5)$$

这里, m 为一整数, x 为 $0 \leq x \leq 2$ 的一个实数。则相移量

$$x \cdot \pi = \left(\frac{\delta n L_2}{(n_{eff} + \delta n / 2) \Lambda} - 2m \right) \cdot \pi \quad (3.6)$$

所以用遮挡法制作相移光纤光栅, 相移的大小主要是由相移区两边的光致折射率的变化和相移区的长度所决定的。

在实际制作光纤时, 一般来说, 根据需要, 光纤光栅的反射率 R_{max} (或者是光纤光栅的调制深度 kL , $R_{max} = \tanh^2(kL)$ 。) 是所要求的主要参数, 由于

$k = \frac{\pi \delta n}{\lambda_B}$, 因而光栅的光致折射率的调制深度 δn 也是已知的, 这样要得到所需要的

的相移, 相移区的长度就成了关键性的参数。也就是说, 只要相移区的长度一定了, 光纤光栅的调制深度一定了, 其相移量也就决定了。

3.1.3 两次曝光法及其产生相移的物理机制

两次曝光法是指先制作均匀光纤光栅, 然后在光纤光栅的某一部位进行集中曝光, 而使得光纤光栅的这一部位的折射率高于其他部分的折射率, 当光在光纤光栅中传输时, 相位的变化不再是连续的, 从而得到相移分布反馈激光器。如图 3.3 所示。

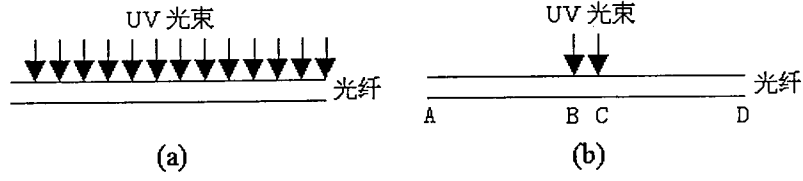


图 3.3: 两次曝光法制作光纤相移分布反馈激光器的示意图, (a) 先对光纤进行紫外均匀曝光, (b) 然后对均匀光纤光栅的某一部位进行集中曝光。

假设 AD 为所制作的光纤光栅, BC 段为光纤光栅的相移区, 对于均匀光纤光栅, B、C 两点的相移差为

$$\Phi_C - \Phi_B = 2\beta_B n_{eff} L_2 \quad (3.7)$$

对于相移光纤光栅, 相移区的相移量为

$$\Delta\Phi_{CB} = \Phi_C - \Phi_B - 2\beta_B n_{eff} L_2 \quad (3.8)$$

- (1) 首先是第一次曝光, 在光纤上制作均匀的光纤光栅, 整个光纤光栅 AD 的有效折射率比原来改变了 Δn_1 的量;
- (2) 接着对光纤光栅的中心区域 BC (L_2) 进行曝光, 二次曝光后, 相移区的折射率改变量为 Δn_2 。这时:

$$\begin{aligned} \Phi_B &= \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot (n_{eff} + \Delta n_1) \\ \Phi_C &= \Phi_A + 2 \cdot \beta_B \cdot L_1 \cdot (n_{eff} + \Delta n_1) + 2 \cdot \beta_B \cdot L_2 \cdot (n_{eff} + \Delta n_1 + \Delta n_2) \end{aligned} \quad (3.9)$$

因而

$$\Phi_C - \Phi_B = 2 \cdot \beta_B \cdot L_2 \cdot (n_{eff} + \Delta n_1 + \Delta n_2) \quad (3.10)$$

则光纤光栅所产生的相移为

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{CB} &= \Phi_C - \Phi_B - 2\beta_B (n_{eff} + \Delta n_1) L_2 \\ &= 2 \cdot \beta_B \cdot \Delta n_2 \cdot L_2 \\ &= 2 \cdot \frac{2\pi}{2 \cdot (n_{eff} + \Delta n_1) \cdot \Lambda} \cdot \Delta n_2 \cdot L_2 \\ &= \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{\Delta n_2}{n_{eff} + \Delta n_1} \cdot L_2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

在上面的公式中, 由于光致折射率的变化与光纤本来的折射率相比为小量, 因此可忽略不计, 所以影响相移量的值只有二次曝光所引起的折射率的变化和相

移区的长度这两个量。由于光纤的最大光致折射率变化 Δn 可以通过光敏性实验来测量, 因此可以根据此值来选择合适的相移区的长度 L_2 的范围, 再通过二次曝光来调节相移区的光致折射率 Δn_2 的变化来得到所需要的相移量。

从上面的分析来看, 无论是什么制作方法, 实际上产生相移的关键因素只有两个, 一是相移区的长度, 二是相移区与周边区域的有效折射率的差。

为了更好的制作相移分布反馈激光器, 下面先给出无源相移光纤光栅的制作情况。

3.2 无源相移光纤光栅的制作

3.2.1 相移光纤光栅的透射谱的模拟

在制作光纤相移分布反馈激光器时, 考虑到光纤的增益, 将制作的光纤光栅的长度定为 10cm。然而, 在制作的过程中, 很难见到相移光纤光栅的特征, 在此先讨论无源相移光纤光栅的特性。

把整个光纤分成 $N=3$ 段, $L = \sum_{j=1}^N \delta l_j = L_1 + L_2 + L_3$, 中间一部分为相移区, 两边可看为耦合常数相同的两段光栅。仍然利用在综述中提到的传输矩阵方程 (1.7) 式:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ E_B(-\frac{L}{2}) \end{pmatrix} = [F^3] \cdots [F^2][F^1] \begin{pmatrix} E_A(\frac{L}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

3.2.1.1 遮挡法制作相移光纤光栅时的光谱图的模拟

数值模拟利用遮挡法制作相移光纤光栅的光谱图的形成过程, 利用遮挡法制作相移光纤光栅的特征是, 随着 UV 曝光的增加, 光纤光栅的反射率和相移量的大小同时在改变。如图 3.4 所示, 所用的参数为: 光纤光栅的长度为 2mm, (a)

图所示为相移大于 π 的光纤光栅的光谱图 (折射率的调制深度为 1.7×10^{-4}), (b)

图为相移接近于 π 的光纤光栅的光谱图 (折射率的调制深度为 5.7×10^{-4}), (c)

图为相移小于 π 的光纤光栅的光谱图 (折射率的调制深度为 7.1×10^{-4})。由于折

射率调制幅度随曝光时间的增大而增大, 光纤光栅的反射率也随之增大; 光纤光栅的平均有效折射率随折射率调制幅度的增大而增大, 因而布拉格波长也随之向长波漂移。

在综述中, 已经采用传输矩阵法理论模拟了在不同的耦合强度 ($kL = 1, 2, 4, 5$) 下 (即在不同的反射率下), 长度为 2mm 的相移光纤光栅的光谱图, 如图 1.13 所示。可以看出, 随着光纤光栅的反射率的增大, 在反射阻带中的透射带的带宽越来越窄。经过估算, 当 $kL = 5$ 时, 5dB 的透射峰的带宽为 0.012nm。而我们所使用的光谱仪的精度为 0.05nm, 所以对于 0.012nm 的带宽, 光谱仪已经无法准确测量。经过估算, 对于 10cm 长的相移光纤光栅, 当 $kL=1$ 时, 带宽就已经只有 0.01nm。这就说明, 对于长度为 10cm 的相移光纤光栅, 很难用监控透射谱的方法来监控相移光纤光栅的形成。

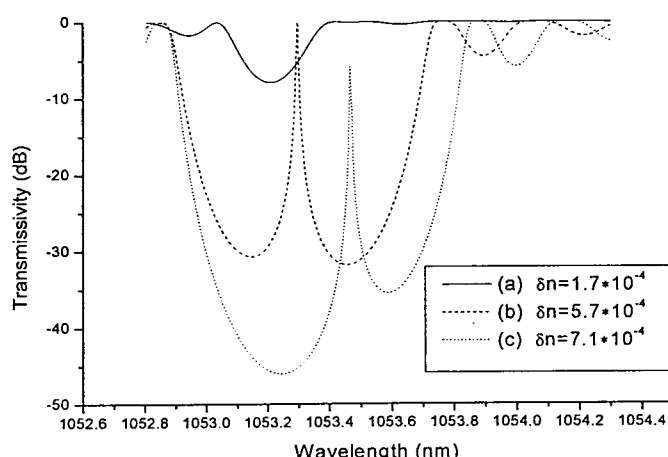


图 3.4 利用遮挡法制作相移光纤光栅时, 随着折射率调制的增大, 光纤光栅的透射谱的变化($L=2\text{mm}$)

3.2.1.2 两次曝光法制作相移光纤光栅时的光谱图的模拟

采用两次曝光法制作相移光纤光栅, 由于是先制作均匀分布的光纤光栅, 因而在制作相移之前, 光纤光栅的折射率调制, 或者光纤光栅的耦合常数已经确定了, 在对光纤光栅的相移区进行二次曝光时, 所改变的只是相移量的大小。因此数值模拟了在折射率调制一定的条件下, 相移量小于 π , 等于 π 和大于 π 时相移光纤光栅的反射谱, 如图 3.5 所示, 当相移量小于 π 时, 短波长边的反射率要大于长波长边的反射率, 当相移量大于 π 时, 恰好相反, 当相移量等于 π 时, 两侧对称分布, 但整个反射率会有所下降。这应该就是在采用二次曝光法制作相移光

纤光栅时，所能观察到的光纤光栅的透射谱的形成过程。

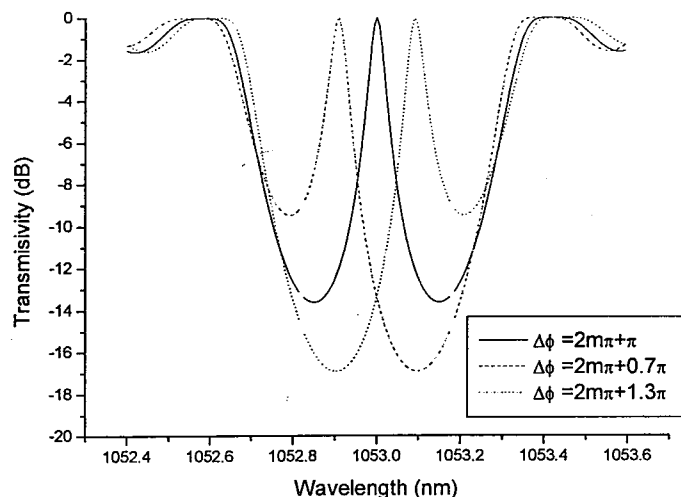


图 3.5 对于不同的相移量，光纤光栅的透射谱 ($kL=3$, $L=2\text{mm}$)

3.2.2 无源相移光纤光栅的制作及形成过程

利用遮挡法制作 2cm 长的无源光纤光栅来观察其透射谱，相移区在光纤光栅的中间部位，相移区的长度为 $600\text{ }\mu\text{m}$ 。图 3.6 所示为实验装置图。本文记录了相移光纤光栅的谱的形成的全过程。

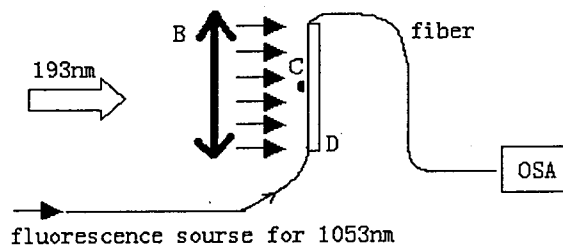


图 3.6 实验装置 (B: 准分子激光器扩束准直系统; C: 5mm 遮挡物; OSA: 光谱分析仪; D: 光纤夹具)

利用遮挡法制作相移光纤光栅的物理机制在上面一节中已经进行了论述。图 3.7 为在实验过程中, 所纪录的这一相移光纤光栅的光谱的变化过程。顺序为: A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K, L, M, N, O, P, Q, R, S, T, U, V, W。

图 3.7.A, B 为刚开始制作光纤光栅时, 所得到的光纤光栅的透射谱, 结合前面的相移光纤光栅的模拟图, 可以从图中看出, 图 3.7.A 和 B 近似为达到 π 相移的光纤光栅, 这时相移光纤光栅中透射谱中的反射带的反射率可达到 100%。继续对光纤光栅曝光, 如图 3.7.C 所示, 光纤光栅的透射谱开始出现不对称, 这说明光纤光栅的相移量在增加。同时, 光纤光栅的反射率也在增加, 光纤光栅的中心波长也在向长波漂移, 说明光纤光栅的有效折射率在增加。这时, 光纤光栅的最大反射率已经从初始的 0.08dB 增加到 0.36dB。

随着对光纤光栅的继续曝光, 光纤光栅的反射率继续增加, 光纤光栅的透射谱愈来愈不对称, 长波长一侧的透射峰开始高于短波长一侧的透射峰。如图 3.7.D, E, F 所示。这时, 光纤光栅的最大反射率为 2.58dB。

继续对光纤光栅曝光, 发现短波长一侧的透射峰的峰值增长的速度比长波长一侧的透射峰的峰值增长的速度快, 光纤光栅的谱开始接近对称, 说明这时光纤光栅的相移量再一次接近 π 相移。如图 3.7.H, I, J 所示。

为了观察在相移光纤光栅的制作过程中, 到底会有什么现象发生, 我们继续对该光栅进行曝光。

如图 3.7.J, K, L, 这时光纤光栅的透射谱又开始呈现不对称状态。短波长一侧的透射峰明显低于长波长一侧的透射峰。而且随着曝光量的增加, 这种不对称也越来越明显。

继续对光纤光栅曝光, 又重复同 3.7.G, H, I 的状态, 如图 3.7.M、N 所示, 这时光纤光栅基本处与比较对称的状态, 说明光纤光栅再一次达到 π 相移。

继续对光纤光栅曝光, 光纤光栅的对称性开始出现同前面相反的状态, 短波长一侧的透射峰开始高于长波长一侧的透射峰。如图 3.7.O、P、Q、R、S、T 所示, 而且中间的凹陷越来越小。

对于这一现象, 有一种解释是, 当光纤光栅的相移区不位于光纤光栅的中央位置时, 相移光纤光栅的透射谱中央的凹陷会随着相移区偏离中心的位置而变得越来越小。但是, 由于开始时, 光纤光栅的透射谱的特征并不是这样, 这一点应该可以排除。从前面的数值模拟结果得出, 光纤光栅的反射谱中央的透射谱的带宽会随着耦合常数的增大而减小。而监控仪器光谱仪的分辨率为 0.05nm, 因此, 光谱仪可能已经无法精确扫描相移光纤光栅的透射谱。

光纤光栅的中心的凹陷越来越小, 最后终于消失。而光纤光栅的带宽则越来越宽, 这一实验结果和理论是符合的, 也就是说, 当光纤光栅为强耦合光栅时, 光纤光栅的带宽只和耦合常数相关, 即光纤光栅的带宽随着耦合常数的增大而增加。

光纤光栅的中心波长已经从初始的 1053.1nm 增加到 1054.2nm。而光纤光栅的反射率也从初始的 0.08dB 增加到 27dB。光纤光栅的有效折射率增加了 1.5×10^{-3} 。继续曝光，光纤光栅的反射带宽继续增加，而中心波长继续向长波漂移，这就是利用遮挡法时，无源相移光纤光栅的整个制作和形成过程。

这就说明，随着 UV 的曝光，光纤光栅的反射率越来越高，而反射阻带中的透射带的带宽随着反射率的增大而减小，使得光谱仪无法测量到。所以在制作光纤相移分布反馈激光器的时候，我决定采用直接监控激光输出的办法来监控它的形成。

另外，在制作相移分布反馈激光器的过程中，我发现，为了制作输出特性比较好的激光器，紫外光致光纤损耗是必须要考虑的一个因素。

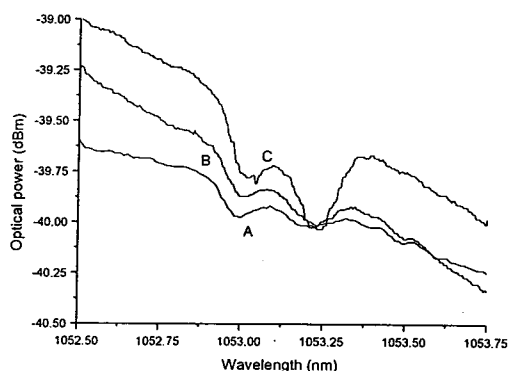


图 3.7.1

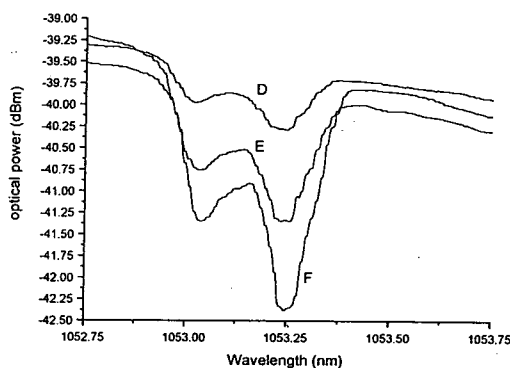


图 3.7.2

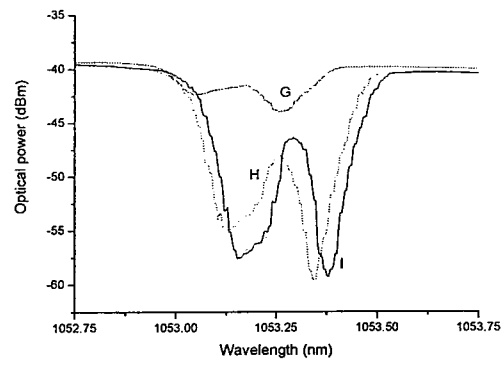


图 3.7.3

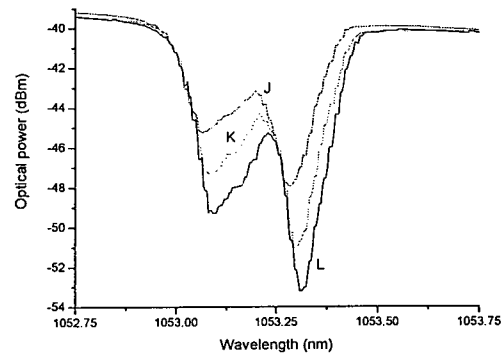


图 3.7.4

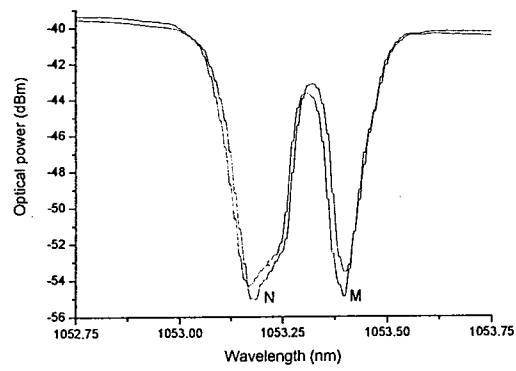


图 3.7.5

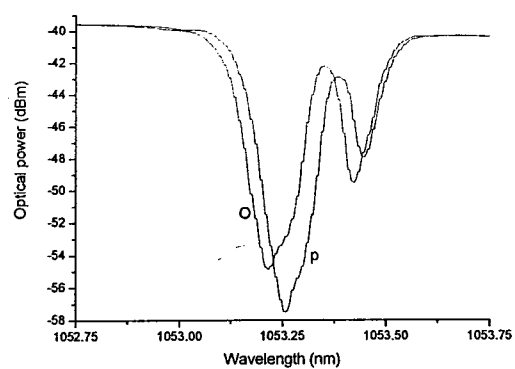


图 3.7.6

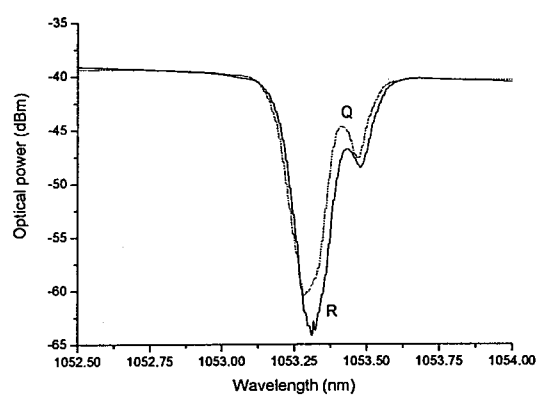


图 3.7.7

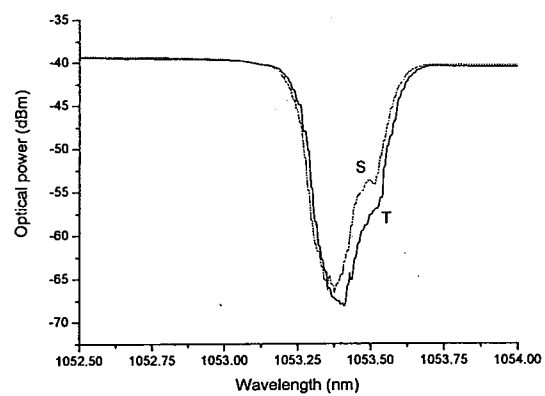


图 3.7.8

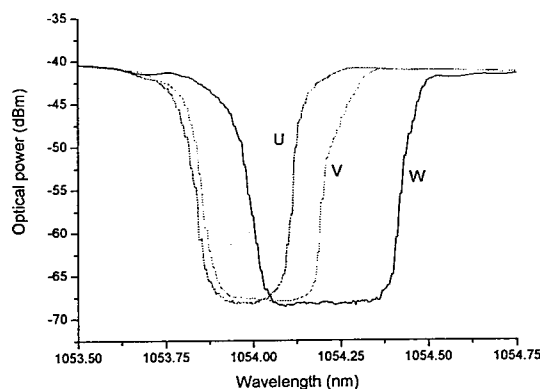


图 3.7.9

图 3.7: 采用遮挡法制作无源相移光纤光栅的过程中, 光纤光栅的透射谱, 按谱形成的先后顺序, 为 A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K, L, M, N, O, P, Q, R, S, T, U, V, W。

3.3 紫外光致光纤损耗对 Yb^{3+} 石英光纤分布反馈激光器的影响

3.3.1 引言

光纤相移分布反馈激光器的制作是在有源光纤上面利用紫外光刻写相移光纤光栅而形成的。本实验室所采用的光纤是掺铈的 Yb^{3+} 石英光纤, 紫外光的波长为 193nm, 由于光纤对 193nm 的光敏性不够, 故采用在常温下载氢的方法来增加光敏性。

在上一章中, 从理论上分析了相移分布反馈激光器的输出特性, 得出了相移分布反馈激光器的输出功率是随着光纤光栅的耦合常数的增加而增大的。但是, 在制作激光器的过程中发现, 事实上, 为了得到最大的单纵模输出功率, 有一个最佳的耦合常数。除此之外, 还发现, 对于已经制作好的光纤相移分布反馈激光器, 在对其放置一段时间, 或者对其进行高温退火后, 在相同的抽运水平下, 激光器的输出功率会有所增大, 阈值会有所下降。

文献[113,114]指出, 氢载光纤会增加光纤内部的损耗, 但随着氢从光纤中逸出, 光纤的损耗会减小, 但载氢光纤经 UV 曝光后, 会在光纤中形成永久性损耗。本人在实验中测试了 UV 曝光所致的光纤损耗。

3.3.2 紫外光 (193nm) 致光纤损耗

在实验中, 在对掺 Yb³⁺ 光纤进行紫外曝光的同时, 用 980nm 的半导体激光器泵浦这一段 Yb³⁺ 光纤, 众所周知, 这时, Yb³⁺ 光纤会发出很漂亮的绿色荧光, 这就是光纤的上转换现象。但是在实验中发现, 随着紫外曝光光纤时间的增加, 发出绿色荧光的光纤越来越短。由于其他的条件都没有变, 变化的因素只有紫外光对光纤的曝光在增加, 所以, 这是不是由于存在紫外光致光纤损耗, 而且这种损耗在增大的缘故呢: 由于光纤损耗的增大, 而使得同样的泵浦功率只能使更小部分的光纤所充分吸收?

另外, 对于激光器来讲, 腔内的损耗对激光器有很大的影响, 有很多文献也讨论了紫外光致光纤损耗。因此, 在制作过程中, 为了优化光纤相移分布反馈激光器的输出特性, 测量了紫外光致的光纤损耗。本实验室所用的光纤为武汉邮电科学院制作的无源光纤。实验装置如图 3.6 所示, 曝光的光纤的长度为 10 厘米, 在对光纤曝光时, 紫外光没有经过相位板, 而是直接均匀照射在光纤上。在对光纤未曝光前, 先记录了荧光经过光纤的光谱图, 然后在对光纤进行曝光的时候, 继续监控荧光经过光纤的光谱图。如图 3.8 所示, 为在实验中, 在不同的曝光时间后, 记录下来的光纤的损耗。

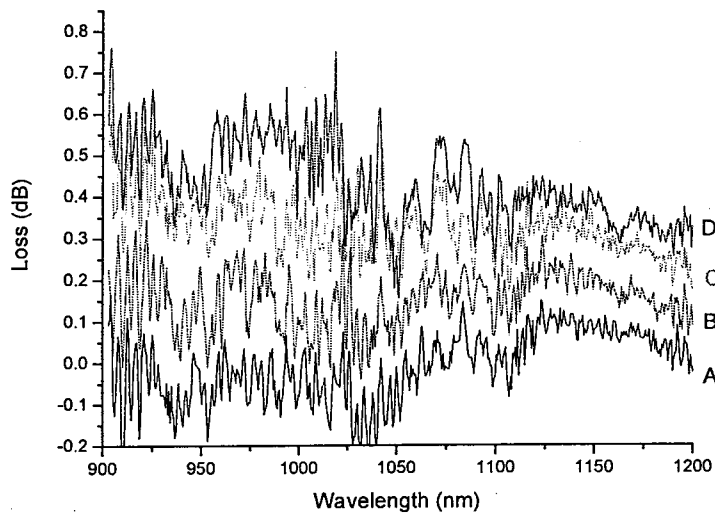


图 3.8: 在实验中所测得的紫外光致光纤损耗, 随着曝光时间的增加, 所测得的光纤损耗的序列为: A,B,C,D.

如图 3.8 所示, 图 A 为 193nm 的紫外光能量为 12mJ, 重复频率为 5Hz, 曝

光 3 分钟之后所测得的光损耗，这时还不能准确对光纤损耗做一个判定。

而接着对光纤进行曝光时，光纤的损耗就逐渐显现了出来。

图 B 为 193nm 的光能量为 14mJ，重复频率为 5Hz，继续曝光 26 分钟之后所测得的光损耗，可以看出，这时的平均光损耗已经达到 0.2dB 左右。

图 C 所示为 193nm 的光能量为 30mJ，重复频率为 3Hz，又曝光 1 小时之后所测得的光损耗，这时的平均损耗已达到 0.4dB。

图 D 所示为在上述条件下又曝光 1 小时后，所测得的光损耗，这时的平均损耗大约在 0.5dB 左右，这时，再继续对光纤进行曝光，光纤损耗的增大的幅度不大，可以理解为光纤对紫外光的吸收已经接近于饱和。

从上面的实验结果看，紫外光致损耗的确是存在的，那么这个损耗对相移分布反馈光纤激光器的影响有多大呢，本文将从理论上进行数值模拟和分析。

3.3.3 光纤损耗对光纤分布反馈激光器输出特性的影响

由于在前面一章的分析中，没有考虑到光纤内部的损耗和紫外光致光纤损耗，因此本节将在理论上做一改进。首先，考虑到光纤的衰减后，抽运功率沿光纤的纵向分布可以用下式表示：

$$\frac{dPp(z)}{dz} = (\sigma_{ep}N_2 - \sigma_{ap}N_1 - \alpha_L - \alpha_{fl})Pp(z) \quad (3.13)$$

其中， α_{fl} 就表示光纤内部的损耗。

光纤单位长度的净增益可表示为 $g_g = g - \alpha_{fl}$ 。为方便起见，假设光纤内部损耗的大小对抽运光和信号光是一样的。

计算中所用的 Yb³⁺ 光纤参数如表格 2.1 中所示，这时所用的抽运光的光功率为 50mW。

对于普通的单模光纤，光纤内部损耗一般为 0.0002—0.0004dB/m，而载氢后的无源光纤经 UV 光照射后，最大损耗为 5dB/m（即前面实验所测得的 0.5dB/10cm）左右。考虑到制作光纤相移分布反馈激光器时，不需要对光纤进行那么大量的曝光，因此，本论文计算了光纤内部损耗的范围为 2dB/m 到 0.0001dB/m 时，它对光纤分布反馈激光器输出功率的影响。光纤分布反馈激光器的耦合常数分别为 4.5, 6, 8, 10。如图 3.9 所示：

从图 3.9 可以看出，随着光纤内部损耗的增大，激光器的输出功率呈减小趋势，耦合常数越大，损耗对激光器输出的影响就越大。

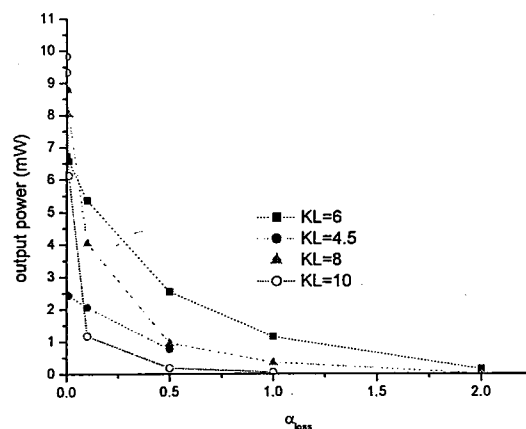


图 3.9 在不同的耦合常数下，随着光纤损耗的增大，相移分布反馈激光器输出功率的变化。

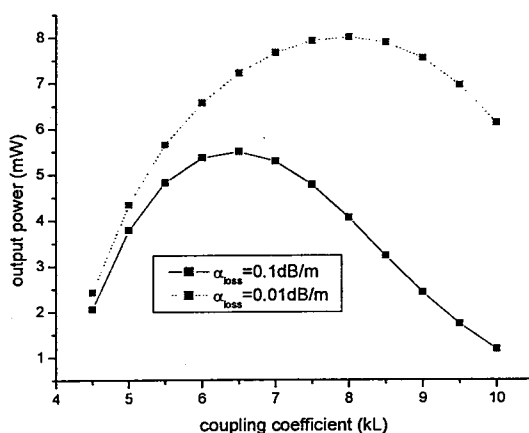


图 3.10 对不同的损耗，输出功率随耦合常数的变化。

图 3.10 为在相同的损耗系数下，光纤分布反馈激光器的输出特性随耦合常数的变化。可以看出，在考虑光纤内部损耗的情况下，激光器的输出功率并非随着耦合常数的增大而增大，而是有一个最佳值，内部损耗越大，对应最大输出功率的耦合常数就越小。

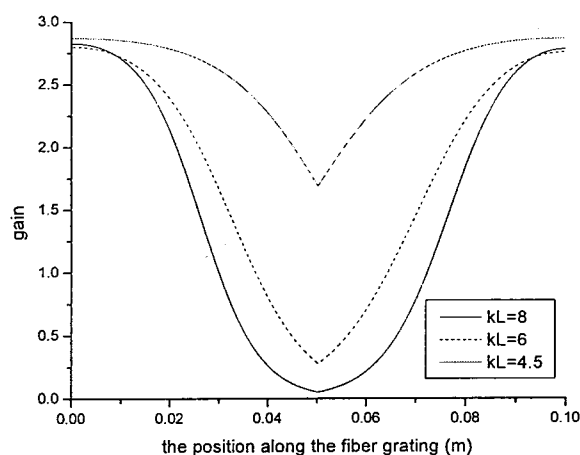


图 3.11 对于不同的耦合常数，光纤光栅内部的增益分布。

为了了解为什么光纤内部损耗对耦合常数比较大的光纤分布反馈激光器的影响更大，计算了当光纤内部损耗为 0.1dB/m ，耦合常数分别为 4.5, 6, 8 时激光增益在光纤光栅中的分布情况，如图 3.11 所示。从图 3.11 可以看出，耦合常数越大，增益下降速度就越快，越靠近光纤光栅的中间部位，增益饱和就越明显。这是由于对于相移分布反馈激光器，信号光集中在光纤光栅的相移区，信号光越强，消耗的反转粒子数就越多，因而相应的增益就越小。增益越小，激光受光纤内部损耗的影响就越大。

下面将论述在制作相移分布反馈光纤激光器的过程中遇到的实验现象。

3.3.4 实验现象

利用遮挡法制作光纤相移分布反馈激光器，同时监控相移光纤光栅的透射谱和输出激光情况。实验所用的掺 Yb^{3+} 光纤是武汉邮电科学研究院研制的。光纤参数如表格 2.1 中所示。光纤在 100atm 的氢气瓶中载氢 30 天。

实验现象一：采用遮挡法在 45 厘米长的 Yb^{3+} 光纤的中间制作 10 厘米长的光纤分布反馈激光器，相移区的距离长 1cm ，所制作的有源光纤光栅的反射率为 28.2dB ，中心波长为 1053.184nm 。刚刚制作后，在 120mW 的泵浦光抽运的情况下，激光器未出激光。将该光纤光栅在 150°C 的高温下退火三小时后，激光器在相同的泵浦功率下，输出功率可达 $317\mu\text{W}$ 。

实验现象二：同样采用遮挡法在 35 厘米长的 Yb^{3+} 光纤的中间制作 10 厘米长

的光纤分布反馈激光器, 相移区的距离长 $800\ \mu\text{m}$ 。所制作的有源光纤光栅的反射率为 27.88dB, 中心波长为 1053.208nm。在刚刚制作后, 在 120mW 的泵浦光抽运的情况下, 激光器未出激光。而将该光纤光栅在常温下放置 15 天后, 在相同的泵浦功率下, 激光器输出 $74\ \mu\text{W}$ 。

上述两种现象, 本人认为是因为氢载处理的光纤的内部损耗会增大, 没有参加反应的氢气在经过一段时间后, 或者在高温下会重新逸出光纤, 而使得光纤的损耗减小, 从而使光纤激光器的阈值降低的缘故。

实验现象三: 对经过载氢的 Yb³⁺光纤通过相位板进行 UV 曝光, Yb³⁺光纤的长度为 40cm, 准备制作的光纤光栅的长度为 10cm, 在光纤光栅的中央位置遮挡 1cm, 使紫外光不能曝光到这一部分。本人发现, 激光器的输出并不是如第二章理论中所讨论的那样, 随着耦合常数的增大而增大。

具体实验过程如下所述:

当光纤光栅的反射率达到 17.2dB (即: $R=98.09\%$) 时, 激光器出激光, 激光波长位于光纤光栅的布拉格波长 1053.04nm 处, 激光峰值功率水平在光谱仪上测为 -38.4dBm。继续曝光, 激光输出功率逐渐减小。这时, 激光的峰值为 -51.94dBm, 相比前面刚出激光时, 已经减小了 13.5dB。继续对光纤光栅曝光, 激光消失。仍然继续曝光, 当光纤光栅的布拉格波长为 1053.232nm 时, 激光器再次出激光, 但激光功率水平小于第一次出现激光时的功率水平。接着, 激光器又在准分子激光器对光纤光栅的曝光过程中, 出现几次激光, 然后又消失。甚至出现过双波长 1053.384nm 和 1053.456nm。在此之后再次出现激光时, 激光的波长为 1053.432nm。激光器的输出功率远远小于前几次出激光时的功率水平。

对于以上实验现象, 本人认为这是由于当光纤光栅的相移第一次接近或达到 $\lambda/4$ 时, 基模达到阈值增益, 输出激光, 这时对应的耦合常数为 2.6686, 继续曝光, 激光器的输出减小直至消失, 是因为相移逐渐偏离 $\lambda/4$, 使得激光器的阈值增益增大, 以至不能振荡, 直到再次达到 $\lambda/4$ 相移, 这时激光器的输出没有第一次达到 $\lambda/4$ 时的输出大, 这一现象并非如我们上一章理论上模拟的随耦合常数的增大, 激光器的输出会增大。根据前面的理论分析, 如图 3.10 所示, 本人认为这是因为随着 UV 曝光的增大, 光纤光栅的损耗也继续增大, 损耗越大, 对大的耦合常数的激光器的影响也就更大, 从而反而使激光器的输出有所减小。

继续曝光, 光纤光栅的耦合常数继续增大, 激光器的增益阈值继续减小, 同时光纤光栅的相移量也在发生变化。从实验结果来看, 光纤分布反馈激光器有一次出激光时, 激光器输出的是双波长的激光。激光的波长分别为 1053.384nm 和 1053.456nm。当激光器再次出激光时, 激光的峰值波长为 1053.432nm。其峰值又小于前几次所输出的激光的峰值功率。考虑到光纤的有效折射率一直随着

UV 曝光的增加而增加, 本人认为激光器输出的双波长激光, 是均匀分布反馈激光器的两个基模。这也说明, 均匀分布反馈激光器的增益阈值远远大于相移分布反馈激光器的增益阈值。

起初, 也曾考虑过是否是相移分布反馈激光器的两个高阶模, 基模由于增益饱和与光纤内部损耗的影响, 基模的输出功率受到钳制, 这时, 高阶模可以消耗基模未消耗完的反转粒子数而达到增益阈值和基模同时振荡。但是, 由于继续对光纤光栅曝光, 激光器又输出了单波长激光, 考虑到光纤光栅的有效折射率的增加, 该波长位于前两个波长的中间。因此本人认为双波长激光为均匀分布反馈激光器的两个基模。

从以上的实验, 得出结论: 光纤内部损耗越大, 激光器的输出功率就越小, 由于增益饱和效应, 光纤内部损耗对耦合常数大的光纤分布反馈激光器影响会更大。因此, 激光器的输出功率并非随着耦合常数的增大而增大, 当耦合常数增大到一定值时, 激光器的输出功率反而会下降, 因此为了得到最大的输出功率, 激光器的耦合常数有一个最佳值。

实际上, 从实验结果来看, 对于本实验室所使用的光纤, 当光纤相移分布反馈激光器第一次出激光时所对应的光纤光栅的耦合常数, 就是最佳值。

3.4 采用遮挡法制做 Yb^{3+} 石英光纤分布反馈激光器

下面将采用遮挡法来制作光纤相移分布反馈激光器。准分子激光器出射的 193nm 的光通过准直扩束系统, 经过相位板, 照射在 10cm 掺 Yb^{3+} 光纤上, 光纤紧贴相位板。掺 Yb^{3+} 光纤共长 45cm, 在 10cm 的光纤的中间, 遮挡 0.25cm—1cm。由于紫外光致光纤损耗对分布反馈激光器的影响, 并不是随着光纤耦合强度的增大, 而可以得到更高的单模输出功率。因此, 对每一个激光器来讲, 都有一个最佳的光纤光栅耦合强度。

3.4.1 相移区长度的选择

在前面第二章的理论分析中, 得出结论: 相移区的长度越长, 激光器的增益阈值越大。为了选择合适的相移区长度, 本文总结了一些实验结果。如表格 3.1 所示。相移区的长度分别为 1cm, 0.5cm 和 0.25cm。虽然由于实验条件的限制, 数据不是足够多, 但还是从表格中看出, 随着相移区距离的增大, 激光器的增益阈值也在增大。这和第二章中所得到的结果是一致的。因此, 为了得到比较低的激光器的增益阈值, 可以适当的减小相移区的长度。

表格 3.1 掺 Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的增益阈值与相移区长度的关系的一些实验数据

光纤 光栅 编号	泵浦 功率 (m W)	相 移 区 长 度 (cm)	阈 值 反 射 率(dB)	阈 值 耦 合 常 数 (KL)	初 始 波 长(nm)	纪录初始波长 时的 反 射 率 (dB)	激 光 波 长 (nm)
1	120	0.25	6.24	1.346	1052.75	0.92	1052.768
2	120	0.25	10.48	1.8765	1052.66	0.84	1052.692
3	120	0.5	15.12	2.4261	未纪录	未纪录	1053.048
4	120	0.5	15.2	2.4355	1052.796	7.04	1052.828
5	120	1	17.28	2.6779	1053.012	<1	1053.4
6	120	1	17.4	2.6918	1053.08	未纪录	1053.152
7	120	1	17.2	2.6686	1052.996	2.2	1053.04

3.4.2 监控手段

在紫外光照射光纤的同时，有两种方法可以用来监控光纤相移分布反馈激光器的形成。一种是采用荧光源输出的荧光通过所制作的光纤光栅，在光谱仪上观察其透射谱，如图 3.12 所示；另外一种是用 980nm 的半导体激光器通过波分复用器抽运掺 Yb^{3+} 光纤，抽运光的输出功率设为 90mW。在正向输出端和反向输出端¹都加了隔离器，以防端面反射。正向输出接入光谱仪来监控激光的波长，反向输出经过固定 F-P 干涉仪，通过监视仪器来观测激光的模式情况。

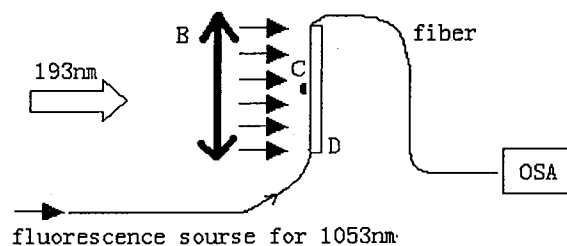


Fig.3.12 制作相移分布反馈激光器的监控装置 (B: 紫外激光的准直扩束系统; C: 5mm 遮光物; D: 光纤夹具 ISO: 1053nm 的隔离器; WDM: 波分复用器; OSA: 光谱分析仪)

¹ 正向输出和反向输出是相对于抽运光的方向而言，激光输出的方向同抽运光的方向一致时，我们称之为正向输出，二者方向相反时，我们称之为反向输出。

3.4.3 制作过程

直接采用准分子激光出射的 193nm 的光来曝光光纤，制作光纤光栅。

- (1) 当准分子激光器刚刚开始对掺杂光纤进行曝光时，采用荧光源来监控光纤光栅的形成。光纤光栅的透射率达到 0.64dB 时，其布拉格波长为 1052.576nm。将其认为是光纤光栅的初始波长。由布拉格波长公式 $\lambda_B = n_{eff} \Lambda$ ，可以推算出光纤的初始有效折射率为 1.453834。
- (2) 当光纤光栅的透射率达到一定的值时，开始采用直接监控激光器的输出特性。在经过一段时间的曝光后，光纤光栅的正向输出端开始出现激光，同一时刻，在光纤光栅的反向输出端开始出现干涉环，而且只有一套干涉环，这说明此时激光为单模输出。
- (3) 再经过一段时间的曝光后，出现第二套环。用检偏棱镜来检验，旋转棱镜，首先得到内环模，外环模消失；接着继续旋转棱镜 90 度后，内环模消失，外环模得到最亮输出。这说明这两套干涉环为两个相互垂直的偏振模。
- (4) 继续曝光光纤，直到所测的激光功率最大，当光功率开始减小或者干涉环的亮度减小时，停止曝光。
- (5) 用光谱仪测量，激光输出的波长为 1052.612nm。如下图 3.13 所示。根据固定 F-P 的参数，可以计算出两个偏振模的间隔为 2×10^{-3} nm，光纤光栅的双折射为 2.76×10^{-6} 。

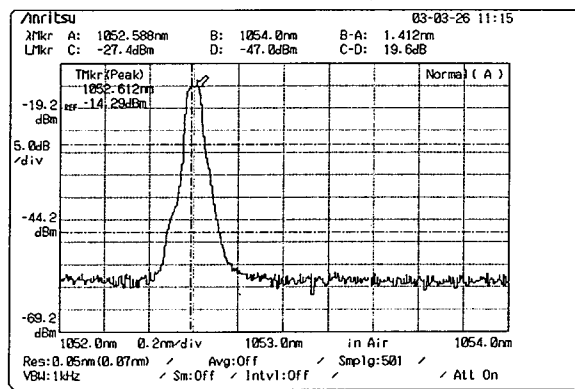


图 3.13 激光器的输出光谱图。峰值波长为 1052.612nm。

- (6) 再用图 3.12 所示的装置测光纤光栅的透射谱, 得到光纤光栅的透射率为 8.72dB, 布拉格波长为 1052.612nm, 如下图 3.14 所示。

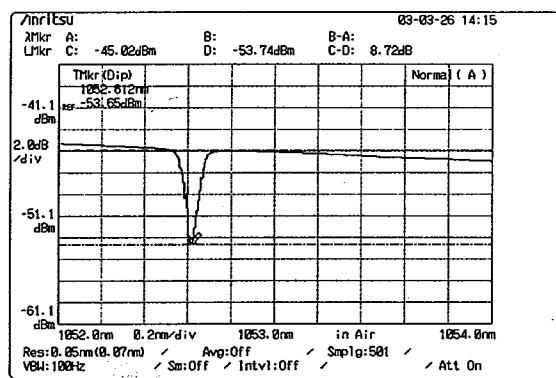


图 3.14: 光纤光栅的透射谱, 其反射率为 8.72dB。

相移分布反馈光纤激光器的输出为双偏振输出, 这是由于采用的 Yb^{3+} 光纤为低双折射光纤, 因此对应于同一纵模的两个偏振模的增益阈值相差很小的缘故。

用光纤功率计测试该光纤激光器的功率输出特性, 实验装置图如图 3.16 所示, 输出功率特性图如图 3.15 所示。当抽运功率为 50mW 时, 激光器的输出功率为 4.37mW。

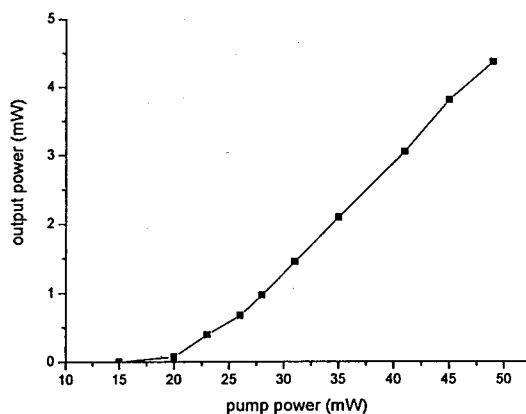


Fig.3.15 采用国产 Yb^{3+} 光纤, 所得到的光纤相移分布反馈激光器的输出功率特性。

用这种遮挡法作了多只光纤相移分布反馈激光器后，发现，不同的激光器，所达到增益阈值和得到最佳输出所相应的耦合常数是不同的。

3.4.4 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的偏振特性

采用遮挡法用高掺杂浓度的光纤制作了相移分布反馈激光器。整段光纤长 70 厘米，光纤光栅的相移区长 5mm。先采用荧光源监控光纤光栅的形成，当光纤光栅的透射率达到一定的值时，直接监控相移分布反馈激光器的输出特性。这时，从光谱仪上观察到，激光器的峰值输出功率已达到 1dBm。

这时，对光纤光栅停止曝光，对其放置了一段时间后，发现激光器的峰值输出功率达到 3dBm。这说明紫外光致损耗随着没有参加反应的氢气的溢出而有所减小，从而使得激光器的输出增大。

用固定 F-P 测量，发现这时的干涉环有三套，两套非常清晰，而且靠的很近。另外一套若隐若现。

接下来采用激光器的装置，如下图 3.16 所示：

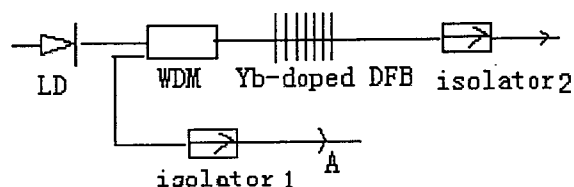


图 3.16 ：激光器的实验装置

然后对光纤光栅继续曝光，同时观察激光的输出模式情况，当观察到激光输出为单模时，停止曝光，但是一段时间后，激光器又恢复为双模输出。当激光器的输出呈稳定状态后，测试激光器的输出偏振情况。所用泵浦源 980nm 的半导体激光器的最大输出功率为 180mW。

测试激光器的输出偏振特性，如表格 3.2 所示，在低的泵浦功率时，所测得的激光器的偏振度低是因为测量的精度问题，当泵浦功率为 80mW 和 90mW 时，所测得的激光器的偏振度都大于 20dB。而继续增加激光器的泵浦功率，激光器的偏振度明显下降，这说明另外一个偏振模也起振了。这说明光纤光栅具有一定的双折射特性，而使得两个偏振模的增益阈值有一定的差异，从而，当激光器的泵浦功率低时，只有一个偏振模达到增益阈值，因此这时激光器为单偏振输出。而随着泵浦功率的增加，另外一个偏振模也达到了增益阈值，这时激光器为双偏振输出。因此，为了使激光器的输出为单偏振，可增加光纤光栅的双折射特性。

表格 3.2 采用遮挡法制作的光现相移分布反馈激光器的偏振特性

泵浦功率 (mW)	激光器输出功率 (旋转格兰棱镜)		偏振度	
	$P_{\max}$ (mW)	$P_{\min}$ (mW)	$P_{\max}/P_{\min}$	$P_{\max}/P_{\min}$ (dB)
60	0.070	0.003	23.3	13.6736
70	0.170	0.0039	43.59	16.3939
80	0.526	0.0043	122.32	20.8750
90	1.010	0.00784	128.826	21.1
100	2.02	0.434	4.654	6.6783
120	3	1.3	2.31	3.6361

同时, 测量了激光器的功率输出特性, 如下图 3.17 所示:

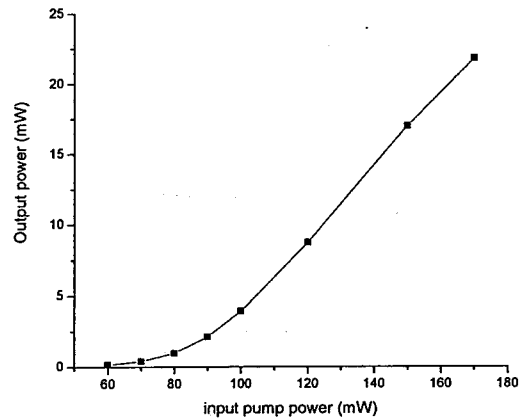


图 3.17: 激光器的输出功率特性。

当泵浦功率为 170mW 时, 激光器的输出为 21.8mW。激光器运行四个小时的时间内, 激光器的功率稳定性可达到 2%至 3%。

3.4.5 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的规律

采用遮挡法制做光纤相移分布反馈激光器, 得到了如下规律:

- (1) 每次都是内环模先起振, 外环模后起振。
- (2) 对于制作的光纤相移分布反馈激光器, 会出现两种情况, 一种是内环模比较强, 也比较稳定, 而外环模比较弱, 而且往往不是很稳定; 或

者两个模式都比较稳定，但是内环模的光强要大于外环模的光强。

- (3) 对于低双折射光纤，在低的泵浦功率下，可得到高偏振的单纵模输出。
- (4) 在高的泵浦功率下，虽然不是单偏振输出，但是激光器的功率输出是稳定的，对于激光器的偏振状态，可通过施加应力的方法或者温度控制的方法而得到比较好的单偏振输出。
- (5) 在高的泵浦功率下，只采用两次曝光法很难得到单偏振输出状态，但这时再对光纤光栅的进行二次曝光，可得到相移分布反馈激光器的单偏振输出。

3.4.6 采用遮挡法制作的光纤相移分布反馈激光器的优点

采用遮挡法制作光纤相移分布反馈激光器主要有以下优点：

- (A) 可以使用均匀分布的相位板。采用遮挡制作法完全可以用均匀分布的相位板代替相移相位板，节省了成本。而且操作非常简单，方便。
- (B) 可以一次性制作成功。所以极大的节省了时间，减少了准分子气体的消耗。
- (C) 由于是一次性制作，所以可以直接监控激光输出，可得到最佳输出的光纤相移分布反馈激光器。
- (D) 直接监控激光输出特性，避免了制作的盲目性，解决了通常采用荧光来测试透射谱特性时，观察不到相移光纤光栅特征的问题。
- (E) 该方法考虑到了紫外光致光纤损耗的问题，因此可得到最佳输出的光纤相移分布反馈激光器。
- (F) 实验结果表明，采用直接监控激光器输出特性的监控手段，可使激光器的成品率接近 100%。

3.5 采用两次曝光法制作 Yb^{3+} 石英光纤分布反馈激光器

下面将采用两次曝光法来制作光纤相移分布反馈激光器。实验装置图和采用遮挡法制作的装置图类似。只是这种制作方法如本章第一节所介绍的，是分两次制作。第一次先制作均匀光纤光栅，然后再对光纤光栅的某一部位进行集中曝光。

准分子激光器出射的 193nm 的光通过准直扩束系统，经过周期为 724nm 相位板，照射在 10cm 长的掺 Yb^{3+} 光纤上，光纤紧贴相位板。掺 Yb^{3+} 光纤共长 45cm。

- (1) 先制作均匀光纤光栅。初始时，当光纤光栅的反射率为 3dB 时，其中心波长为 1052.91nm。
- (2) 继续对整个光纤光栅进行紫外曝光，考虑到紫外光致损耗等原因，当光纤光栅的反射率达到一定的值时，停止对光纤光栅的紫外曝

光。

- (3) 然后更换实验装置 3.12, 直接监控激光器的光谱特性和输出模式特性。这时, 发现该有源光纤光栅在 120mW 的 980nm 的激光器的抽运下, 已经有激光输出, 正向输出用光谱仪测, 输出波长为 1052.988nm。而在反向输出端经过隔离器后测输出功率为 700 μW 。
- (4) 然后在反向输出端经过隔离器后, 用固定 F-P 监控激光器的输出模式特性, 发现这时有三套环, 也就是说, 这时激光器的输出有三个纵模。
- (5) 然后对光纤光栅的中央 5mm 的区域进行集中曝光。接着发现, 在中间最弱的一套环在继续曝光后消失, 只剩下两套环。继续对光纤光栅的这一区域进行紫外曝光, 这两个模相互竞争。继续曝光, 两套环近似为相同的强度。继续曝光, 两套环都开始变弱, 而内环比外环更弱。继续对这一区域进行曝光, 模式经历了一系列的变化后, 可以得到单偏振单纵模输出。

从用两次曝光法来制作光纤相移分布反馈激光器的实验现象来看, 用两次曝光法制作有以下特点。

- 1、由于在制作光纤光栅的相移之前, 光纤光栅的耦合强度已经确定了, 也就是说, 光纤相移分布反馈激光器的最大输出功率已经决定了。因此很难对相移分布反馈激光器的输出功率进行优化。
- 2、可以通过对相移区的合适曝光得到单纵模单偏振的输出状态。但是也存在一个退化和长期稳定的问题。
- 3、由于是两次曝光, 因此制作一只光纤相移分布反馈激光器, 需要更多的时间, 也需要更多的曝光量和准分子气体的消耗, 因而增大了器件的成本。

3.6 相移分布反馈光纤激光器的制作总结

对于相移分布反馈光纤激光器的制作, 主要的创新点在于:

- (1) 采用直接监控激光器输出的情况来监控相移分布反馈光纤激光器的形成, 而不是采用传统的监控相移光纤光栅的透射谱。相移光纤光栅的透射谱的特征采用现在的监控手段很难监控。故我采用直接监控激光器的输出情况来监控相移分布反馈激光器的形成, 从而使得激光器的制作成功率可接近 100%。
- (2) 在研究了紫外光致光纤损耗后, 发现采用遮挡法制作相移分布

反馈激光器时，当激光器第一次达到激光增益阈值时，这时的激光器的耦合常数就是能够得到最大功率输出的耦合常数。因此激光器的输出并不是随着耦合常数的增大而增大的。在得到这一规律后，就比较容易制作高功率输出的相移分布反馈激光器。

- (3) 由于采用遮挡法制作相移分布反馈激光器，可很容易得到最大功率输出的相移分布反馈激光器，但是对于大功率输出，不容易得到单偏振。所以和二次曝光法结合起来，对相移分布反馈激光器再进行轻微的二次曝光，就可得到高偏振度、高输出功率的相移分布反馈激光器。
- (4) 分析和总结了相移区的大小对相移分布反馈激光器的增益阈值的影响。在后面的理论分析中会知道，激光器的输出功率集中在相移区，因此相移区的大小应该还会影响激光器的输出功率。故在相移分布反馈激光器的优化中，相移区的大小是一个必须要考虑的因素。

4 非对称相移分布反馈光纤激光器的双向输出波长特性

4.1 引言

从前面的论述可以看出, 光纤相移分布反馈激光器制作的关键在于相移的产生, 但无论是采用遮挡法, 两次曝光法, 还是直接采用相移掩模板法, 都涉及到相移区在光纤光栅中的位置的问题。前面已经讲到, 相移区的大小会影响光纤分布反馈激光器的增益阈值。同样, 我们从理论和实验上也发现, 相移区在光纤光栅中的位置对激光器的输出特性也有很大的影响。

当相移区在光纤光栅的中央位置时, 称之为对称分布的相移分布反馈激光器; 当相移区未制作在光纤光栅的中心位置时, 称之为非对称相移分布反馈激光器。

对于非对称相移分布反馈光纤激光器, 我们发现, 激光器的两端会表现出不同的输出波长特性。本章将对这一现象进行分析, 并给出相应的理论和实验结果。

4.2 理论分析

4.2.1 阈值以下光栅光谱的透射谱和反射谱的数值模拟及分析

由于在阈值以下的光栅光谱的透射峰或反射峰所对应的波长和根据分布反馈激光器的阈值理论计算得到的模式的波长相吻合^[115], 首先分析在阈值以下的相移分布反馈激光器的光谱特性。

所用的方法仍然为传输矩阵法, 光纤光栅的反射率 R 和透射率 T 分别为

$$\begin{aligned} R &= |1/F_{11}|^2 \\ T &= |F_{21}/F_{11}|^2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

图 4.1.A,B,C,D,E 中所示为在不同的增益条件下, π 相移 ($\Delta\Phi = \pi$) 光纤光栅的归一化的透射谱(虚线)和反射谱(实线), 这里耦合常数 $kL = 5.5$ 。

图 4.1.A 所示为当增益为零时, 相移区位置在光纤光栅的 $0.35L$ ($Z_p=0.35L$) 或 $0.65L$ 处($Z_p=0.65L$)时, 光纤光栅的归一化的透射谱和反射谱, 可以看出, 当光纤光栅的增益为零时, 其透射光谱和反射光谱是对称的。

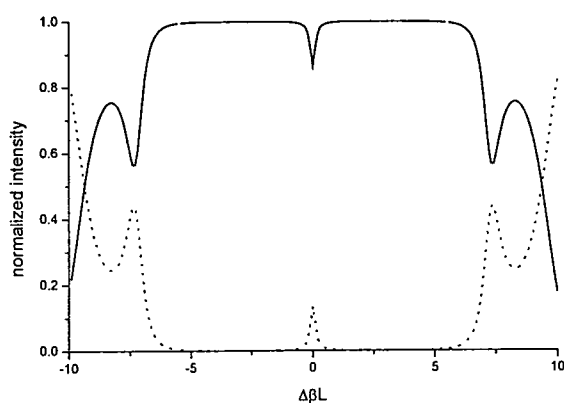


图 4.1.A: $gL=0$

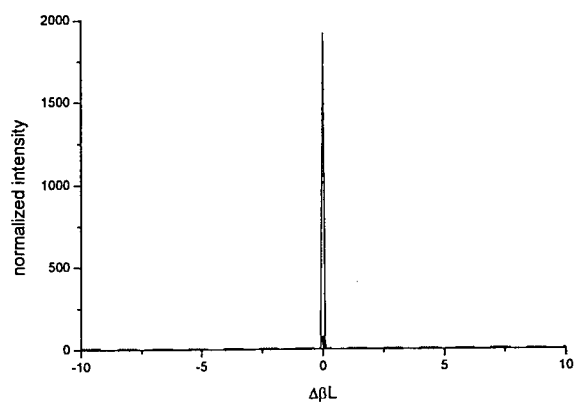


图 4.1.B: $gL=0.12$,

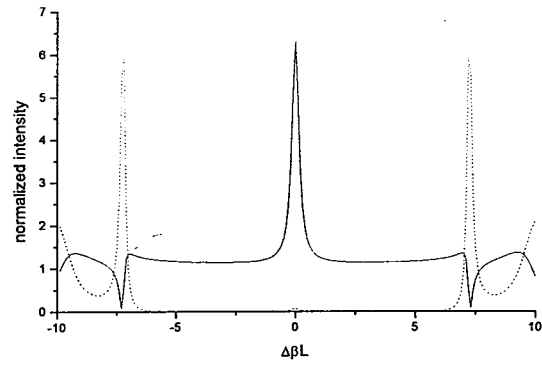


图 4.1.C: $gL=0.3$,

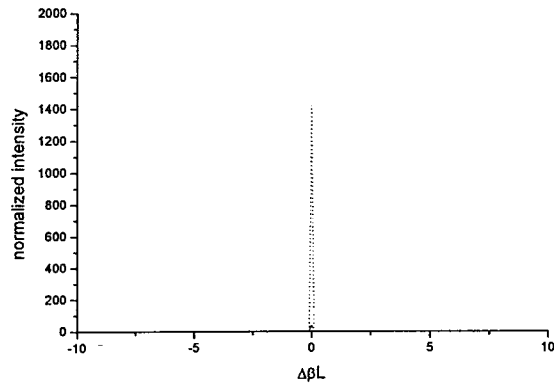


图 4.1.D: $gL=0.12$, $Z_p=0.65L$

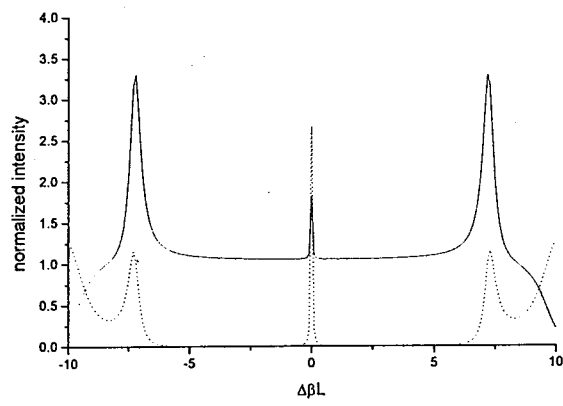


图 4.1.E: $gL=0.15$,

图 4.1 当相移区在光纤光栅的不同位置时, 对于不同的增益, 光纤光栅的透射谱 (虚线) 和反射谱 (实线)。

图 4.1.B 给出了增益为 0.12, 相移区的位置在 0.35L 处时, 光纤光栅的反射谱和透射谱。

图 4.1.C 给出了增益为 0.3, 相移区的位置在 0.35L 处时, 光纤光栅的反射谱和透射谱。

图 4.1.D 给出了增益为 0.12, 相移区的位置在 0.65L 处时, 光纤光栅的反射谱和透射谱。

图 4.1.E 给出了增益为 0.15, 相移区的位置在 0.65L 处时, 光纤光栅的反射谱和透射谱。

表格 4.1 总结了在增益不为零的条件下, 相移区在光纤光栅的 0.65L 和 0.35L 处时光纤光栅的透射谱和反射谱的输出波长特征:

表格 4.1

相移区在光纤光栅的 0.35L 和 0.65L 处时, 光纤光栅的透射谱和反射谱的输出波长特征

相移区的位置	增益	透射谱的峰值波长特性	反射谱的峰值波长特性
0.35L	0.12	位于布拉格波长	位于布拉格波长
	0.3	分布在布拉格波长两侧	位于布拉格波长
0.65L	0.12	位于布拉格波长	位于布拉格波长
	0.15	位于布拉格波长	分布在布拉格波长两侧

可以看出, 当相移区在光纤光栅的 0.35L (也就是接近于泵浦端) 时:

- (1) 增益为 0.12 时 (图 4.1.B), 无论是透射谱还是反射谱, 在布拉格波长处都出现了一个峰, 这个峰恰好对应于相移分布反馈激光器的具有最低阈值的基模, 当达到阈值时, 这个峰将趋近于无穷大。根据第二章推导出的增益阈值公式计算, 得到基模的增益阈值为 0.1212。
- (2) 将增益增大到 0.3 时 (图 4.1.C), 在光纤光栅的透射谱中, 布拉格波长处的峰几近消失, 而在它对称的两侧出现了两个峰, 这两个峰对应于最接近于基模的 ± 1 阶高阶模; 而在反射谱中, 仍然只有布拉格波长处的一个峰。继续增大增益, 在透射谱和反射谱中,

在布拉格波长对称的两侧，都会出现两个峰。

同样，当相移区在光纤光栅的 0.65L 处（也就是远离于泵浦端）时：

- (1) 增益为 0.12 时（图 4.1.D），无论是透射谱还是反射谱，在布拉格波长处出现一个峰，这个峰对应于 PS-DFB 的基模，根据增益阈值公式计算，得到的基模的增益阈值为 0.1255。该值略大于相移区在光纤光栅的 0.35L 时的情况。
- (2) 将增益增加到 0.15（图 4.1.E），在光纤光栅的透射谱中，仍然是在布拉格波长处的峰占绝对优势，而在其反射谱中，对称的两侧出现两个峰，这两个峰对应于 ± 1 阶高阶模。而对于同样的增益 0.15，当相移区在光纤光栅的 0.35L 处时，无论是透射谱还是反射谱，都是处于布拉格波长处的峰占绝对优势。

因此，对于阈值以下的光栅光谱的透射谱和反射谱的分析总结如下：

- (1) 相移区在远离于泵浦端（0.65L）时比相移区在接近于泵浦端时（0.35L），基模的增益阈值略有增大，而对应于 ± 1 阶模的两个峰的出现及其占主要优势所要求的增益有所减小。
- (2) 无论从远离于相移区泵浦，还是从接近于相移区泵浦，在远离相移区一侧的输出端，比接近于相移区一侧的输出端，对应于 ± 1 阶高阶模的两个边峰的出现及占主要优势所要求的增益要小。也就是说，对于非对称相移分布反馈激光器， ± 1 阶高阶模具有方向选择性输出特性。

4.2.2 相移分布反馈激光器的输出功率在激光腔中的分布

在第二章的讨论中，已经知道，对于相移分布反馈激光器，基模的输出特性具有方向选择性，在接近于相移区一侧的基模的输出要比远离于相移区一侧的输出大。下面，计算了对于相移区在光纤光栅的不同位置，相移分布反馈激光器的基模输出功率在腔中的分布。

其中所用参数为：耦合强度 $kL=5.5$ ，布拉格波长为 1053nm，泵浦光波长为 980nm，掺 Yb³⁺光纤在泵浦波长的吸收截面和发射截面都为 $600 \times 10^{-27} m^2$ ，吸收系数为 50dB/m，在信号光波长的吸收截面和发射截面分别为 $15 \times 10^{-27} m^2$ 和 $420 \times 10^{-27} m^2$ ，泵浦功率为 80mW。

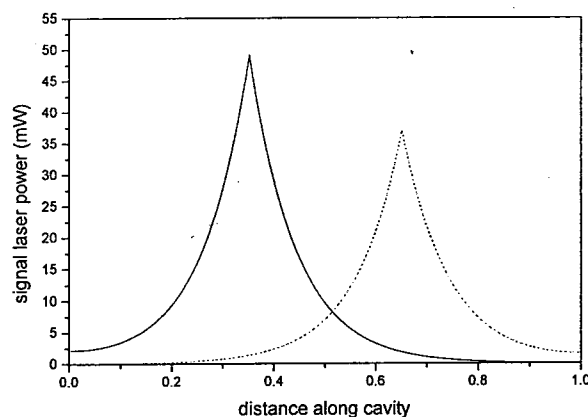


图 4.2 在光纤分布反馈激光器中, 输出功率在激光腔中的分布。(实线: 相移区的位置在 0.35L 处; 虚线: 相移区的位置在 0.65L 处。)

图 4.2 所示为当相移区接近于泵浦端(0.35L, 实线)和远离于泵浦端(0.65L, 虚线)时, 相移分布反馈激光器的信号光基模的功率在腔中的分布。

据图中所示, 在这两种情况下, 信号光基模的功率在腔中的分布并不对称, 且对于远离于相移区的情况, 其在腔中的最大功率比泵浦端接近于相移区时的最大功率要小, 本人认为这是由于泵浦光在腔中为指数衰减, 在相移区远离于泵浦端的情况下, 它所获得的实际的泵浦功率比相移区接近于泵浦端时的要小, 因而所获得的光子数也比较少的缘故。

可以看出, 无论相移区是在接近于泵浦端(0.35L)还是在远离于泵浦端(0.65L), 在接近于相移区的那个端口输出的基模的光功率都要大于远离于相移区的那个端口。这一点和第二章的结果是一致的。

4.2.3 相移分布反馈激光器的反转粒子数在激光腔中的分布

图 4.3 所示为相移区在光纤光栅的 0.35L (实线) 和 0.65L (虚线) 处时的基模所消耗的反转粒子数在光纤光栅中的分布。可以看出, 基模只能消耗相移区附近的反转粒子数, 在其他位置, 反转粒子数远没有被耗尽, 在这些点上, 反转粒子数能够继续增长^[116], 于是, 开始时具有较低增益的高阶模利用了基模未曾抽空的那些区域的反转粒子数, 而获得足够的增益来达到阈值。因此高阶模可以和基模一样振荡。但是, 恰恰和基模相反, 由于它所消耗的粒子数反转主要集中于远离相移区的那一侧, 因而它在远离于相移区那一端的输出功率要大于接近于相移区那一端的输出功率。

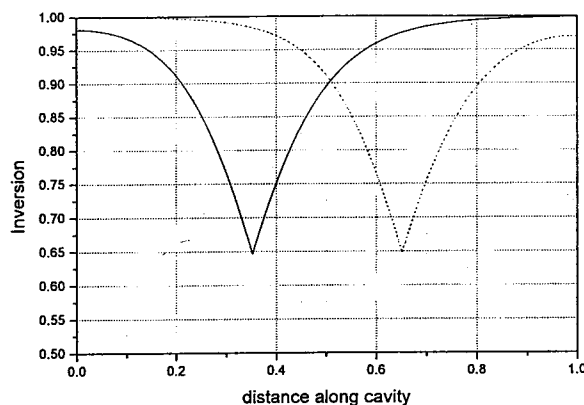


图 4.2 反转粒子数在腔中的分布。(实线: 相移区的位置在 0.35L 处; 虚线: 相移区的位置在 0.65L 处)

对于非对称相移分布反馈激光器, 两侧输出的功率不同的原因也有可能是由于在相移区两侧, 由于光纤的长度不同, 而造成两端的反射率不同, 因而在接近于相移区一侧的输出功率较大, 但如果是这样, 对高阶模来说, 也应该是在接近于相移区一侧的输出功率较大。从下面的实验结果看出, 事实并非如此。

4.3 实验

实验所用的光纤是武汉邮电科学研究院研制的。相移光纤光栅是用 193nm 的准分子激光, 采用相位掩模法及二次曝光法, 在 35cm 长的掺 Yb³⁺ 光纤上刻写的, 光栅刻在整个光纤的中间, 长度为 10cm, 相移区的位置在离 A 端 6.5cm 处, 除相移区外, 光纤光栅为周期均匀分布。

实验所用抽运源为波长为 980nm 的带尾纤的半导体激光器, 抽运光经波分复用器 (WDM) 进入相移分布反馈光纤激光器, 实验装置如图 4.4 所示:

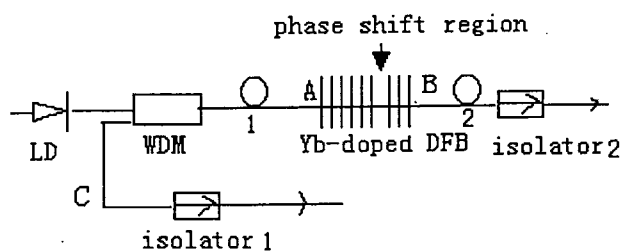


图 4.4 实验装置(1 and 2: 12.5cm 长的掺 Yb³⁺ 光纤; AB 是 10cm 长的掺 Yb³⁺ 相移分布反馈激光器, 相移区距离激光器 B 端的距离为 3.5cm)

首先从 A 端抽运。为减小端面反射，B 端和 C 端均接隔离器输出。隔离度均大于 20dB。

先测 B 端的输出波长情况，在抽运源的电流为 70mA 时，开始有激光输出，激光波长为布拉格波长 1052.93nm，继续增大抽运光强，直到最大 139 mA 时，激光输出都为 1052.93nm，如光谱图 4.5.A 虚线所示。

然后测 C 端输出波长情况（也就是 A 端输出情况），抽运源为 70mA 时，C 端开始有激光输出，激光波长为 1052.88nm，当增大到 80 mA 时，1052.88nm 和 1052.98nm 的模同时起振，这两个模恰好分布在 1052.93nm 的两侧，继续增大抽运功率，这两个模都同时存在。如光谱图 4.5.A 实线所示。但未见到在布拉格波长处的模。

由于在 B 端和 C 端都加了隔离器，因此并不存在菲涅尔反射现象，而都是相移分布反馈光纤激光器本身发出的激光。

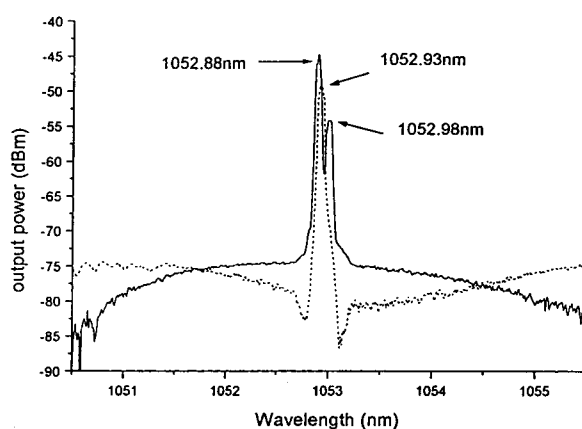


图 4.5.A 从相移分布反馈激光器的 A 段泵浦，所得到激光器的输出光谱图。（虚线：B 端输出；实线：A 端输出。）

换一个方向抽运分布反馈光纤激光器，即从 B 端抽运。先测 A 端输出情况，这时，当抽运源的电流小于 110 mA 时，未见到激光输出，当抽运电流为 110mA 时，A 端输出 1052.88nm 的激光。增大抽运源的电流，直到 139mA 时，1053nm 的激光也开始起振，但比 1052.88nm 的激光弱的多，如光谱图 4.5.B 实线所示。

（这里，阈值为 110mA，远高于 70mA，与表格 4.1 中，增益阈值 0.3 大于 0.12 是一致的。）

在 C 端测激光输出（也就是 B 端输出情况），在抽运功率为 60mA 时，无激光输出，抽运功率为 70mA 时，激光输出为 1052.93nm，继续增大抽运功率，激光输出波长不变。如光谱图 4.5.B 虚线所示。

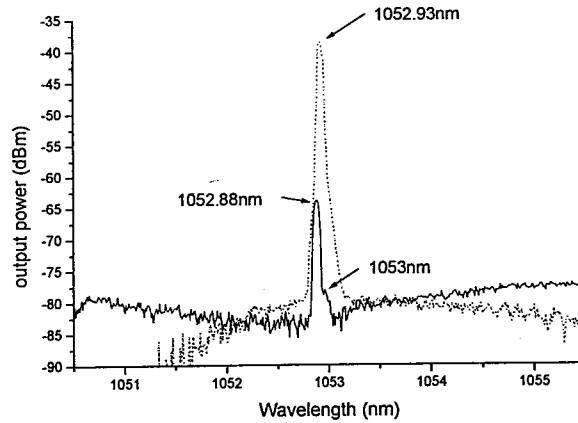


图 4.5.B 从 B 端抽运，非对称相移分布反馈激光器的输出光谱图 (B 端输出：虚线; A 端输出：实线)

以上实验结果总结见表格 4.2:

表格 4.2: 非对称相移分布反馈激光器在不同的抽运电流下的两端的输出波长

泵浦端	电流 输出端	70mA (nm)	80 mA (nm)	110 mA (nm)	139 mA (nm)
A (0.65 L)	A	1052.88	1052.88; 1052.98	1052.88; 1052.98	1052.88; 1052.98
	B	1052.93	1052.93	1052.93	1052.93
B (0.35 L)	A	No laser	No laser	1052.88	1052.88; 1053
	B	1052.93	1052.93	1052.93	1052.93

总结以上实验，该非对称分布反馈光纤激光器的两端输出波长是不一致的，在接近于相移区的一端（B 端）输出是布拉格波长，即激光器的基模；而另一端（A 端）输出是在布拉格波长的两侧，即激光器的最低阶高阶模，其中短波方向的模首先起振。这一现象并不因为抽运方向的改变而有所改变。而且，从 A 端抽运，A 端输出的基模与 B 端输出的高阶模的增益阈值差比从 B 端抽运的增益

阈值差要小。在 B 端抽运, A 端输出激光的增益阈值要远高于 B 端的增益阈值, 这和表格 4.1 所示的理论结果是一致的。

本人还发现, 在远离于相移区的一端, 短波方向的模总是先达到阈值而起振。激光器总是在短波方向起振的原因有两个; 一是由于相移的大小可能不是严格意义上的 π 相移, 而使得在布拉格波长两侧的高阶模具有不同的增益阈值所致²; 二是即使是严格意义上的 π 相移, 由于对掺 Yb^{3+} 光纤, 在 1053nm 附近, 短波方向的发射截面要大于长波方向的发射截面, 因此即使两个高阶模具有相同的增益阈值, 由于他们的发射截面不同, 而使得它们所获得的增益也不同, 具有较大的发射截面的波长可获得更大的增益而首先达到增益阈值, 从而首先起振。

4.4 结论

首先, 本章从理论上分析了当相移分布反馈激光器为非对称分布时, 在低于阈值时, 光栅的光谱行为, 从光栅的光谱可以得出这样的结论: 当相移区在远离于泵浦端时 (0.65L) 比相移区在接近于泵浦端时 (0.35L), ± 1 高阶模所要求的增益阈值要小。除此之外, 无论从远离于相移点泵浦, 还是从接近于相移点泵浦, 在远离相移区一侧的输出端, 比接近于相移区一侧的输出端, ± 1 阶高阶模更容易起振。

其次, 根据分布反馈激光器基模光功率在腔中的分布, 当光纤光栅的耦合强度比较大时, 基模的光功率会集中在光纤光栅的相移区, 由于空间烧孔效应, 基模只能消耗相移区附近的反转粒子数, 因而在其他区域, 高阶模可消耗基模未消耗完的粒子数而达到阈值, 从而和基模一起振荡。但由于基模的输出具有方向选择性 (即在接近于相移区的输出端的输出功率比远离于相移区的输出端的输出功率要高), 高阶模的输出也会有和基模恰好相反的方向选择性, 这就造成了激光器的两端表现出了不同的输出波长特性: 在接近于相移区的输出端, 输出主要为位于布拉格波长的基模, 而在另一端, 输出主要为位于布拉格波长两侧的一阶高阶模, 实验和理论得出的结果相符合。

² 对于相移分布反馈激光器, 当相移恰好为 π 时, 位于布拉格波长的基模具有最低的增益阈值, 对称的分布在布拉格波长两侧的高阶模具有较高的增益阈值, 阶次越高, 增益阈值越大, 同阶次的对称分布在布拉格波长两侧的模具有相同的增益阈值; 当相移偏离 π 时, 基模所对应的波长将偏离布拉格波长, 而同阶次的高阶模将不再具有相同的增益阈值。

5 紫外光的偏振特性对光纤分布反馈激光器的影响

5.1 193nm 偏振光致引起的光纤光栅的双折射的减小

5.1.1 引言:

宽带增益平坦光学放大器,是增加波分复用传输系统的容量的关键元件。在许多制作放大器的平坦化的方法中,基于长周期光纤光栅的增益平坦滤波器,由于制作方便,光谱形状的灵活,低的背向反射等优点,成为很有潜力的元件。但是仍然有两大问题要克服:一是温度敏感性,二是偏振相关性。^[117]

减小光纤光栅的双折射,有文献报道,可采用光纤扭转的方法来减小光纤光栅的双折射。^[117]但是这种方法容易使光纤光栅断裂,而且很难长久。另外,绿光(532nm 附近)以及紫外光(248nm 附近)对光纤的曝光,都可引起光致双折射现象。采用 248nm 的偏振光也可得到光纤光栅的双折射的减小^[118-120]。但是对于紫外光的报道,都局限于 248nm 附近。由于 193nm 的波长很难找到合适的镀膜材料来得到高偏振度和高透射率的起偏器,所以到现在为止没有见到这方面的报道。

在有些情况下,比如掺磷光纤或者光波导,对于 248nm 的紫外光的光敏性很差,而只对 193nm 的紫外光具有很好的光敏性。^[82]

除此之外,用于制作光纤光栅的准分子激光器,除了采用运行在 248nm 的 KrF 气体激光器外,常常采用的是运行在 193nm 的 ArF 气体激光器。而更换气体及其相应的配件,需要一笔数目不小的经费。我们实验室采用的就是运行在 193nm 的 ArF 气体激光器。

为了克服这一问题,我们制作了一个采用布儒斯特角入射的 193nm 的起偏器,其透射率大于 60%,透射光的偏振度为 20:1。使 193nm 的激光通过该起偏器后,再通过相位板照射到光纤上来制作光纤光栅。193nm 的激光的振动方向平行于光纤的传输方向。用这种具有一定偏振趋向的,制作光纤光栅,从实验的结

果来看，可以在很大程度上减小光纤光栅的双折射。

5.1.2 193nm 紫外光起偏器

图 5.1 所示为所制作的 193nm 紫外光的偏振起偏器的结构示意图。193nm 的光以布儒斯特角入射，透射率大于 60%，通光孔径为 2cm，透射光的消光比为 20: 1。

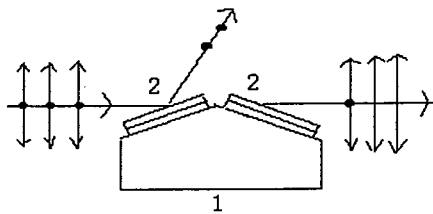


图 5.1: 193nm 的紫外光起偏器结构示意图。1: 偏振器的底座；2: 石英板

5.1.3 实验

通过遮挡法来制作相移分布反馈光纤激光器，然后测定两个偏振模的拍长来计算光纤光栅的双折射。

准分子激光器出射的 193nm 的光通过准直扩束系统，经过相位板，照射在 10cm 的掺 Yb^{3+} 光纤上，光纤紧贴相位板。掺 Yb^{3+} 光纤共长 45cm，在 10cm 的光纤的中间，遮挡 5mm，使这一部分的光纤光栅没有受到紫外光的照射。

为了方便得到光纤的初始折射率，首先利用荧光源来监控初始时光纤光栅的透射率和布拉格波长。当光纤光栅的透射率达到一定的值时，直接监控激光的输出情况。

在紫外光照射光纤的同时，用 980nm 的半导体激光器通过波分复用器抽运掺 Yb^{3+} 光纤，抽运光的输出功率设为 90mW。在正向输出端和反向输出端³都加了隔离器，以防端面反射。正向输出接入光谱仪来监控激光的波长，反向输出经过固定 F-P 干涉仪，通过监视仪器来观测激光的模式情况。

5.3.1.1 利用 193nm 的自然光制作光纤相移分布反馈激光器

首先未用布儒斯特角入射，而是直接用准分子激光出射的 193nm 的自然光来

³ 正向输出和反向输出是相对于抽运光的方向而言，激光输出的方向同抽运光的方向一致时，称之为正向输出，二者方向相反时，称之为反向输出。

曝光光纤，制作光纤光栅。

准分子激光的能量为 16mJ，重复频率为 5Hz。当光纤光栅的透射率为 0.64dB 时，其布拉格波长为 1052.576nm，由此得到的光纤折射率，认为是光纤原有的折射率。

当光纤光栅的透射率达到一定的值时，开始直接监控激光的输出情况。

在经过一段时间的曝光后，光纤光栅的正向输出端开始出现激光，同一时刻，在光纤光栅的反向输出端开始出现干涉环，而且只有一套干涉环，这说明此时激光为单模输出。随着曝光量的增加，干涉环向内收缩。

再经过一段时间的曝光后，出现第二个模。

用格兰泰勒棱镜来检验，旋转格兰棱镜，首先得到内环模，外环模消失；接着继续旋转格兰棱镜 90 度后，内环模消失，外环模得到最亮输出。这说明这两套干涉环为两个相互垂直的偏振模。

用光谱仪测量，激光输出的波长为 1052.612nm。根据 F-P 的具体参数，可以计算出两个偏振模的间隔为 2×10^{-3} nm，光纤光栅的双折射为 2.76×10^{-6} 。

用荧光源测该光纤光栅的透射谱，得到光纤光栅的透射率为 8.72dB，布拉格波长为 1052.612nm。

这样，计算出该光纤光栅的总的折射率 Δn 的变化为

$$\Delta n = \frac{\lambda_e - \lambda_b}{\Lambda} = \frac{(1052.612 - 1052.576)nm}{724nm} = 4.97 \times 10^{-5}$$

这里， λ_e 和 λ_b 表示光纤光栅最后和初始时的光纤光栅的布拉格波长， Λ 表示相位板的周期。由此可以得到双折射与总的折射率的变化比为 5.55%。

5.3.1.2 利用 193nm 的偏振光制作光纤相移分布反馈激光器

采用 193nm 布儒斯特角入射的方法来得到 20:1 的具有一定偏振特性的偏振光，来照射同样的另外一段光纤，光纤参数不变。

193nm 的激光的偏振方向与被制作的光纤光栅的传输方向平行。

当光纤光栅的透射率为 0.18dB 时，其布拉格波长为 1052.572nm。当光纤光栅的透射率达到一定的值时，开始采用直接监控激光的输出情况。

当光纤经过一段时间的曝光后，光谱仪显示出激光，而在反向输出端，也同时看到一套干涉环。

再接着曝光，就看到另外一套干涉环的外侧紧挨着第一套环出现。在曝光的同时，可看到干涉环向内收缩。

继续曝光，可以看到干涉环的亮度越来越大，这说明激光的输出也越来越大。

用格兰泰勒棱镜来检验，证明这是两个相互垂直的偏振模，偏振模的间隔明

显比不用具有一定偏振取向的 193nm 的光的情况要小。

经过计算，两个偏振模的间隔为 $7.914 \times 10^{-4} \text{nm}$ ，由此得到的光纤光栅的双折射为 1.1×10^{-6} 。

测量光纤光栅最后的透射谱，得到光纤光栅的透射率为 16.56dB，布拉格波长为 1052.628nm。由此计算出该光纤光栅的总的折射率的变化为 7.73×10^{-5} 。则双折射与总的折射率的变化之比为 1.4%。

5.3.1.3 利用 193nm 的偏振光和自然光制作光纤相移分布反馈激光器的比较

用同样的两种方法，又制作了几只 10cm 长的光纤分布反馈激光器。如表格一所示。

表格 5.1 利用 193nm 的偏振光和自然光制作光纤相移分布反馈激光器的比较

	未使用 193nm 的偏振器		使用 193nm 的偏振器		
光纤光栅编号	1	2	3	4	5
偏振模间隔	$2 \times 10^{-3} \text{nm}$	$1.67 \times 10^{-3} \text{nm}$	$7.9146 \times 10^{-4} \text{nm}$	$1.2597 \times 10^{-3} \text{nm}$	$7.8 \times 10^{-4} \text{nm}$
光纤光栅的折射率的变化	4.97×10^{-5}	4.42×10^{-5}	7.735×10^{-5}	9.39×10^{-5}	12.43×10^{-5}
光纤光栅的双折射	2.76×10^{-6}	2.3×10^{-6}	1.09×10^{-6}	1.74×10^{-6}	1.077×10^{-6}
双折射与总的折射率的变化之比	5.55%	5.2%	1.4%	1.85%	0.866%

可以看出，虽然光纤是同一种光纤，但由于所采用的准分子激光的偏振特性不同，所得到的光纤光栅的双折射也是不同的。使用 193nm 的偏振器所制作的光纤光栅的双折射比未使用偏振器的紫外光所制作的光纤光栅的双折射最大减

小了 5 倍。

由此, 采用偏振方向与光纤光栅的传输轴一致的 193nm 的偏振光时, 可得到双折射减小的分布反馈光纤激光器。这在需要采用双偏振光纤分布反馈激光器, 或者是制作光纤传感器, 而不需要太大的光纤双折射的情况下, 是非常有效的一种方法。

5.1.4 结论

采用偏振方向与光纤光栅的传输方向一致的 193nm 的偏振光来制作光纤分布反馈激光器, 可得到双折射减小的光纤光栅元件。对于实验室所使用的掺 Yb^{3+} 光纤, 可得到的双折射比直接用 193nm 的自然光制作的光纤光栅的双折射可减小 5 倍。

5.2 193nm 偏振光致引起的光纤光栅的双折射的增大

从前面的实验来看, 增大光纤光栅的双折射, 从而增大激光器的两个偏振模的增益阈值差, 是有利于制作单偏振输出的相移分布反馈光纤激光器的。

从文献来看, 当紫外光的激光的振动方向垂直于光纤的传输方向时, 光纤光栅的双折射会增大。但是由于 193nm 没有合适的镀膜层, 因此还没有见到 193nm 的报道。

本来打算用垂直于光纤的轴向的 193nm 的偏振光来制作相移分布反馈光纤激光器, 期望得到双折射增大的光纤光栅以及能够直接制作出高偏振度高输出功率的相移分布反馈激光器, 但是很遗憾, 这部分工作还没有完成。

6 应力对相移分布反馈光纤激光器输出特性的影响

6.1 引言

窄带、单频、单偏振激光光源在光通信、传感、光谱学等领域有着广泛的应用。而直接在掺杂光纤上刻写相移光栅来制作的相移分布反馈光纤激光器，只要一个光栅即可实现光反馈和波长选择，并且避免了有源光纤和无源光纤光栅的熔接损耗，因而引起了人们极大的兴趣。但是在制作过程中我们发现，无论是采用哪种方法，能够直接在制作中就得到非常好的长时期稳定输出的单偏振高功率输出，并不容易。

相移分布反馈光纤激光器很容易同时运行在两个偏振模式下，这两个偏振模具有不同的波长。所以在激光器的运行当中，由于两个偏振模的竞争，激光器的输出极其不稳定，这就使得激光器的使用受到一些限制。

对于使分布反馈光纤激光器单偏振输出的制作方法，所报道的有下面几种：

- 1、 光纤扭转法，即通过对光纤光栅进行扭转，来得到一定的双折射，从而得到光纤相移分布反馈激光器的单偏振输出；^[55]
- 2、 采用两次曝光法，这一方法的确可以得到单偏振输出，我们在实验中也证实了这一点，在前面第三章中也有叙述，但是长时间的稳定仍然需要采用应力或者是温度控制的方法；^[61]
- 3、 采用偏振紫外曝光法，这一方法根据丹麦的报道，能够达到 50dB 的偏振度；而且输出可以保持连续几天的稳定。^[63]
- 4、 采用遮挡法制作光纤分布反馈激光器时，发现在低泵浦功率时，可以达到 20dB 的偏振度，再增加泵浦功率，偏振度就开始减小，这说明两个偏振模的增益阈值相差的还不是足够大。

本章是早期的一些工作，通过对相移分布反馈光纤激光器的相移区施加一个应力，使光纤光栅的相移部分产生双折射，可以使相移光纤分布反馈激光器运行在单偏振状态下，并且由于相移区偏离光纤光栅的中心位置，因此激光器的

输出有一定的方向选择性。据我们所知,这是国内首次实现光纤 DFB 激光器的单偏振输出。

6.2 实验

实验所用的光纤是武汉邮电科学研究院研制的。相移光纤光栅是用 193nm 的准分子激光,采用相位掩模法及二次曝光法,在掺 Yb³⁺ 光纤上刻写的,光栅长度为 10cm,相移制作在光纤光栅的中间,相移区长度约为 200 μm 。

光纤光栅的中心波长为 1052.8nm (所用的光谱仪为 Anritsu MS9710C,精度为 0.05nm)。最大的反射率为 99%,所对应的折射率的变化大于 10^{-5} 。

实验装置如图 6.1 所示,实验所用泵浦源为波长为 980nm 的带尾纤的半导体激光器,泵浦光经 WDM 进入 DFB 光纤激光器,掺 Yb³⁺ 光纤长为 80cm, 10cm 长的光纤光栅刻在整个光纤的中间。在实验的过程中,分布反馈光纤激光器固定在一个玻璃板上。

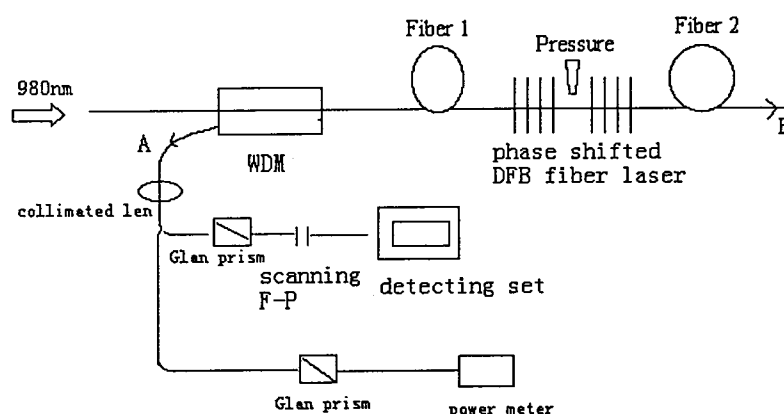


图 6.1 实验装置 (WDM: 波分复用器; phase shifted DFB fiber laser: 相移分布反馈光纤激光器; Pressure: 对相移分布反馈激光器施加的压力; Fiber 1 和 Fiber 2: 相移分布反馈光纤激光器两端的掺 Yb³⁺ 光纤; collimate len: 准直透镜; Glan prism: 格兰偏振棱镜; scanning F-P: 扫描 F-P 干涉仪; detecting set: 探测装置; power meter: 功率计; A 和 B: 激光器的两个输出端口)

首先我们把 B 端置于匹配液中, A 端采用斜面输出,以防止端面反射。在分布反馈激光器的泵浦端,有一段长为 21 厘米的掺 Yb³⁺ 有源光纤 (图 6.1 中所

示的 fiber 1)，而在分布反馈激光器的输出端，有一段长为 45 厘米的掺 Yb 有源光纤（图 6.1 所示的 fiber 2）。

6.2.1 对光纤光栅施加应力前的光纤分布反馈激光器的特性

在对光纤光栅施加应力之前，当泵浦功率为 $77mW$ 时，A 端的输出功率为 $201 \pm 6\% \mu W$ ，而 B 端的输出功率为 $500 \pm 6\% \mu W$ 。在 A 端，用光谱仪测信号光的波长为 $1052.8nm$ 。用扫描 F-P（自由光谱范围为 $640MHz$ ，精细度为 20）来检测激光器的输出模式情况，发现这时有两套模，如图 6.2 所示。

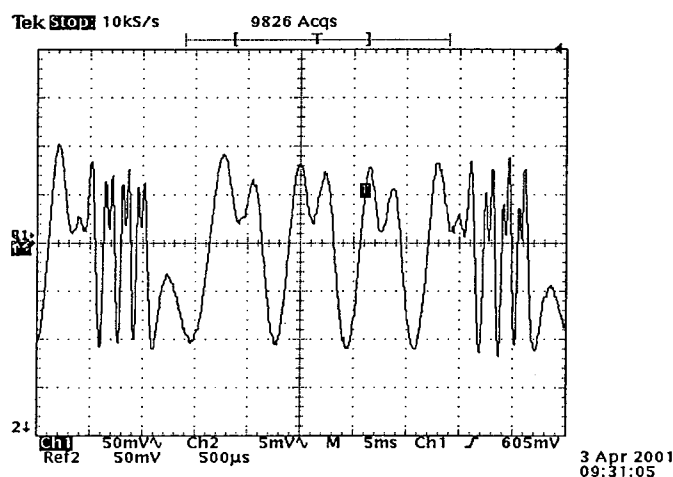


图 6.2 激光输出经过扫描 F-P 干涉仪后的波形(施加压力前)

把格兰棱镜放置在扫描 F-P 之前，旋转格兰棱镜一圈，发现这两个模式先后都有一个最大值和最小值，而且两个模之间恰好相差 90° 。因此判断出这两个模是相互垂直的两个偏振模。旋转格兰棱镜，用功率计测量，得到的偏振消光比为 $2.9dB$ 。偏振拍频为 $\Delta\nu = 280MHz$ ，光纤的有效折射率为 $n = 1.47$ ，因而光纤的双折射 B ($B = n_x - n_y$) 为

$$B = \frac{\lambda_B \cdot n \cdot \Delta\nu}{c} = 1.44 \times 10^{-6} \quad (6.1)$$

这个双折射值是光纤内部的双折射和在制作光纤光栅的过程中引入的双折射的总和。

6.2.2 对光纤光栅施加应力后的光纤分布反馈激光器的特性

然后一块小的铁板，1cm 宽，0.2N 重，这一铁板放置在相移光纤光栅的中心——相移区的位置，单位长度引起的应力为 $f = 7 \times 10^{-3} \text{ N/mm}$ 。

这时再用扫描 F-P 干涉仪分析激光的模式输出情况，发现在所观察的时间内（约一个小时），如图 6.3 所示，为单模输出，没有发现模式竞争情况。用格兰棱镜和功率计测激光输出信号的偏振消光比，为 15dB。因此这时的激光器输出为单模单偏振输出。

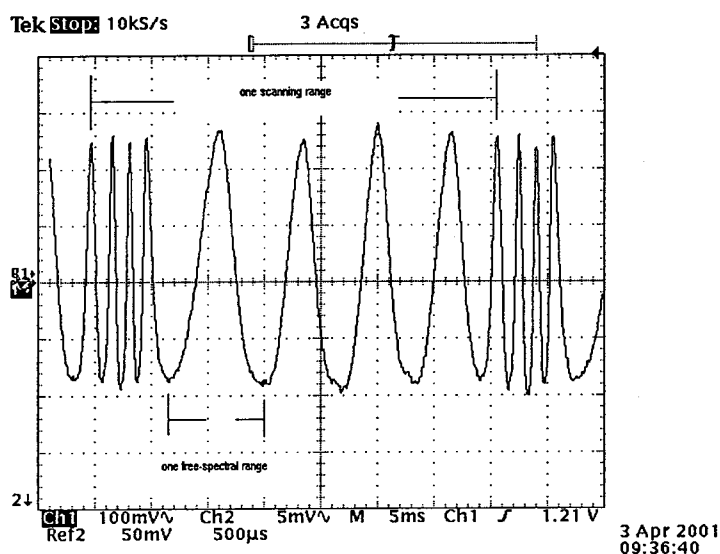


图 6.3 激光输出经过扫描 F-P 干涉仪后的波形(施加压力后)

这时，当泵浦功率为 77mW 时，A 端的最大输出功率为 $356 \pm 6\% \mu\text{W}$ ，而 B 端的最大输出功率为 $230 \pm 6\% \mu\text{W}$ 。但当压力去掉时，输出又回复到如图 6.2 所示的双偏振状态。

在相移区以外的位置给光纤光栅施加压力，未得到上述现象。

6.3 分析

相移光纤光栅的相移量可以表示为

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi &= 2\beta_B \cdot \Delta n \cdot \Delta l \\
 &= 2 \cdot \frac{2\pi}{2n\Lambda} \cdot \Delta n \cdot \Delta l \\
 &= \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{\Delta n}{n} \cdot \Delta l
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

其中, β_B 是 Bragg 波长的传播常数, Δn 是光栅的相移区和非相移区的折射率的差, Δl 是相移区的长度, Λ 是 Bragg 光栅的周期, n 是非相移区的折射率, 由于该相移光纤光栅是用二次曝光法制做的, 所以

$$n = n_{eff} + \Delta n_{UV1} \tag{6.3}$$

$$\Delta n = \Delta n_{UV2} + \Delta n_p \tag{6.4}$$

这里, n_{eff} 是光纤的有效折射率, Δn_{UV1} 是第一次曝光时光纤光栅的有效折射率的变化, Δn_{UV2} 是第二次对相移区曝光时光栅区的光致折射率的变化, Δn_p 是对相移区施加压力时所产生的折射率的变化。因对两个偏振态所产生的相移为

$$\Delta\Phi^{x,y} = \frac{2\pi}{\Lambda^{x,y}} \cdot \frac{\Delta n_{UV2}^{x,y} + \Delta n_p^{x,y}}{n_{eff}^{x,y} + \Delta n_{UV1}^{x,y}} \cdot \Delta l \tag{6.5}$$

x, y 分别表示两个偏振态。

利用传输矩阵方法, 忽略光纤光栅相移区的长度, 得到相移量的大小 $\Delta\Phi$ 与布拉格波长偏移量 $\Delta\beta L$ 以及增益阈值 gL 和耦合系数 kL 的关系为

$$(kL)^2 \exp(i\Delta\Phi) = -[\gamma L \cdot \coth(\gamma L / 2) - gL + i\Delta\beta L]^2 \tag{6.6}$$

其中,

$$\Delta\beta = \beta - \beta_B = \beta - \pi / \Lambda$$

$$k = \pi \Delta n / \lambda_B$$

$$\gamma^2 = k^2 - (\Delta\beta + ig)^2 \quad (6.7)$$

$\Delta\beta$ 是 z 方向上与信号波长相对应的传播常数 β ($\beta = 2\pi/\lambda$) 与光栅周期的布拉格频率 π/Λ 的差。 k 是前向波与后向波的耦合系数, Δn 为光纤光栅折射率的调制幅度。 L 为光纤光栅的长度。

在第二章中, 已经计算了对于不同的相移 (从 $\Delta\Phi = 0$ to $\Delta\Phi = 3\pi/2$), 相移 DFB 激光器的基模的增益阈值, 其中 $kL=4$, 如图 2.3 所示, 当相移为 π 时, 激光器的增益阈值最低, 当相移偏离 π 时, 偏移量越大, 激光器的信号波长越偏离光纤光栅的布拉格波长, 且激光器的增益阈值也越高。

根据本实验中的现象, 在未加应力前, 输出激光的偏振消光比仅为 2.9dB, 这说明由 UV 光致双折射的现象并不明显, 双折射现象主要来自于应力所致双折射。也就是说, 应力引起的相移区的折射率的变化 Δn_p^x 与 Δn_p^y 的差别比较大, 当应力比较合适时, 光纤光栅的相移对其中一个偏振模更加接近于 π 相移, 而对另一个偏振模较远离 π 相移时, 两个偏振模的增益阈值就会有所差异, 因而在激光运行时, 一个偏振态的激光首先起振, 并占主要优势, 使得激光的输出特性为单偏振输出。

在本实验中, 由应力引起的双折射由下式表示^[121]

$$B_f = (4Cf)/(\pi r) \quad (6.8)$$

这里, $C = n^3(p_{12} - p_{11})(1 + \nu_p)/(2E)$ 是相对弹光常数, f 是单位长度的应力 (N/mm), r 为光纤的半径。 n 是光纤的平均有效折射率, E 和 ν_p 分别是光纤的弹性张量和泊松比, p_{11} 和 p_{12} 是石英的弹光系数。熔融石英的典型值为 $p_{12} = 0.27$, $p_{11} = 0.12$, $\nu_p = 0.17$, $E = 7.6 \times 10^4 N/mm^2$, 和 $n = 1.47$, 由此得出 $C = 3.6 \times 10^{-6} mm^2/N$ 。将这些值代入 (6.8) 和 (6.5), 得到双折射 $B_f = 1 \times 10^{-5}$ 和双折射相移 $\Delta\Phi_x - \Delta\Phi_y = 0.18\pi$ 。从图 2.3 可以看出, 这个区别足够使两个偏振模具有不同的增益阈值, 而得到单偏振输出。

这给制作稳定的实用的单偏振 DFB 激光器一个思路, 即可在制作光纤光栅时, 如何通过稳定的控制相移双折射, 来达到激光器的稳定的实用的单偏振输出。

实际上, 在制作光纤相移分布反馈激光器时, 尤其在最后对其进行固定时, 或多或少都运用了应力对相移分布反馈激光器的影响。

7 相移分布反馈光纤激光器的应用展望

由于相移分布反馈激光器的以下特点：

- 1、稳定的单模单偏振运行；
- 2、无跳模现象；
- 3、窄线宽和长的相干长度；
- 4、波长的可选择性；
- 5、低的相位噪声；
- 6、可连续调谐；
- 7、可以保偏输出。

因此，相移分布反馈光纤激光器除了用在 ICF 高功率激光驱动系统的前端做为主振荡器外，还可以作为传感器使用。对于光纤相移分布反馈激光器传感器的研究起始于 1996 年，同样也是南安普顿大学首次报道。迄今为止，国内还没有见到关于光纤相移分布反馈激光器传感器的报道。

光纤相移分布反馈激光器作为传感器，是光纤分布反馈激光器的一个新的应用，它比较其他的光纤光栅传感器，具有很多的优点和巨大的潜在的市场。

光纤相移分布反馈激光器作为光纤传感器的优点：

1. 对温度和压力具有很高的敏感度。
2. 用它作为传感器，要比无源光纤光栅的敏感度高一个量级。
3. 很容易通过波分复用技术耦合到一根普通单模光纤中。因而在远距离测量时，可以节省大量的资金。
4. 可以避免电磁干扰，安全可靠，可以远程测量。小尺寸，体积小。
5. 相移光纤分布反馈激光器具有高信噪比，有足够高的输出功率对信号进行处理。

光纤相移分布反馈激光器作为光纤传感器的广泛用途：

1. 由于光纤相移分布反馈激光器的特殊结构和性能，它可以同时测量温度和横向压力或者纵向应力。所以可以用在石油探测等领域。通过测试饱和压力点和其他的泵浦异常，从而可以在维护和修理上节

省大量的资金。而且可以提高炼油厂、石油化工厂、油场(oil field)和气场(gas field)的成品率。

2. 由于光纤相移分布反馈激光器的对温度和应力的高度敏感性,还可以用于水下声压测量,以及水中听音器(hydrophone)和军事用水下监视系统。而且它作为声压传感器,要比无源光纤光栅的敏感度高一个量级。
3. 由于光纤相移分布反馈激光器的应力敏感性,还可以测量当火车经过时铁轨的动态应力,同时因为波分复用技术,可以进行远距离测量。
4. 可以探测建筑、桥梁、飞机等航天元件的应力变化。
5. 可以对河流、江川、水库等进行深度测量,从而进行洪水控制。

光纤相移分布反馈激光器的上述应用在美国、英国、丹麦、挪威都已有研究,并开始有产品出售,而国内现在这一技术还属于空白。现在,武汉海军工程学院正在和我们合作,将把光纤分布反馈激光器用于水听器当中。

总的来说,采用光纤分布反馈激光器作为传感器,比传统的无源光纤光栅传感器的测量精度可以提高一个量级,是光纤分布反馈激光器的应用的一个新的生长点。它可以成为光纤传感器领域的一个有实力的新成员。

8 论文总结

ICF 固体激光驱动器的前级系统作为一个高质量的种子光源, 将为后级系统提供一个具有一定能量、带宽、高信噪比、高光束质量的整形脉冲。根据新一代 ICF 固体激光器对前级系统的要求, 前级系统主要包括主振荡器、脉冲整形器、分束器和再生放大器。本论文主要研究了将作为 ICF 前级系统的主振荡器—掺 Yb^{3+} 光纤相移分布反馈激光器的制作和一些物理特性。主要得到了如下结果:

一、从理论上研究了相移分布反馈激光器的一些特性。推导了相移分布反馈激光器的增益阈值公式, 数值模拟了影响相移分布反馈激光器的增益阈值特性的因素; 数值模拟了掺 Yb^{3+} 相移分布反馈光纤激光器的输出特性。这些结果对光纤相移分布反馈激光器的制作和研究该激光器的实验现象有重要的指导意义。

二、围绕相移分布反馈激光器的制作, 分析了相移光纤光栅的形成过程, 以及紫外光致光纤损耗对相移分布反馈激光器的影响, 在此基础上, 阐述了利用遮挡法和二次曝光法制作相移分布反馈激光器的过程和一些特征。并且得到了成功率接近 100% 的相移分布反馈光纤激光器的制作方法。在这一部分当中, 主要有以下创新点:

1、根据理论和实验分析, 所制作的 10cm 的相移光纤光栅的透射谱的真实特征采用现有的监控手段很难监测得到, 因此采用直接监控激光器输出的情况来监控相移分布反馈激光器的形成, 而不是采用传统的监控相移光纤光栅的透射谱, 采用这种监控手段大大提高了相移分布反馈激光器的制作成功率。

2、在研究了紫外光致光纤损耗后, 发现采用遮挡法制作相移分布反馈激光器时, 当激光器第一次达到激光增益阈值时, 这时的激光器的耦合常数就是能够得到最大功率输出的耦合常数。因此激光器的输出并不是随着耦合常数的增大而增大的。在得到这一规律后, 使我们比较容易的制作高功率输出的相移分布反馈激光器;

3、由于采用遮挡法制作相移分布反馈激光器, 可很容易得到最大功率输出的相移分布反馈激光器, 但是对于大功率输出, 不容易得到单偏振。所以和二次曝光法结合起来, 对相移分布反馈激光器再进行轻微的二次曝光, 就可得到高偏振度、高输出功率的相移分布反馈激光器。

4、分析和总结了相移区的大小对相移分布反馈激光器的增益阈值的影响。从理论分析的结果中可知, 激光器的输出功率集中在相移区, 因此相移区的大小

应该还会影响激光器的输出功率。因此在相移分布反馈激光器的优化中,相移区的大小是一个必须要考虑的因素。

三、讨论了非对称相移分布反馈激光器输出特性。创新性的提出,正是由于空间烧孔效应,而使得非对称相移分布反馈激光器的双向输出波长不一致。

四、由于迄今为止,不能找到 193nm 的合适的镀膜材料,因此未见到 193nm 的紫外光的偏振特性对光纤光栅双折射的影响(该方面的报道局限于 248nm),作者采用布儒斯特角入射的方法,研究了制作光纤光栅的 193nm 紫外光的偏振特性对相移分布反馈光纤激光器的偏振特性以及光纤光栅的双折射特性的影响。这一部分工作的初始目的是用垂直于光纤光栅的轴向的 193nm 的偏振紫外光来制作高偏振度的相移分布反馈光纤激光器,但是很遗憾,这一工作并没有完成。而采用平行与光纤光栅的轴向的 193nm 的偏振光制作光纤光栅,得到了双折射比用 193nm 的自然光制作的光纤光栅的最大可减小 5 倍的光纤光栅。这一特性可用来制作用于传感器领域的双偏振分布反馈光纤激光器和用作增益平坦滤波器的偏振有关度比较小的长周期光纤光栅。

五、研究了应力对相移分布反馈光纤激光器的偏振特性的影响,并首次采用应力的方法得到了单偏振输出(偏振度 15dB)的相移分布反馈光纤激光器。

在文章的最后,对相移分布反馈光纤激光器的拓展应用做了一个分析和展望。