

分类号_____

密 级_____

U D C_____

编 号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

大功率全光纤激光器及其关键器件技术研究

赵保银

指导教师赵 卫 研究员

段开棕 副研究员

申请学位级别博士 学科专业名称光 学

论文提交日期2011.2.20 论文答辩日期2011.5.20

培 养 单 位中国科学院西安光学精密机械研究所

学位授予单位中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名：

赵保银

日期：

2011.5.20

知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署各单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

论文作者签名：

赵保银

导师签名：

王

日期：

2011.5.20

日期：

2011.5.25

Study on the Technology of High Power All-fiber Lasers and their Key
Components

(大功率全光纤激光器及其关键器件技术研究) *

by

Zhao Baoyin (赵保银)

directed by

Prof. Zhao Wei (赵卫) and Duan Kailang (段开棕)

Submitted for Ph. D. Degree in Optics

State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics

Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics

Chinese Academy of Sciences

710119

ina

Jun 2009

* 本文得到国家自然科学基金重点项目(No. 60537060)资助

摘 要

大功率全光纤激光器由光纤、泵浦耦合器和光纤光栅等元件组成, 具有结构紧凑、性能稳定、转化效率高和光束质量好等优点, 在材料加工、激光打标、生物医学、自由空间通信和国防安全等领域有广泛应用。近几年的研究工作主要集中在提高泵浦耦合功率、减小增益光纤的光热损伤和非线性效应, 和使用光束合成技术获得较高功率的激光输出方面。本论文主要从大功率全光纤激光器关键器件、大功率全光纤激光器和光纤激光阵列的光束合成三个方面进行了理论和实验方面的研究。

首先, 在国内首次实验 MOPA 结构全光纤激光器实现了 1000W 连续功率输出。实验解决了全光纤元件的熔接、高阶模抑制和热管理方面的难题。激光器的光-光效率为 62 %, 中心波长为 1081nm, 波谱宽度为 2nm。

其次, 提出腔模互注入相位锁定技术, 并使用该技术成功实验两大功率全光纤激光器的相位锁定。激光器阵列获得稳定的干涉条纹, 干涉条纹可见度达 46%, 相干合成功率 407W, 合成效率高达 98%。

对 2×2 全光纤激光器阵列的部分相干合束进行了实验研究, 获得 925W 高功率部分相干合成输出。实验将全光纤激光器阵列分为两组, 两组阵列元之间非相干, 而组内两光纤激光器使用腔模互注入技术实现相位锁定。激光器阵列由全光纤元件组成, 结构紧凑, 性能稳定, 在输出光束占空比为 0.54 时, 获得 BQ 值约为 1.95 的高质量合成光束, 实现泵浦光到激光部分相干输出 57% 的转换效率。

此外, 还对大功率全光纤激光器的关键器件, 包括大模场光纤、大模光纤光栅和大功率泵浦耦合器进行了理论和实验研究。其中, 增益引导-折射率反引导光纤是一种新型的大模场光纤。本文基于广义光纤模式耦合理论, 对该光纤的耦合特性以及基于这种光纤的激光器增益特性进行了数值模拟和分析。研究结果表明, 改变芯径-包层复折射率差实部的值, 可改变光在增益引导-折射率反引导光纤和普通折射率引导光纤间的耦合方向。增益引导-折射率反引导光纤激光器在单模运行条件下, 光纤长度和输出端腔镜反射率都应有对应的取值范围, 一般取较大的光纤长度和较小的输出端腔镜反射率可使激光器获得较大的单模激光输出

功率。

将一种矩阵算法拓展并应用于数值求解多模耦合模微分方程，并使用该矩阵算法对大模场光纤光栅的光谱特性进行了理论研究。大模场多模光纤光栅因存在模式的自耦合和互耦合而使反射谱存在多个反射峰。当光栅周期存在啁啾时，反射峰会分裂，峰值反射率也会减小。使用高斯切趾函数可使啁啾光栅反射峰的分裂在一定程度上得到改善。

在新的泵浦耦合技术方面，对一种同时包含传输芯和增益芯的复合结构光纤的泵浦耦合特性进行了理论分析，并对基于这种复合结构光纤的激光放大器的增益特性和温度分布进行了数值计算和分析。结果表明，复合结构光纤中泵浦光的耦合特性与泵浦光的模式、纤芯半径和纤芯距离等因素有关。与使用端面泵浦技术的光纤激光放大器相比，这种复合结构光纤放大器对泵浦光的吸收和激光转换相对平缓，光纤具有相对低的温度分布。基于这种复合结构光纤的新型泵浦技术为研制超大功率光纤激光（放大）器提供了一种新的途径。

关键词：大功率全光纤激光器；相干合束；互注入相位锁定；部分相干合束；增益引导—折射率反引导光纤；大模场光纤光栅；复合结构光纤

Abstract

Constructed with components such as fiber, pump combiners and fiber Bragg gratings, high-power all-fiber lasers are of many unique advantages, such as small size, easy cooling, high efficiency, and outstanding beam quality, etc. These superior advantages have made fiber lasers become very competitive in many applications in material processing, marking, medicine, range finding, free space communication, and security, etc. Recent years, research works on high-power all-fiber lasers are mainly focused on increasing pump power, suppressing the optical and thermal damage and nonlinear effects, and also, upgrading output power by use of combining technology. In an attempt to construct a stable high-power all-fiber laser system with high output power and high beam quality, this dissertation present theoretical and experimental study on high-power all-fiber lasers and their key components. The beam combining of all-fiber laser array is also the main concerned work in this dissertation.

Firstly, a MOPA all-fiber laser is experimentally studied and 1000W output power is obtained. In the experiment, tough tasks of splicing all-fiber components, suppressing high-order modes and thermal managing of laser system are tackled. The monolithic fiber laser has an optical-to-optical conversion efficiency of up to 64%, and the central wavelength is at 1081 nm with the spectral FWHM being 2 nm.

Secondly, a novel mutual injection technique is proposed. By using the proposed technique, phase-locking and coherent combining of two high power all-fiber lasers are realized and experimentally demonstrated. Steady interference strips with high visibility of 46% are observed. The coherent combined 407 W CW output power with a power-combining efficiency of up to 98% is obtained.

Moreover, partially coherent combining of a 2×2 all-fiber laser array is experimentally studied, and up to 925W high output power is obtained. The laser array consists of two incoherent laser groups. Each group contains two all-fiber lasers which

are phase-locked by using direct mode mutual injection method. The fiber laser array is constructed by all-fiber components, thereby is monolithic and has stable performance. The efficiency of pump optical power converting to combined output power is up to 57%. The beam-quality value BQ of the combined beam is 1.95 when the fill factor of the laser array is 0.54.

Finally, the key components of high-power all-fiber lasers, including LMA fibers, LMA fiber Bragg gratings, and high-power pump combiners, are studied experimentally and theoretically. Based on general coupled-mode theory, numerical simulations are performed to analyze the coupling characteristics of a new LMA gain-guided and index anti-guided fiber (GG-IAG fiber) and the gain characteristics of the GG-IAG fiber laser. The results show that the coupling direction between the GG-IAG fiber and the general index guided fiber (IG fiber) can be changed by changing the real-valued refractive-index difference (real part of refractive-index difference between core and cladding, RVRID). To ensure the GG-IAG fiber laser in single-mode operation, the fiber length and the reflectivity of the output mirror should be valued in their ranges. Thus, with a longer fiber and a smaller reflectivity of the output mirror, the laser obtains more single-mode output power.

A matrix method is extended to solve the multimode coupling differential equations, and thereby the spectral characteristics of the chirped Bragg gratings in large-mode-area fibers (LMA FBGs) are studied theoretically. Unlike those of Bragg gratings in single mode optical fibers (SM FBGs), the reflection spectra of chirped LMA FBGs contain self-coupling and co-coupling peaks of the existing modes. For the chirped LMA FBGs, the reflectivity decreases and the reflection peaks split. These splits can be improved on some degree by Gaussian apodization function.

By constructing the coupled mode equations, the mode-coupling characteristics between the passive and active cores within a kind of composite structural fiber (CSF) are studied theoretically. And by use of steady-state rate equations and heat conductive

equations, the gain characteristics and the temperature distribution of all-fiber laser amplifiers based on CSF are calculated and analyzed numerically. The results show that the mode-coupling characteristics depend on the coupled modes and the radius and the separation of the two cores of the CSF. Compared with the end-pumped fiber laser amplifiers, the amplifiers based on CSF have a slow pump light absorption and conversion, and thus, have low temperature distribution. This kind of new coupling-pump technology provides a new approach to design higher power fiber lasers and fiber amplifiers.

KeyWords: High-power all-fiber laser; Coherent combining; Mutual injection phase-locking; Partially coherent combining; LMA FBG; Composite structural fiber

目 录

第一章 引 言	1
1.1 大功率全光纤激光器的结构特点及应用	1
1.1.1 全光纤激光器的结构和特点	2
1.1.2 全光纤激光器的应用	3
1.2 大功率光纤激光器的研究进展	6
1.3 光纤激光器功率提升面临的主要问题和解决办法	8
1.4 论文研究目的和意义	9
1.5 论文各章节内容和安排	11
第二章 大模场光纤	16
2.1 双包层光纤和包层泵浦技术	16
2.2 光子晶体光纤	18
2.2.1 光子晶体和光子晶体光纤的基本概念	18
2.2.2 光子晶体光纤的分类	19
2.2.3 光子晶体光纤的基本性质	22
2.3 增益引导-折射率反引导光纤	25
2.3.1 增益引导-折射率反引导光纤的模场	26
2.3.2 广义模式耦合理论	28
2.3.3 增益引导-折射率反引导光纤的耦合特性	31
2.3.4 增益引导-折射率反引导光纤与普通折射率引导光纤耦合	33
2.4 其它大模场光纤	36
2.4.1 螺旋光纤	36
2.4.2 泄漏通道光纤	37
2.4.3 CCC 光纤	38
2.5 结论	39
第三章 大模场光纤光栅	45
3.1 大模场光纤光栅的耦合模方程	45
3.2 多模耦合模方程的数值解法	47
3.2.1 龙格-库塔迭代算法	48
3.2.2 多模耦合模方程的矩阵算法	49
3.2.3 龙格-库塔迭代算法和矩阵算法比较	50
3.3 大模场光纤光栅的光谱特性	51

3.3.1 大模场光纤光栅理论模型	51
3.3.2 光谱特性分析	52
3.4 结论	55
第四章 大功率泵浦耦合器	58
4.1 大功率光纤激光泵浦技术	58
4.1.1 透镜耦合端面泵浦	58
4.1.2 V形槽侧面泵浦	59
4.1.3 平-凸双色镜反射泵浦	60
4.1.4 光纤束熔锥端面泵浦	61
4.1.5 泵浦光纤角度耦合泵浦	62
4.1.6 侧面熔锥泵浦	63
4.2 一种新型的单模泵浦耦合器	64
4.3 基于倏逝波耦合的复合结构光纤泵浦技术	65
4.3.1 复合光纤泵浦芯和增益芯之间的耦合模方程	66
4.3.2 复合结构光纤的泵浦耦合特性	68
4.4 结论	69
第五章 大功率全光纤激光器	72
5.1 掺镱 (Yb^{3+}) 光纤激光器的基本理论	72
5.1.1 Yb^{3+} 的特性	72
5.1.2 速率方程	74
5.1.3 热传导方程	76
5.1.4 激光器的增益特性和温度分布	77
5.1.4 激光器的高阶模抑制方法	80
5.2 全光纤激光器实验研究	82
5.2.1 激光器结构原理	82
5.2.2 激光器的输出特性	83
5.3 增益引导-折射率反引导光纤激光器的理论分析	85
5.3.1 增益引导-折射率反引导光纤激光器的速率方程	85
5.3.2 增益引导-折射率反引导光纤激光器的增益特性	87
5.4 MOPA 结构全光纤激光器	91
5.4.1 MOPA 结构全光纤激光器实验	91
5.4.2 耦合泵浦光纤激光放大器的理论分析	93
5.6 结论	96
第六章 大功率全光纤激光器阵列的光束合成	100
6.1 激光器阵列光束合束方法	100

6.1.1 非相干合束技术	100
6.1.2 相干合束	103
6.2 合成光束的光束质量分析	110
6.3 腔模互注入相位锁定实验	115
6.3.1 两大功率全光纤激光器相干合束	115
6.3.2 腔模互注入相位锁定技术的扩展方案	118
6.4 部分相干合束的实验研究	120
6.5 结论	124
第七章 总结和展望	131
致 谢	133
攻读博士学位期间发表论文和专利	134
攻读博士期间获得荣誉	135

第一章 引言

激光作为一种新型能源已被广泛应用于激光制造、信息与通讯、医疗保健与生命科学、国防安全等领域。全光纤激光器由于其结构紧凑、性能稳定、良好的散热性能、高转换效率以及光束质量好等优点而受到人们的广泛关注^[1-4]。近几年，得益于大模场双包层光纤技术和大功率半导体泵浦技术的逐渐成熟，大功率光纤激光器的功率水平迅速提高。目前，大功率光纤激光器的单光纤输出功率已近万瓦^[5]。大功率光纤激光器逐渐被应用于汽车制造、船舶工业、铁路机车制造、军事加工、金属材料加工等各个工业加工行业，并不断向更为广阔的应用领域拓展。

1.1 大功率全光纤激光器的结构特点及应用

大功率光纤激光器主要有两种谐振腔结构：一种是传统光学谐振腔，使用块状光学元件构成空间耦合谐振腔镜并实现泵浦耦合；另一种是采用全光纤元件的全光纤激光谐振腔。这两种结构的光纤激光器都采用掺稀土离子的光纤为增益介质。

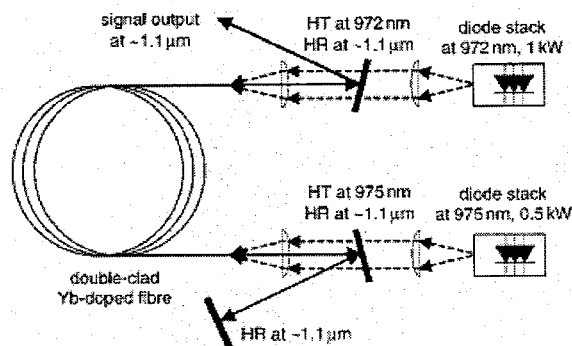


图 1-1 空间耦合结构光纤激光器

其中，空间耦合结构的谐振腔与传统固体激光器谐振腔相同，其结构如图 1-1，两块镀膜镜片起着正反馈、选模和输出耦合的作用，它们构成激光谐振腔的反射

腔镜。这种空间耦合的激光器在实际应用中有较多缺点：（1）环境机械振动和温度的变化易使空间耦合的谐振腔漂移而无法正常输出激光；（2）两块谐振腔镜对环境洁净度和温度、湿度等都有较高要求；（3）这种空间耦合的谐振腔难以封装，不利于光纤激光器的实用化和商品化；（4）需要二色镜和透镜组来完成泵浦光耦合和激光谐振，这些元件都会产生损耗，增加激光器阈值，降低激光转换的斜率效率。这些缺点使空间耦合的光纤激光器在实际使用中经常需要专业人员来进行维护，实际使用价值大大降低。

全光纤结构的激光谐振腔使用全光纤元件，通过光纤熔接的办法使整个激光谐振腔形成一个整体。这种结构不仅使光纤激光器的结构简单、紧凑、免于维护，而且泵浦光的耦合效率高达 95% 以上，在实际中有重要的应用前景。

1.1.1 全光纤激光器的结构和特点

全光纤激光器结构如图 1-2 所示，激光谐振腔由包含掺杂稀土离子的双包层增益光纤和一对熔接在增益光纤两端的光纤光栅组成^[6]。其中，一个具有高反射率 ($R>99\%$) 光纤光栅为激光器的高反射腔镜，另一个 $R\approx 10\%$ 的低反射率光纤光栅构成谐振腔的输出腔镜。分别将一个 $N\times 1$ 型和一个 $(N+1)\times 1$ 型多模泵浦耦合器的输出端与高、低反射率光纤光栅熔接，并将泵浦输入光纤与大功率半导体泵浦模块的输出尾纤熔接在一起，就使大功率泵浦光直接耦合进入双包层增益光纤。其中， $(N+1)\times 1$ 型多模泵浦耦合器包含有一根信号激光输出光纤，通常会在输出光纤端面制作端帽以避免被大功率输出激光损伤。

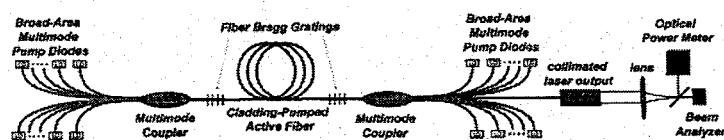


图 1-2 全光纤激光器

与传统的激光器相比，全光纤激光器具有以下优点^[7]：

（1）全光纤激光器结构简单、体积小巧、重量轻，光纤输出特点在实际应用更为灵活方便。全光纤结构借助光纤耦合器，将泵浦源的尾纤与增益光纤熔接为

一体,避免了用二色镜和透镜组提供激光反馈带来的损耗,从而简化了激光器的结构,降低了激光器的阈值,提高了激光转换的效率,使激光器的结构更加紧凑稳定、性价比高,并且可在高冲击、高震动、高温、有灰尘等恶劣的环境下正常运转。

(2) 易于实现较高的转换效率和高功率输出。由于双包层光纤内包层的横截面尺寸和数值孔径都比较大,半导体泵浦光在光束整形后,可以高效地耦合进入光纤内包层。因此,通过设计合适的内包层参数和形状,再选择发射波长和光纤吸收特性都与增益光纤相匹配的半导体激光器为泵浦源,可使基于双包层增益光纤的全光纤激光器实现高效率、大功率的激光输出。

(3) 优良的散热性能。传统的固体激光器由于激光介质的热效应会使光束质量及效率下降,因而难于实现较高功率的激光输出,为此,激光器在运行过程中需要有效的散热系统对激光介质进行冷却。而增益光纤具有很高的“表面积/体积”比(约为传统的固体激光器增益介质的 1000 倍以上),使全光纤激光系统具有良好的散热效果,并可在温度为 $-20^{\circ}\text{C}\sim+70^{\circ}\text{C}$ 的环境中工作。

(4) 高输出激光光束质量。大模场双包层光纤的纤芯一般有较小的归一化频率 V (与纤芯直径 d 和数值孔径 NA 有关),是基模和少数高阶模传输的波导,波导结构不会因受热而有较大变化。并且,基于大模场双包层增益光纤的全光纤激光器一般采用盘绕增益光纤的方法来使高阶模有较大的损耗,使激光器运行在单模输出状态。此外,光纤光栅具有较窄的反射谱、较好的波长选择特性和低损耗特性。使用光纤光栅作全光纤激光器的谐振腔镜,使激光器具有较高的信噪比和较窄的线宽,因而获得较为理想的光束质量。

(5) 可设计激光器在很宽光谱范围内(455nm-3500nm)运行,并能实现可调谐输出。相当多的可调谐参数和选择性使光纤激光器能在很宽的光谱范围内设计和运行,并可实现较宽范围内的波长调谐,具有很好的单色性和稳定性。

1.1.2 全光纤激光器的应用

大功率全光纤激光器的一系列优点使之在工业加工、材料处理、生物医学、

国防军工等领域展现出巨大的应用前景^[8]。

在通讯领域，光纤激光器的发展推动了全光通讯网络的发展。随着信息需求量的迅速增长，光纤通信传输速率已经从每秒几十兆比特发展到每秒太比特以上，这对光纤激光放大器提出了越来越高的要求。掺铒光纤激光器虽然能够提供处于两个低损耗通讯窗口 $1.30\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 波段的激光，但掺铒光纤放大器因为依赖于单模激光二极管泵浦而使输出功率比较小，越来越难以满足对多波长信号放大的要求。喇曼光纤放大器可以工作在光通信窗口的任意波长处，但喇曼光纤放大器需要单模高亮度的泵浦光。而双包层掺镱光纤激光器使用包层抽运技术将几个激光二极管的多模激光转变为单模高亮度的泵浦光束，解决了拉曼光纤放大器的泵浦源问题，使喇曼光纤放大器为光信号在线大功率放大成为可能^[9]。

在工业加工方面，利用激光与物质相互作用的特性对材料进行切割、焊接、表面处理、打孔及微加工等造就了大功率激光器市场最广阔的应用前景^[10]。与机械加工相比，激光加工具有加工对象广、非接触加工、公害小、速度快、可自动控制等优点，因而有“未来制造系统的共同加工手段”之誉。近几年，随着光纤激光技术的快速发展，光纤激光器不仅输出功率迅速提高，而且在电光效率、光束质量、运行成本、寿命等许多方面都表现出明显的优势，这使得光纤激光器已成为目前世界上最受关注的激光器之一。IPG 的商用化的光纤激光器连续输出功率已上升至万瓦量级，已被应用于工业生产和国防研究之中。2008 年，美国海军从 IPG 公司订购 8 台 5kW 的光纤激光器用于军事研究。同年 7 月，德国宝马汽车集团购买 IPG 公司 16 台千瓦级连续光纤激光器，总功率 63kW，用于一条新的车门焊接生产线。工作波长在 1060-1200 nm 的掺镱大功率光纤激光器以极高的效率和功率使其在工业加工方面具有代替其它激光器的巨大应用前景。

在激光打标领域，光纤激光器较高的光束质量和定位精度使之取代效率不高的 CO_2 激光器和闪光灯泵浦的 Nd:YAG 脉冲激光打标系统，用于集成电路和半导体芯片打标系统。此外，光纤激光器也常用于塑料和金属打标。

国防军事领域需要高功率、光束质量好的激光器来制作激光武器。光纤激光器对工作环境要求低、结构紧凑、输出臂机动灵活等特点，使之能有效用于飞机、

车辆等多种平台，是高能激光武器最具前景的发展方向。高功率光纤激光器的光功率密度可达到 MW/cm^2 量级，输出能量高度集中，足以摧毁任何坚固的目标。大功率光纤激光器还可作为防御武器使用，如美国军方在 2002 年就使用 IPG 公司生产的 2000 W 光纤激光器，在阿富汗成功执行扫雷任务^[8]。美国在 2010 年的一次秘密军事试验中，首次使用舰载大功率光纤激光器发射强激光束，在距离约为 2 英里远处击中时速 300 英里的无人机^[11]。

在医疗方面，许多内外科手术中用光纤激光作手术刀。大功率光纤激光器用于手术，使组织脱落和光致凝结手术的时间大大缩短。在眼科手术中，连续掺铥光纤激光器能使角膜成形手术的成功率更高，还可以治疗远视、近视等眼科疾病。由于光纤的柔韧性和光纤激光器光束质量好，在心血管手术中可使光纤进入人体内排除肿瘤或各种血管淤积物^[12]。在整形美容手术中， $2\mu\text{m}$ 波长光纤激光器在治疗皮肤癌和去纹身方面也取得了良好效果。此外，功率为几瓦的掺铥光纤激光器能为外科手术提供较大的高能辐射，在显微外科手术中扮演了重要角色，而且在红外保健方面也有应用。

大功率光纤激光器应用于石油矿产领域，在建井和完井作业中发挥出色作用。光纤激光器通过光纤向井下提供所需要的能量，与常规工业激光器相比，工作效率更高、光束质量更好、机动性更强，在使用寿命期间基本上不用维修。2003 年，美国天然气技术研究所(GTI) 使用 5.34 kW 大功率激光器进行的井下射孔实验表明，大功率光纤激光器因具有较高光束质量使其能够破碎任何岩石，因而在此应用领域体现出其巨大优势^[8]。

激光的应用被称为是人类使用工具的第三次飞跃，而光纤激光技术的成熟使得大功率光纤激光器从实验室真正进入大规模工业应用。在能源日益短缺的时代，大功率光纤激光器较高的电光转换效率使其可以大幅度减少能耗，在节约资源等方面做出越来越多的贡献。光纤激光器已经或正在许多应用领域替代化学、气体和普通固体激光器，对激光器市场产生了革命性的改变，也是未来激光器发展的必然趋势，是“激光产业的新宠儿”，被誉为“第三代激光器”，具有广阔的应用

前景。

1.2 大功率光纤激光器的研究进展

1961 年, Snitzer 等人使用光纤作为增益介质制成了世界上第一台光纤激光器^[13]。随后, 又采用侧面泵浦技术研制成功了 Nd^{3+} 掺杂的光纤激光器, 这台光纤激光器的耦合效率非常低, 激光输出光束质量也很差^[14]。后来, Burrus 和 Stone 使用轴向泵浦技术改善了泵浦耦合效率^[15]。1988 年, 双包层光纤以及包层泵浦技术的出现为提高光纤激光器的输出功率和转换效率提供了有效途径。基于这种包层泵浦技术的光纤激光器在 1999 年实现了 110W 的单模连续激光输出, 改变了光纤激光器只能作为一种小功率光子器件的历史^[16,5]。

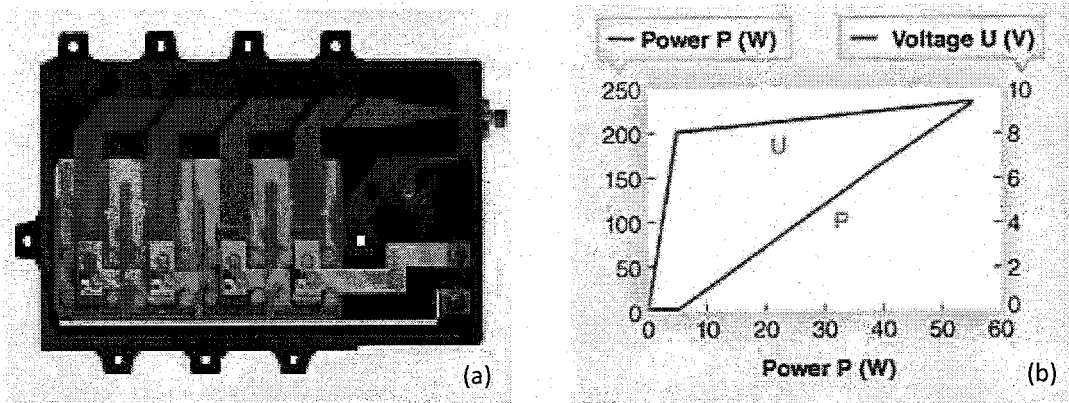


图 1-3 (a)200W 976nm 光纤耦合模块; (b)功率和电压与电流的关系

高功率光纤激光技术取得的进展与大亮度光纤耦合激光二极管的技术进步紧密相关。一些新型高亮度二极管阵列具有增加的腔长, 并与高亮度匹配微光学元件相结合, 使单阵列中的多个发光点直接耦合入直径 $100\mu\text{m}$ 的光纤中。而大于 200W 的更高功率的泵浦模块 (图 1-3), 泵浦光纤的直径可以增加到 $200\mu\text{m}$, 通过光学叠加和偏振耦合, 将 6 至 10 个更多的阵列单元耦合到单根直径为 $200\mu\text{m}$ 、数值孔径 0.2 的泵浦传输光纤中。激光二极管通过一个较大的铜热沉散热, 从而可以使用工业用水或高性能半导体制冷器进行冷却, 而不需要使用冷却微通道叠层所需的去离子水。具有四个激光二极管阵列的 976nm 光纤耦合模块, 能通过 $200\mu\text{m}$ 的光纤实现超过 200W 的功率输出。现在, 基于标准商用光纤、组件和 976nm 激

光二极管, 实现输出波长 $1\mu\text{m}$ 的千瓦级全光纤激光技术已经逐渐成熟^[17]。

近几年, 随着大模场面积双包层掺杂光纤制造工艺和高亮度激光二极管泵浦技术的发展, 单模双包层光纤激光器的单光纤输出功率正以惊人的速度提高, 如图 1-4 为近十年来大功率光纤激光器的功率提高过程^[18-24]。Gapontsev 指出, 光纤激光器的输出功率水平按每年翻番的速度增长^[25,26]。英国 SPI 在 2003 年 8 月制成 1kW (波长 1090nm , $M^2=3$) 的光纤激光器^[27]。他们于 2004 年 12 月研制成功 1.36kW 连续光纤激光器, 该激光器采用双端泵浦 12m 长的双包层光纤(纤芯径 $40\mu\text{m}$, $\text{NA}<0.05$), 采用两个 975nm 波长的 LD 泵浦模块, 总泵浦功率为 1.8kW , 斜率效率为 83% , 输出激光波长在 $1.1\mu\text{m}$, 光束质量因子 $M^2=1.4$ 。他们还预言, 通过对掺杂光纤更先进的设计和采用更高功率的泵浦源, 单根光纤的输出功率可高达万瓦^[4]。2009 年 6 月, 美国 IPG 公司推出了上万瓦的单模光纤激光器产品, 该公司的多模连续光纤激光器输出功率已达 50kW , 电光转换效率高于 25% ^[5,28]。在光纤放大器方面, Nufern 公司也推出了 kW 量级窄线宽高功率单模光纤放大器系统^[29]。

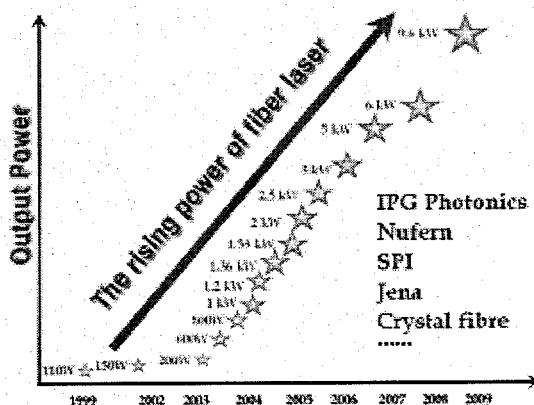


图 1-4 单根光纤激光器输出功率的提高过程

但是, 受限于掺杂光纤的非线性效应(如受激拉曼散射和受激布里渊散射)和纤芯的光热损伤等物理现象, 光纤激光器的单光纤输出功率最终有限, 而且光束质量也会随输出功率的提高而变差^[30]。为此, 常采用激光器阵列合束的方法来获得更高激光输出功率, 以满足工业加工、空间光通讯、遥感和国防等对大功率激光的需要。按激光器阵列单元之间的相位关系, 激光合束技术分为相干和非相干

合束两大类。其中，相干合束技术被认为是获得高功率、近衍射极限的光束输出的有效方法^[31]。近几年，已经有大量的实验对光纤激光器的相干合束进行了报道^[32-40]。如 2009 年，美国空军实验室的 Shay 等实验了 5 路百瓦级光纤放大器的相干合成，获得 725W 功率输出^[41]。然而，光纤激光阵列获得的相干合束功率仍没有突破千瓦量级。

相干合束技术由于要求激光器阵列元之间严格的满足相位关系而使系统结构复杂，不利于获得高相干性、高功率的激光合成输出，这一点可以从气体、化学、半导体和固体激光等各种激光光束相干合束的实验中分析得出。例如，美国 Northrop Grumman 公布的 JHPSSL 项目于 2009 年通过 7 路 15kW 级固体激光阵列相干合束获得 105kW 高功率固体激光输出，但是实际的主瓣功率只有约 11.5kW，光束质量并不理想，只取得了部分相干合成的效果^[42-44]。因此，大功率激光的相干合束其实质上往往只是部分相干合束，对较大功率激光器阵列的光束合成高光束质量激光输出仍有待于突破。

非相干合束技术使激光器阵列的输出光束沿同一传输轴传播合为一束，实现功率的标量叠加。这种技术对各阵元输出光束的相位没有限制，只要求激光阵列的波长处于组束元件的频谱范围内。2009 年，美国海军实验室 Sprangle 使用自适应的光学反射镜实现了 4 台光纤激光非相干合束输出 3kW 功率。同年，德国的 Wirth 也实验了 4 路 MOPA 结构光子晶体光纤放大器的外腔非相干合束，实现 2065W 激光输出。与相干合束相比，非相干合束方法结构简单、系统稳定且易于控制，近年来逐渐成为光纤激光领域的研究热点^[45]。

1.3 光纤激光器功率提升面临的主要问题和解决办法

性能稳定的大功率全光纤激光器离不开优质的光纤材料和光纤器件。其中，高性能的光纤材料是光纤激光器获得高功率输出的首要条件，也是研制能承载高功率激光的光纤器件的前提和基础。大功率全光纤激光器的关键器件包括尾纤输出的半导体激光泵浦模块、泵浦耦合器、光纤光栅和光隔离器等，它们都在激光器功率提升中至关重要。半导体泵浦模块通过泵浦耦合器为增益光纤提供大功率泵

浦, 泵浦耦合器的性能和稳定性会对激光器产生直接的影响。光纤光栅的反射谱、线宽及其在高功率情况下的光谱稳定性决定着激光器的输出性能。

这些光纤材料和光纤器件在国外都已经成熟的产品, 如 Nufern、Crystal Fiber 等多家国外公司的光纤制作工艺成熟, 尾纤输出的中、小功率半导体泵浦模块有美国欧洲和日本的多家公司生产。但是, 泵浦耦合器、大功率光纤光栅及大功率光纤耦合光隔离器等光纤器件却因为工艺复杂而制作较困难, 或者受专利保护的原因, 全世界只有少数几家公司(如 ITF 和 Teraxion)才能提供商品化的光纤器件。

我国在大功率全光纤激光技术方面的研究基础比较薄弱, 尤其是较低的光纤材料和器件的设计制作水平成为制约大功率全光纤激光器功率发展的主要因素。近几年, 国内的一些单位与企业也可以生产光纤和光纤器件, 如武汉烽火科技公司可以拉制双包层掺 Yb 光纤, 深圳朗光公司可以制作泵浦耦合器, 北京的凯普林公司也已经研制出中小功率尾纤输出的半导体泵浦模块。然而, 这些产品的研究和生产还处于起步阶段, 与国外产品存在较大差距, 性能亟需进一步提高。目前, 国内在较大功率的光纤激光器的研究和生产方面大都使用国外生产的光纤材料和光纤器件。

为加快我国大功率全光纤激光器发展, 首先要加快能承载较大功率的光纤材料和关键器件的研究, 主要包括大模场光纤、光纤光栅和泵浦耦合器。其次, 对大功率光纤激光器的基本物理问题和关键技术进行深入的研究, 包括非线性效应、热管理、模式抑制和系统集成等方面的技术。此外, 还应重点研究大功率泵浦耦合新技术, 以突破现有端面泵浦技术的限制, 大幅度提升泵浦功率。最后, 利用全光纤激光器良好的扩展性, 探索和研究光纤激光相干合成技术, 将多路光纤激光进行相干合成, 以获得更大功率、更高能量的光纤激光^[46-49]。

1.4 论文研究目的和意义

目前, 很多国家都投入大量资金进行全光纤激光器的研究。美国的 IPG 公司在军方和政府的支持下已经发展成为全光纤激光器的商业巨头, 此外, 还有美国

的 JDSU, 英国的 SPI, GSI 公司和德国的 ROFIN, TRUMPF 等公司也在全光纤激光器方面具有较强实力。IPG 集团的产值和产品数量近年来均占世界光纤激光市场的 85% 以上, 该公司是唯一能提供各类光纤激光器, 包括低中高功率, 脉冲和连续激光器的厂商, 也是唯一能提供 20 千瓦多模、1 千瓦单模工业光纤激光器及绿色光纤激光器的厂商。SPI 最初由英国南安普顿大学光学研究中心成立, 现已经发展成为全球第二大光纤激光器生产厂商, 他们在 2010 年慕尼黑光电展上推出了 400 瓦连续输出的水冷全光纤激光器和 200 瓦连续型风冷全光纤激光器。此外, GSI 公司的单模连续全光纤激光器也实现了最高 400 瓦的激光输出。

光纤激光的光束合成已引起了各国研究人员的高度关注, 是当前光学领域的研究热点。美国军方投入了大量资金用于发展基于光束合成的高能光纤激光系统, 他们分别利用相干和非相干激光两条路线进行光纤激光功率合成的研究。从理论上说, 相干合成比非相干合成更容易实现较高的合成光束光束质量, 能够在远场获得较高的能量集中度。然而, 从目前研究的结果看, 光纤激光的相干合成研究进展缓慢, 合成功率还在千瓦输出的功率水平, 还处于实验研究阶段, 合成光束的功率水平, 光束质量等远远没有达到预期的结果。

国内有西安光机所, 上海光机所, 国防科技大学、电子科技集团十一所等多家单位对光纤激光技术展开研究, 全光纤激光器的单光纤输出和阵列合束都实现了千瓦输出的功率水平。在光纤激光的工程化应用方面, 中国科学院西安光机所继成功实验了 1000 瓦全光纤激光器之后, 于 2010 年 11 月推出面向工业化应用的 400 瓦连续输出全光纤激光器。武汉锐科也在其官方网站展示了 200 瓦连续输出的商用全光纤激光器。

然而, 与国外先进技术相比, 我国全光纤激光器还处于实验研究阶段, 光纤材料和光纤器件设计和制作的已有技术基础薄弱, 大功率输出的全光纤激光器的工程化应用还有相当一段距离要走。我国商用中、大功率光纤激光器主要依赖进口, 大功率光纤激光器在工业加工中的应用尚属空白, 我国庞大造船工业中甚至还没有用到激光加工技术。我国在商用光纤激光器方面的大部分市场份额都被国外企业占领, 军事领域更是被禁运。

因此, 掌握大功率全光纤激光器的核心技术, 促进我国高能光纤激光研究的发展, 加快高能光纤激光在相关领域的工程化应用, 这对于全面提升我国高功率全光纤激光器的整体发展水平, 对于打破国外在高功率全光纤激光器领域对我国的技术封锁和商业垄断有非常重要的意义。本论文主要开展大功率全光纤激光器及相干合成的基本物理问题和关键技术研究。发展大功率全光纤激光技术, 主要是要研究能承载大功率的光纤器件, 如大模场的光纤光栅、多模泵浦耦合器和大模场增益光纤等, 并且需要解决新型的泵浦耦合技术, 以解决光纤材料和器件的光热损伤和非线性效应等对输出功率的限制。另外, 利用全光纤激光器优秀的可扩展性, 积极探索和研究光纤激光相干合成技术, 将多路光纤激光进行相干合束, 获得大功率、高能量光纤激光。

1.5 论文各章节内容和安排

本论文主要对大功率全光纤激光器及光纤激光阵列合束进行了实验研究, 并对大功率全光纤激光器的关键器件, 包括大模场增益引导一折射率反引导光纤、大模场光纤光栅、大功率泵浦耦合器等进行了理论和实验研究。各章节具体内容

为:

第一章 引言。简要介绍大功率全光纤激光器结构和光纤激光技术的发展背景, 概括本论文研究目的和意义。

第二章 大模场光纤。介绍光子晶体光纤、双包层光纤等大模场光纤的结构和特点。使用广义耦合模方程, 对一种新型的大模场增益引导一折射率反引导光纤的模场耦合特性进行理论分析。

第三章 大模场光纤光栅。将一种矩阵算法拓展应用于求解多模耦合模方程, 并使用该矩阵算法对大模场全光纤激光器的反射腔镜大模场光纤光栅的光谱特性进行数值计算和分析。

第四章 大功率泵浦耦合器。针对现有的多模泵浦耦合器承载功率较低的问题, 提出一种新型的单模泵浦合束器原理。而且, 基于一种复合结构光纤对新型

耦合泵浦技术进行了理论分析。

第五章 大功率全光纤激光器。一方面，对大功率全光纤激光器进行了实验研究。另一方面，从理论上对基于增益引导—折射率反引导光纤的光纤激光器和一种复合结构光纤激光放大器的增益特性进行了数值分析和研究。

第六章 大功率全光纤激光器阵列的光束合成。使用腔模互注入相位锁定技术成功实验两大功率全光纤激光器的相干合束，提出腔模互注入技术应用多个全光纤激光器相干合束的扩展方案。提出部分相干合束的理念，实验研究了 2×2 全光纤激光器阵列的部分相干合束。

参考文献

- 1 Yin S, Yan P, Gong M. End-pumped 300 W continuous-wave ytterbium-doped all-fiber laser with master oscillator multi-stage power amplifiers configuration. *Optics Express* 2008, 16:17864-17869.
- 2 Gapontsev V P, Samartsev I E. High power fiber lasers. *OSA/ASSL*, 1990, 6:258-262.
- 3 Hu G, Shan C, Deng X, et al. Threshold characteristics of linear cavity Yb^{3+} -doped double-clad fiber laser. *Optics&Laser Technology*, 2004, 37:3-7.
- 4 Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power. *Opt Exp*, 2004, 12(25): 6088-6092.
- 5 IPG Photonics. IPG Photonics successfully tests world's first 10 kilowatt single-mode production laser. <http://www.ipgphotonics.com/newsproduct.htm> (June 15, 2009).
- 6 Platonov N S, Gapontsev D V, Gapontsev V P, et al. 135W CW fiber laser with perfect single mode output. *IEEE Laser and Electro-Optics*, 2002, 2:CPDC3-1 -4.
- 7 刘国华. 高功率光纤激光器的理论研究: 学位论文. 武汉: 华中科技大学, 2007.
- 8 宋志强. 大功率光纤激光器技术及其应用. *山东科学*, 2008, 21(6):72-77.
- 9 Wang Y. Dynamics of Stimulated Raman Scattering in Double2Clad Fiber pulse Amplifiers. *IEEE J Quantum electonics*, 2005, 41(6) : 779-788.
- 10 吴秀丽. 激光加工的现状与发展趋势. *光机电信息*, 2000, 17(10): 23 - 25.

- 11 李小磊. 雷声公司“密集阵-激光武器系统”击落海上无人机. http://www.mod.gov.cn/wqzb/2010-07/22/content_4176115.htm (July 22 2007).
- 12 Jackson S D , Lauto A. Diode-Pumped Fiber Lasers: A New Clinical Tools. *Lasers in Surgery and Medicine*, 2002, 30: 184 -190.
- 13 Snitzer E. Proposed Fiber Cavities for optical masers. *J Applied Physics*, 1961, 32(1):36-39.
- 14 E Snitzer. Optical maser action in Nd^{3+} in a Barium crown glass. *Physical Review Letters*, 1961, 7(12):444-446.
- 15 Burrus C A, Stone J. Nd^{3+} doped SiO_2 lasers in end-pumped fiber geometry. *Applied Physics Letters*, 1973, 23(7):388-389.
- 16 Gapontsev D. 6kW CW single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format. *21st Solid State and Diode Laser Technology Review*, 2008, 258.
- 17 Marchiano M, Samson G, Biesenbach J, et al. 激光二极管技术推动光纤激光器向高功率发展. *激光与光电子学进展*, 2008, 12:85-87.
- 18 Limpert J, Liem A, Zellmer H, et al. 500W continuous wave fibre laser with excellent beam quality. *Electron Lett*, 2003, 39:645-647
- 19 Liu C H, Galvanauskas A, Ehlers B, et al. 810-W single transverse mode Yb-doped fiber laser. *OSA/ASSP*, 2004, postdeadline paper PD2.
- 20 Bonati G, Voelckel H, Gabler T, et al. 1.53 kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber laser. *Photonics West: San Jose, Late Breaking Developments*, 2005, Session 5709-2a.
- 21 Gapontsev V, Gapontsev D, Platonov N, et al. 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness. *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe*, 2005, 508.
- 22 Fomin V, Mashkin A, Abramov M, et al. 3 kW Yb fibre lasers with a single-mode output. *Symp High-Power Fiber Lasers Appl Russia: St.Petersburg*, 2006.
- 23 Gapontsev V P. New milestones in the development of super high power fiber laser. *Photonics West, OE/LASE 2006*, CA:San Jose, Jan 21-26, 2006
- 24 Limpert J, Roser F, Klingebiel S, et al. The rising power of fiber lasers and amplifiers. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2007, 13(3):537-545.

- 25 David N Payne. Fiber lasers the next generation. <http://www.orc.soton.ac.uk/publications/35xx/3538>, 2006.
- 26 周朴. 光纤激光相干合成技术: 学位论文. 长沙:国防科技大学, 2009.
- 27 Jeong Y, et al. Ytterbium-doped large core fiber laser with 1 kW of continuous-wave output power. *Electron.Letters*, 2004, 40(8):470-471.
- 28 IPG Photonics. YLR-HP Series: 1-50kW ytterbium fiber lasers. http://www.ipgphotonics.com/apps_mat_multi_YLR.htm.
- 29 IPG Photonics. NukW: Kilowatt laser amplifier platform. <http://www.nufern.com/kilowatt-amp.php>.
- 30 肖瑞, 侯静, 姜宗福, 等. 三路光纤放大器相干合成技术的实验研究. *物理学报*, 2006, 55(12): 6464- 6469.
- 31 何兵, 楼祺洪, 周军, 等. 激光与光电子学进展, 2006, 43(9):47-54.
- 32 Demoustier S, Bellanger C, Brignon A, et al. Coherent beam combining of 1.5 μ m Er/Yb doped fiber amplifiers. *Fiber and Integrated Optics*, 2008, 27:392-406.
- 33 Augst S J, Ranka J K, Fan T Y, et al. Beam combining of ytterbium fiber amplifiers. *J Opt Soc Am B*, 2007, 24:1707-1715.
- 34 Fan T Y. Laser beam combining for high-power, High-radiance sources. *IEEE Sel Top Quantum Electron*, 2005, 11(2):567-577.
- 35 Xiao R, Hou J, Liu M, et al. Coherent combining technology of master oscillator power amplifier fiber arrays. *Optics Express*, 2008, 16(3):2015-2022.
- 36 Lei B, Feng Y. Coherent combining of two fiber lasers in a Michelson-type coupled cavity. *Optics Communications*, 2008, 281:739-743.
- 37 Shirakawa A, Saitou T, Sekiguchi T, et al. Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler. *Optics Express*, 2002, 10(21):1167-1172.
- 38 Liu Y, Chen Y, Xu L, et al. Mutual injection-locking of two individual double-clad fiber lasers. *IEEE J Electronics Letters*, 2009, 45(8):399-400.
- 39 Lei B, Feng Y. Phase locking of an array of three fiber lasers by an all-fiber coupling loop.

- Optics Express, 2007, 15(25):17114-17119.
- 40 Chen Z L, Zhou P, Wang X L, et al. Synchronization and coherent addition of three pulsed fiber lasers by mutual injection and phase modulation. Optics&Laser Technology, 2009, 41:710-713.
- 41 Shay T M, Baker J T, Sanchez A D, et al. High power phase locking of a fiber amplifier array. Proc of SPIE, 2009, 7195:7195M.
- 42 Northrop Grumman. Scales new heights in electric alser power achieves 100 kilowatts from a solid-state laser. http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_released.html?d=161575 (2009-03-18).
- 43 Marmo J, Injeyan H, Komine H, et al. Joint high power solid state laser program advancements Northrop Grumman. Proc of SPIE, 2009, 7195:719507-1-6.
- 44 周朴, 王小林, 马阎星, 等. 激光阵列部分相干合成的光束质量. 光学学报, 30(4):1066-1070.
- 45 Fan T Y, Sanchez A. Coherent (Phased Array) and Wavelength(Spectral) Beam Combining Compared. Proc of SPIE, 2005, 5709: 157- 164.
- 46 Brown D C, Hoffman H J. Thermal stress and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers. IEEE Quantum Electronics, 2001, 37(2):207-217.
- 47 Wang Y, Xu C Q, Po H. Thermal effects in kilowatt fiber lasers. IEEE Photon Technol Lett, 2004, 16(1):63-65.
- 48 Bielawski S, Derozier D, Glorieux P. Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser. Phys Rev (A), 1992, 48(5):2811-2822.
- 49 裴新, 向望华, 谭莉, 等. Yb:Er 共掺杂对掺铒光纤激光器中自脉冲行为的抑制作用. 光学学报, 2004, 24(1):94-98.

第二章 大模场光纤

与传统的固体激光器相比，光纤激光器使用纤芯掺杂稀土离子的光纤为增益介质，大大提高了激光器的电光转换效率和输出激光束的光束质量。近几年，为降低光纤纤芯中的功率密度，提高光纤的光热损伤和非线性阈值，从而提高光纤激光器的输出功率水平，人们研制了双包层光纤、光子晶体光纤、增益引导一折射率反引导光纤等具有较大纤芯直径的特种光纤^[1-6]。本章介绍了这些大模场光纤的结构，并对增益引导一折射率反引导光纤的耦合特性进行了数值模拟和分析。

2.1 双包层光纤和包层泵浦技术

最初发展起来的通信用光纤激光器主要采用单模掺杂光纤作为激光和泵浦光的共同波导。单包层的增益光纤要求泵浦光直接耦合进入直径仅为几微米的纤芯中，这就要求泵浦光模式也为单模。由于单模半导体激光器的泵浦耦合效率很低，光纤激光器输出功率不高，早期的光纤激光器与放大器的输出功率最多只有几百毫瓦左右，被认定为一种低功率的光子器件^[7]。

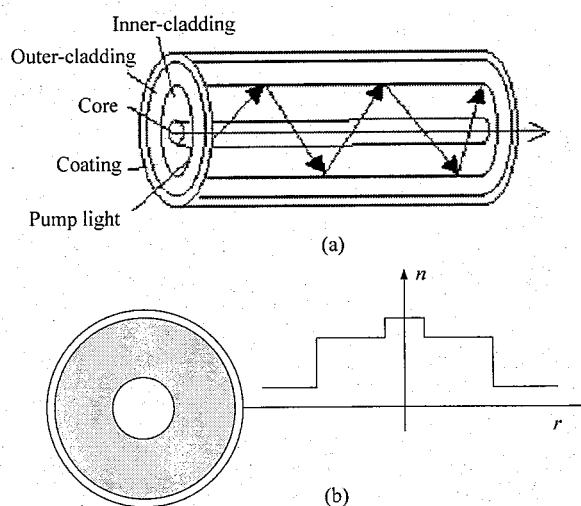
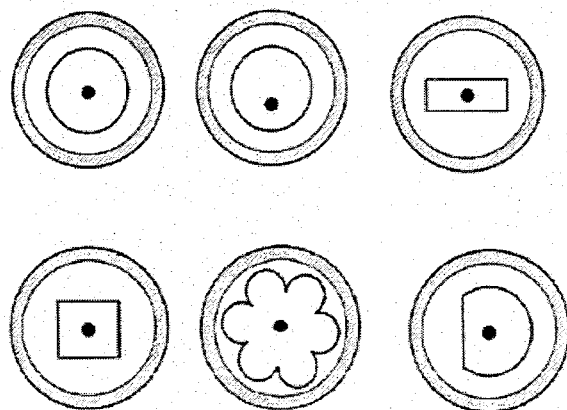


图 2-1 (a)双包层光纤结构和(b)横截面折射率分布

20 世纪 80 年代末，美国 Polaroid 公司的 H.Po 和 E.Snitzer 提出了基于双包层

光纤的包层泵浦技术^[1,8]。双包层光纤结构如图 2-1 所示，与普通单模光纤相比，双包层光纤又增加了一个内包层。双包层光纤的纤芯折射率略大于内包层，而内包层折射率大于外包层，这样使内包层成为多模泵浦光的传输波导。内包层有较大的数值孔径，尺寸通常在几十到数百微米，能够很好的与较大功率的半导体泵浦模块匹配，获得较高的泵浦功率。泵浦光在内包层传输时不断的穿越纤芯，在纤芯掺杂时，泵浦光就会被其中的掺杂离子吸收而受激跃迁产生激光。双包层光纤的纤芯一般有较小的直径和数值孔径，形成激光的单模传输波导。这种包层泵浦技术突破了传统光纤激光器在耦合泵浦方面的限制，大大提高了激光输出功率。

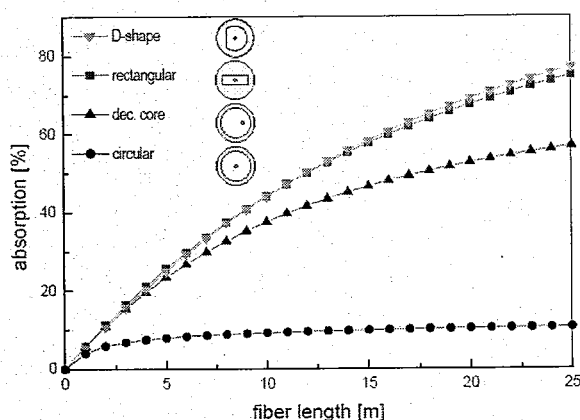
圆形内包层的双包层光纤一般用作传输光纤，它在拉制时不需要对预制棒做光学机械加工而使工艺更简单，且易与半导体泵浦模块的尾纤熔接耦合。但是，如果双包层掺杂光纤也采用这种普通的旋转对称结构，就会使内包层中大量的泵浦光形成螺旋光，使纤芯对泵浦光的吸收效率大大降低。为解决这一问题，研制了矩形、D 形、偏心型、正方形、梅花等形状的内包层，如图 2-2 所示^[9-16]。



图表 2-2 几种常见的双包层光纤结构

图 2-3 对不同形状内包层的双包层光纤对泵浦光的吸收效率进行了研究^[17]。图中光纤长度为 25m 时，D 形、矩形、偏心和圆形内包层的光纤对泵浦光的吸收效率约分别为 78%、76%、52%和 11%。而实验中 D 形内包层的光纤吸收效率可达 80%。采用矩形内包层双包层光纤理论上对泵浦光的吸收效率为 100%，实验上

也可达到 90%以上^[18]。与圆形双包层光纤相比, 非旋转对称形状内包层的双包层光纤对泵浦光的吸收效率已经大大提高。



图表 2-3 不同形状内包层的双包层光纤对泵浦光的吸收率

2.2 光子晶体光纤

2.2.1 光子晶体和光子晶体光纤的基本概念

1987 年, E.Yablonovitch 和 S.John 根据 Maxwell 方程与 Schrodinger 方程将光子和电子类比, 提出了光子晶体 (Photonic Crystal) 的概念^[19,20]。他们指出, 电磁波在周期性介电常数的变化与其波长相比拟的介质中的行为和电子在晶体中一样。因此, 光子晶体具有折射率在空间周期性变化的介点结构, 其变化周期是光波长数量级。光子晶体的这种折射率周期性变化类似于多维衍射光栅, 即具有光子带隙。频率位于光子带隙的光波不能在光子晶体中传播, 而是被全部反射。光子晶体的对称性结构决定了光子晶体带隙的光谱宽度, 而光子晶体的带隙宽度随折射率调制深度的增加而变宽^[21-23]。

光子晶体与一般晶体有类似的特性: 有序排列的微结构。光子晶体材料在周期性尺寸、制备方法和性质等方面都与传统的一般晶体有很大区别。对于一般晶体, 晶格常数是电子德布罗意波长的数量级 (约为 $1\text{\AA}$), 而光子晶体有序排列的周期约为微米、亚微米数量级, 大约在光波长的数量级。

1992 年, 英国 Bath 大学的 P St J Russel 等提出光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 的概念^[2]。1996 年 J C Knight 和 T A Birks 等拉制出世界上第一根光子

晶体光纤^[24]。光子晶体光纤是一种带有线缺陷的二维光子晶体，它由石英棒或石英毛细管排列拉制后形成中心有缺陷的多孔光纤（Holy Fiber）或微结构光纤（Micro-structured Fiber）。光子晶体光纤具有沿纵向均匀排列的、空间周期性变化的介电常数微结构，基底一般为单一材料如石英、聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）等，在基底上有按规则排列的空气孔。这些空气孔沿光纤长度方向不变，它们一般规则地排列成六角形的微结构，形成光纤包层。纤芯则由石英或空气孔构成具有约束光能力的缺陷，而光通过改进的全内反射或光子带隙效应约束在纤芯中传播。这种在包层中引入的空气孔可以使光子晶体光纤达到普通光纤无法实现的大折射率比，通过改变空气孔大小和排列可以方便地达到控制光纤光学特性的目的，因而大大增加了光纤设计上的灵活性。

2.2.2 光子晶体光纤的分类

光子晶体光纤可以按照纤芯引入缺陷的不同分为折射率引导型（Index Guiding PCF）和带隙波导型两类（PBG-PCF），前者也称为改进的全内反射光子晶体光纤（TIR-PCF），其典型结构分别如图 2-4(a)和(b)所示^[25]。

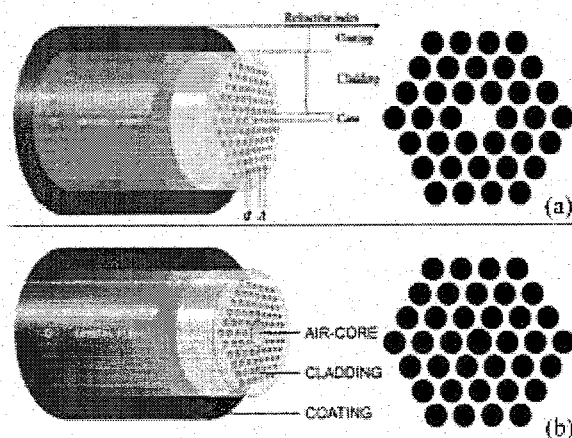


图 2-4 (a)折射率引导型和(b)带隙波导型光子晶体

2.2.2.1 光子带隙型光子晶体光纤

光子带隙型光子晶体光纤由英国 Bath 大学 J.Knight 等人于 1998 年首先制造出来^[26]。这种光子晶体光纤的包层具有蜂窝状空气孔，空气孔必须按照严格的大

小、间距和周期排列，因为规则的六角形晶格结构才存在有效的二维光子带隙^[27]。纤芯处也有一个空气孔，空气芯折射率比包层石英玻璃低，但包层中的空气孔阵列构成的光子晶体仍能将光约束在纤芯中传输而不折射出去。当空气孔的直径和间距满足一定的条件时，光子晶体的带隙效应就能使传输的光被限制在纤芯中传输。因此，使用这种光子晶体光纤可以实现光在无损耗的空气或其它与光纤材料匹配的气体中传输，空间光损耗很小，这是其它普通光纤所不能实现的，因而具有新的光纤应用领域。带隙波导型光子晶体光纤对光的传输具有极强的波长依赖性，只有位于带隙内的光能够被传输，而其他波长的光在传输的过程中会有较大的泄漏损耗。

光子带隙型光子晶体光纤主要有空芯光子带隙光纤、高折射率材料填充光子带隙光纤，全固光子带隙光纤和 Bragg 光纤等几类，下面是对它们各自特性的简单介绍。

2.2.2.1.1 空芯光子带隙光纤

1999 年，英国 Bath 大学的 Cregan 等人拉制出第一根空芯光子带隙光子晶体光纤，其结构如图 2-5(a)所示^[26]。它的包层由三角形周期排列的空气孔构成二维光子晶体，通过在拉制时缺失一些毛细管以在纤芯处形成更大的空气孔缺陷作为纤芯。利用二维光子晶体包层所形成的光子带隙，空芯光子带隙光子晶体光纤把光约束在空气纤芯中传导，这样就使模场能量主要分布在空气中，实现光在光子晶体光纤中的超低非线性和超高功率密度传输。

2.2.2.1.2 高折射率光子带隙光纤

在折射率引导型光子晶体光纤的包层空气孔中填充高折射率的材料，如聚合物、液晶等等，使纤芯折射率低于包层折射率，这样就形成高折射率型光子带隙光纤，其典型结构如图 2-5 (b) 所示^[28]。在这种光子晶体光纤可以通过改变温度等因素使填充物质的折射率发生改变，从而使光子带隙的中心频率和带宽显著改变^[29-32]。

2.2.2.1.3 全固光子带隙光纤

全固光子带隙光纤的结构如图 2-5(c)所示^[33]。在包层玻璃基底中使用规则排列

的高掺锗玻璃柱代替空气孔形成光子带隙结构，而纤芯中缺失了掺锗高折射率柱，形成光子带隙效应进行光传导，它具有和空芯光子带隙光纤相似的传导和色散特性。全固光子带隙光纤的拉制工艺相对简单，更容易与普通单模光纤熔接，同时还可以通过在纤芯中掺杂稀土离子等方法制作增益光纤，使其在光纤激光器、放大器以及光纤光栅等领域中有实际应用。但由于全固光子带隙光纤中较低的纤芯和包层折射率对比，使光子带隙比较浅，因而具有较高的弯曲损耗和较大的基本带隙传输损耗^[34-36]。

2.2.2.1.4 Bragg 光纤

如图 2-5(d) 所示，Bragg 光纤是一种采用同心圆一维周期结构的光纤^[37]，其纤芯是空气或者实心材料，纤芯周围的折射率为环形分布。这种光纤使用 Bragg 效应把光约束在纤芯中。在这种光子晶体光纤中传播的光波场模式是 TE_{01} 模，不存在偏振效应，且具有极低的损耗。

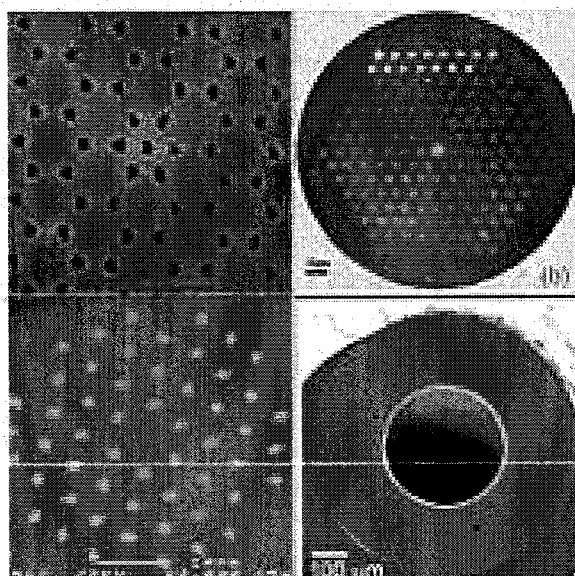


图 2-5 光子晶体光纤 (a)空心型; (b)高折射率型
(c)全固型; (d)Bragg 型

2.2.2.2 折射率引导型光子晶体光纤

如图 2-6 所示，折射率引导型光子晶体光纤与传统光纤有类似的导光机制，其导光是依据改进的全内反射 (Modified Total Internal Reflection, MTIR) 机理。这

种光子晶体光纤中心为石英玻璃的实芯缺陷，外层为由石英和空气孔的周期介质形成二维的包层结构，这样使包层平均折射率低于中心的折射率，因而可以在纤芯形成全内反射效应。由于不存在光子带隙，其包层结构不需要遵循严格的周期排列，因而具有更高的光纤设计灵活性。因此，通过灵活地设计这种光子晶体光纤的微结构可以实现许多独特的光学特性^[24,38]。

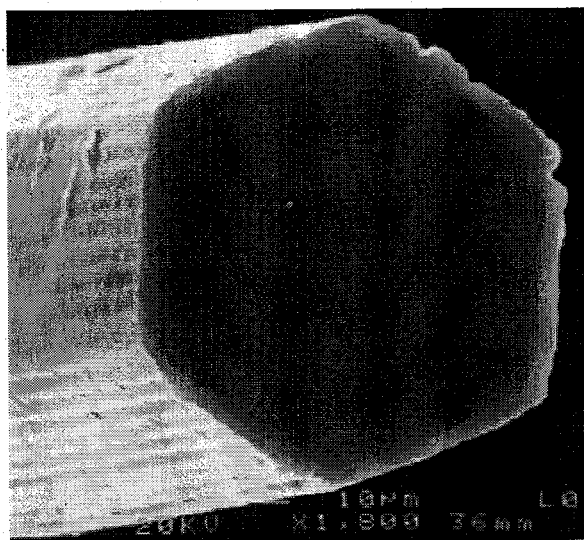


图 2-6 折射率引导型光子晶体光纤

2.2.3 光子晶体光纤的基本性质

光子晶体光纤包层中空气孔特殊的排列结构使得其呈现出许多在传统光纤中难以实现的特性。光子晶体光纤可以使用单一折射率的材料制成而无需掺杂，具有良好的匹配性和温度稳定性，受外界环境影响小。而且，通过调节包层空气孔直径、间距，可以获得不同的纤芯—包层折射率比。同时，光子晶体光纤还具有传统光纤无法实现的许多特性，如：极低的传输损耗、“不截止单模”特性、大模场面积、良好的色散特性、较强的非线性效应、高双折射效应以及极小的弯曲损耗等^[39-42]。这些优点使光子晶体光纤突破了传统光纤的局限，大大拓展了光纤的应用范围，在超快激光光学、光通信、微光电子学及强场物理学等领域开辟了新的研究方向。

2.2.3.1 无尽的单模传导特性

对于普通阶跃折射率光纤，存在归一化频率^[43]

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \quad (2.1)$$

式中, n_{co} 和 n_{cl} 分别为光纤芯和光纤包层的折射率, a 为纤芯的半径。根据归一化频率 V 可以确定光纤内导模的数目, 当归一化频率 $V \leq 2.405$ 时光纤仅允许单模传输, 因此, 传统光纤存在一个单模的截止波长 $\lambda_0 = 2\pi a(n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} / 2.405$, 即当光波长 λ 大于截止波长 λ_0 时, 才能实现单模传输。这种光纤的纤芯和包层折射率 n_{co} 和 n_{cl} 一般只与所使用的玻璃材料有关, 随波长变化很小, 因此归一化频率 V 值可认为只与光波长成反比。

在光子晶体光纤中, 也存在一个归一化频率^[43]

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot [n_1^2 - n_2^2(\lambda)]^{1/2} \quad (2.2)$$

式中, n_1 为光子晶体光纤芯材料的折射率, $n_2(\lambda)$ 为包层平均折射率。如果空气孔的直径与光波长相差不大时, 光子晶体光纤的包层应该等同于二维的周期性介质, $n_2(\lambda)$ 随光波长的增加而减小^[44]。研究表明, 当光子晶体光纤的空气孔直径 d 足够小, 且使 $d/\Lambda < 0.45$ 成立时, 光子晶体光纤不存在截止波长, 即任何波长的光都可以保持单模传输(不同空气孔直径一间距比时光子晶体光纤的模式分布见于图 2-7)。因此, 为保持光子晶体光纤的单模传输, 可以通过改变空气孔直径与间距比 d/Λ 值来增大模场面积。

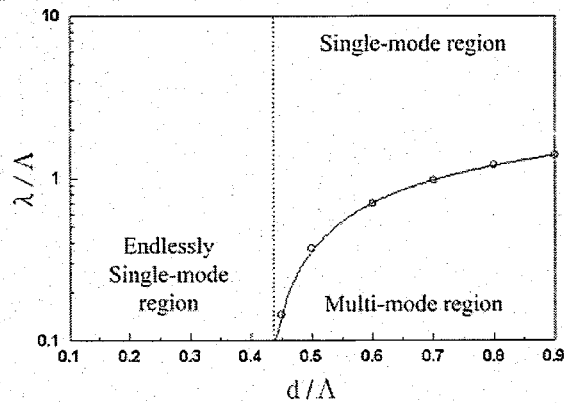


图 2-7 不同空气孔直径与间距比 d/Λ 的光子晶体光纤的模式分布

2.2.3.2 色散特性

光子晶体光纤的色散 D 分别为波导色散 D_w 和材料色散 D_m 两部分^[45]

$$D(\lambda) \approx D_w(\lambda) + D_m(\lambda) \quad (2.3)$$

而光子晶体光纤的色散主要由波导色散决定

$$D_w(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (2.4)$$

式中, n_{eff} 为模式有效折射率。由(2.4)式可知, 只要改变光子晶体光纤的结构参数就可以改变模式有效折射率 n_{eff} , 设计出具有不同色散特性的光子晶体光纤。另外, 也可以设计具有很大的正色散、负色散或近似零色散的光子晶体光纤。因此, 光子晶体光纤具有优良的色散补偿性能, 在色散控制和非线性光学等领域都有重要的应用价值。

2.2.3.3 损耗特性

与传统光纤相同, 光子晶体光纤也具有吸收损耗、散射损耗、弯曲损耗。其中, 吸收损耗来自光纤材料对光的红外、紫外本征吸收和源于杂质离子的非本征吸收。散射损耗是光纤中折射率起伏引起的瑞利散射, 和孔壁表面粗糙所造成的额外瑞利散射。光子晶体光纤不仅在长波长方向上存在弯曲损耗, 同时在短波长上也存在弯曲损耗, 这是与传统光纤不同的一个损耗特性。

此外, 光子晶体光纤还有一些普通光纤不具有的特殊损耗, 包括约束损耗、表面模耦合和结构缺陷损耗。由于包层的空气孔层数有限而产生约束损耗, 其中, 折射率传导型光子晶体光纤由于空气孔以外的区域具有相同的折射率而产生约束损耗, 而对于理想的光子带隙型光子晶体光纤, 有限的空气孔层数造成光子带隙出现泄漏, 产生了约束损耗^[46-49]。在光子带隙型光子晶体的纤芯和包层的截断面上会出现表面模, 这些表面模是一种缺陷模式, 它可以把纤芯传导模式的能量耦合到包层中, 造成光纤的表面模耦合结构缺陷损耗^[50-52]。

2.2.3.4 双折射效应

光子晶体光纤的特殊结构使之更易于通过改变空气孔的大小、形状、位置等参数来改变折射率分布, 破坏对称性, 从而提高光纤的模式双折射^[53]。光子晶体光纤的这种双折射是由空气孔的几何分布引起的, 因而在光纤设计中具有很大的

设计自由度。而且这种双折射具有很大的稳定性，与温度无关。高双折射光子晶体光纤作为保偏光纤可以使平行于双折射轴的线偏振光保持偏振特性而不受弯曲应力影响。在未来的相干光通信系统、新型超宽激光偏振光源、新型光纤器件，例如光纤传感器、光纤偏振器、光波分复用器、光调制器和水听器相干检测器以及光纤陀螺方面将发挥很大的作用。

2.2.3.5 高非线性

光子晶体光纤的非线性系数为

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (2.5)$$

式中， n_2 为与光波场强度和光子晶体光纤材料的三阶电极化率有关的非线性折射率， ω 为光波场频率， c 为真空中光速， A_{eff} 是有效模场面积^[45]

$$A_{eff} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.6)$$

石英的非线性折射率 n_2 在 $(2.2 \sim 3.4) \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 范围内，对于掺杂高非线性材料的光纤，非线性折射率 n_2 至少可以提高两个数量级。光子晶体光纤还可以设计更小的模场面积，观察到比传统光纤更强的非线性效应，如自相位调制、交叉相位调制以及拉曼效应等。

2.3 增益引导—折射率反引导光纤

为解决增大纤芯模场面积带来多模运转的难题，美国斯坦福大学的 Siegman 教授于 2003 年提出了一种增益引导—折射率反引导光纤^[3]，图 2-8 为这种光纤的结构示意图。如图 2-8(b)所示，增益引导—折射率反引导光纤的包层折射率为 n_0 ，纤芯折射率为 $n_0 + \Delta n$ 。这种光纤具有与传统的阶跃折射率引导型光纤不同的折射率分布，它的纤芯折射率比包层折射率略小，即纤芯—包层折射率差 Δn 为负（见图 2-8(a)）。光在纤芯和包层的分界面上不会发生全内反射，因此，纤芯中的大部分光能量会泄露到包层中，使光纤有很大的传输损耗，这就是这种光纤的折射率反

引导特性。但如果同时输入泵浦光，纤芯的增益介质会使传输的信号激光产生增益（增益系数 Δg ）。当增益足够大，能够抵消传输损耗时，信号光就能在纤芯中进行传播。

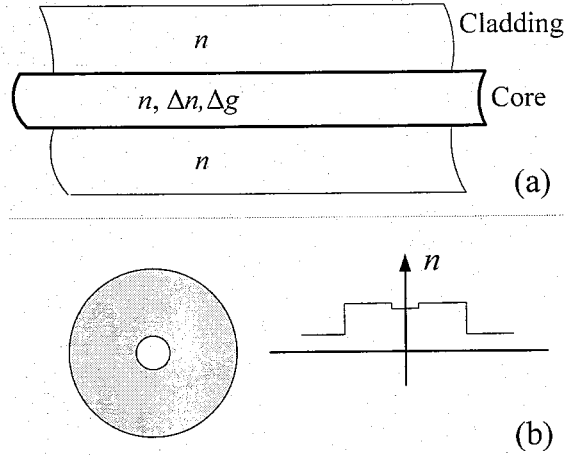


图 2-8 (a)增益引导-折射率反引导光纤和(b)横截面折射率分布

2.3.1 增益引导-折射率反引导光纤的模场

传统的阶跃折射率光纤的归一化频率 V 定义为^[54,55]

$$V^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \cdot [(n + \Delta n)^2 - n^2] \quad (2.7)$$

式中， a 为纤芯半径， n 为包层折射率， Δn 为纤芯-包层折射率差， λ 为光纤中的光场在真空中的波长。

对于纤芯掺杂的增益光纤，假设其复振幅增益系数为 Δg ，则其归一化频率变为复数，用实部 ΔN 和虚部 G 表示为

$$\tilde{V}^2 = \Delta N + iG \quad (2.8a)$$

式中

$$\Delta N = 2n \cdot \Delta n \cdot \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \quad (2.8b)$$

$$G = \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{n\lambda}{2\pi} \right) \cdot \Delta g \quad (2.8c)$$

因此，增益光纤的归一化频率不仅与纤芯半径、包层折射率、纤芯-包层折射率差有关，增益系数 Δg 的存在也会使归一化频率改变。为研究增益引导-折射率反引导光纤中不同模式光场传输条件，根据(2.8)式，以实部 ΔN 为横轴、虚部 G 为纵轴，构建归一化频率复平面，如图 2-9 所示^[54]。

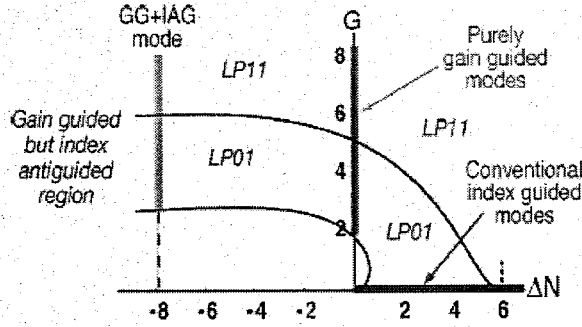


图 2-9 归一化频率复平面上的 LP_{01} 和 LP_{11} 模式场分布

图 2-9 中，增益系数 $\Delta g=0$ 、纤芯-包层折射率差 $\Delta n>0$ 对应于传统的阶跃折射率光纤，此时横轴 $\Delta N>0$ 的任何值都满足 LP_{01} 模存在的条件，而 LP_{11} 模的存在条件是从 $\Delta N=2.405^2$ 处开始的。对于无纤芯-包层折射率差的纯增益光纤，当无量纲参数 $G\geq 1.86$ 时，也会存在导模。对于增益引导-折射率反引导光纤，当纤芯增益 Δg 较小，使无量纲参数 G 小于 LP_{01} 的阈值，则所有模式的光波场在光纤中都会有较大传输损耗，这时，折射率反引导占据主导地位；反之，当纤芯有较大的增益时，参数 G 大于 LP_{01} 模式阈值，则 LP_{01} 模式在光纤中传输时会被逐渐放大，形成导模。在 $\Delta N\leq -50$ 的范围内， LP_{01} 和 LP_{11} 模的增益阈值条件分别为

$$G_{th,01} = \sqrt{\frac{4J_{01}^4}{-\Delta N}} \approx \sqrt{\frac{133.8}{-\Delta N}} \quad (2.9a)$$

$$G_{th,11} = \sqrt{\frac{4J_{11}^4}{-\Delta N}} \approx \sqrt{\frac{862.2}{-\Delta N}} \quad (2.9b)$$

式中， $G_{th,01}$ 为 LP_{01} 模的阈值条件， J_{01} 是零阶贝塞尔函数的第 1 个零根； $G_{th,11}$ 为 LP_{11} 模的阈值条件， J_{11} 是 1 阶贝塞尔函数的第 1 个零根。 LP_{01} 、 LP_{11} 模的增益阈值随参数 ΔN 的变化关系如图 2-10 所示（图中实线由(2.9)式近似计算结果）。当参

数 G 继续增大到大于高阶模存在的阈值条件时, 增益引导一折射率反引导光纤就成为多模输出。因此, 合理的设计光纤结构来控制参数 ΔN 和 G 的值, 就可以使光纤输出以基模为主。例如, 对于使用长度为 L 的增益引导一折射率反引导光纤为增益光纤、两端谐振腔镜反射率分别为 r_1 和 r_2 的光纤激光器, 实现只有 LP_{01} 模输出满足的条件为 $G_{th,01} + G_{th,osc} < G_{th,11}$, 其中 $G_{th,osc}$ 为激光器的起振阈值

$$G_{th,osc} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad (2.10)$$

式中, α 为激光器内部损耗系数。(2.10)式中, 激光器的阈值与光纤长度 L 和谐振腔镜反射率 r_1 和 r_2 都有关。

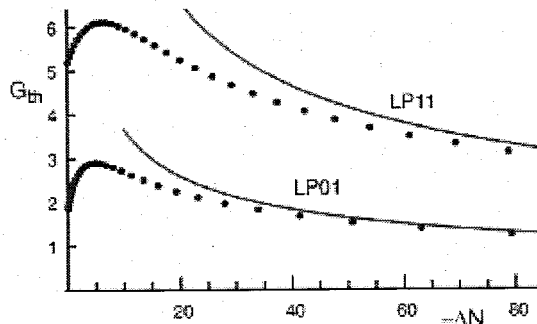


图 2-10 LP01、LP11 模的增益阈值随参数 ΔN 的变化

2.3.2 广义模式耦合理论

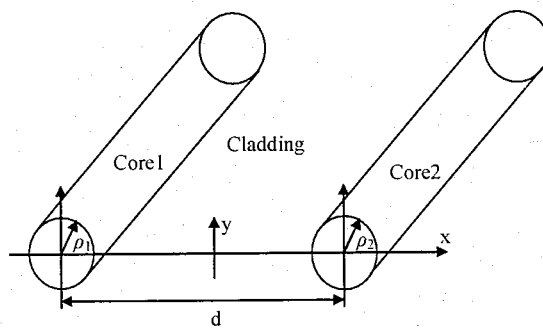


图 1-11 双光纤耦合

基于耦合模方程^[56], 建立了如图 2-11 所示为双光纤横向耦合模型, 需要注意的是, 这种耦合方式可以发生在任意两根光纤之间。对于增益引导一折射率反引

导光纤，因纤芯中含有增益介质，它的折射率、归一化频率以及光纤中的模式场传播常数均为复数。文中所用到的复数参量均使用相对应的符号顶端加“~”表示，带有下标“ i ”和“ r ”的符号分别表示复数参量的实部和虚部。

设整个双光纤耦合系统的模场分布为 $E(x, y, z)$ ，该模式场分布可以表示为相互耦合的两光纤 1 和 2 的纤芯中的归一化模场 $E_1(\rho, \varphi)$ 和 $E_2(\rho, \varphi)$ 的线性叠加

$$E(x, y, z) = A(z)E_1(\rho_1, \varphi_1) + B(z)E_2(\rho_2, \varphi_2) \quad (2.11)$$

其中， $A(z)$ 和 $B(z)$ 分别为纤芯 1 和 2 中的模场复振幅。两光纤相互独立时的模场分布 $E_1(\rho, \varphi)$ 和 $E_2(\rho, \varphi)$ 分别满足微分方程

$$\nabla_r^2 E_1 + [k_0^2 \tilde{n}_1^2(\rho_1, \varphi_1) - \tilde{\beta}_1^2] E_1 = 0 \quad (2.12a)$$

$$\nabla_r^2 E_2 + [k_0^2 \tilde{n}_2^2(\rho_2, \varphi_2) - \tilde{\beta}_2^2] E_2 = 0 \quad (2.12b)$$

式中 $\tilde{\beta}_1$ 和 $\tilde{\beta}_2$ 分别为纤芯 1 和 2 中模式的复传播常数， $\tilde{n}_1$ 和 $\tilde{n}_2$ 分别为光纤 1 和 2 中的复折射率分布^[54]。

(2.11) 式中的复振幅 $A(z)$ 和 $B(z)$ 应该满足微分方程

$$\frac{dA}{dz} = -i(\tilde{\beta}_1 + \tilde{K}_{11})A - i\tilde{K}_{12}B \quad (2.13a)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\tilde{K}_{21}A - i(\tilde{K}_{22} + \tilde{\beta}_2)B \quad (2.13b)$$

式中， $\tilde{K}_{21}$ 和 $\tilde{K}_{12}$ 为两纤芯中的模场互耦合系数

$$\tilde{K}_{12} = \frac{\delta \tilde{n}_1^2 k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^* E_2 dx dy}{2\tilde{\beta}_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^* E_1 dx dy} \quad (2.14a)$$

$$\tilde{K}_{21} = \frac{\delta \tilde{n}_2^2 k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^* E_2 dx dy}{2\tilde{\beta}_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_2^* E_2 dx dy} \quad (2.14b)$$

$\tilde{K}_{11}$ 和 $\tilde{K}_{22}$ 为两纤芯中模场的自耦合系数

$$\tilde{K}_{11} = \frac{\delta \tilde{n}_2^2 k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^* E_1 dx dy}{2\tilde{\beta}_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^* E_1 dx dy} \quad (2.14c)$$

$$\tilde{K}_{22} = \frac{\delta \tilde{n}_1^2 k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_2^* E_2 dx dy}{2 \tilde{\beta}_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_2^* E_2 dx dy} \quad (2.14d)$$

假设光功率只从纤芯 1 中注入，此时的边界条件为 $A(0)=1$, $B(0)=0$ 。根据(2.13)式可得到纤芯 1 和 2 中的光波场复振幅 $A(z)$ 和 $B(z)$ 分别为

$$A(z) = e^{-i\tilde{\eta}z} \left[i \frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\gamma}} \sin \tilde{\gamma}z - \cos \tilde{\gamma}z \right] \quad (2.15a)$$

$$B(z) = i \frac{\tilde{K}_{21}}{\tilde{\gamma}} \sin \tilde{\gamma}z \cdot e^{-i\tilde{\eta}z} \quad (2.15b)$$

由(2.15)式可以得到纤芯 1 和 2 中的光功率随距离 z 的变化为

$$P_1(z) = |A(z)|^2 = \left| 1 - \left(\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\gamma}} \right)^2 \right| \cdot |\cosh 2(\gamma_i z + \xi_i) + \cos 2(\gamma_r z + \xi_r)| / 2 \cdot \exp(2\eta_i z) \quad (2.16a)$$

$$P_2(z) = |B(z)|^2 = \left| \frac{\tilde{K}_{21}}{\tilde{\gamma}} \right|^2 \cdot |\cosh 2(\gamma_i z) - \cos 2(\gamma_r z)| / 2 \cdot \exp(2\eta_i z) \quad (2.16b)$$

式中的参数

$$\tilde{\eta} = (\tilde{K}_{11} + \tilde{\beta}_1 + \tilde{K}_{22} + \tilde{\beta}_2) / 2 \quad (2.17a)$$

$$\tilde{\mu} = (\tilde{K}_{11} + \tilde{\beta}_1 - \tilde{K}_{22} - \tilde{\beta}_2) / 2 \quad (2.17b)$$

$$\tilde{\gamma}^2 = \tilde{K}_{12} \tilde{K}_{21} + \tilde{\mu}^2 \quad (2.17c)$$

$$\xi = \arctan \left(i \frac{\mu}{\gamma} \right) \quad (2.17d)$$

线偏振模 LP_{01} 模的横向场分布为^[57]

$$E_{01} = \begin{cases} J_0(\tilde{u} \sqrt{(x^2 + y^2)} / a / J_0(\tilde{u})) & \sqrt{(x^2 + y^2)} \leq a \\ K_0(\tilde{w} \sqrt{(x^2 + y^2)} / a / K_0(\tilde{w})) & \sqrt{(x^2 + y^2)} \geq a \end{cases} \quad (2.18)$$

将(2.16)式中增益因子 $\exp(2\eta_i z)$ 去掉，即得纤芯 1 和 2 中光功率的广义耦合方程

$$p_1(z) = \left| 1 - \left(\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\gamma}} \right)^2 \right| \cdot |\cosh 2(\gamma_i z + \xi_i) + \cos 2(\gamma_r z + \xi_r)| / 2 \quad (2.19a)$$

$$P_2(z) = \left| \frac{\tilde{K}_{21}}{\tilde{\gamma}} \right|^2 \cdot |\cosh 2(\gamma_r z) - \cos 2(\gamma_i z)| / 2 \quad (2.19b)$$

(2.19)式可用于描述任意两根光纤的光功率耦合特性。

2.3.3 增益引导—折射率反引导光纤的耦合特性

为使增益引导—折射率反引导光纤满足大模场单模条件，可根据(2.8)、(2.9)式，推导出两纤芯复数折射率的取值范围。此处取纤芯折射率 $\tilde{n}_1 = \tilde{n}_2 = 1.557 + 6 \times 10^{-4}i$ ，两根光纤纤芯的半径为 $\rho_0 = 7\mu\text{m}$ ，纤芯间距 $d = 4.5\rho_0$ ，包层折射率 $n_0 = 1.56$ ，真空中光波长为 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 。

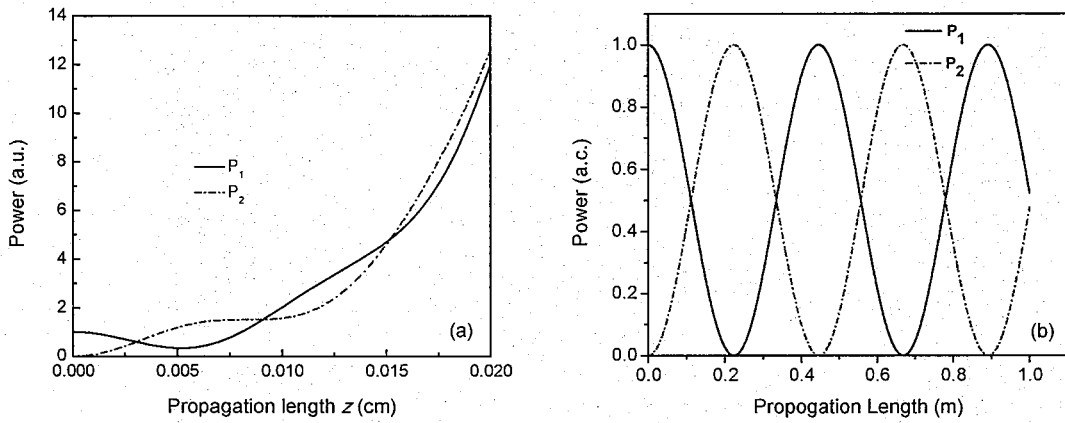


图 2-12 两纤芯中功率变化 (a)两根增益引导—折射率反引导光纤耦合; (b)两根折射率引导光纤耦合

根据(2.16)式对两根增益引导—折射率反引导光纤之间的耦合特性进行了数值计算与分析，并与两根普通的折射率引导光纤（纤芯折射率与增益引导—折射率反引导光纤纤芯折射率的实部相等）的耦合进行了对比，结果如图 2-12(a)和(b)所示。由图 2-12(a)中可知，两根增益引导—折射率反引导光纤相互耦合时，两纤芯中的功率随传输距离相互耦合并逐渐增大。而图 2-12(b)中，两根普通的折射率引导型光纤耦合时，纤芯中的光功率只随传播距离而周期性耦合，功率峰值并不增大。其原因在于增益引导—折射率反引导光纤必须有一定增益，以满足大模场单模条件，这使其中的光功率在耦合过程中逐渐增大。

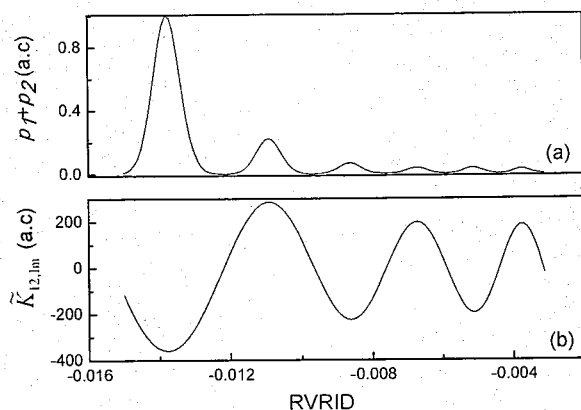


图 2-13 (a)总功率和(b)互耦合系数的虚部随 RVRID 的变化

在满足增益引导—折射率反引导光纤大模场单模输出条件下，研究了纤芯折射率实部的变化对两纤芯模场耦合的影响，数值计算取两纤芯折射率的实部在 1.545-1.5576 之间变化，虚部为 6×10^{-4} 保持不变，结果如图 2-13 所示。图 2-13 (a) 为两纤芯总功率随纤芯-包层折射率差实部（RVRID）的变化曲线。由图 2-13 (a) 可知，总功率随纤芯-包层折射率差的实部周期性变化，并逐渐衰减。图 2-13(b) 为互耦合系数的虚部 $\tilde{K}_{12,lm}$ 随纤芯-包层折射率差实部的变化曲线。图 2-13(b) 中，随纤芯-包层折射率差实部增大，互耦合系数的虚部周期性变化且逐渐衰减。根据公式(2.16)，互耦合系数的变化影响了两根光纤的总功率，使之产生如图 2-13 (a) 的变化。

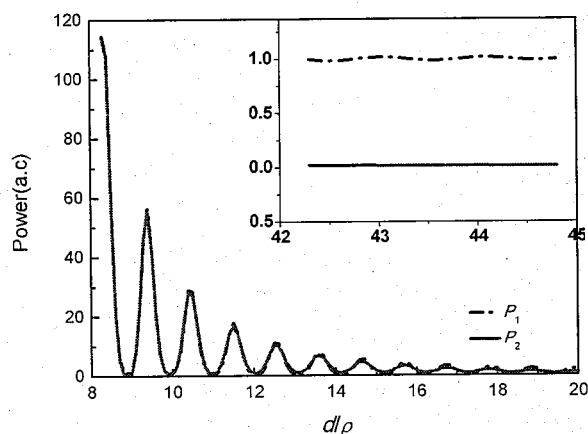


图 2-14 两纤芯功率与纤芯距离间的关系

图 2-14 为两纤芯功率 P_1 和 P_2 随纤芯归一化间距 d/ρ 的变化曲线。由图知，两

纤芯中的功率 P_1 和 P_2 随两纤芯归一化间距 d/ρ 的增大而振荡减小。当 $d/\rho > 42$ 时，两纤芯中功率分别减小为 $P_1=1$ 和 $P_2=0$ （见于图 2-14 中小图）。分析其原因为：两纤芯的互耦合系数随光纤距离增大振荡衰减，使两纤芯中功率振荡减小。当两纤芯的距离足够大（如 $d/\rho > 42$ ）时，互耦合系数已接近“0”，两纤芯的耦合已经非常弱，可认为此时纤芯 1 和 2 相互独立。

此外，还根据 (2.14) 式对互耦合系数随两纤芯之间距离的变化进行了数值计算，如图 2-15。由图可知，互耦合系数的实部、虚部都随两纤芯间距增大呈周期性变化，互耦合系数的模呈指数衰减。互耦合系数的实部与虚部周期性变化的相位相差约 $\pi/2$ 。

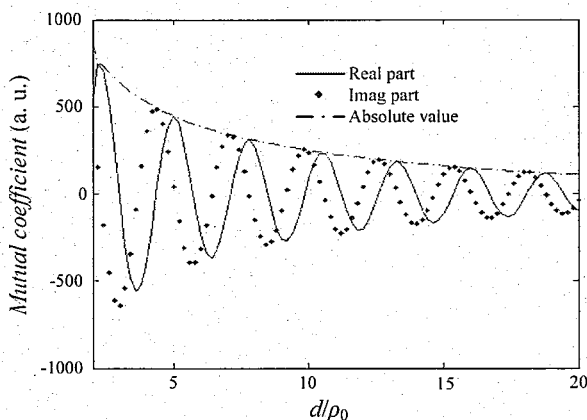


图 2-15 互耦合系数随两纤芯间距的变化

2.3.4 增益引导—折射率反引导光纤与普通折射率引导光纤耦合

根据(2.19)式对增益引导—折射率反引导纤芯与普通的折射率引导型纤芯之间的耦合特性进行了数值计算与分析，计算时取折射率引导型光纤芯的折射率为 $n_{IG}=1.563$ ，增益引导—折射率反引导纤芯的复折射率为 $\tilde{n}_{GG}=1.557+6\times 10^{-4}i$ ，两纤芯半径均为 $\rho_0=7\mu\text{m}$ ，传导波长为 $\lambda=1.06\mu\text{m}$ ，纤芯间距 $d=4.5\rho_0$ ，两纤芯共包层，包层折射率为 $n_0=1.56$ ，所选参数以光纤单模传输为条件。

图 2-16(a)和(b)分别对增益引导—折射率反引导纤芯和折射率引导纤芯注入光功率，对光在两纤芯中相互耦合的情况进行了分析。由图 2-16 可以看出，两种情况下，光功率都能从增益引导—折射率反引导纤芯向折射率引导纤芯耦合。且对

比图 2-16(a)、(b)可知，当光功率注入增益引导一折射率反引导纤芯时，折射率引导纤芯耦合得到的功率较大。原因在于从增益引导一折射率反引导纤芯注入光功率时，折射率引导纤芯中的光功率是在与增益引导一折射率反引导纤芯的耦合中得到；而光功率注入折射率引导纤芯时，由于纤芯的全内反射特性，大部分光功率被束缚在折射率引导纤芯中，这样使耦合进增益引导一折射率反引导纤芯中的光功率较少。

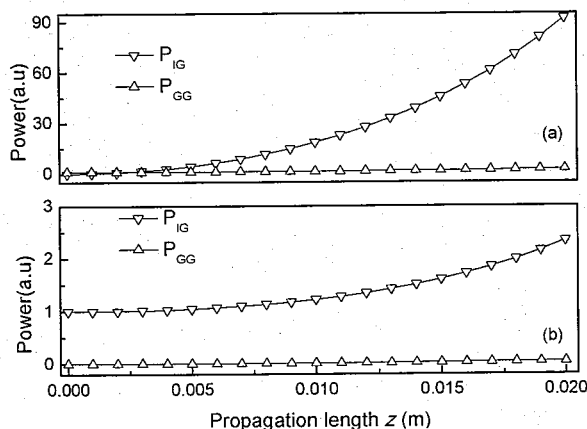


图 2-16 增益引导一折射率反引导芯和折射率引导芯中的功率随传输距离的变化

(a) 光功率仅注入增益引导一折射率反引导芯中；

(b) 光功率仅注入折射率引导芯中

为研究纤芯-包层折射率差实部 (RVRID) 对两纤芯耦合的影响，在对图 2-16 分析的基础上，分别取 $\tilde{n}_{GG}=1.557+6\times 10^{-4}i$ 、 $1.550+6\times 10^{-4}i$ 和 $1.545+6\times 10^{-4}i$ 对光功率在增益引导一折射率反引导光纤中的耦合进行了计算和分析，结果如图 2-17(a)-(c)，纤芯-包层折射率差实部依次减小。图 2-17(a)中，当纤芯-包层折射率差实部较大时 (RVRID=-0.003)，大部分光功率从增益引导一折射率反引导纤芯耦合进入折射率引导纤芯中。当纤芯-包层折射率差实部减小时 (如图 2-17(b)和(c)，RVRID=-0.01, -0.015)，从增益引导一折射率反引导纤芯耦合进入折射率引导纤芯中光功率已经显著减小。因此，增益引导一折射率反引导纤芯和折射率引导纤芯的耦合强弱与纤芯-包层折射率差实部有关。根据 A. E. Siegman 的理论可计算出图 2-17(a)中，增益引导一折射率反引导纤芯对光的束缚因子小于 30%，即约 70% 的光能量在包层中，因此，折射率引导纤芯可以在相互耦合后获得较大光能量^[3]。而当 RVRID 变小时 (图 2-17(b)和(c))，增益引导一折射率反引导纤芯对光的束缚因

子变大，使更多的光能量保留在增益引导—折射率反引导纤芯中。因此，通过改变 RVRID，可以调整增益引导—折射率反引导纤芯对光的束缚能力，实现把光从增益引导—折射率反引导纤芯耦合进折射率引导纤芯中，或者反之，把光能量从折射率引导纤芯中耦合进增益引导—折射率反引导纤芯中。

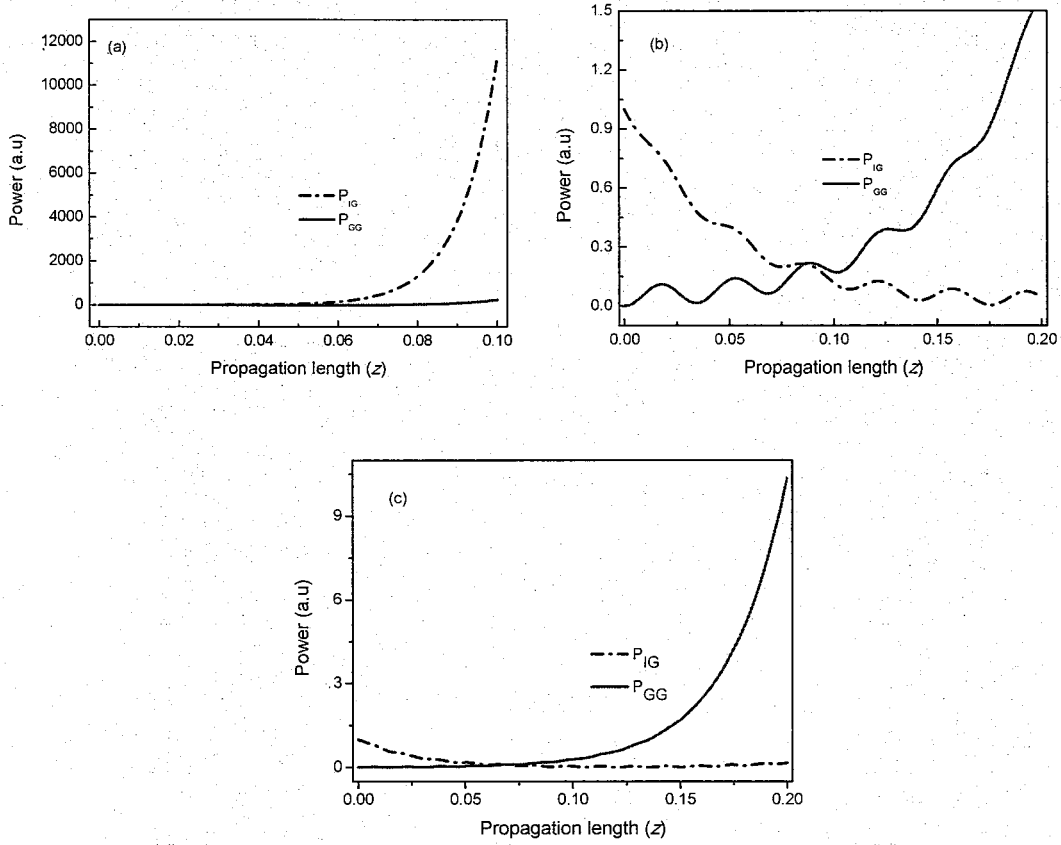


图 2-17 增益引导—折射率反引导芯和折射率引导芯中的功率随传输距离的变化

(a) $\tilde{n}_{GG}=1.557+6\times 10^{-4}i$; (b) $\tilde{n}_{GG}=1.550+6\times 10^{-4}i$; (c) $\tilde{n}_{GG}=1.545+6\times 10^{-4}i$

图 2-18(a)和(b)分别为增益引导—折射率反引导纤芯和折射率引导纤芯的互耦合系数。由图 2-18(a)可知，增益引导—折射率反引导纤芯的互耦合系数的实部和虚部周期性振荡，且呈指数衰减，互耦合系数的实部与虚部相位相差约为 $\pi/2$ 。这与图 2-15 结果相同。而图 2-18(b)中，折射率引导纤芯的互耦合系数也是复数。但与图 2-18(a)相比，折射率引导纤芯的互耦合系数的实部呈指数单调衰减，而虚部呈指数形式单调增加，在互耦合系数的实部远大于虚部的值。

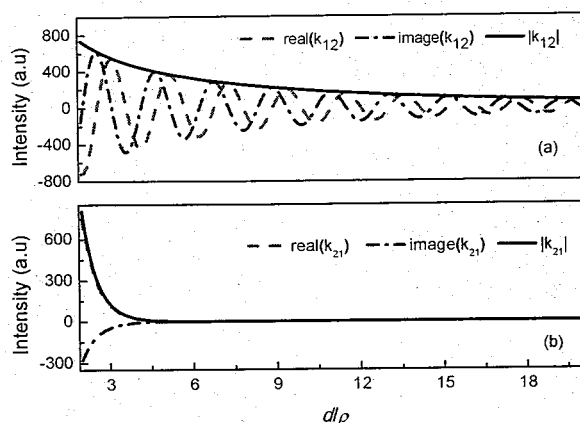


图 2-18 光功率仅注入折射率引导纤芯时，互耦合系数随纤芯距与半径比的变化

(a)增益引导—折射率反引导芯的互耦合系数；

(b)折射率引导纤芯的互耦合系数

2.4 其它大模场光纤

2.4.1 螺旋光纤

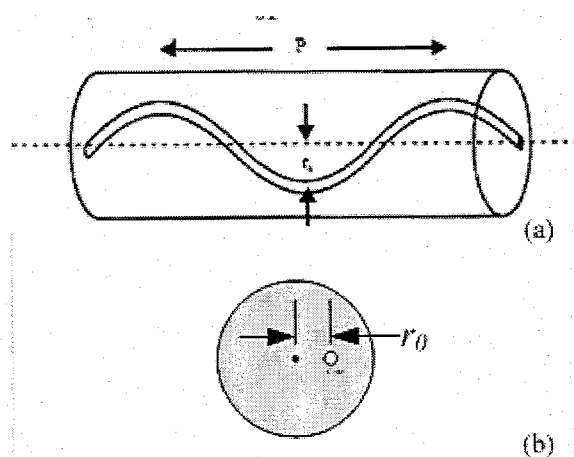


图 2-19 (a)螺旋光纤和(b)它的横截面图

2006 年，P Wang 等人报道了一种使用螺旋光纤来获得稳定单模输出的方法，图 2-19(a)和(b)分别为侧视图和截面视图^[4]。这种螺旋光纤的多模纤芯并不与光纤轴心重合，而是偏离轴心距离 r_0 并围绕光纤芯呈螺旋状缠绕。使用这种螺旋状光纤做双包层增益光纤，因纤芯偏离中心轴而使泵浦光穿越纤芯的机会增加，使纤芯对泵浦光的吸收效率大大增加。更为重要的是，螺旋状纤芯使得高阶模的损失大大增加，因而是一种有效的抑制高阶模的方法。

图 2-20 对纤芯直径 $30\mu\text{m}$ 、数值孔径 $\text{NA}=0.087$ 、离轴距离 $r_0=100\mu\text{m}$ 和内包层直径 $275\mu\text{m}$ 的螺旋光纤中, 基模 LP_{01} 模和高阶模 LP_{11} 模的损耗进行了分析。图中可见, 当螺距 $p=8.2\text{mm}$ 时, LP_{01} 模的损耗大约为 4dB/m , 而 LP_{11} 模的损耗高达 1004dB/m 。适当的增加螺旋纤芯的螺距 p , 可使各阶模式的损耗下降, 如当 $p=9.2\text{mm}$ 时, LP_{01} 模和 LP_{11} 模的损耗大约分别为 0.01dB/m 和 1dB/m 。因此, 在设计螺旋状纤芯时, 合理的选择螺距 p 和纤芯的离轴距离 r_0 , 可以调整光纤对各阶模式的损耗, 以达到对基模有很小的损耗而又能滤去高阶模的作用^[4]。

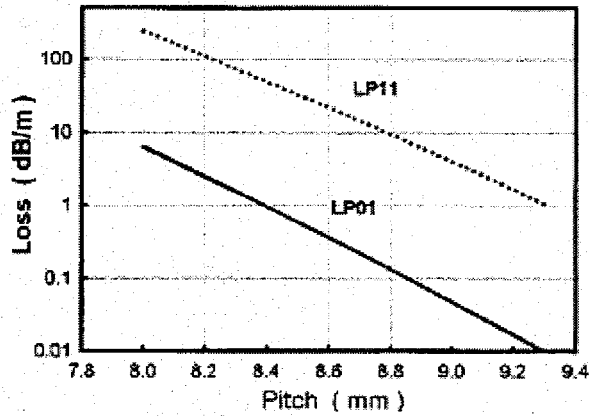


图 2-20 螺旋光纤中 LP_{01} 模和 LP_{11} 模的损耗系数

2.4.2 泄露通道光纤

如图 2-21 为泄露通道光纤的横截面^[5,58,59]。图中, 在玻璃基质上有直径为 d 的六个空气孔, 相邻两个空气孔心间距为 Λ , 一般使用归一化孔径 d/Λ 表示这些空气孔的直径。这些空气孔所围区域形成光纤芯, 过截面圆心的两孔内边沿的连线 2ρ 为纤芯直径, 纤芯直径和孔心距及孔直径的关系为 $2\rho=2\Lambda-d$ 。泄露通道光纤与普通阶跃折射率光纤的区别在于, 它没有明显的纤芯—包层分界面, 因此, 光在纤芯—包层边界附近也就不可能发生全内反射。此外, 即使是用理想的无损耗玻璃材料制作泄露通道光纤, 所有入射模式的光能量都将在传输一段距离后被泄露掉。利用泄露通道光纤的这种特性可以选择设计参数来实现对基模有较小的损耗, 而高阶模却有较大的模式泄露损耗。另外, 设计合适的空气孔归一化孔径比, 可以获得高达 $1507\mu\text{m}^2$ 的基模有效模面积^[59]。

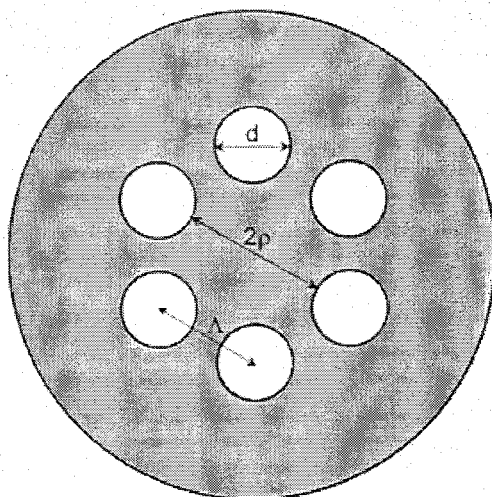


图 2-21 泄露通道光纤横截面

2.4.3 CCC 光纤

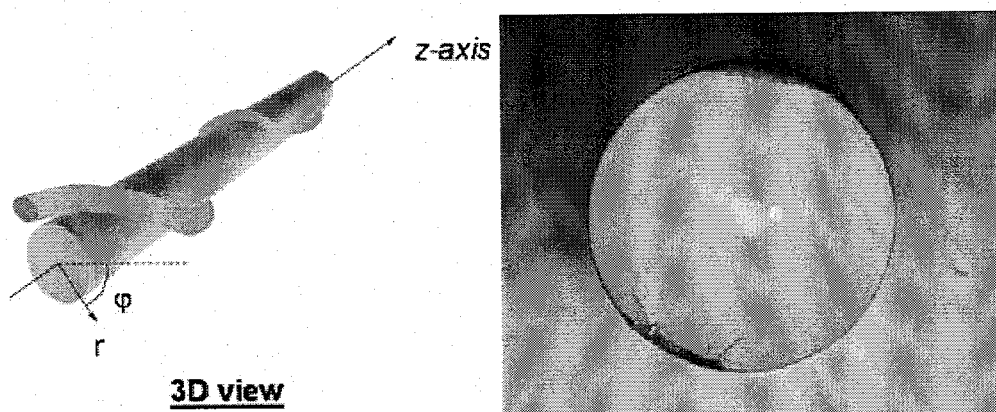


图 2-22 CCC 光纤

密歇根大学的 Almantas Galvanauskas 和他的同事提出了一种 CCC 光纤 (chirally coupled core fibres) 结构^[6], 如图 2-22 所示。CCC 光纤的中心是一个较大的纤芯, 中心芯的外面还有一个或多个螺旋芯围绕。这种设计可使中间纤芯有较大的直径, 而通过设计合适的螺旋纤芯的螺距等参数, 可使高阶模在传输过程中被逐渐耦合到螺旋芯中。由于螺旋纤芯有较大的损耗, 使高阶模在传输过程中被逐渐损耗掉, 这样使中间芯只保持了基本模式传输并有较少的损耗^[60]。

2008 年, Almantas Galvanauskas 使用 CCC 光纤对大功率光纤激光器单模输出进行实验研究, 实验光纤的纤芯直径 $33\mu\text{m}$, 激光波长为 1064nm , 光纤的归一化

频率远大于单模条件 ($V \gg 2.405$), 该实验在没有使用其它滤去高阶模措施的情况下获得了近 40W 的单模激光输出^[61]。

2.5 结论

大模场光纤是大功率全光纤激光器的关键器件。本节介绍了几种大模场光纤的结构特点, 并对增益引导—折射率反引导光纤的模场耦合特性进行了理论分析。光子晶体光纤和大模场双包层光纤是目前大功率光纤激光器实验研究普遍采用的增益介质。然而, 由于光子晶体光纤的熔接损耗过大, 难于与其它全光纤元件如泵浦合束器耦合, 因此不利于在全光纤技术中使用。而双包层光纤则不存在这些问题, 基于包层泵浦技术, 可以使双包层增益光纤提供大功率泵浦而使单光纤输出功率大大提高, 且基于双包层光纤的大功率光纤激光器的全光纤结构使光纤激光器结构紧凑、性能稳定, 不受使用环境条件的制约。

根据广义模式耦合理论对增益引导—折射率反引导光纤耦合特性进行了理论分析。研究表明, 当两根增益引导—折射率反引导光纤耦合时, 随着纤芯-包层折射率差的实部增大, 两根光纤的总功率呈振荡减小。当两根光纤的距离增大时, 两光纤中的功率呈阻尼振荡形式变化。在普通阶跃折射率光纤与增益引导—折射率反引导光纤耦合情况下, 较大的纤芯-包层折射率差实部可使增益引导—折射率反引导光纤中的光功率几乎全部耦合进普通光纤中, 而较小的纤芯-包层折射率差实部可使耦合情况正好相反。因此, 实际使用中可以合理的设计纤芯-包层折射率差实部的取值, 来控制光能量在两光纤中的耦合方向。

有研究表明, 其它大模场光纤如螺旋纤芯光纤、泄露通道光纤和 CCC 光纤等, 能使模场有效面积较大的增加。但是这些光纤还处于实验阶段, 目前还没有基于这些光纤的光纤激光器获得较大功率输出的报道。

参考文献

- 1 Snitzer E, Po H, Hakimi F, et al. Double-clad offset core Nd fiber laser. 1988 OSA Technical Digest Series, Optical Fiber Sensors, 1988, postdeadline paper PD5.

- 2 Russell P St J, Knight J C, Birks T A, et al. Recent progress in photonics crystal fibers. OFC2000, 2000, 3:98-100.
- 3 Siegman A E. Propagating modes in gain-guided optical fibers. J Opt Soc Am A, 2003, 20(8):1617-1628.
- 4 Wang P, Cooper L J, Sahu J K, Clarkson W A. Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser. Optics Letters, 2006, 31(2):226-228.
- 5 Dong L, Peng X, Li J. Leakage channel optical fibers with large effective. J Opt Soc Am B, 24(8):1689-1698.
- 6 Peng X, Dong L. Fundamental-mode operation in polarization-maintaining ytterbium-doped fiber with an effective area of $1400 \mu\text{m}^2$. Optics Letters, 2007, 32(4):358-360.
- 7 宋志强. 大功率光纤激光器技术及其应用. 山东科学, 2008, 21(6):72-77
- 8 Po H, Snitzer E, Tummelini R, et al. Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array. Proc OFC, TX: Houston, 1989, PD7.
- 9 Zenteno L, Bedo S, Luthy W, et al. The effective absorption coefficient in double-clad fibers. Opt Commun, 1993, 99(5):331-335.
- 10 Hardy A, Oron R. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers. IEEE J Quantum Electron, 1997, 33(3):307-313.
- 11 Hardy A A, Oron R. Amplified spontaneous emission and Rayleigh back-scattering in strongly pumped fiber amplifiers. J Lightwave Technol, 1998, 16(10):1865-1873.
- 12 Liu A, Song J, Kamatani K, et al. Rectangular double-clad fiber laser with two-end-bundled pump. Electron Lett, 1996, 32(18):1673-1674.
- 13 Liu A, Ueda K. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers. Opt Commun, 1996, 132(5):511-518.
- 14 Doya V, Lengrand O, Mortessagne F. Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier. Opt Lett, 2001, 26(12):872-874.
- 15 Kouznetsov D, Moloney J V. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. J Opt Soc Am B, 2002, 19(6):1304-1309.

- 16 Zhou J, Lou Q H, Li T J, et al. A new inner cladding shape for high-power double-clad fiber lasers. *Proc of SPIE*, 2002, 4914:146-150.
- 17 Even P, Pureur D. High power double clad fiber lasers: a review. *Proc of SPIE*, 2002, 4638:1-12
- 18 孔令峰, 楼祺洪, 周军等. 脉冲双包层光纤激光器. *激光与光电子学进展*, 2003, 40(5):28-32.
- 19 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. 1987, *Phys Rev Lett*, 58(20):2059-2062.
- 20 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices. *Phys Rev Lett*, 1987, 50(20):2486-2489.
- 21 Mortensen N A, Folkenberg J R, Nielsen M D, et al. Modal cut-off and the V-parameter in photonic crystal fibers. *Opt Lett*, 2003, 28:1879-1881.
- 22 J. Limpert, et.al. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier. *Opt Express*, 2004, 12:1313-1319 .
- 23 关铁山. 光子晶体光纤损耗的模拟与分析: 学位论文. 燕山大学, 2005.
- 24 Knight J C, Birks B A., Russell P St J, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt Lett*, 1996, 21:1547-1549.
- 25 Knight J C. Photonic crystal fibers. *Nature*, 2003, 424:847-851.
- 26 Knight J C, Broeng J, Birks T A, et al. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 1998, 282:1476-1478.
- 27 Broeng J, Barkou S E, Sondergaard T, et al. Analysis of Air-guiding Photonic Crystal Bandgap Fibers. *Optics Letters*, 2000, 25(2):96-98.
- 28 Larsen T T, Bjarklev A, Hermann D S, et al. Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres. *Opt Express*, 2003, 11(1): 2589-2596.
- 29 Zhang C S, Kai G Y, Wang Z, et al. Transformation of a transmission mechanism by filling the holes of normal silica-guiding microstructure fibers with nematic liquid crystal. *Opt Lett*, 2005, 30(18):2372-2374.

- 30 Zhang C S, Kai G Y, Wang Z, et al. Tunable highly birefringent photonic bandgap fibers. *Opt Lett*, 2005, 30(9):2703-2705.
- 31 Laegsgaard J. Modeling of a biased liquid-crystal capillary waveguide. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23(9):1843-1851.
- 32 Zhang C S, Kai G Y, Wang Z, et al. Design of tunable bandgap guidance in high-index filled microstructure fibers. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23(9):782-786.
- 33 Bouwmans G, Bigot L, Quiquempois Y, et al. Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm. *Opt Express*, 2003, 13(1): 8452-8459
- 34 Birks T A, Luan F, Pearce G J, et al. Bend loss in all-solid bandgap fibres. *Opt Express*, 2003, 14(12): 5688-5698
- 35 Stone J M, Pearce G J, Luan F, et al. An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings. *Opt Express*, 2006, 14(13): 6291-6296.
- 36 Wang A, Pearce G J, Luan F, et al. All solid photonic bandgap fiber based on an array of oriented rectangular high index rods. *Opt Express*, 2006, 14(22):1084-1085.
- 37 Yong X, Reginald K L, Amnon Y. Asymptotic analysis of Bragg fibers. *Opt Lett*, 2000, 25(24):1756-1758.
- 38 达宁, 杨旅云, 夏金安, 等. 光子晶体光纤的研究新进展. *激光与光电子学进展*, 2005, 42(8):6-12.
- 39 Monro T M, Richardson D J. Holey optical fibres: Fundamental Properties and Device Applications. *Comptes Rendus Physique*, 2003(4):175-186
- 40 Nielsen M D, Folkenberg J R, et al. Bandwidth Comparison of Photonic Crystal fibers and Conventional single-mode fibers. *Opt Express*, 2004, 12(3):430-435
- 41 Yan M, Shum P. Antiguiding in Microstructured Optical Fibers. *Opt Express*, 2004, 12(1):104-116.
- 42 Gates J C, Hillman C W J, Baggett J C, et al. Structure and Propagation of Modes of Large Mode Area Holey fibers. *Opt Express*, 2004, 12(5):847-852.

- 43 Saleh B E A, Teich M C. Fundamentals of photonics. 2ed. New Jersey: John Wiley, 2007.
- 44 Birks T A. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. Opt Lett, 1997, 22(13):961-963.
- 45 Agrawal G P. Nonlinear fiber optics. San Diego: Academic Press, 2001.
- 46 Ranka J K, Windeler R S, et al. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. Opt Lett, 2000, 25(1):25-27.
- 47 Xu Y, Yariv A. Loss analysis of air-core photonic crystal fibers. Opt Lett, 2003, 28(1):1885-1887.
- 48 Saitoh K, Koshiba M. Leakage loss and group velocity dispersion in air-core photonic bandgap fibers. Opt Express, 2003, 11(14):3100-3109.
- 49 Saitoh K, Koshiba M. Confinement losses in air-guiding photonic bandgap fibers. IEEE Photon Technol Lett, 2003, 15(7):236-238.
- 50 Saitoh K, Mortensen N A, et al. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes. Opt Express, 2004, 12(3):394-400.
- 51 Kim H K, Shin J, et al. Designing air-core photonic-bandgap fibers free of surface modes. IEEE J Quantum Electronic, 2004, 40(5): 551-556.
- 52 Digonnet M J F, Kim H K, et al. Simple geometric criterion to predict the existence of surface modes in air-core photonic-bandgap fibers. Opt Express, 2004, 12(9): 1864-1872.
- 53 Chen D R, Shen L F. Ultrahigh birefringent photonic crystal fiber with ultralow confinement loss. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19(4):185-187.
- 54 Siegman A E. Gain-guided, index-antiguided fiber lasers. J Opt Soc Am B, 2007, 24(8):1677-1682.
- 55 王伟能, 谭晓玲, 田振, 等. 增益导引折射率反导引光纤激光特性的研究. 激光技术, 2009, 33(5):503-505.
- 56 Snyder A W. Coupled-mode theory for optical fiber. J Opt Soc Am, 1972, 62(11): 1267-1277.
- 57 Gloge D. Weakly guiding fibers. Applied Optics, 1971, 10(10):2252-2258.
- 58 Kunimasa S, Yukihiro T, Masanori K. Design of effectively single-mode leakage channel fibers with large mode area and low bending loss. IEICE Electronics Express, 6(7):412-417.

- 59 William S W, Xiang P, Joseph M M, Liang D. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode. *Optics Letters*, 2005, 30(21):2855-2857.
- 60 Chen H W, Sosnowsk T, Liu C H, et al. Chirally-coupled-core Yb-fiber laser delivering 80-fs pulses with diffraction-limited beam quality warranted by a high-dispersion mirror based compressor. *Optics Express*, 18(24):24699-24705.
- 61 Swan M C, Liu C H, Guertin D, et al. 33 μ m core effectively single-mode chirally-coupled-core fiber laser at 1064nm. OFC/NFOEC, California :San Diego, 2008, OWU: OWU2.

第三章 大模场光纤光栅

自从 1978 年 Hill 发现掺锗光纤的光敏现象以来, 光纤光栅因具有广泛的应用而倍受关注^[1]。光纤光栅可以刻写在光纤纤芯内, 并且通过控制光栅的周期、长度、折射率微扰的调制幅度、切趾以及周期啁啾等, 可以方便的制作出在光纤通信系统、光纤激光器以及各种各样的光纤传感系统中广泛适用的器件, 如光纤光栅滤波器、光波分复用器件、色散补偿器件等^[2]。已有许多文献对啁啾光纤光栅、闪耀光栅、相移光栅和超结构光栅等单模光纤光栅进行了研究, 单模光栅的光谱特性已众所周知^[3-6]。近年来人们发现, 大模场光纤光栅有较多的模式相互耦合、较宽的反射带宽、在入射光源有较宽光谱的情况下更为适用等优点^[7-9], 此外, 已商用化的大模场掺锗大模场光纤都有较大的数值孔径, 使大模场光纤光栅的制作更为方便迅捷^[2]。因此, 对大模场光纤光栅光谱特性的分析尤为重要。

3.1 大模场光纤光栅的耦合模方程

光纤作为一种光波导, 具有如下特点: 无自由电荷和传导电流, 线性各向同性, 因此光纤中的光波场遵从频域 Maxwell 方程^[10]

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \\ \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

式中, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 为光波场的电矢量和磁矢量, $\mathbf{r}$ 为空间坐标矢量, ω 为光波的角频率, μ_0 为真空中的磁导率, ϵ_0 为真空的介电常数, n 为材料的相对折射率

$$n = \frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_0}} \quad (3.2)$$

式中, ϵ 为材料的介电常数。应用频域 Maxwell 方程组(3.1)式得到复数形式的电矢量在频域内的波动为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \nabla (\mathbf{E} \cdot \nabla \lg n^2) = 0 \quad (3.3)$$

(3.3)式即为矢量 Helmholtz 方程。对于光纤光栅，取近似条件 $\nabla n \approx 0$ ，将矢量波方程简化为标准矢量波动方程，即齐次矢量 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.4)$$

式中， k_0 是真空中光波矢量的大小

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \quad (3.5)$$

在 Descartes 坐标系中，将矢量 Helmholtz 方程分解为 x ， y ， z 三个方向上的标量波动 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 E + k_0^2 n^2 E = 0 \quad (3.6)$$

式中， E 代表电矢量在任一 x ， y ， z 方向上的振幅。

在大模场光纤中刻写光纤光栅，其折射率分布为

$$n(r, \varphi, z) = \begin{cases} n_0 + \Delta n(r, \varphi, z), & r \leq a \\ n_1, & r > a \end{cases} \quad (3.7)$$

式中， a 纤芯半径， n_0 和 n_1 分别为大模场光纤的纤芯和包层折射率， $\Delta n(r, \varphi, z)$ 为周期性的折射率微扰。光纤光栅的折射率沿轴向的周期性结构破坏了光纤中模式单独传播条件，导致求解光纤光栅中传播的光波场变为求解极为复杂的电磁场边值问题。但在光栅周期性折射率的调制不深，光栅的纵向不均匀性较小的情况下，将光纤光栅看作是光纤作为理想波导仅受到了微扰。这样，光纤光栅中的光波场 $E(x, y, z)$ 可表示为线偏振模式 E_m^+ 和 E_m^- 的叠加^[11]

$$E(x, y, z) = \sum_m A_m^+(z) E_m^+(x, y) e^{-i\beta_m z} + \sum_m A_m^-(z) E_m^-(x, y) e^{i\beta_m z} \quad (3.8)$$

式中，“+”表示沿正 z 轴方向传播的模式；“-”表示沿负 z 轴方向传播的模式，对理想线偏振模式，其复振幅 A_m^+ 和 A_m^- 为常数。线偏振模式 $E_m^+(x, y)$ 和 $E_m^-(x, y)$ 满足波动方程

$$\nabla_t^2 E_m^\pm(x, y) + (k_0^2 n_0^2 - \beta_m^2) E_m^\pm(x, y) = 0 \quad (3.9)$$

式中， ∇_t^2 是横向拉普拉斯算符， $n_0(x, y, z)$ 是理想波导折射率分布函数， $\beta_m = k_0 n_{\text{eff}, m}$ 为

模式传播常数， n_{eff} 为模式有效折射率。将(3.8)式代入(3.6)式，并略去 $\partial^2 A_m^\pm(z)/\partial z^2 \ll \beta_m \partial A_m^\pm(z)/\partial z$ 项，得

$$\mp \sum_m 2i\beta_m \frac{\partial A_m^\pm(z)}{\partial z} E_m^\pm(x, y) e^{\mp i\beta_m z} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \sum_m A_m^\pm(z) E_m^\pm(x, y) e^{\mp i\beta_m z} = 0 \quad (3.10)$$

取(3.10)式中负向传播模场，两边同乘以 $E_l^*(x, y) \exp^{-i\beta_l(z)}$ ；或正向传播模场，两边两边同乘以 $E_l^{+*}(x, y) \exp^{i\beta_l(z)}$ 。在光栅截面上积分，并利用模式的正交归一关系

$$\int_s E_m(x, y) E_l^*(x, y) ds = \begin{cases} 1, m = l \\ 0, m \neq l \end{cases} \quad (3.11)$$

得

$$\frac{dA_l^+(z)}{dz} = i \sum_m K_{ml} A_m^+(z) e^{i(\beta_l - \beta_m)z} + i \sum_m K_{ml} A_m^-(z) e^{i(\beta_l + \beta_m)z} \quad (3.12a)$$

$$\frac{dA_l^-(z)}{dz} = -i \sum_m K_{ml} A_m^+(z) e^{-i(\beta_l + \beta_m)z} - i \sum_m K_{ml} A_m^-(z) e^{-i(\beta_l - \beta_m)z} \quad (3.12b)$$

式中

$$K_{ml} = \frac{\omega \varepsilon_0 n_0 \Delta n(r, \varphi, z)}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \psi_v \psi_\mu^* r dr d\varphi \quad (3.12c)$$

为两模式 l 和 m 的耦合系数。(3.12)式即为大模场多模光纤光栅的耦合模方程，它所包含的一阶微分方程数目为模式数的 2 倍^[12]。由(3.12)式可知，由于光纤光栅存在折射率微扰，光栅中的模式 l 和模式 m 相互耦合。

3.2 多模耦合模方程的数值解法

由于(3-12)式中大模场光纤光栅的耦合模方程包含的方程个数多于 2 个，求解单模光栅的耦合模方程的方法如传输矩阵法、多层膜分析法和傅里叶变换法等已经不能直接用于求解多模耦合模方程^[13-17]。已有文献使用四阶龙格-库塔迭代算法直接对多模耦合微分方程求数值解，并对大模场光纤光栅的光谱特性进行了分析^[18,19]。本文将文献[20]中的一种矩阵方法扩展用于求解多模耦合微分方程组。该矩阵方法将整个大模场光纤光栅分为若干折射率近似均匀的小段，将每小段光栅的

传输矩阵按次序相乘即得整个光栅的传输矩阵。

3.2.1 龙格—库塔迭代算法

设光纤光栅中存在 N 个线偏振模式的耦合，由多模耦合模方程(3.12)式包含的 $2N$ 个一阶微分方程。多模耦合模方程组(3.12a)、(3.12b)式具有以下形式^[18]

$$\frac{dy_i(z)}{dz} = F_i(z, K_{ij}(z), y_i(z), y_j(z)) \quad (3.13)$$

式中， y_j 为除过 y_i 之外的其它模场复振幅。设想把光纤光栅分为若干小段，每一小段长度为 Δz 。如果 Δz 足够小，那么每一小段内的折射率可看作是均匀分布的。

根据龙格—库塔算法，(3.13)式的解可以写为

$$y_i^\pm(z_0 \pm \Delta z) = y_i^\pm(z_0) \pm (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \frac{\Delta z}{6} \quad (3.14a)$$

式中

$$k_1 = F_i(z_0, K_{ij}(z_0), y_i(z_0), y_j(z_0)) \quad (3.14b)$$

$$k_2 = F_i\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}, K_{ij}\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right), y_i(z_0) \pm \frac{k_1 \Delta z}{2}, y_j\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right)\right) \quad (3.14c)$$

$$k_3 = F_i\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}, K_{ij}\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right), y_i(z_0) \pm \frac{k_2 \Delta z}{2}, y_j\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right)\right) \quad (3.14d)$$

$$k_4 = F_i(z_0 \pm \Delta z, K_{ij}(z_0 \pm \Delta z), y_i(z_0) \pm k_3 \Delta z, y_j(z_0 \pm \Delta z)) \quad (3.14e)$$

$$y_j^\pm\left(z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right) = y_j^\pm(z_0) \pm F_j\left(z_0, K_{ij}(z_0), y_i(z_0), y_j(z_0)\right) \times \frac{\Delta z}{2} \quad (3.14f)$$

$y_i^+ = A_\mu$ 为光纤光栅中沿 z 轴正向传输的模场复振幅， $y_i^- = B_\mu$ 为光栅中沿 z 轴负方向传输模场的复振幅。

使用龙格—库塔算法(3.14)式对耦合模方程组(3.13)式数值求解时，需要多次迭代计算才能逐渐逼近近似解，具体步骤是：先假定在所有光栅分段上有 $A_\mu(z) = A_\mu(0)$ ，运用(3.14)式从光栅边界 $z=L$ 到 $z=0$ 逐段计算出光栅中沿 z 轴反方向传输模场的复振幅 B_μ ；然后将解得 B_μ 带入(3.14)式，并从光栅边界 $z=0$ 到 $z=L$ 逐段计算出光栅中沿 z 轴正方向传输模场的复振幅 A_μ ，这样就得到了一组解 A_μ 和 B_μ ，完成

了一次运算。但是这组解离近似结果还有很大差别。下一次的迭代运算需要将这组解带入(3.14)式重复计算，从而得到一组新的复振幅 A_μ 和 B_μ 值，如此反复运算，直到结果收敛为止。

需要注意的是，如果直接将得到的数值解直接带入龙格-库塔算法(3.14)式进行计算，多次迭代后的结果将不收敛。因此，需要设置一个权重因子 f ，它的取值范围为 $0 < f < 1$ 。如果权重因子取得过小，结果虽可以收敛，但要增加循环次数来得到更为精确的结果，这样会使计算过程变得冗长。在实际的数值计算过程中，需要合理的设置权重因子的值，来权衡计算时间并保证计算结果的精确性。

3.2.2 多模耦合模方程的矩阵算法

将大模场光纤光栅中多个线偏振模式耦合的微分方程写成如下形式^[20]

$$\frac{dy_i}{dz} = \sum_{j=1}^{2N} a_{ij} y_j, \quad i = 1, 2, 3, \dots, 2N \quad (3.15)$$

式中， N 为模式数，当 $1 \leq i \leq N$ 时， $y_i = A_i$ ；当 $N+1 \leq i \leq 2N$ 时， $y_i = B_{i-N}$ ， a_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, \dots, 2N$) 为 $2N \times 2N$ 系数。将光纤光栅分为若干小段，每一小段可近似看作折射率不变，这样可将(3.15)式写成矩阵形式

$$\begin{bmatrix} y_1(L) \\ y_2(L) \\ \vdots \\ y_{2N}(L) \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} y_1(0) \\ y_2(0) \\ \vdots \\ y_{2N}(0) \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

式中

$$M = \prod_{k=1}^Q \begin{bmatrix} 1 + a_{11}\Delta z & a_{12}\Delta z & \cdots & a_{1,2N}\Delta z \\ a_{21}\Delta z & 1 + a_{22}\Delta z & \cdots & a_{2,2N}\Delta z \\ a_{2N,1}\Delta z & a_{2N,2}\Delta z & \cdots & 1 + a_{2N,2N}\Delta z \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

为整个光纤光栅的传输矩阵， Q 为光纤光栅分段数， $\Delta z = L/Q$ 为每一小段长度。分段数 Q 的取值应满足条件 $L/Q \ll \Lambda_0$ ，以保证(3.16)式能够得到较为精确的数值解。已知在光栅入射端的入射光功率和出射端的反射光功率，因此，微分方程(3.15)式的边界条件为 $A_\mu(0) = (P_\mu)^{1/2}$ 和 $B_\mu(L) = 0$ 。将(3.16)式矩阵变换，得大模场光纤光栅中

多模耦合模方程的解

$$\begin{bmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \\ \vdots \\ A_N(L) \\ B_1(0) \\ B_2(0) \\ \vdots \\ B_N(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & \cdots & 0 & M_{1,N+1} & \cdots & M_{1,2N} \\ 0 & -1 & \cdots & 0 & M_{2,N+1} & \cdots & M_{2,2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & -1 & M_{N,N+1} & \cdots & M_{N,2N} \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & M_{N+1,N+1} & \cdots & M_{N+1,2N} \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & M_{N+2,N+1} & \cdots & M_{N+2,2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & M_{2N,N+1} & \cdots & M_{2N,2N} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \left(\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & \cdots & M_{1,N} \\ M_{21} & M_{22} & \cdots & M_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{2N,1} & M_{2N,2} & \cdots & M_{2N,N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \\ \vdots \\ A_N(0) \end{bmatrix} \right) \quad (3.18)$$

(3.18)式是文献[20]第(5)式的拓展。使用(3.18)式可以方便的数值求解多模耦合模方程组，对大模场光纤光栅的光谱特性进行计算和分析。

3.2.3 龙格-库塔迭代算法和矩阵算法比较

单次的四阶龙格-库塔算法具有很高的计算精度，然而多次重复计算会使计算误差增大，这使四阶龙格-库塔迭代算法数值求解多模耦合模方程时的精度下降。而且，对于较长的光纤光栅，由于分段数增大，计算时需要占用较多的计算机内存用于保留前次计算结果来完成迭代，而使计算机的运算任务加重，计算时长增加。

使用(3.18)式的矩阵算法实际上源于对微分方程的差分算法。虽然差分算法比单次四阶龙格-库塔算法的计算精度低，但是这种矩阵算法无需迭代，不会有重复计算时的累积误差。并且，在数值计算时无需保留大量迭代数据，有利于优化程序，减少计算机时。

为方便比较，现分别使用龙格-库塔迭代法和矩阵算法对大模场布拉格光纤光栅的反射谱进行了数值计算，设光栅起始端只有 LP_{01} 和 LP_{02} 模携带相等功率入射光栅，计算参数为：光栅长度 $L=1\text{mm}$ ，光栅纤芯折射率 $n_0=1.458$ ，包层折射率 $n_1=1.454$ ，纤芯半径 $a=10\mu\text{m}$ ，折射率调制深度 $\Delta n=2.0 \times 10^{-3}$ ， $\Lambda_0=0.5334\mu\text{m}$ 。使用龙格-库塔迭代法时的权重因子 $f=0.2$ ，迭代次数为 30 次，将龙格-库塔法和矩阵算法得到的结果对比如图 3-1。图 3-1 中的两种算法所得光谱曲线重合，表明

龙格—库塔法和矩阵算法所得结果一致。在实际数值运算中，使用矩阵算法计时为 18.8 分钟，而使用龙格—库塔迭代算法所用时间为 12.2 小时，是前者的 38.9 倍。

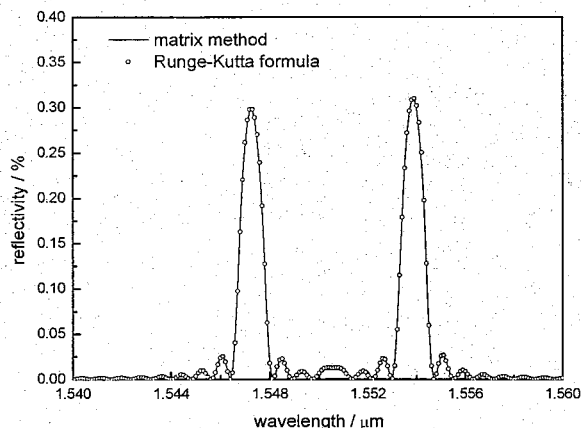


图 3-1 龙格—库塔迭代算法和矩阵算法计算光纤光栅反射谱

3.3 大模场光纤光栅的光谱特性

3.3.1 大模场光纤光栅理论模型

大模场光纤纤芯中的周期性折射率微扰 $\Delta n(r, \varphi, z)$ 可表示为

$$\Delta n(r, \varphi, z) = \Delta n \cdot f(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda(z)}\right) \right] \quad (3.19)$$

式中， Δn 折射率调制深度， $f(z)$ 为折射率切趾函数。常用的切趾函数有 Gaussian 函数、Hamming 函数、升余弦函数、Blackman 函数、Tanh 函数、Cauchy 函数、Sinc 函数和 Super-Gaussian 函数等^[21]，其中超高斯函数表示为^[22]

$$f(z) = \exp\left[-\left(\frac{z - L/2}{L/2}\right)^{2m}\right], \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.20)$$

式中， L 为光栅长度， m 为幂指数。当 $m=1$ 时，(3.20) 式的超高斯函数简化为高斯函数。(3.19) 式中的光栅周期 $\Lambda(z)$ 为

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 \left[1 + \frac{F(z - L/2)}{L} \right] \quad (3.21)$$

式中， Λ_0 为光栅中点 $z=L/2$ 处的周期， F 为啁啾系数，当 $F>0$ 时， $\Lambda(0)<\Lambda(L)$ ，即入射光从光栅的短周期端进入，反之亦然。(3.21) 式中，啁啾光栅的周期随长度而

逐渐变化,在起始端 $z=0$ 和末端 $z=L$ 处的周期差为 $\Delta\Lambda=F\Lambda_0$, $\Delta\Lambda$ 与光栅长度 L 无关。若 $F=0$, 光栅为周期沿长度不发生变化的 Bragg 光栅。

3.3.2 光谱特性分析

设光纤光栅参数为 $n_0=1.458$, $n_1=1.454$, $a=10\mu\text{m}$, $\Delta n=2.0\times 10^{-3}$, $\Lambda_0=0.5334\mu\text{m}$, 且光栅起始端只有 LP_{01} 和 LP_{02} 模携带相等功率入射。

根据相位匹配条件,大模场光纤布拉格光栅中存在多个模式耦合时,其反射谱中会相应地出现多个反射谐振峰^[18,19]。如果光栅周期存在啁啾,反射谱中的反射谐振峰会展宽。如图 3-2 所示为 $\Lambda_0=0.5334\mu\text{m}$ 的大模场啁啾光纤光栅的反射谐振波长和光栅周期的变化图线,图中三条倾斜线(带有三角形、圆圈和十字符号)分别为 LP_{01} - LP_{01} 、 LP_{02} - LP_{02} 以及 LP_{01} - LP_{02} 耦合的光栅周期与谐振波长的变化图线。由图 3-2 可知,当光栅为周期均匀的布拉格光纤光栅时($F=0$),有三个谐振波长 $\lambda_{01}=1.553\mu\text{m}$, $\lambda_{02}=1.547\mu\text{m}$, 和 $\lambda_{01-02}=1.55\mu\text{m}$, 分别与模式耦合 LP_{01} - LP_{01} 、 LP_{02} - LP_{02} 以及 LP_{01} - LP_{02} 相对应。然而,当光栅周期存在啁啾,如啁啾系数 $F=0.001$ 时,大模场光纤光栅的周期从起始端 $z=0$ 处的 $0.5332\mu\text{m}$ 变为末端 $z=L$ 处的 $0.5337\mu\text{m}$, 光栅周期展宽 $\Delta\Lambda=0.0005\mu\text{m}$, 同时,三个反射谐振波长展宽为谐振波带,带宽分别约为 $\Delta\lambda_{01}=\Delta\lambda_{02}=\Delta\lambda_{01-02}=1.5\text{nm}$ 。

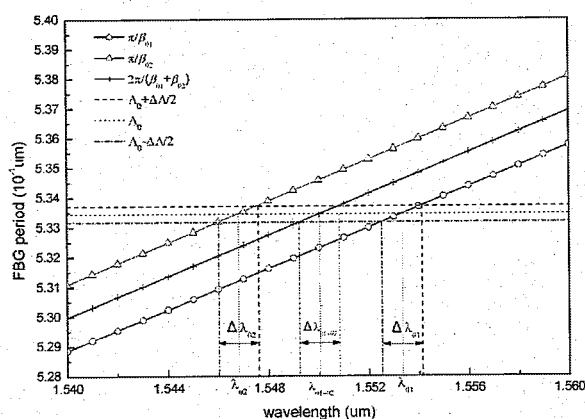


图 3-2 大模场光纤光栅的谐振波长 $\Lambda_0=0.5334\mu\text{m}$, $F=0.001$

图 3-3 为不同啁啾系数的大模场光纤光栅的光谱特性,图中参数与图 3-2 相同。由图 3-3 可知,当光栅为周期均匀的布拉格光栅时($F=0$),反射谱中在波长分别为 1547.3nm 和 1553.9nm 处存在两个较强的反射峰,分别对应于 LP_{01} 和 LP_{02} 模式与

它们的反向传输模式的耦合。而在这两个反射峰之间, 波长约为 1550.5nm 处, 还存在一个较弱的反射峰, 对应于 LP_{01} 和 LP_{02} 模式的互耦合。图中对反射峰相对应的谐振波长与图 3-2 稍有差异, 这与文献[18,23]中的现象相同。但当光栅存在啁啾时, 反射谱展宽并分裂, 且峰值反射率降低, 如当啁啾系数 $F=0.001$ 时, 两较强的反射峰分别分裂为两个峰, 峰值反射率降低为无啁啾时的 59%; 当啁啾系数 $F=0.002$ 时, 两较强的反射峰分别分裂为 4 个以上的反射峰, 而且峰值反射率降低为无啁啾时的 43%。为解释上述现象, 可将啁啾光纤光栅看成是一些周期不同的均匀布拉格光栅相串连而成的, 当啁啾系数增加时, 每一段布拉格光栅长度减小, 与这一小段布拉格波长相对应的反射率减小。因此, 大模场光纤光栅的反射谱存在模式的自耦合峰和互耦合峰, 这与单模光纤光栅的反射谱只存在一个反射峰不同。

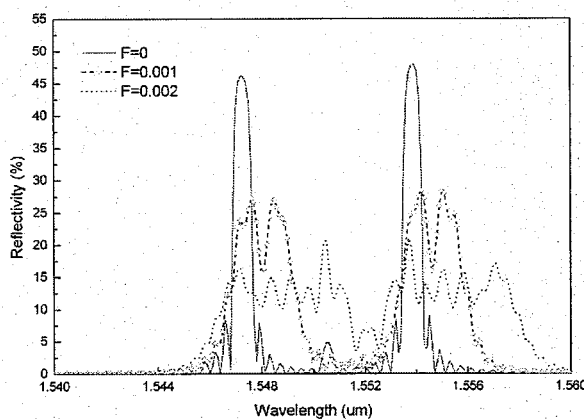


图 3-3 不同啁啾系数的大模场啁啾光纤光栅的反射谱特性, $L=1$ cm.

图 3-4 为改变啁啾系数的正负符号时的大模场光纤光栅的光谱特性变化, 计算参数取光栅长度与图 3-3 中相同。由图 3-4 可以看出, 啁啾系数绝对值 $|F|=0.001$ 的正、负啁啾光栅具有相同的光谱轮廓, 但与无啁啾时 ($F=0$, 均匀周期的布拉格光栅) 相比, 它们的光谱反射峰中心会偏离无啁啾时的光谱反射峰, 其中正啁啾光栅的反射峰中心向长波长方向偏移约 0.5nm, 反之, 负啁啾光栅的反射谱中心向短波长方向偏移约 0.5nm。

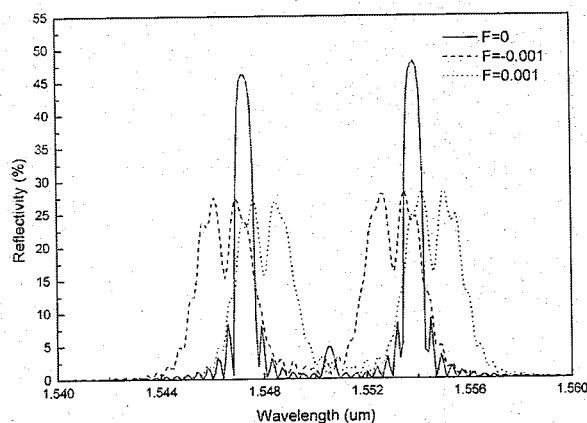

 图 3-4 不同啾啾系数符号的光纤光栅光谱特性, $L=1\text{cm}$

图 3-5 为不同长度的大模场啾啾光纤光栅的光谱特性, 其中啾啾参数与图 3-2 中相同。图 3-5 中长度 $L=1\text{cm}$ 时的光谱与图 3-3 中啾啾系数 $F=0.001$ 的完全相同, 这时, 每个光谱主峰分裂为两个较小的反射峰, 其最大反射率约为 27.2%。由图 3-5 可以看出, 随光栅长度增加为 $L=2\text{ cm}$ 和 3cm , 大模场光纤光栅的反射谱的峰值反射率分别增加为约 40%和 45.3%, 但在反射峰顶分别分裂出 4 个和 5 个小峰。虽然光栅长度的增加会加剧反射谱分裂, 但却降低了反射峰顶波动起伏的幅度。在改变光栅长度的过程中, 反射峰带宽和反射峰中心波长保持不变。

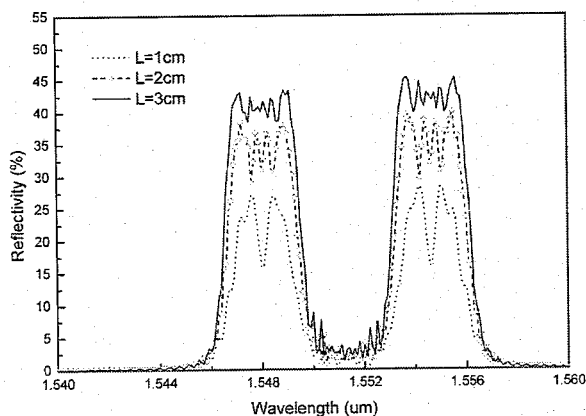

 图 3-5 不同光栅长度的光谱特性, $F=0.001$.

图 3-6 为超高斯切趾时的大模场光纤光栅的光谱特性, 其中超高斯函数的幂指数取 $m=1, 5$, 和 15 , 啾啾系数 $F=0.001$, 光栅长度 $L=2\text{cm}$ 。当幂指数 $m=1$ 时, 切趾函数为高斯函数。此时, 光纤光栅的反射谱峰的波动范围为 32.8%~35.3%, 反射

峰分裂为大约 3 个小峰, 反射谱比未切趾时($m=0$)的平滑。但当增大幂指数 m 时(如, $m=5, 15$), 大模场光纤光栅的反射谱逐渐变得与未切趾时的重合。其原因在于切趾函数改变了光纤光栅中远离中心位置 $z=L/2$ 处的折射率调制 Δn 的大小, 从而使反射谱形改变。然而, 使用超高斯切趾函数并不能使啁啾光栅反射峰的分裂得到改善。

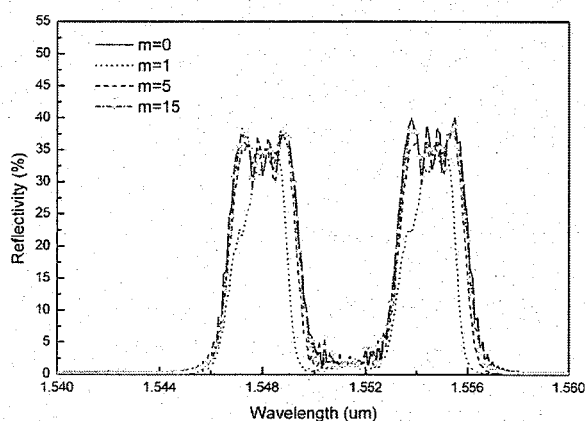


图 3-6 超高斯切趾函数的幂指数改变时的光谱特性, $F=0.001$, $L=2\text{cm}$.

3.4 结论

将矩阵方法拓展用于求解大模场光纤光栅中的多模耦合模微分方程。这种矩阵方法将多模光纤光栅分为若干折射率均匀小段, 将每一段的传输矩阵按次序相乘得到整个光纤光栅的传输矩阵。与四阶龙格-库塔迭代算法相比, 这种矩阵方法较为简洁, 并在数值计算时耗时大大减少。大模场光纤光栅的反射谱包含模式的自耦合峰和互耦合峰, 这与单模光纤光栅反射谱只存在一个反射峰不同。大模场啁啾光纤光栅的反射率与啁啾系数、光栅长度和模式之间耦合系数的关系, 由于光栅存在啁啾, 光谱反射峰展宽并分裂, 且峰值反射率减小。反射率随啁啾系数的增大而减小, 随光栅长度的增加而增大。使用高斯切趾函数, 大模场啁啾光纤光栅的光谱特性可在一定程度上得以改善。

参考文献

- 1 Hill KO, Fujii Y, Johnson DC, Kawasaki BS. Photosensitivity in optical fiber waveguides:

- Application to reflection filter fabrication. Appl Phys Lett, 1978, 32:647-651.
- 2 Wang YM, Dai JC, Zhang MD, Sun XH. Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating. Opt Commun, 2005, 250:54-62.
- 3 Hill K O, Bilodeau F, Malo B, et al. Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion. Opt Lett, 1994, 19:1314-1316.
- 4 Erdogan T, Sipe J E. Tilted fiber phase gratings. J Opt Soc Am A, 1996, 13:296-313.
- 5 Zengerle R, Leminger O. Phase-shifted Bragg grating filters with improved transmission characteristics. J Lightwave Technol, 1995, 13:2354-2358.
- 6 Eggleton B J, Krug P A, Poladian L, et al. Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibers. Electron Lett, 1994, 30:1620-1622.
- 7 Wanser K H, Voss K F, Kersey A D. Novel fiber devices and sensors based on multimode fiber Bragg gratings. Proc of SPIE, 1994, 2360:265-268.
- 8 Lim J, Yang Q P, Jones B E, et al. Strain and temperature sensors using multimode optical fiber Bragg gratings and correlation signal processing. IEEE Trans Instrum Measur, 2002, 51:622-627.
- 9 Mizunami T, Djambova TV, Niiho T, Gupta S. Bragg Gratings in Multimode and Few-Mode Optical Fibers. J Lightwave Technol, 2000, 18:230-235.
- 10 李川, 张以谟, 赵永贵 等. 光纤光栅: 原理、技术与传感应用. 北京: 科学出版社, 2005.
- 11 石顺祥, 刘继芳, 孙艳玲. 光的电磁理论-光波的传播与控制. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2006.
- 12 Erdogan T. Fiber grating spectra. J Lightwave Technol, 1997, 15:1277-1294.
- 13 Yamada M, Sakuda K. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. Applied Optics, 1987, 26(16):3474-3478.
- 14 韩群, 吕可诚, 李乙钢. 改进的光纤光栅多层膜分析方法. 光电子激光, 2003, 14(1): 41-45.
- 15 Weller-Brophy L A, Hall D G. Analysis of waveguide gratings: Application of Rouard's method. J Opt Soc Am B, 1985, 2(6):863-871.
- 16 Kogelnik H. Filter response of nonuniform almost-periodic structures. Bell System Technical

- Journal, 1976, 55:109-126.
- 17 Kogelnik H. Theory of optical waveguides in Guided-Wave Opto-Electronics. 2nd Edition. Berlin: Germany. Springer-Verlag, 1990, 7-87.
 - 18 Lu CG, Cui YP. Fiber Bragg grating spectra in multimode optical fibers. J Lightwave Technol, 2006, 24:598-604.
 - 19 Patra KC, Singh R, Sharma EK, et al. Analysis of transmission characteristics of long period gratings in tapered optical fibers. Appl Opt, 2009, 48:99-100.
 - 20 Liu Y, Wei Li, Lit John WY. Transmission loss of phase-shifted fiber Bragg gratings in lossy materials: a theoretical and experimental investigation. Appl Opt, 2007, 46:6770-6773.
 - 21 Pastor D, Capmany J C, Ortega D, et al. Design of apodized linearly chirped fiber gratings for dispersion compensation. J Lightwave Technology, 1996, 14(11):2581-2588.
 - 22 Parent A, Morin M, Lavigne P. Propagation of super-Gaussian field distributions. Opt Quant Electron, 1992, 24:1071-1079.
 - 23 Anemogiannis E, Glytsis EN, Gaylord TK. Transmission characteristics of long-period fiber gratings having arbitrary azimuthal/radial refractive index variations. J Lightwave Technol, 2003, 21:218-227.

第四章 大功率泵浦耦合器

理论上, 双包层大模场光纤可以承受高达 10^4 瓦数量级的光功率, 并且, 大功率半导体泵浦模块的研制也已经为光纤激光器功率进一步提升做好了准备。然而, 大功率全光纤激光器仍有很多问题需要解决, 如光纤的设计及工艺、泵浦耦合技术、光栅谐振腔技术等, 而如何改进泵浦耦合方式为增益光纤提供高效、大功率的泵浦光成为大功率全光纤激光技术的重点研究内容之一。目前, 全光纤激光器主要采用的是端面泵浦技术, 使用光纤束熔锥端面泵浦合束器将大功率的泵浦光从增益光纤端面注入, 而且使用这种技术也已实现了千瓦以上功率的激光输出^[1-3]。近几年英国 SPI 和 SouthAmpton 大学提出了基于倏逝波耦合的泵浦技术, 这种技术使大功率泵浦光通过传输纤芯与增益纤芯的相互耦合而实现泵浦。理论研究表明, 这种通过倏逝波耦合的新型耦合泵浦技术能有效的控制泵浦输入端的吸收速率, 因而可以改善泵浦端过热的难题^[4]。

4.1 大功率光纤激光泵浦技术

4.1.1 透镜耦合端面泵浦

端面泵浦技术是光子晶体光纤激光器较常用的泵浦技术, 其原理如图 4-1 所示^[5]。其中, 图 4-1(a)为单端泵浦方式, 仅使用耦合系统 C1 从增益光纤 F 的一端输入泵浦光。耦合系统 C1 包含两个聚焦透镜和一个双色镜, 从左边的半导体泵浦模块出来的泵浦光先经第一个聚焦透镜准直, 准直泵浦光经第二个聚焦透镜会聚后从增益光纤 F 的左端耦合进入增益光纤。耦合系统 C1 中的 M1 为双色镜, 它们对波长较长的信号激光的反射率 $R > 98\%$, 但对波长较短的泵浦光的反射率 $R < 5\%$, M1 是激光器的高反腔镜, M3 是对信号激光部分反射的耦合输出镜。

双端泵浦方式如图 4-1(b)所示, 与图 4-1(a)相比, 双端泵浦方式在增益光纤 F 的两端都有半导体泵浦模块和泵浦耦合系统。而且在图 4-1(b)中的双色镜 M2 一般成 45° 角放置, 以方便将信号激光和泵浦光的传输方向分离。

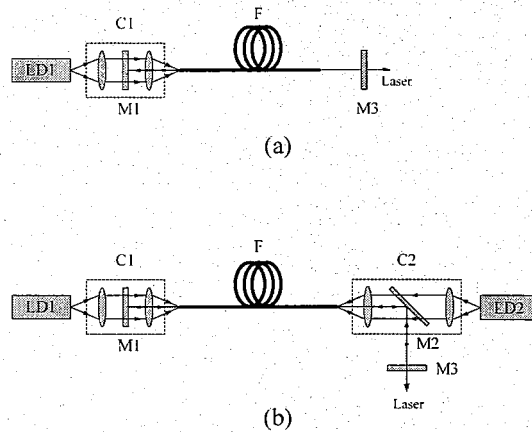


图 4-1 端面泵浦技术原理

使用透镜耦合的端面泵浦技术需要对透镜系统精心设计,要使泵浦光发散角、光斑尺寸与增益光纤包层形状、尺寸、数值孔径等参数相匹配,使泵浦光最大效率地耦合进入增益光纤内包层。实际实验中,使用透镜耦合的泵浦系统的耦合效率可以达到 80%。

4.1.2 V 形槽侧面泵浦

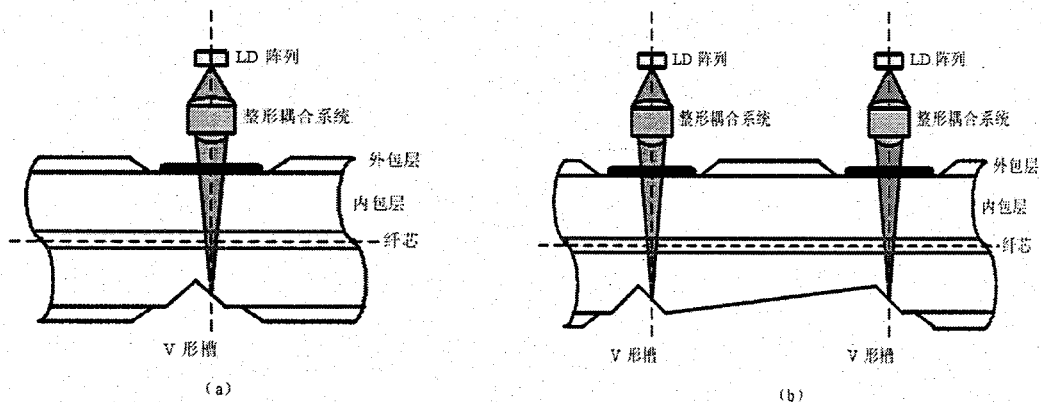


图 4-2 V 型槽侧面泵浦 (a)一个 V 形槽泵浦; (b)多个 V 形槽泵浦

双包层增益光纤具有较大直径的内包层,可以使用“V”形槽技术提供泵浦^[6]。如图 4-2 所示,V 形槽泵浦技术在双包层光纤内包层一侧沿垂直于光纤的方向开一个 V 形切槽,需要注意的是,切槽时不能触及纤芯。这样,可以使用微透镜整形聚焦系统将泵浦光聚焦后从双包层光纤相对槽的另一侧垂直注入双包层光纤内包

层。然后经 V 形切槽的斜边全反射后沿光纤轴向传播并被纤芯吸收。为使泵浦光经 V 形切槽反射并进入双包层光纤的内包层传输，必须设计 V 形槽的斜角使泵浦光满足在内包层传播的全反射条件。另外，剥离了涂覆层并切 V 形槽的光纤很容易断裂，为防止损坏光纤，一般在未被切槽的一侧泵浦光入射点附有薄玻璃片增加机械强度。

使用这种技术，可以突破端面耦合泵浦只能从增益光纤两端泵浦的限制，增加泵浦输入点，实现更大功率的泵浦。这时，需要使泵浦光的 V 形槽反射侧面与光纤的包层法线成 45° 角，且两个 V 形面之间有较长的倾斜面，使前一个 V 形反射面反射的光在斜面上发生全反射后，再次到内外包层分界面时能够满足全反射条件而不会产生较大损耗。然而，在双包层增益光纤的内包层上刻制 V 形槽对加工技术要求较高，而且，V 形槽抽运技术的透镜耦合系统结构也比较复杂^[7,8]。

4.1.3 平-凸双色镜反射泵浦

Jun K K 等人于 2010 年提出一种使用平-凸双色镜反射后实现泵浦的方案，原理如图 4-3 所示，图(a)和(b) 分别为侧视图和前视图^[9]。

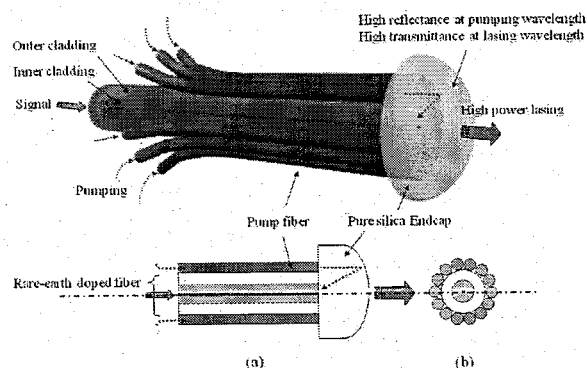


图 4-3 平-凸双色镜反射泵浦原理 (a)轴剖面；(b)横截面

平-凸双色镜反射泵浦技术在双包层掺杂的增益光纤外面包围多根多模泵浦光纤组成光纤束，将光纤束的输出端面研磨处理后，再与一个平-凸透镜的平面接合后形成一个整体。平-凸透镜的凸面镀膜形成双色镜，它对泵浦光波长全反，而激光全透。如图 4-3 (a)中的红色虚线箭头所示，合理设计的透镜结构，可使所有泵浦传输光纤中的泵浦光都能经平-凸透镜的凸面反射后耦合进入双包层增益光纤的

包层内反向传输。泵浦光纤中传输的泵浦光被增益光纤末端的平凸透镜反射。这样就使双包层光纤芯中的信号激光被放大，并经平-凸透镜输出（图 4-3(a)中的红色实心箭头所示）。将双包层光纤的信号输入端与前级激光器的信号输出光纤熔接，就可以组成大功率的 MOPA 结构全光纤激光器。

这种技术使输出的激光束在经过增益光纤末端的透镜时被扩束，功率密度已经变得比较低，因而可以保护光纤输出端面在大功率输出时不被损伤。而且，这种平-凸双色镜反射泵浦的几何结构和透镜凸面上的双色涂覆材料都能有效的防止输出激光经反射进入半导体泵浦模块。

4.1.4 光纤束熔锥端面泵浦

在全光纤结构的光纤激光器中，使用光纤束熔锥端面泵浦技术为双包层增益光纤提供大功率泵浦^[7]。如图 4-4 为将光纤束熔锥后制作的多模泵浦耦合器。制作这种泵浦耦合器需要将多根多模泵浦光纤以一根为中心排列成光纤束，并按照设计好的锥角拉制成合适长度的光纤束锥，光纤束锥的端头直径应与双包层光纤的内包层相匹配。将光纤束锥的端头切割平直并与双包层光纤熔接在一起，形成光纤束熔锥型多模泵浦耦合器。这样，将耦合器的泵浦光纤与大功率半导体泵浦模块的输出尾纤相熔接，就可以将泵浦光直接耦合进入双包层光纤的内包层^[5]。

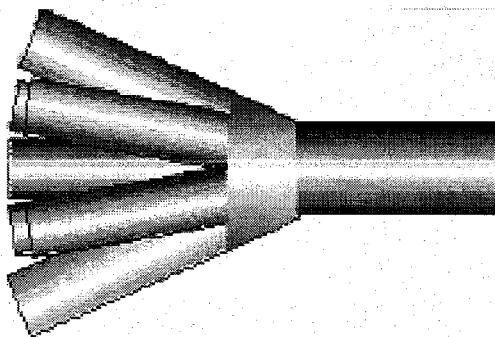


图 4-4 多模泵浦耦合器

多模泵浦耦合器也可以在泵浦光纤束的中心包含一根信号光纤，形成 $(N+1) \times 1$ 泵浦耦合器，如图 4-5 所示的 $(9+1) \times 1$ 耦合器的光纤束端面。这种耦合器可用于高功率的全光纤激光放大器中。制作 $(N+1) \times 1$ 耦合器时，要求信号光纤必须位于光

纤束的中心，并使多模泵浦光纤围绕信号光纤对称排列。

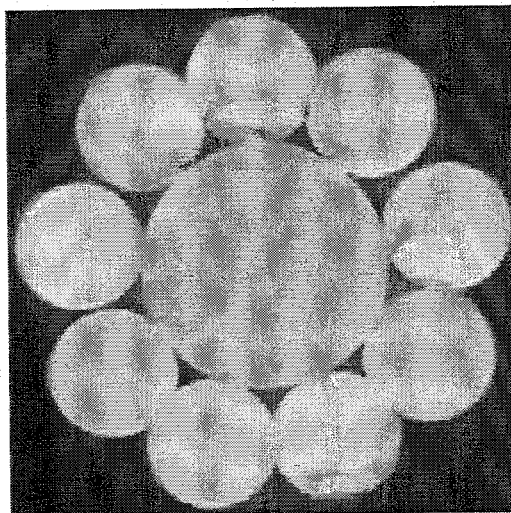


图 4-5 (9+1)×1 泵浦耦合器的光纤束端面

为使多模耦合器有较好的耦合效率，要求光纤束的外径 Φ_b 和数值孔径 NA_b 之积小于双包层光纤的外径 Φ_d 和数值孔径 NA_d 之积。而且，光纤束紧密排列后的横截面应为圆形，这样可以减少光纤束中光纤之间的空隙，便于光纤束的拉制和熔接^[10,11]。

4.1.5 泵浦光纤角度耦合泵浦

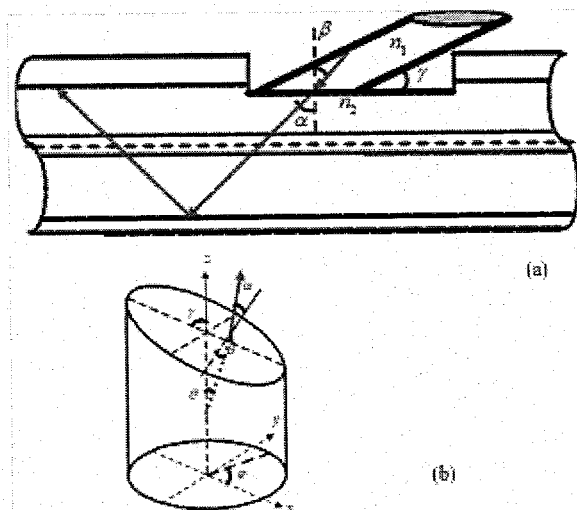


图 4-6 (a)角度耦合示意图; (b) 泵浦光纤端面磨抛角度

如图 4-6 所示，先将泵浦光纤端面按照设计好的角度抛磨光滑平整。然后，将

双包层光纤的外包层除去，将与泵浦光纤耦合处抛磨，得到一部分与泵浦光纤端面对应的光滑平面。对于增益光纤，一般它们的内包层形状为矩形、D 形或八角形等，基本上不再需要抛磨。将磨抛好的泵浦光纤端面与双包层光纤的磨抛平面密合，并用折射率与泵浦光纤折射率相同的光学胶粘结两结合面。这样，泵浦光纤中的泵浦激光即直接耦合进入双包层光纤内包层^[5,12]。如果条件 $NA_i + \gamma < NA_o$ 和 $\Phi_i < \Phi_o$ 满足（ NA_i 和 NA_o 分别为泵浦光纤和双包层光纤内包层的数值孔径， γ 为泵浦光纤与双包层光纤间夹角， Φ_i 和 Φ_o 分别为泵浦光纤和双包层光纤内包层直径），并选择合适的角度 γ ，可使理论上的耦合效率达到 80% 以上^[13]。

4.1.6 侧面熔锥泵浦

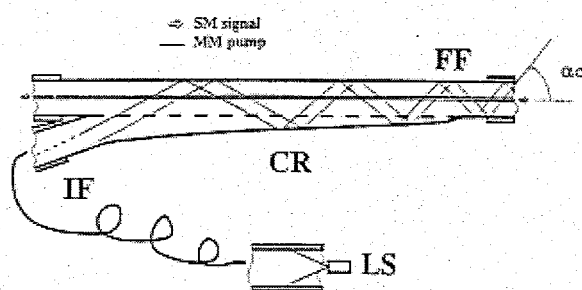


图 4-7 侧面熔锥泵浦原理

Gapontsev P Valentin 于 1994 年提出一种泵浦光纤侧面熔锥泵浦技术^[14]。如图 4-7 所示，FF 为双包层光纤，IF 为泵浦光纤， A_c 和 A_f 分别为双包层光纤内包层和泵浦光纤纤芯的横截面积。预先将泵浦传输光纤 IF 的一端拉制成锥形，再将传输光纤的这个锥和双包层光纤的内包层贴合并熔在一起。这样，将泵浦传输光纤 IF 的另一端与大功率半导体泵浦模块的输出光纤相熔接，就可以将泵浦光耦合进入双包层光纤的内包层。为实现较好的耦合效果，应使光纤 IF 的直径 d_i 小于双包层光纤的直径 d_o ，而且光纤 IF 的数值孔径 NA_i 应满足关系

$$NA_i < NA_o \cdot d_o / (d_i + \gamma) \quad (4.1)$$

式中， NA_o 为双包层光纤的数值孔径， γ 为泵浦光纤拉锥后的锥角。

4.2 一种新型的单模泵浦耦合器

如图 4-8 为商业化的全光纤激光器结构原理。两个光纤光栅 FBG1 和 FBG2 分别构成激光器的高反射腔镜和输出腔镜，其中，FBG1 对激光的反射率为 99.9%，FBG2 对激光具有较低的反射率(如 10%)。OC 为输出准直器。尾纤输出的半导体泵浦模块 LD 发出的泵浦光通过泵浦耦合器 C1 和 C2 实现为增益光纤 F 提供泵浦。泵浦耦合器常为 $N \times 1$ 结构（如图中 C1）或 $(N+1) \times 1$ 结构（如图中 C2）。

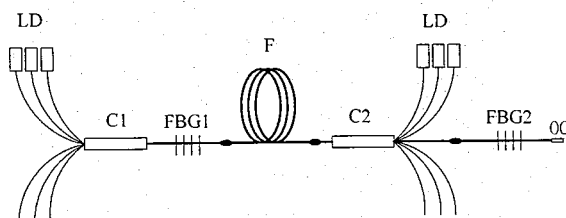
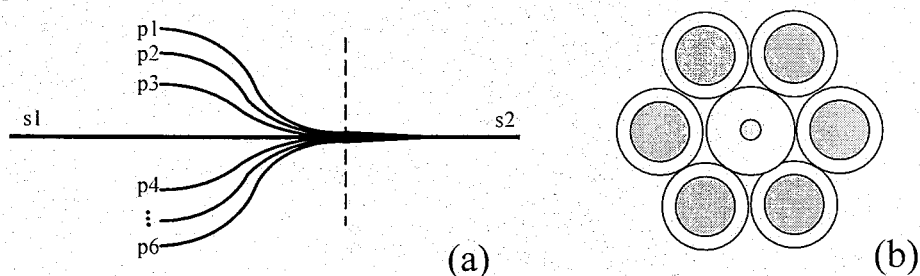


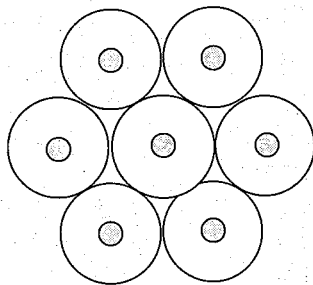
图 4-8 光纤激光器的一般结构

商业用泵浦耦合器的泵浦输入光纤大多采用多模光纤，现以图 4-9(a) 所示的 $(6+1) \times 1$ 泵浦耦合器为例说明其制作过程和工作原理。图 4-9(a) 中的 p1-p6 为 6 根多模泵浦光纤，s1 和 s2 为信号激光的输入和输出光纤，一般为双包层光纤。制作过程中，首先将 6 根泵浦光纤 p1-p6 与信号输入光纤 s1 固定捆扎在一起（横截面如图 4-9(b) 所示），然后使用光纤拉锥机进行拉锥。拉锥之后，在锥区适当地方截断并与信号输出光纤 s2 熔接在一起，就完成了 $(6+1) \times 1$ 泵浦耦合器的制作。泵浦光在多模光纤 p1, p2, p3, p4, p6, p6 的纤芯中传输，最后经过拉锥区耦合到信号输出光纤 s2 的内包层。信号输入光纤 s1 的信号光耦合到信号输出光纤 s2 的纤芯。

多模泵浦耦合器的泵浦传输光纤芯径通常较大（如常用的泵浦光纤纤芯/包层尺寸有的为 105um/125um、NA=0.15，或者 200um/220um、NA=0.22），耦合器拉锥前光纤束的拉格朗日常量（光纤组孔径×光纤的数值孔径）与信号输出光纤差别较小，因而制作的泵浦耦合器的插入损耗会很大，导致泵浦耦合器不能承载较大的功率。

图 4-9 (a) $(6+1) \times 1$ 多模泵浦耦合器和(b)拉锥前光纤束的截面

为克服上述技术背景中的不足，现提出采用纤芯直径较小的单模光纤作为泵浦传输光纤制作耦合器的方法。仍以 $(6+1) \times 1$ 泵浦耦合器的制作为例，泵浦光在单模光纤 p1-p6 的纤芯中传输，并经拉锥区耦合到信号输出光纤 s2 的内包层。如图 4-10 所示，由于单模光纤纤芯直径较小(一般为 10 μm)，数值孔径约为 0.06-0.08。由于 6 个泵浦光纤组成的光纤束具有比信号输出光纤 s2 小的拉格朗日常量，因而光纤束在熔融拉锥后与信号输出光纤 s2 熔接可以获得较小的熔接损耗。因此，在相同的制作工艺条件下，制作的单模泵浦耦合器的插入损耗可以大大降低，可使泵浦耦合器承载较大的功率。

图 4-10 $(6+1) \times 1$ 单膜泵浦耦合器拉锥前光纤束截面

4.3 基于倏逝波耦合的复合结构光纤泵浦技术

2000 年，Grudinin 提出一种基于倏逝波耦合的泵浦技术^[4,15]，如图 4-11 所示，这种技术使用特制的包含三个纤芯的复合结构光纤。复合结构光纤包含一个增益纤芯和二个泵浦光传输纤芯，通过特制的光纤拉丝塔拉制而成。通过设计合适的纤芯直径和间距，可以使泵浦光在复合结构光纤中传输时通过倏逝波耦合逐渐被

增益纤芯吸收并转化为激光。

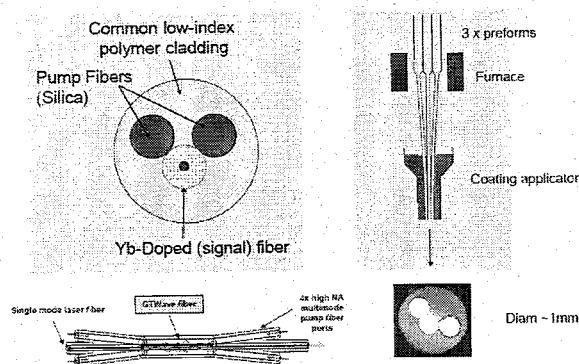


图 4-11 倏逝波耦合泵浦技术

4.3.1 复合光纤泵浦芯和增益芯之间的耦合模方程

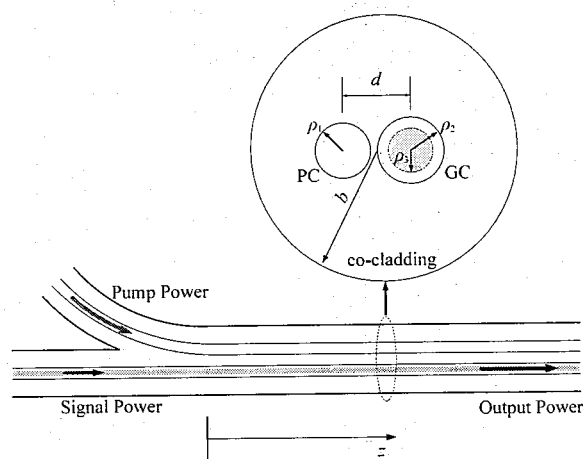


图 4-12 基于复合结构光纤的激光放大器原理

为分析使用倏逝波耦合泵浦技术时的泵浦光在传输纤芯和增益纤芯中的传输特性，建立图 4-12 所示的复合结构光纤模型。图 4-12 中，PC 和 GC 分别为泵浦芯和增益芯，半径分别为 ρ_1 和 ρ_2 ，折射率分别为 n_1 和 n_2 ，中心相距 $d(d > \rho_1 + \rho_2)$ 。PC 和 GC 处于一个包层之中，包层半径为 b ，折射率为 n_0 。若 d 足够小，两芯中的模场会有较强的倏逝波耦合，可使 PC 中传输的泵浦光在传输过程中逐渐耦合到 GC 中。GC 中心存在半径为 $r \leq \rho_3$ ($\rho_3 < \rho_1, \rho_2$) 的掺有稀土离子的增益区。从 PC 耦合到 GC 中的泵浦光会被稀土离子逐步吸收，并转换为波长更长的激光，从而实现信号激光的放大。

复合结构光纤中的光波场满足微分方程^[16]

$$\nabla_r^2 \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(r, \theta) \psi = 0 \quad (4.2)$$

式中, $n(r, \theta)$ 为复合结构光纤的折射率. $\psi(r, \theta, z)$ 可用 PC 和 GC 中的光波场表示为

$$\psi(r, \theta, z) = a(z)E_1(r, \theta) + b(z)E_2(r, \theta) \quad (4.3)$$

式中, $E_1(r, \theta)$ 和 $E_2(r, \theta)$ 分别为 PC 和 GC 中的归一化模场分布函数, $a(z)$ 和 $b(z)$ 为复振幅. 由于泵浦光在 GC 中传输时不断被吸收并转换为激光, 因此 GC 中泵浦光是不断衰减的, 设其振幅衰减因子为 e^{-gz} , e 为自然对数的底, g 为吸收系数. 在实际中 $g \ll k_0$ ($g/k_0 \sim 10^{-6}$), 为研究问题方便, 可将 GC 视为折射率为 n_2 的均匀介质光纤, 在描述 GC 中泵浦光的模场分布时不考虑系数 g 引起的横向模场分布变化^[17].

$E_1(r, \theta)$ 和 $E_2(r, \theta)$ 分别满足的微分方程为

$$\nabla_r^2 E_1 + [k_0^2 n_1^2(r, \theta) - \beta_1^2] E_1 = 0 \quad (4.4a)$$

$$\nabla_r^2 E_2 + [k_0^2 n_2^2(r, \theta) - (\beta_2 - ig)^2] E_2 = 0 \quad (4.4b)$$

将(4.3)式代入(4.2)式并利用(4.4)式化简, 可得到模场复振幅 $a(z)$ 和 $b(z)$ 满足的耦合模方程组

$$\frac{\partial a(z)}{\partial z} = -i(K_{11} + \beta_1)a(z) - iK_{12}b(z), \quad (4.5a)$$

$$\frac{\partial b(z)}{\partial z} = -iK_{21}a(z) - i(K_{22} + \beta_2 - ig)b(z), \quad (4.5b)$$

式中 β_1 和 β_2 为模传播常数, K_{11} 、 K_{22} 为自耦合系数, K_{12} 、 K_{21} 为互耦合系数

$$K_{ij} = \frac{2\pi^2(n_{(3-j)}^2 - n_0^2) \iint_{S_{(3-j)}} E_i^* E_j r dr d\theta}{\lambda^2 \beta_i \iint_{\infty} E_i^* E_i r dr d\theta}, \quad (4.5c)$$

$i, j=1, 2$, 积分区域 S_1 为 PC 区域, S_2 为 GC 区域. 利用(4.5)式可以分析图 4-14 所示的复合结构光纤中 PC 和 GC 之间的模场耦合情况. 若吸收系数 g 不随耦合长度 z 变化, 利用边界条件 $A(0)=A_0$, $B(0)=0$, 可得(4.5)式的解析解为

$$a(z) = \frac{A_0}{2p} [p(1 + e^{pz}) + is(1 - e^{pz})] e^{\frac{1}{2}[p+iq]z} \quad (4.6a)$$

$$b(z) = \frac{ik_{21}A_0}{p} (1 - e^{pz}) e^{\frac{1}{2}\{p+q\}z} \quad (4.6b)$$

式中,

$$s = k_{11} - k_{22} + \beta_1 - (\beta_2 - ig) \quad (4.7a)$$

$$p = (-4k_{12}k_{21} - s^2)^{1/2} \quad (4.7b)$$

$$q = k_{11} + k_{22} + \beta_1 + (\beta_2 - ig) \quad (4.7c)$$

由(4.6b)式可得 $|b(z)|^2 = 2 (k_{21}A_0/|p|)^2 (1 - \cos\theta)e^{-\mathcal{E}z}$, $\theta = |p|z$, 即当两光纤存在耦合时, GC 中泵浦光功率衰减因子为 $e^{-\mathcal{E}z}$, PC 和 GC 中泵浦光功率耦合的周期长度 $L_T = 2\pi/|p|$ [18]。特殊地, 若 $g=0$, $\rho_1=\rho_2$, $n_1=n_2$, 而且 $\beta_1=\beta_2$, $k_{11}=k_{22}$, $k_{21}=k_{12}$, 由(4.7)式得 $s=0$, $p=2ik_{12}$, $q=2(k_{11}+\beta_1)$, (4.6)式化简为

$$a(z) = A_0 \cos(k_{12}z) e^{-i(k_{11}+\beta_1)z}, \quad (4.8a)$$

$$b(z) = -iA_0 \sin(k_{12}z) e^{-i(k_{11}+\beta_1)z}, \quad (4.8b)$$

(4.8)式即为 GC 不存在吸收, 即与 PC 完全相同时, 相同模场的耦合结果, 这与文献[18]中的结果是一致的。

4.3.2 复合结构光纤的泵浦耦合特性

为简单起见, 仅以 LP_{01} , LP_{02} 及 LP_{03} 三个低阶模为例分析 PC 和 GC 中相同模式耦合时的泵浦光演变情况。基本计算参数取值为: 泵浦光波长 $\lambda_p=0.975\mu\text{m}$, 激光波长 $\lambda_s=1.08\mu\text{m}$, PC 和 GC 半径 $\rho_1=\rho_2=\rho$, 折射率 $n_1=n_2=1.452$, 复合光纤包层半径 $b=200\mu\text{m}$, 折射率 $n_0=1.456$, GC 芯中增益区半径 $\rho_3=5\mu\text{m}$ 。

图 4-13 为耦合周期 L_T 随归一化间距 d/ρ 的变化曲线, $\rho=15\mu\text{m}$, 吸收系数 $g=0.05$ 。从图 4-13 可以看出, 对于同一个模, L_T 随纤芯距 d/ρ 的增大而迅速增大。对于相同的归一化间距 d/ρ , LP_{01} , LP_{02} 和 LP_{03} 模的耦合周期 L_T 依次减小, 即低阶模的耦合周期大于高阶模的耦合周期, 如当 $d/\rho=2.5$ 时, LP_{01} , LP_{02} 和 LP_{03} 模的耦合周期分别为 28.3m, 5.3m 和 1.3m。

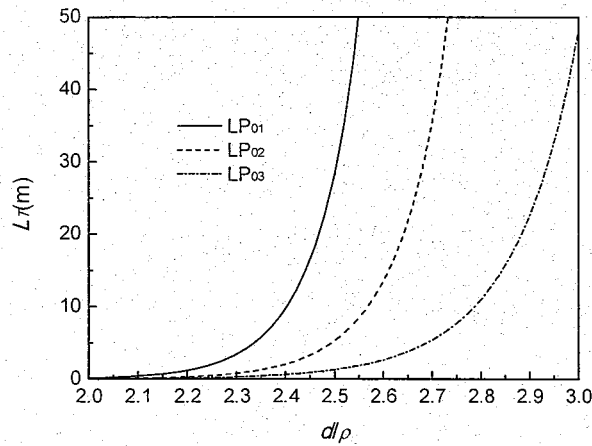


图 4-13 耦合周期 L_T 随光纤归一化间距 d/ρ 的变化($g=0.05$, $\rho=15\mu\text{m}$)

图 4-14 是归一化间距 $d/\rho=2.5$ 时, 耦合周期 L_T 随纤芯半径 ρ 的变化曲线, 系数 $g=0.05$ 。选取纤芯半径的变化范围内为 $12\mu\text{m}\leq\rho\leq22\mu\text{m}$, 由图 4-14 可以看出, LP_{01} 、 LP_{02} 和 LP_{03} 模的耦合周期 L_T 均随芯径 ρ 的增大而迅速增大。与图 4-13 类似, 低阶模的耦合周期大于高阶模的耦合周期, 对于相同的 ρ , LP_{01} , LP_{02} 和 LP_{03} 模的耦合周期 L_T 依次减小。

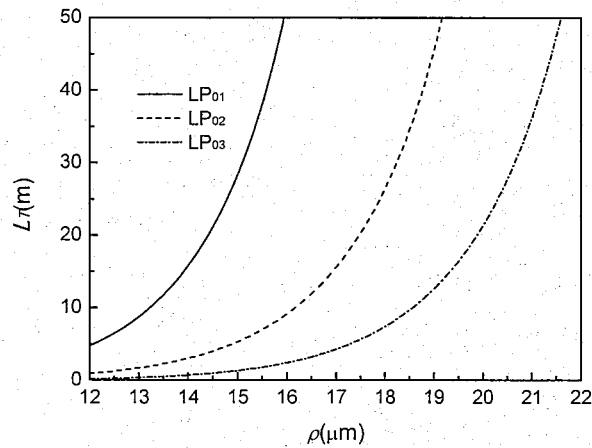


图 4-14 耦合周期 L_T 随纤芯半径 ρ 的变化($g=0.05$, $d/\rho=2.5$)

由图 4-13 和 4-14 的结果可推知, 为保证复合结构光纤对低阶模泵浦光也有一定的吸收效率, 必须根据纤芯 ρ 的大小选择适当的归一化纤芯距离 d/ρ 。

4.4 结论

为解决现有多模泵浦耦合器因插入损耗较大而不能承载较大泵浦功率的问

题,发明一种新型的单模泵浦耦合器。与多模泵浦耦合器不同的是,单模泵浦耦合器使用单模传输光纤作为泵浦光纤,这从根本上改变了现有耦合器的结构,在相同的工艺条件下大大降低泵浦耦合器的插入损耗。

在新的泵浦耦合技术方面,对一种同时包含传输芯和增益芯的复合结构光纤中的泵浦耦合特性进行了理论分析。这种新型泵浦耦合技术通过复合结构光纤中传输芯和增益芯的倏逝波泄露实现泵浦耦合。复合结构光纤中泵浦光的耦合特性与泵浦光的模式、纤芯半径和纤芯距离等因素有关。在实际使用中,可以合理设计复合结构光纤的纤芯半径和纤芯间距,实现最佳泵浦耦合效果。

参考文献

- 1 Yin S P, Yan P, Gong M L. End-pumped 300 W continuous-wave ytterbium-doped all-fiber laser with master oscillator multistage power amplifiers configuration. Optics Express, 2008, 16(22):17864-17869.
- 2 Digiovanni D J, Stentz A J. Tapered fiber bundles for coupling light and out of cladding-pumped fiber devices. U.S. patent: 5,864,644 (Jan 26, 1999).
- 3 Gonthier F, Martineau L, Seguin F, et al. Optical coupler comprising multimode fibers and method of making the same. U.S. patent: 7,046,875 (May 16, 2006).
- 4 Grudinin A B, Payne D N, Turner P W, et al. Multi-fiber arrangements for high power fiber lasers and amplifiers. U.S. Patent: 6826335B1 (Nov 30, 2004).
- 5 Ou P, Yan P, Gong M, et al. Coupling efficiency of angle-polished method for side-pumping technology. Opt Eng, 2004, 43(4):816-821.
- 6 Goldberg, et al. Optical fiber amplifiers and lasers and optical pumping devices therefor and methods of fabricating same. U.S. Patent 6731837 (May 4, 2004).
- 7 ITF. Fiber coupled pumping concepts for double-clad fibers. <http://www.itflabs.com/data/File/Tech/CleoEu-Gonthier.pdf>.
- 8 赵楚军, 陈光辉, 慕伟, 等. 高功率光纤激光器抽运耦合技术研究进展. 激光与光电子学进展, 2007, 44(3):35-43.

- 9 Kim J Ki, Hagemann C, Schreiber T, et al. Monolithic all-glass pump combiner scheme for high-power fiber laser systems. *Optics Express*, 2010, 18(12):13194-13203.
- 10 DiGiovanni DJ, et al. Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices. US Patent 58646444, (Jan 26, 1999).
- 11 Fidric, et al. Optical couplers for multimode fibers. US Patent, 6434302B1 (Aug 13, 2002).
- 12 Ou P, Yan P, Gong M L, et al. Multi-coupler side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser. *Chinese Opt Lett*, 2004, 2(5):285-287
- 13 刘国华. 高功率光纤激光器的理论研究: 学位论文. 武汉:华中科技大学博士论文, 2007.
- 14 Gapontsev, et al. Coupling arrangement between a multi-mode light source and an optical fiber through an intermediate optical fiber length. US Patent 5999673 (Dec. 7, 1999).
- 15 Grudinin, et al. Multi-fiber arrangement for high power fiber lasers and amplifiers. US Patent:7221822B2, 2007.
- 16 Ghatak A, Thyagarajan K. An introduction to fiber optics. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- 17 Siegman A E. Propagating modes in gain-guided optical fibers. *J Opt Soc Am A*, 2003, 20:1617-1628.
- 18 Wang X R, Xiong C D, Luo J Y. Coupling coefficients evaluation of a directional coupler using gain guided and index antiguided fibers. *Opt Commun*, 2009, 282(3):382-386.
- 19 Chen X, Li W, Yang C, et al. High-power fiber laser combination technology. *Front Optoelectron China*, 2009, 2(3):264-268.

第五章 大功率全光纤激光器

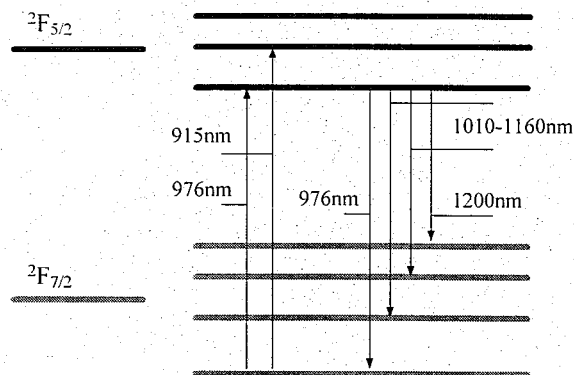
Yb^{3+} 具有简单的能级结构、宽的吸收带和大的发射截面, 使掺杂 Yb^{3+} 的双包层增益光纤便于泵浦和获得高的转化效率。采用光纤光栅作激光器腔镜的掺 Yb^{3+} 全光纤激光器具有结构紧凑、运行可靠、转化效率高和输出光束质量好的优点, 使得这种激光器在材料加工、激光打标、生物医学、自由空间通信和国防安全等领域有广泛应用, 成为当今光电子技术研究领域中最活跃的研究课题之一^[1-4]。

5.1 掺镱 (Yb^{3+}) 光纤激光器的基本理论

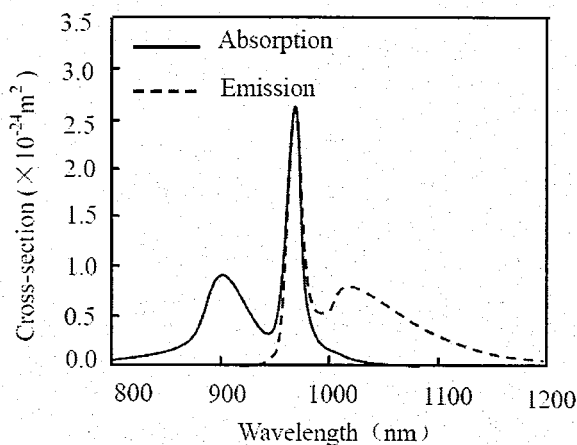
5.1.1 Yb^{3+} 的特性

Er^{3+} 、 Pr^{3+} 、 Ho^{3+} 、 Tm^{3+} 、 Nd^{3+} 和 Yb^{3+} 等稀土离子都可以作为增益光纤中的掺杂离子。然而最初, 光纤激光器主要以 Nd^{3+} 、 Er^{3+} 为掺杂离子的, 而 Yb^{3+} 只是参与能量传递的敏化离子^[5-7]。

Yb^{3+} 与激发波长相关的只有 $^2\text{F}_{5/2}$ 和 $^2\text{F}_{7/2}$ 两个多重态展开的能级结构, 如图 5-1 所示^[8]。 Yb^{3+} 的这种能级结构相对比较简单, 具有无激发态吸收、泵浦效率高以及较宽的吸收和发射谱等优点, 使掺镱的石英光纤在近几年逐渐成为大功率光纤激光器的主要增益介质。在石英玻璃中掺杂 Yb^{3+} 后, 受基质石英中的电场的作用而引起声子加宽和明显的 Stark 效应, 能级 $^2\text{F}_{5/2}$ 展宽产生三个子能级, 而能级 $^2\text{F}_{7/2}$ 展宽出现四个子能级。这些分裂的能级会在室温环境下, 由于声子的产生和湮灭产生能量交换, 导致能级的均匀和非均匀展宽, 因而不容易分辨开。激发态吸收是上能级电子吸收泵浦光子而向更高能级跃迁的一种过程, 这种过程存在能量的无效消耗, 因而不利于激光的产生和放大。而 Yb^{3+} 的这种简单能级结构在泵浦波长和信号波长处均不存在激发态吸收, 同时由于 Yb^{3+} 的两个能级相距较远, 间隔约 10000 cm^{-1} , 能级间难以发生无辐射交叉驰豫, 也限制了多光子非辐射驰豫导致的浓度淬灭。 Yb^{3+} 离子的这种能级结构和光谱特性都使得使用掺 Yb^{3+} 的石英光纤为增益介质的激光器具有较高的转换效率。

图 5-1 Yb^{3+} 能级结构

Yb^{3+} 的吸收和发射截面与光纤基质材料的特性有关，在改变光纤中基质材料的组份比例时，在 990-1020nm 范围内 Yb^{3+} 的发射谱有明显的变化。掺 Yb^{3+} 激光材料的荧光寿命为掺 Nd^{3+} 同种激光材料的三倍多，长的亚稳态寿命使激光器有较低的阈值。较小的泵浦光功率就能使粒子上转换，激发态积累较高能量，而使光纤的纤芯内形成高密度的粒子数反转，易于得到稳定的高功率激光。掺 Yb^{3+} 激光材料的泵浦波长与激光输出波长非常接近，量子缺陷低，容易获得较大的激光转换的斜率效率。

图 5-2 Yb^{3+} 吸收和发射截面

如图 5-2 为氧化锗玻璃中 Yb^{3+} 的吸收和发射截面。 Yb^{3+} 存在两个吸收峰分别位于波长 915nm 和 976nm 处，其中在 915nm 处的吸收系数较小，但是吸收谱较宽，在该波长处的 Yb^{3+} 可作为敏化离子使其吸收能量再传输给其它的掺杂离子^[9]；而

在 976nm 处的吸收谱相对较窄(约 8nm),但其吸收截面约为 915nm 处的 2 倍以上,在此波段泵浦的激光器能够获得较高的泵浦效率。

5.1.2 速率方程

由爱因斯坦唯象法得到原子的自发辐射、受激光辐射和受激吸收几率的关系式^[10]

$$\left(\frac{dn_{21}}{dt}\right)_{sp} = A_{21}n_2 \quad (5.1a)$$

$$\left(\frac{dn_{21}}{dt}\right)_{st} = W_{21}n_2 \quad (5.1b)$$

$$\left(\frac{dn_{12}}{dt}\right)_{st} = W_{12}n_1 \quad (5.1c)$$

式中, $(dn_{21})_{sp}$ 表示由能级 E_2 向 E_1 自发跃迁的原子数, $(dn_{21})_{st}$ 为由能级 E_2 向基态 E_1 受激跃迁的原子数, $(dn_{12})_{st}$ 为由能级 E_1 向基态 E_2 受激跃迁的原子数, A_{21} 为自发跃迁爱因斯坦系数, W_{12} 和 W_{21} 为受激跃迁吸收几率

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu \quad (5.1d)$$

$$W_{21} = B_{21}\rho_\nu \quad (5.1e)$$

式中, B_{12} 和 B_{21} 分别为受激吸收跃迁和受激辐射跃迁的爱因斯坦系数, ρ_ν 为单色能量密度。其中爱因斯坦系数 A_{21} 、 B_{12} 和 B_{21} 分别满足关系式

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} = n_\nu h \nu \quad (5.1f)$$

$$B_{12}f_1 = B_{21}f_2 \quad (5.1g)$$

系数 f_1 和 f_2 分别为能级 E_2 和 E_1 上的统计权重。

将 Yb^{3+} 能级简化为二能级结构,并由(5.1)式可推导得到 Yb^{3+} 光纤放大器的速率方程^[11]

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(z,t)}{dt} = & \left(\frac{\lambda_p \Gamma_p \sigma_p}{hcA} \right) P_p(z,t) [N - N_2(z,t)] - \frac{N_2(z,t)}{\tau} \\ & - \left(\frac{\Gamma_s}{hcA} \right) N_2(z,t) \int \sigma_e(\lambda) [P_s^+(z,t,\lambda) + P_s^-(z,t,\lambda)] \lambda d\lambda \end{aligned} \quad (5.2a)$$

$$\begin{aligned} & + \left(\frac{\Gamma_s}{hcA} \right) [N - N_2(z,t)] \int \sigma_a(\lambda) [P_s^+(z,t,\lambda) + P_s^-(z,t,\lambda)] \lambda d\lambda \\ \pm \frac{dP_s^\pm(z,t,\lambda_s)}{dz} = & \Gamma_s \{ \sigma_e(\lambda_s) N_2(z,t) - \sigma_a(\lambda_s) [N - N_2(z,t)] \} P_s^\pm(z,t,\lambda_s) \\ & + \Gamma_s \sigma_e(\lambda_s) N_2(z,t) P_0(\lambda_s) - \alpha(\lambda) P_s^\pm(z,t,\lambda_s) \end{aligned} \quad (5.2b)$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_p^\pm(z,t)}{dz} = & -\Gamma_p \{ \sigma_p [N - N_2(z,t)] + \sigma_{24}(\lambda_p) N_2(z,t) \} P_p^\pm(z,t) \\ & - \alpha(\lambda_p) P_p^\pm(z,t) \end{aligned} \quad (5.2c)$$

式中, N 为总掺杂浓度, N_2 为 z 处的上能级粒子数, P_p 和 P_s 分别为泵浦光和信号激光功率, λ_s 和 λ_p 分别为信号激光和泵浦光波长, Γ_s 和 Γ_p 分别为信号激光和泵浦光的功率填充因子, σ_a 和 σ_e 分别为吸收和发射截面, α 为损耗系数, A 增益区截面积, h 为普朗克常数, c 为真空中光速。(5.2)式为与时间有关的激光放大器的速率方程, 其中(5.2a)式右边三项的意义分别为: 第一项泵浦光被吸收使上能级粒子数增加; 第二项自发辐射使上能级粒子数减少; 第三项为受激光跃迁使上能级粒子数减少。(5.2b)式右边第一项信号光受激光放大; 第二项为自发辐射产生的信号光放大^[12]; 第三项为信号光在介质中产生的损耗。(5.2c)式右边第一项是基态和上能级的受激跃迁的总效应使泵浦光增大, 第二项为泵浦光在介质中的吸收损耗。

大功率掺 Yb^{3+} 光纤激光器一般工作在连续输出状态。在强泵浦条件下, 假设泵浦光和激光分别为单一波长, 忽略自发辐射, 并考虑激光和泵浦光的散射损耗, 放大器的稳态速率方程表示为^[13]

$$\begin{aligned} \frac{N_2(z)}{N} = & \left(\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)] \lambda_p \sigma_{ap} \Gamma_p}{hcA} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)] \lambda_s \sigma_{as} \Gamma_s}{hcA} \right) / \\ & \left(\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)] (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \lambda_p \Gamma_p}{hcA} + \frac{1}{\tau} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)] (\sigma_{as} + \sigma_{es}) \lambda_s \Gamma_s}{hcA} \right) \end{aligned} \quad (5.3a)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p [\sigma_{ap} N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2(z)] P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z) \quad (5.3b)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as}) N_2(z) - \sigma_{as} N] P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) \quad (5.3c)$$

式中, σ_{ap} 、 σ_{ep} 和 σ_{as} 、 σ_{es} 分别为泵浦光和激光的吸收、发射截面, α_p 和 α_s 分别为泵浦光和激光的损耗因子。对于增益光纤长度为 L 的掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光放大器, 初始信号激光功率 $P_s(0)=P_0$, 泵浦功率为 $P_p^+(0)=P_{p0}$, $P_p^-(L)=P_{pL}$, 这些初始边界条件带入(5.3)式进行数值计算, 即可得到掺 Yb^{3+} 双包层光纤放大器的信号激光 $P_s(z)$ 、泵浦光功率 $P_p^+(z)$ 和 $P_p^-(z)$ 随光纤长度 z 的变化情况。

光纤激光器一般在增益光纤两端放置高反和输出两个腔镜, 如图为 5-3 示意图。设高反腔镜对激光波长具有 $R_1=99\%$ 的反射率, 输出腔镜对激光波长的反射率 $R_2=10\%$, 这时对于信号激光具有边界条件^[14]

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0) \quad (5.4a)$$

$$P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L) \quad (5.4b)$$

将信号光边界条件(5.4)式和泵浦光边界条件 $P_p^+(0)=P_{p0}$ 、 $P_p^-(L)=P_{pL}$ 带入速率方程(5.3)式并进行数据计算, 可对大功率掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光器的激光增益特性进行理论模拟和分析。

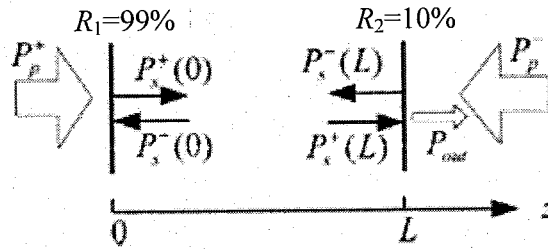


图 5-3 掺镜光纤激光器原理示意图

5.1.3 热传导方程

为分析大功率光纤激光器和放大器增益光纤纤芯的温度分布进行分析, 引入了热传导方程。增益光纤中的热主要来自于纤芯增益区对泵浦光的吸收和激光转换过程中的量子亏损以及激光在纤芯中的传输损耗, 光纤的热源函数可表示为^[15]

$$Q(z) = \frac{\alpha_a \eta_q P_p(z) + \alpha_s P_s(z)}{\pi \rho^2} \quad (5.5)$$

式中, 参数 α_a 和 α_s 分别为泵浦光和激光的吸收系数, $\alpha_a = \Gamma_p [\sigma_{ap} N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2] + \alpha_p$, η_q 为与量子亏损有关的热转化系数, ρ 为增益光纤纤芯半径。纤芯增益区产生的热由内而外传向光纤表面, 再经辐射和对流散失到空气中。设光纤包层半径 b , 则稳态热传导方程表示为^[15,16]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{Q(z)}{\kappa}, \quad (0 \leq r \leq \rho) \quad (5.6a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) = 0, \quad (\rho \leq r \leq b) \quad (5.6b)$$

式中, κ 为光纤的热传导系数。使用温度 $T(r, z)$ 沿光纤轴向的慢变近似 $\partial^2 T(r, z) / \partial z^2 = 0$, 并根据温度在边界 $r=0$ 和 $r=\rho$ 处的连续性条件, 得到纤芯温度

$$T_0(z) = T_b(z) + \frac{Q(z) \rho^2}{4\kappa} + \frac{Q(z) \rho^2}{2\kappa} \ln \frac{b}{\rho} \quad (5.7)$$

式中, $T_b(z)$ 为光纤表面温度, 根据牛顿冷却定律可知^[16]

$$T_b(z) = T_c + \frac{Q(z) \rho^2}{2bh_c} \quad (5.8)$$

式中, T_c 为空气温度, h_c 为空气的热对流系数。将热源函数(5.5)、(5.8)式带入(5.7)式可得

$$T_0(z) = T_c + \frac{\alpha_a \eta_q P_p(z) + \alpha_s P_s(z)}{\pi} \left(\frac{1}{2bh_c} + \frac{1}{4\kappa} + \frac{1}{2\kappa} \ln \frac{b}{\rho} \right) \quad (5.9)$$

联立(5.3)-(5.9)式进行数值计算, 可得到增益光纤纤芯的温度 $T_0(z)$ 沿光纤轴向的温度分布。

5.1.4 激光器的增益特性和温度分布

假设增益光纤芯半径为 $\rho=10\mu\text{m}$, 光纤长度 $L=50\text{m}$, 泵浦光和激光波长分别为 $\lambda_p=975\text{nm}$ 和 $\lambda_s=1080\text{nm}$, 其它参数如表 5.1 所示, 使用(5.3)-(5.9)式对大功率光纤激光器和放大器的增益特性以及纤芯温度分布进行了理论分析。

表 5.1 速率方程(5.3)式和纤芯温度(5.19)式使用的参数值^[13,17]

Parameter	Value
τ	$1 \times 10^{-3} \text{s}$
σ_{ap}	$2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{ep}	$2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{es}	$2.0 \times 10^{-21} \text{cm}^2$
σ_{as}	$1.4 \times 10^{-23} \text{cm}^2$
A	$\pi \rho^2$
N	$4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$
α_p	$5 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$
α_s	$3 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$
Γ_p	0.0012
Γ_s	0.82
η_q	0.11
κ	$1.38 \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
T_c	298K
h_c	$30 \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

设激光器高反端腔镜反射率 $R_1=99\%$ ，输出端腔镜反射率为 $R_2=10\%$ ，双端泵浦功率 $P_p^+(0)=P_p^-(L)=200\text{W}$ ，对光纤激光器的信号光、泵浦光和增益光纤纤芯温度分布进行了数值计算，结果分别示于图 5-4(a)和(b)。由图 5-4(a)可知，由增益光纤两端注入的泵浦光随传输距离的增加迅速被吸收，在增益光纤中部 $z=25\text{m}$ 位置处，正、反向传输的泵浦光功率衰减为 9.4W，泵浦光被吸收约为 95.3%。与泵浦光的吸收速率相对应地，在靠近增益光纤两端处，正、反向传输的信号光获得较大增益。反向传输的信号激光在增益光纤 $z=0$ 处获得 107W 功率，几乎全部被高反射腔镜转换为正向传输的信号激光，并继续被放大。正向传输信号激光在增益光纤末端 $z=50\text{m}$ 处获得 337W 功率，最终获得激光输出功率为 303W，光-光转换效率为 75.8%。图 5-4(b)中，增益光两纤两端头 $z=0$ 和 $z=50\text{m}$ 处温度分别为 114.8℃和 127.6℃，而光纤中部 $z=25\text{m}$ 处的温度较低，只有 53℃。分析 5-4(a)、(b)可知，使用端面泵浦技术使泵浦光在增益光纤两端有较大的吸收速率，增益光纤两端获得较高的温度。

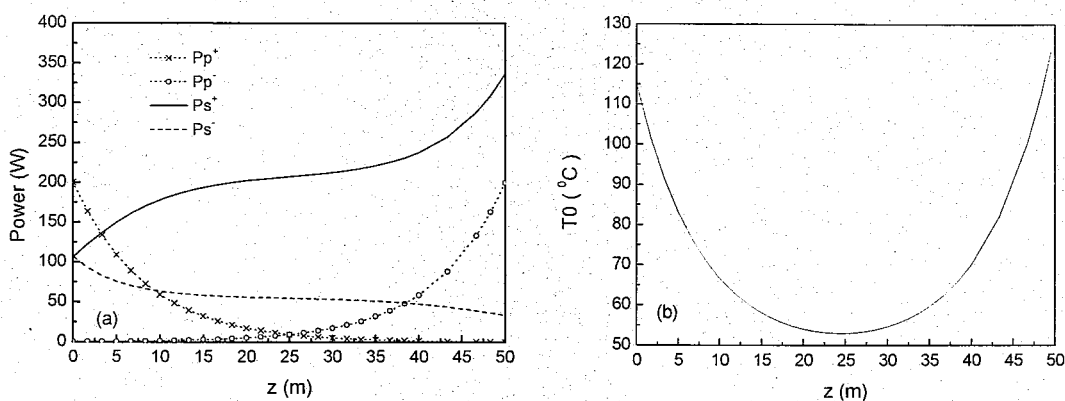


图 5-4 光纤激光器的(a)信号光和泵浦光功率与(b)纤芯温度分布

对光纤激光放大器内的信号光和泵浦光以及纤芯温度分布进行了数值分析，结果如图 5-5(a)和(b)所示，计算取单端泵浦方式，泵浦功率 $P_p^+(0)=400\text{W}$ ，信号光功率为 $P_s^+(0)=50\text{W}$ ，其它参数与图 5-4 相同。图 5-5(a)中，泵浦光在增益光纤前半段获得了较高的吸收率，在光纤中部 $z=25\text{m}$ 和末端 $z=50\text{m}$ 处的吸收率分别为 94.5%和 99.7%。相应地，信号激光在 $z=25\text{m}$ 和末端 $z=50\text{m}$ 处分别获得功率为 388.5W 和 408W，放大器在输出端的光—光转换效率为 89.5%。图 5-5(b)中，光纤激光放大器在增益光纤泵浦端获得 164.7°C 纤芯温度，与泵浦光的吸收同步地，随增益光纤长度增加，纤芯温度很快降低。在增益光纤中部 $z=25\text{m}$ 和末端 $z=50\text{m}$ 的纤芯温度分别为 33.2°C 和 25.7°C。

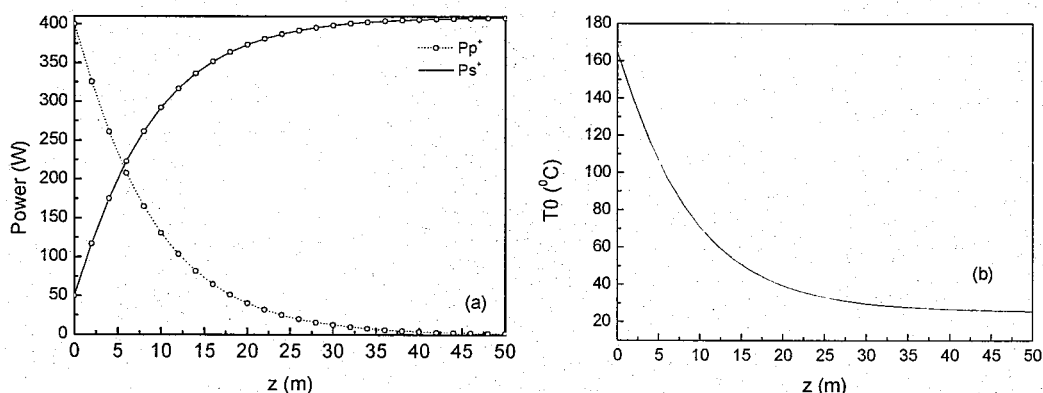


图 5-5 光纤激光放大器的(a)信号光和泵浦光功率与(b)纤芯温度分布

因此，在光纤激光器和放大器的设计中，应根据增益光纤对泵浦光的吸收系数，综合考虑泵浦光功率和泵浦方式，选择合适的光纤长度和散热方法，使激光

器稳定的工作并对泵浦光有较好的吸收和转换效果。

5.1.4 激光器的高阶模抑制方法

大功率光纤激光器普遍采用大芯径大模场面积的增益光纤作为增益介质以抑制增益光纤纤芯产生的非线性效应，并有效降低光纤的光热损伤阈值。然而，较大的纤芯半径使激光器在运行过程中不可避免的产生高阶模输出，使输出激光的光束质量下降。已有文献提出了使用弯曲损耗法、拉锥法等解决使用大模场增益光纤带来的输出光束质量下降的问题^[18-26]。其中，弯曲损耗方法工艺要求较低、易于施行，是一种普遍采用的抑制高阶模的方法。

5.1.4.1 弯曲法

设光纤纤芯和包层的折射率分别为 n_1 和 n_2 ，正常情况下，光在光纤中传播时的模场传播常数满足条件 $n_2 k_0 < \beta < n_1 k_0$ ， k_0 为光在真空中的波数。然而，在光纤弯曲时，会使高阶模在弯曲处的传播常数 $\beta < n_2 k_0$ ，不再满足全内反射条件而辐射出去，造成弯曲损耗^[18-20]。

Marcuse 在 1976 年给出了光纤由于弯曲而引起的损耗^[22]

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} k_0^2 \exp\left[-\frac{2}{3}(\gamma^3/\beta^2)R\right]}{e_\nu \gamma^{3/2} V^2 \sqrt{R} K_{\nu-1}(\gamma a) K_{\nu+1}(\gamma a)} \quad (5.10a)$$

式中， a 为纤芯直径， R 为光纤的弯曲半径， ν 为模阶数， $K_m(\cdot)$ 为第二类修正贝塞尔函数。参数 e_ν 、 V^2 和 γ 分别为

$$e_\nu = \begin{cases} 2, & \nu = 0 \\ 1, & \nu \neq 0 \end{cases} \quad (5.10b)$$

$$V^2 = k^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (5.10c)$$

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} \quad (5.10c)$$

根据(5.10)式，选取纤芯直径 $a=30 \mu\text{m}$ ，数值孔径 $NA=0.06$ ，光波长 $\lambda=1060 \text{ nm}$ 时光纤的归一化截止频率 $V \approx 5$ ，将纤芯中的线偏振模式 LP_{01} 、 LP_{11} 、 LP_{21} 和 LP_{02} 模的弯曲损耗随光纤弯曲半径的变化示于图 5-6 中^[18,22]。如图所示，在光纤的弯曲

半径一定时, LP_{01} 、 LP_{11} 、 LP_{21} 和 LP_{02} 模的弯曲损耗依次增高, 如弯曲半径 $R=5\text{cm}$ 时, LP_{01} 和 LP_{11} 模的弯曲损耗分别为 $\alpha_{LP_{01}}=0.01\text{dB/m}$ 和 $\alpha_{LP_{11}}=52\text{dB/m}$ 。模式的弯曲损耗随光纤弯曲半径增加而迅速减小, 当 $R>11\text{cm}$ 时, LP_{01} 模的弯曲损耗已经小到可以忽略了, 而此时, 其它模式还存在较大的损耗。因此, 使用大模场增益光纤光纤激光器可以通过选择适当的光纤芯径、弯曲半径和盘绕长度, 使高阶模在传输过程中有较大的损耗, 实现高功率条件下的单模输出。

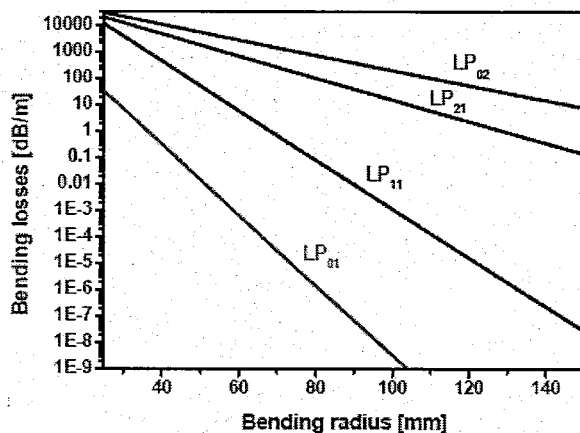


图 5-6 模式损耗系数随弯曲半径的变化关系

5.1.4.2 光纤拉锥法

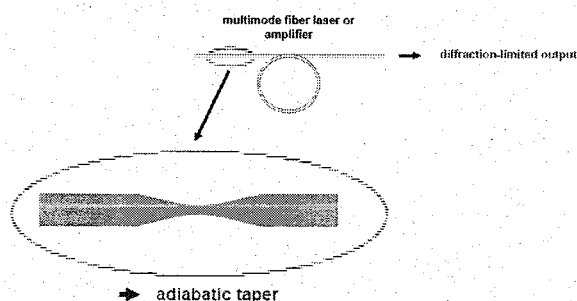


图 5-7 纤芯拉锥抑制高阶模

Alvarez-Chavez 于 1999 年提出了对大模场光纤拉锥的办法来抑制掺 Yb^{3+} 光纤激光器存在的高阶模振荡的方法, 用以提高激光输出的光束质量^[22,23]。2002 年, Jeong 等人做了拉锥法抑制大模场掺 Nd^{3+} 光纤激光器高阶模输出的实验, 并对已有的拉锥法进行了改进。如图 5-7 所示, 他们在光纤激光器的抽运端和输出端分别拉

制了锥形区, 获得了高光束质量的激光输出^[25,26]。然而, 当时的两个实验仅从原理上证实了拉锥法对高阶模的抑制作用, 并未获得较高的激光输出功率。

2007 年, 上海光机所李立波等选用武汉烽火通信科技股份有限公司的 26 μm 芯径掺镱双包层光纤, 实验了拉锥法对大模场光纤激光器高阶模的抑制作用。他们选择将激光器输出端约 5 mm 处的双包层光纤拉锥至原来直径的 1/3, 使锥腰处纤芯直径约为 9 μm , 锥长约为 15mm。与未拉锥的情况相比, 拉锥后的光束质量有明显提高, 光束质量 M^2 因子约减小为原来的一半。但由于拉锥部分对高阶模的抑制作用增大了光纤激光器的损耗, 使激光器的效率比原来有所下降, 输出功率减少了约 19.8 %^[24]。

5.2 全光纤激光器实验研究

5.2.1 激光器结构原理

实验原理如图 5-8 所示, 全光纤激光器由增益光纤(YDF)、(6+1) $\times$ 1 泵浦耦合器(C1, C2)、一对光纤光栅(FBG1, FBG2)和大功率半导体泵浦源(LD1)组成。其中, 增益光纤 YDF 为 40m 长的双包层掺镱光纤, 它的芯径和包层直径分别为 20 μm 和 400 μm , 纤芯和包层的数值孔径分别为 0.06 和 0.46。这种增益光纤对 915 nm 波长泵浦光的吸收系数为 0.55dB/m。(6+1) $\times$ 1 泵浦耦合器具有六根泵浦传输光纤和一根信号传输光纤, 其中信号传输光纤的参数与增益光纤相同; 泵浦传输光纤的纤芯和包层直径分别为 200/220 μm , 数值孔径为 0.22。两个(6+1) $\times$ 1 泵浦耦合器 C1 和 C2 的信号光纤分别与增益光纤两端熔接。LD1 是尾纤多模输出的大功率半导体泵浦源, 最大输出功率可达 110W, 输出波长为 915nm, 线宽为 3nm, 尾纤的纤芯和包层直径分别为 200 μm 和 220 μm , 数值孔径为 0.22。6 个半导体泵浦源分为两组分别与两个泵浦耦合器 C1 和 C2 的泵浦传输光纤熔接, 将泵浦光导入增益光纤。光纤光栅 FBG1 和 FBG2 的纤芯和包层直径分布为 20 和 400 μm , 对应的数值孔径分别为 0.06 和 0.46, 它们对波长为 1080nm 激光的反射率为 99.9%和 10%, 分别用作光纤激光器的高反端和输出端。实验中, 我们将两个光纤光栅分别熔接在两个泵浦耦合器外端的信号光纤上, 这样泵浦光就不会通过光纤光栅, 减小了通过

光纤光栅的光功率，有利于避免光纤光栅的热损伤。

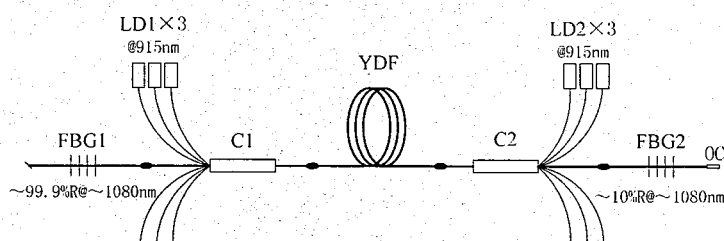


图 5-8 全光纤激光器结构

实验中光纤的切割和熔接是两项十分重要的工作。切割质量，尤其是切割角度的大小，是直接影响熔接质量的重要参数，当切割角度超过 2° 以上时会使熔接点因损耗过大导致熔接失败。一般使用大模场光纤切割机切割光纤，在切割时需要设置最佳的切割张力，使光纤端面平整光滑且有极小的切割角度。实验中使用插入损耗法来测量熔接损耗。为尽量减小熔接损耗，熔接参数包括放电功率、放电时间、重叠量和预熔时间取不同值重复熔接实验，将得到的熔接结果用正交分析法得到熔接参数值的最佳组合。实际实验测得，大功率半导体泵浦源传输光纤（芯/包层直径 $200/220\mu\text{m}$ ）和耦合器泵浦传输光纤（芯/包层直径 $220/242\mu\text{m}$ ）之间的熔接损耗低于 0.03 dB ，即使是耦合器的信号光纤和增益光纤之间的熔接损耗也能控制在不超过 0.05 dB 的范围内。

5.2.2 激光器的输出特性

图 5-9 为光纤激光器输出功率。实验测得激光器的阈值泵浦功率约为 5 W ，当泵浦功率达到 629 W 的时候，得到了最大功率 404 W 的连续激光输出。在高功率输出时，需要将光纤光栅、光纤熔接点、耦合器和增益光纤放在散热器上冷却散热。激光器工作稳定可靠，没有观察到其它诸如热透镜或是纤芯损坏等现象发生。但是，由于实验选用了单模光纤光栅作为谐振腔镜，因此不能单纯靠增加泵浦功率来提高激光输出功率，否则有可能使单模光纤光栅因升温过高而被擦除。

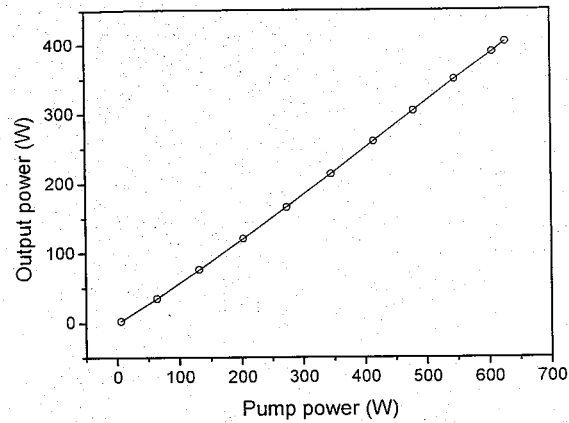


图 5-9 激光器输出功率

图 5-10 为激光器光-光转换效率，激光器达到了 64% 的高的光-光转换效率。输出激光的光谱性能取决于光纤光栅的光谱特性。使用 Ocean 光谱仪对激光器光谱进行了测试，由图 5-11 可知，在输出光功率为 404W 时，输出光谱中心波长位于 1081nm，光谱的半极大全宽约为 2nm。

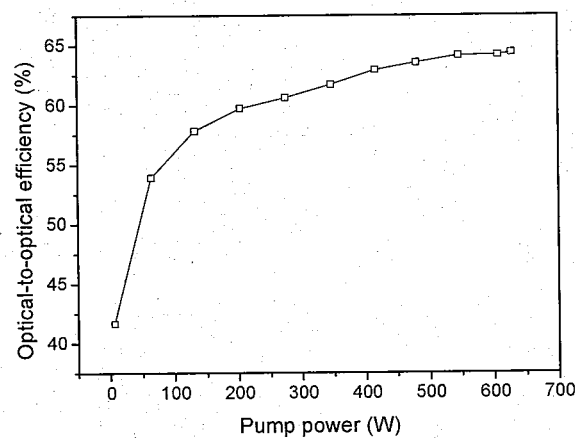


图 5-10 光-光转换效率

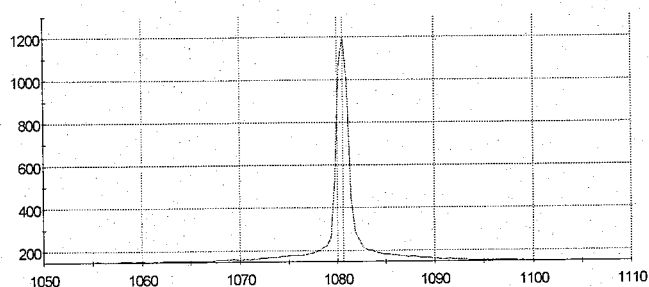


图 5-11 激光输出 404W 时的光谱

5.3 增益引导-折射率反引导光纤激光器的理论分析

近几年,佛罗里达大学陆续报道了对单端和侧面泵浦掺 Nd^{3+} 的增益引导-折射率反引导光纤激光器的实验研究成果^[27-30]。然而,还没有文献对增益引导-折射率反引导光纤激光器进行系统的理论分析。本节以掺 Yb^{3+} 的增益引导-折射率反引导光纤为增益介质,对增益引导-折射率反引导光纤激光器进行了理论分析。

5.3.1 增益引导-折射率反引导光纤激光器的速率方程

如图 5-12 所示,在增益引导-折射率反引导光纤中传输的光不会被束缚在纤芯中,而是会泄露到包层里。但由于纤芯存在增益,且增益达到或超过损耗阈值时^[31],纤芯中就能够存在以近似单模形式传输的光波场。

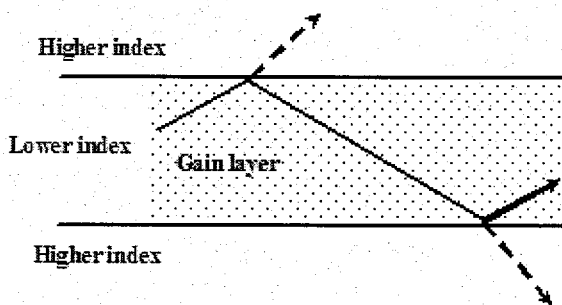


图 5-12 增益引导-折射率反引导光纤的传输特性

在普通掺 Yb^{3+} 光纤激光器的速率方程组(5.3)式中加入负阶跃折射率分布产生的模式泄露损耗后,可将增益引导-折射率反引导光纤激光器的速率方程表示为^[13]

$$\frac{N_2(z)}{N} = \left(\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)]\lambda_p \sigma_{ap} \Gamma_p}{hcA} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)]\lambda_s \sigma_{as} \Gamma_s}{hcA} \right) / \left(\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)](\sigma_{ap} + \sigma_{ep})\lambda_p \Gamma_p}{hcA} + \frac{1}{\tau} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)](\sigma_{as} + \sigma_{es})\lambda_s \Gamma_s}{hcA} \right) \quad (5.11a)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p [\sigma_{ap} N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2(z)] P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z) - l_p P_p^\pm(z) \quad (5.11b)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as})N_2(z) - \sigma_{as}N]P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) - l_s P_s^\pm(z) \quad (5.11c)$$

式中, l_p 和 l_s 分别为泵浦光和信号激光的模式泄露损耗。当 $|\Delta N| > 50$ 时, 泵浦光和信号光的模式泄露损耗 l_p 和 l_s 分别由(2.9)式表示的相应模式的最低增益阈值条件。增益引导—折射率反引导光纤激光器的基模振荡条件为: (1)激光器的增益阈值 g_{th}^{osc} 大于 LP_{01} 模的阈值 g_{th}^{01} ; (2)激光器增益阈值 g_{th}^{osc} 与 LP_{01} 模的增益阈值 g_{th}^{01} 之和 g_{tot}^{th} 小于 LP_{11} 模的增益阈值。假设第一项条件不符合, 则模式竞争效应使寄生模消耗了 LP_{01} 模的增益, 激光器将为寄生模式振荡。即使后来激光器的增益达到了 LP_{01} 模的起振要求, 激光器还是维持寄生模式振荡, 不会输出基模。假设增益阈值条件符合第一项, 但不符合第二项条件, 那么激光振荡产生之初就会产生 LP_{11} 模输出, 不会产生基模。因此, 将条件(1)和(2)用公式表示为^[32]

$$g_{th}^{01} < g_{th}^{osc} \quad (5.12a)$$

$$g_{tot}^{osc} = g_{th}^{osc} + g_{th}^{01} < g_{th}^{11} \quad (5.12a)$$

式中

$$g_{th}^{osc} = \frac{-\ln(R_1 R_2)}{2L} + \alpha_{osc} \quad (5.12c)$$

其中, α_{osc} 为单位长度内的(非模式泄露)损耗。根据增益条件(5.12), 并不失一般性地假设光纤中 $\sigma_{ep} \approx 0$, $\sigma_{es} \gg \sigma_{as}$, $N \gg N_2(z)$, 将速率方程(5.11b)和(5.11c)式化简为

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p \sigma_{ap} N P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z) - \frac{1}{k_{0p}^2 a^3} \sqrt{\frac{133.8}{-2n_0^3 \Delta n}} P_p^\pm(z) \quad (5.13a)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = g_s P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) - \frac{1}{k_{0s}^2 a^3} \sqrt{\frac{133.8}{-2n_0^3 \Delta n}} P_s^\pm(z) \quad (5.13b)$$

式中, 信号光的增益系数

$$g_s = \frac{N \Gamma_p \sigma_{ap} \left[\frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{(\nu_p / \nu_s) \left[h \nu_s A / \Gamma_s \sigma_{es} \tau \right]} \right] - N \Gamma_s \sigma_{as}}{1 + \left[\frac{P_s^+(z) + P_s^-(z)}{h \nu_s A / \Gamma_s \sigma_{es} \tau} \right]} \quad (5.13c)$$

设所用增益引导—折射率反引导光纤长度为 L , 信号激光在光纤初始端 $z=0$ 和

末端 $z=L$ 处的反射率分别为 R_1 和 R_2 ，泵浦光在光纤末端 $z=L$ 处的反射率为 R_3 ，则初始边界条件为

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0) \quad (5.14a)$$

$$P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L) \quad (5.14b)$$

$$P_p^-(L) = R_3 P_p^+(L) \quad (5.14c)$$

将(5.14)式带入(5.13)式并进行求解，即可对增益引导一折射率反引导光纤激光器的增益特性进行数值计算和分析。

5.3.2 增益引导-折射率反引导光纤激光器的增益特性

在单端泵浦情况下，取激光波长和泵浦光波长分别为 $\lambda_p=980\text{nm}$ 和 $\lambda_s=1053\text{nm}$ ，速率方程(5.11)式各参数值如表 5-2 所示，输出功率 $P_{\text{out}}=P_s^+(L)(1-R_2)$ ，对掺 Yb^{3+} 增益引导一折射率反引导光纤激光器的增益特性进行数值模拟和分析。

表 5-2 增益引导一折射率反引导光纤激光器速率方程参数

参数	取值
Γ_p	0.5
Γ_s	0.6
α_p	$1.94 \times 10^{-3} \text{cm}^{-1}$
N	$4.67 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$
a	0.01cm
n_0	1.57318
Δn	-0.004
σ_{ap}	$1 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
α_s	$5 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$
$\sigma_a(\lambda_s)$	$1.4 \times 10^{-23} \text{cm}^2$
τ	$3 \times 10^{-3} \text{s}$
$\sigma_e(\lambda_s)$	$5.12 \times 10^{-21} \text{cm}^2$
α_{osc}	5%
R_1 at 1053nm	1
R_2 at 1053nm	0.75
R_3 at 980nm	0

设泵浦光从 $z=0$ 处注入，且在光纤末端 $z=L$ 处的反射率为 $R_3=0$ ，则 $P_p^-(z)=0$ ，即只存在正向传播的泵浦光。对(5.8a)式积分可得

$$P_p(z) = P_p(0) \exp \left[- \left(\Gamma_p N \sigma_{ap} + \alpha_p + \frac{1}{k_{0p}^2 a^3} \sqrt{\frac{133.8}{-2n_0^3 \Delta n}} \right) z \right] \quad (5.15)$$

根据(5.13)-(5.15)式进行数值计算得出输出功率随泵浦功率的变化曲线如图 5-13 所示。激光器的阈值泵浦功率为 5.9W，激光输出功率随泵浦光功率而线性增加，泵浦光转化为激光的斜率效率为 36.3%。增益引导—折射率反引导光纤激光器通过高阶模的泄漏损耗来保证大芯径条件下的单模运转，而由于较高的泄漏损耗，使 Yb^{3+} 掺杂的增益引导—折射率反引导光纤激光器的阈值泵浦功率大于相同条件下普通折射率引导型 Yb^{3+} 光纤激光器。斜率效率的提升可通过对光纤激光器参数（如泵浦光反射率 R_3 ）进一步优化来实现^[30]。

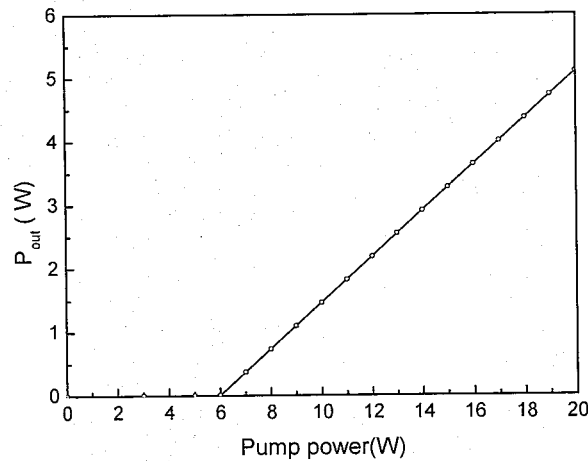


图 5-13 激光输出功率随泵浦功率变化

图 5-14 为增益引导—折射率反引导光纤中的泵浦光和信号光功率分布，初始入射泵浦功率为 $P_p(0)=20\text{W}$ 。在光纤输出端 $z=3\text{cm}$ 处获得的沿正、反向传输的信号光功率 P_s^+ 和 P_s^- 分别为 20.4W 和 15.3W，此位置处的泵浦光损耗为 71.8%。该光纤对泵浦光具有比较高的泄露损耗和吸收系数，这是区别于普通掺镱双包层增益光纤的一个特点。激光器输出光强分布见于图 5-15，输出光强沿纤芯半径呈高斯分布，表明激光器工作在单模输出状态。

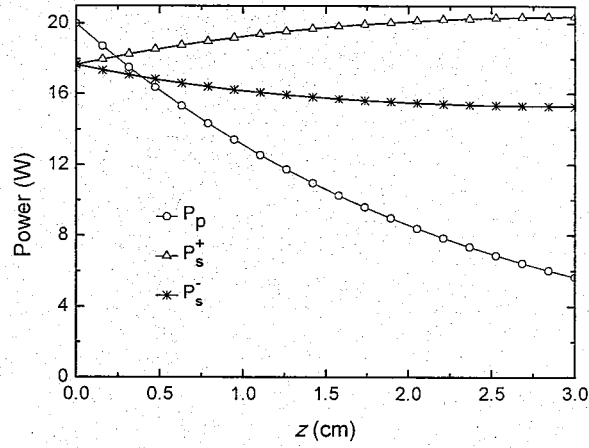


图 5-14 泵浦光功率和激光功率在光纤内分布

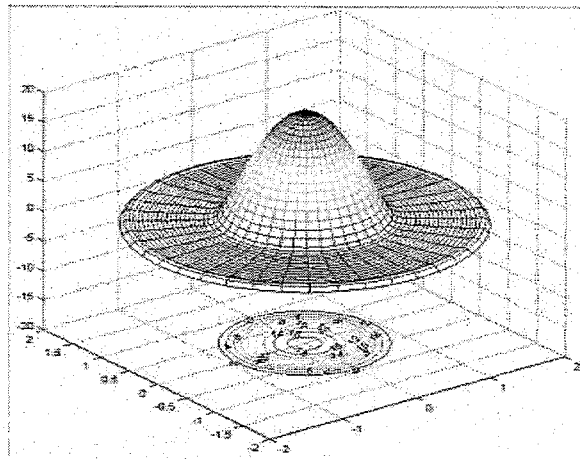


图 5-15 激光器输出光强分布

为分析增益引导—折射率反引导光纤内的增益特性，根据(5.13)式，取较小的传输距离 z 使信号光的增益系数 g_s 的变化可忽略不计，则信号光功率可表示为

$$P_s^\pm(z) = P_s^\pm(z) \exp[\pm (g_s - \alpha_s')z] \quad (5.16)$$

式中，损耗系数 α_s' 已经包含了散射损耗和泄露损耗。设 $g_s' = g_s + \alpha_s'$ 为信号光的有效增益系数，则由(5.16)式可得

$$g_s' = \frac{1}{z} \ln \left(\frac{P_s^\pm(z)}{P_s^\pm(0)} \right) \quad (5.17)$$

根据(5.17)式经数值计算得到有效增益系数分布如图 5-16 所示。从图 5-16 中

可以看出,有效增益系数随光纤长度 z 增大而迅速减小,在 $z=3\text{cm}$ 处的有效增益系数 $g_s' \approx 0$ 。根据表 5-2 中计算参数,激光器单模运转的条件为 $0 < g_s' < g_{th}^{11} - g_{th}^{01}$,即 $0 < g_s' < 0.1179\text{cm}^{-1}$ 。由(5.12)式可知当光纤长度为 2.6cm-3.0cm 时,增益引导-折射率反引导光纤才能保证单模运转。

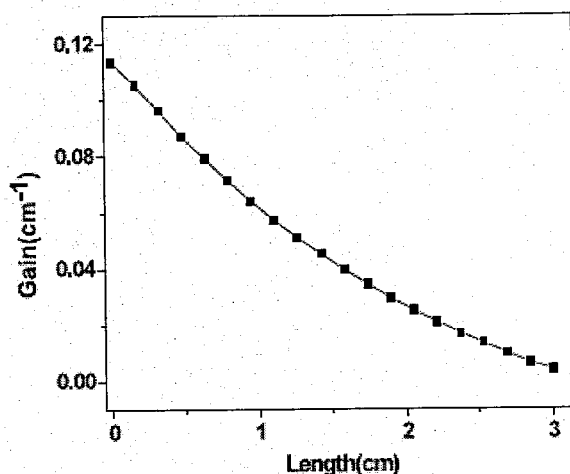


图 5-16 有效增益系数随光纤长度的变化

对增益引导-折射率反引导光纤激光器的输出功率随光纤长度的变化进行了数值运算,如图 5-17 所示。从图 5-17 中可知,当光纤长度为 2.6cm 时,激光器的输出功率为 5.01W,输出功率随光纤长度而增加。当光纤长度约为 3cm 时的输出功率达到最大值,约为 5.1W,此时光纤激光器的转化效率约为 25%。

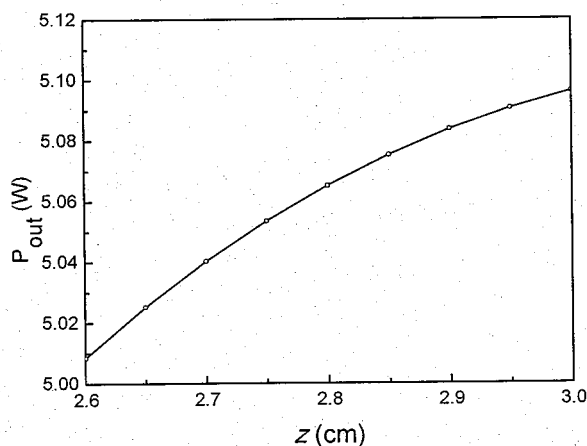


图 5-17 输出功率随光纤长度的变化

如图 5-18 所示,输出端对信号激光的反射率 R_2 的变化也会影响到光纤的输出

功率。根据单模运转条件 (5.12)式可知,当反射率 R_2 在 71%-81%范围之内取值时,光纤激光器才能有单模激光输出。图 5-18 中,当反射率 R_2 为 71%时,光纤激光器的输出功率为 5.24W,光纤激光器的输出功率随反射率 R_2 的增加而单调减小。因此,实际中在激光器单模输出条件下,应尽量取较小的输出端激光反射率以获得较大的激光输出功率。

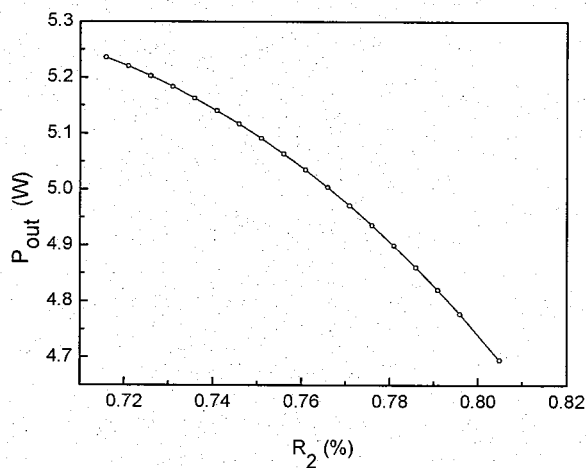


图 5-18 输出功率随反射率 R_2 的变化

5.4 MOPA 结构全光纤激光器

5.4.1 MOPA 结构全光纤激光器实验

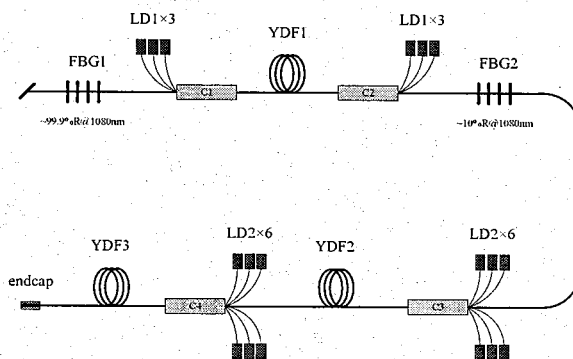


图 5-19 MOPA 结构全光纤激光器原理

MOPA 结构全光纤激光器原理如图 5-19 所示,1000W 全光纤激光器由谐振腔和两级全光纤激光放大器共三部分组成。其中,谐振腔与图 5-8 所示 404W 全光纤

激光器相同, 使用双包层掺镱增益光纤 YDF1 的长度为 40m。\$(6+1) \times 1\$ 耦合器 C1 和 C2 的信号光纤与 YDF1 两端相熔接。6 块输出波长 915nm, 谱宽为 3nm, 最大输出功率可达 110W 的大功率半导体泵浦模块分别熔接于耦合器 C1 和 C2 的泵浦光纤, 为增益光纤 YDF1 提供大功率泵浦。光纤光栅 FBG1 和 FBG2 对 1080nm 激光的反射率分别为 99.9% 和 10%, 分别与耦合器 C1 和 C2 的另一端信号光纤熔接, 成为谐振腔的高反端和输出端。

第一级和第二级全光纤激光放大器结构相同, 所使用双包层掺镱增益光纤 YDF2 和 YDF3 与增益光纤 YDF1 参数相同, 长度分别为 18m。\$(6+1) \times 1\$ 耦合器 C3 和 C4 的输出端信号光纤分别与 YDF2 和 YDF3 的一端熔接。C3 和 C4 的泵浦输入光纤分别熔接 6 块输出波长 976nm、最大输出功率可达 110W 的大功率半导体泵浦模块, 为两级光纤放大器提供大功率泵浦。在实验中, 为防止光反馈, 还需要将谐振腔高反端光纤端头切割约 \$45^\circ\$ 斜角。为使激光输出端光纤头不被强激光损伤, 在激光器第二级的输出端熔接输出端帽, 并同样将输出端帽切割约 \$45^\circ\$ 斜角。

为保证光纤激光器能实现高功率输出, 在系统的组建过程中, 需要认真做好光纤的切割和熔接等工作, 以尽量减小熔接损耗。尤其是在第二级放大器中还要选择性能优良的耦合器件, 以保证激光器整体性能稳定。此外, 还需要对增益光纤 YDF1-YDF3、光纤光栅 FBG1、FBG2 和耦合器 C1-C4 冷却, 本次实验中, 将这些器件安装在水冷热沉上, 使各个光纤器件在高功率输出状态下正常运转。

实验中, 先增加泵浦模块 LD1 工作电流, 使谐振腔达到阈值状态, 然后再逐渐增大谐振腔、一级放大和二级放大器电流, 使激光器输出激光功率平稳增加。如图 5-20 所示为激光器输出功率随泵浦功率的变化曲线。激光输出功率随泵浦功率近似线性增大, 当泵浦功率为 1632W 时, 激光器实现超过 1000 W 功率输出, 此时的光-光效率约为 62 %。在较长时间的高功率输出状态下, 全光纤激光器输出稳定, 性能可靠, 没有观察到光热损伤现象发生。

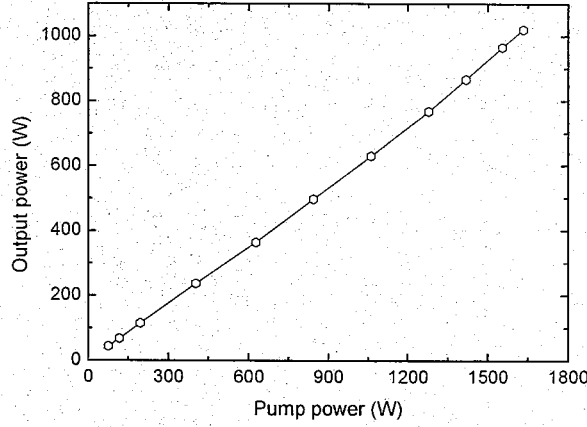


图 5-20 输出功率随泵浦功率的变化

5.4.2 耦合泵浦光纤激光放大器的理论分析

使用图 4-9 所示的复合结构光纤的光纤耦合泵浦激光放大器,可获得较大功率的光纤激光输出。假定图 4-9 中的复合结构光纤 GC 中心掺杂 Yb^{3+} , 则放大器的稳态速率方程可由(5.3)式表示, 式中的 P_p 和 P_s 分别为纤芯 GC 中的泵浦光和激光功率, 其中泵浦光功率为

$$P_p = P_b = \frac{\varepsilon_0 c n_2 |b(z)|^2}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_2^*(r, \theta) E_2(r, \theta) dr d\theta. \quad (5.18)$$

对比(5.3b)、(5.18)式可知 4.3 节中的泵浦光吸收系数 g 为

$$g = \frac{\Gamma_p [\sigma_{ap} N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2(z)] + \alpha_p}{2}, \quad (5.19)$$

利用(4.5)式、(5.3)和(5.19)式可以数值分析激光放大器的泵浦光耦合、吸收和信号激光增益放大特性。

同时, 将纤芯温度(5.9)式用于光纤耦合泵浦激光放大器的热分布特性。复合结构光纤中的热主要产生于纤芯 GC 中的增益区对泵浦光的吸收和激光转换过程中的量子亏损以及激光在纤芯中的传输损耗, 因此, 可将图 4-9 所示的复合结构光纤简化为普通的光纤结构。令 $\rho = \rho_3$, 联立(4.5)式、(5.3), (5.9) (5.18)式和(5.19)进行数值计算, 可得到复合光纤的 GC 中心温度 $T_0(z)$ 。在数值计算时, 需要将 GC 分为许多小段。在分段长度足够小时, 该小段内的吸收系数 g 可视为常数。每一小

段内的数值计算分为两步：第一步根据(5.3)、(5.18)和(5.19)式得到 GC 芯中的泵浦功率 P_b 、激光功率 P_s 和吸收系数 g ，并将 P_b 、 P_s 和 g 带入(5.9)式解得 GC 中心温度 T_0 ；第二步将系数 g 值带入(4.5)式计算出 PC 和 GC 纤芯中的泵浦光耦合、吸收后的复振幅。重复这两步计算，就可以得到整个复合光纤 GC 中泵浦光、激光功率和中芯温度随光纤长度的变化曲线。

为分析基于复合结构光纤的激光放大器对信号激光的增益特性，速率方程(5.3)式和纤芯温度(5.9)式使用表 5-1 所示参数，复合结构光纤参数取值与 4.3.2 节参数相同。

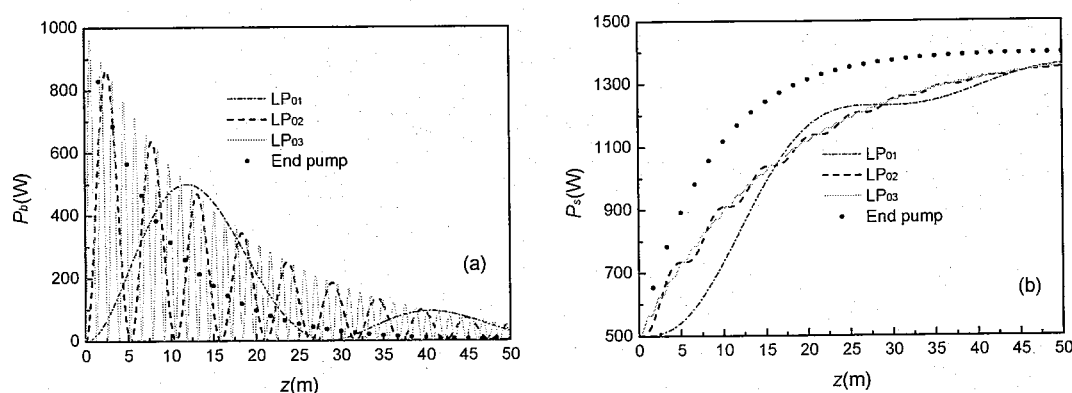


图 5-21 (a)GC 中泵浦功率 P_b 和(b)激光功率 P_s 随传输距离 z 的变化($\rho=15\mu\text{m}$, $d/\rho=2.5$)

图 5-21 分析了复合结构光纤激光放大器在不同模式泵浦光耦合时的增益特性，为便于分析，假设从 PC 注入了功率为 1000W、模式分别为 LP₀₁、LP₀₂ 或 LP₀₃ 的泵浦光，初始信号激光功率为 $P_s(0)=500\text{W}$ ，GC 中泵浦功率 P_b 和激光功率 P_s 随传输距离 z 的变化做了数值计算，结果分别示于图 5-21(a)和(b)，计算时取参数 $\rho=15\mu\text{m}$, $d/\rho=2.5$ 。为与端面泵浦技术相比较，也给出了使用端面泵浦技术将泵浦光直接导入单根 GC 时的计算结果，如图 5-21 中的小黑点“●”所示。由图 5-21(a)可以看出，GC 中不同模式的泵浦光是振荡衰减的，LP₀₁、LP₀₂ 和 LP₀₃ 模的振荡周期分别与其耦合周期(见图 4-13 和 4-14)一致；而使用端面泵浦技术时，泵浦光单调衰减，且其衰减速度较快。从图 5-21(b)可以看出，使用 LP₀₁ 模泵浦时，激光功率增益放大过程中的波动较大，使用 LP₀₂ 和 LP₀₃ 模泵浦时，激光功率增益放大过程中的波动较小。但在整个光纤长度内，使用 LP₀₁、LP₀₂ 和 LP₀₃ 模耦合泵浦均能

获得比使用端面泵浦技术更为平缓的激光放大，这将有利于改善光纤放大器的温度分布特性。

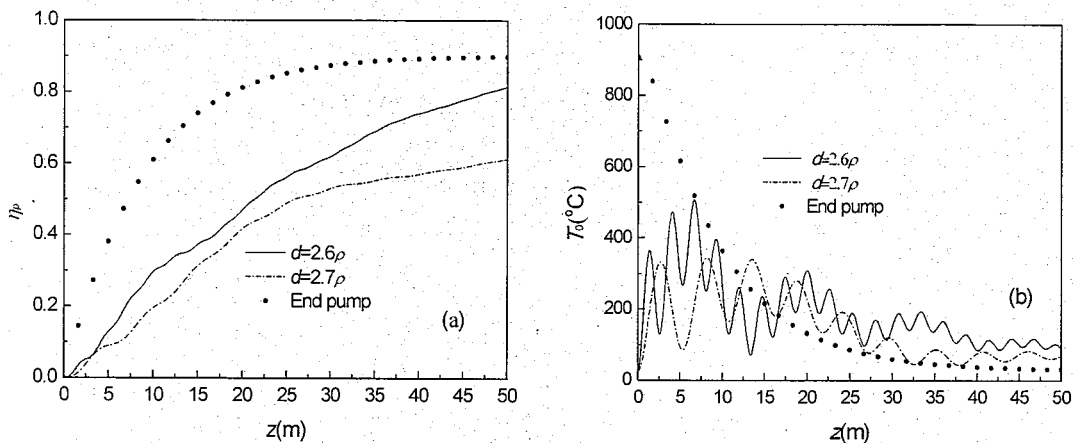


图 5-22 (a)泵浦光吸收率 η_p 和(b)复合光纤纤芯温度 T_0 随传输距离 z 的变化($\rho=15\mu\text{m}$)

下面讨论复合结构光纤放大器的增益放大及热分布特性。在实际使用中的泵浦光为多模，因此不失一般性地，设多模泵浦光总功率为 $P_a(0)=3000\text{W}$ ，且总功率平均分配在 LP_{01} 、 LP_{02} 和 LP_{03} 三个模上，即 LP_{01} 、 LP_{02} 和 LP_{03} 模功率分别为 1000W 。在此前提下，图 5-22 (a)、(b)分别对泵浦光转换效率 $\eta_p=[P_s(z)-P_s(0)]/P_a(0)$ 和纤芯温度 T_0 随传输距离 z 的变化做了数值计算，半径 $\rho=15\mu\text{m}$ 。图中同时给出了使用单端泵浦技术将泵浦光直接导入单根 GC 时的计算结果，用小黑点“•”表示。由图 5-22 (a)可知，与端面泵浦技术相比较，使用复合结构光纤泵浦技术时泵浦光的转换效率较为平缓，如当 $d=2.6\rho$ 时，复合结构光纤在 $z=25\text{m}$ 、 50m 处的转换效率分别为 $\eta_p=56.1\%$ 、 81.4% ，而使用端面泵浦技术时在 $z=25\text{m}$ 、 50m 处 $\eta_p=85.2\%$ 、 89.8% 。当归一化间距增加时，复合结构光纤泵浦技术时泵浦光的转换效率更加平缓，如 $d=2.7\rho$ 时，在 $z=50\text{m}$ 处的转换效率只有 61.2% 。泵浦光相对平缓的转换效率可有效改善放大器的热分布，这可由图 5-22 (b)看出。使用复合结构光纤泵浦技术时，光纤起始端 $z=0$ 处的纤芯温度仅为室温 25.4°C 。纤芯温度 T_0 随 z 波动变化，在 PC 和 GC 纤芯距 $d=2.6\rho$ 、 2.7ρ 时纤芯的最高温度分别为 507°C 和 340°C 。而使用端面泵浦技术时，起始端 $z=0$ 处的纤芯温度高达 907°C 。

5.6 结论

对使用大模场光纤的全光纤激光器和激光放大器进行了实验研究。其中,实验所建全光纤激光谐振腔使用大模场掺镱双包层增益实现 404W 高功率输出,光-光转换效率高达 64%。使用全光纤激光谐振腔加两级全光纤激光放大器的 MOPA 结构实现超过 1000W 功率输出,光-光转换效率高达 62%。实验用全光纤激光器系统全部采用光纤元件,系统结构紧凑,性能稳定可靠,在长时间的高功率输出测试中输出激光功率保持恒定。

在单端泵浦条件下,对增益引导-折射率反引导光纤激光器的泵浦光和信号光的功率、增益特性和输出功率与光纤长度及输出端腔镜反射率大小的关系进行了理论分析。与普通的阶跃折射率引导型光纤不同,增益引导-折射率反引导光纤存在较高的泵浦光泄露损耗和吸收系数,因而一般取非常短的光纤长度。在单模运行条件下,增益引导-折射率反引导光纤的长度和输出端腔镜反射率都会有一个取值范围。一般尽可能取较大的光纤长度、较小的输出端腔镜反射率来使激光器获得较大的单模激光输出功率。

基于 Yb^{3+} 掺杂的复合结构光纤对耦合泵浦光纤激光放大器的泵浦耦合特性、增益放大特性以及热分布特性等进行了全面的理论分析。这种泵浦耦合技术是通过复合结构光纤中传输芯和增益芯的倏逝波泄露并在两纤芯中的相互耦合实现的。与目前已有的端面泵浦光纤激光放大器相比,使用这种泵浦耦合技术的光纤激光放大器的泵浦光吸收和信号激光增益放大都较为平缓,而且其平缓程度还可以通过改变两纤芯间距、纤芯半径等参数进行调节,因此,使用这种泵浦技术可以解决端面泵浦的光纤激光放大器的增益光纤温度过高的难题。研究结果对设计超大功率的光纤激光器和激光放大器有一定的理论指导意义。

参考文献

- 1 Yin S P, Yan P, Gong M L. End-pumped 300 W continuous-wave ytterbium-doped all-fiber laser with master oscillator multistage power amplifiers configuration. Optics Express, 2008, 16(22):17864-17869.

- 2 Gapontsev V P, Samartsev. High-power fiber laser. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1990, 6:258-262.
- 3 Hu G J, Shan C Y, Deng X Y, et al. Threshold characteristics of linear cavity Yb^{3+} -doped double-clad fiber laser. Optics&Laser Technology, 2004, 37:3-7.
- 4 Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power. Optics Express, 2004, 12:6088-6092.
- 5 Po H, Cao J D, Lalibene B M, et al. High power Neodymium-doped single transverse mode fiber laser. Electron Lett, 1993, 29(17):1500-1501.
- 6 Zellmer H, Plamann K, Huber G, et al. Visible double-clad up-conversion fiber laser. Electron Lett, 1998, 34(6):565-567.
- 7 Cundif S T, Collins B, Knox W H. Polarization locking in an isotropic mode locked soliton Er/Yb fiber laser. Opt Express, 1997, 1(1):12-20.
- 8 Pashotal R, Nillson J. Ytterbium-doped fiber amplifier. IEEE J Quantum Electron, 1997, 33(7):1049-1056.
- 9 Dringelbotn J T, Reekie L. Highly-efficient low-moise grating-feedback $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber laser. Electronics Letters, 1994, 30(12):972-973.
- 10 周炳琨. 激光原理. 第四版. 长沙:国防工业出版社, 2004.
- 11 Hardy A, Oron R. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers. IEEE J Quant Electron, 33(3):307-313.
- 12 Henry C. Theory of spontaneous emission noise and its application to lasers and optical amplifiers. IEEE J Lightwave Technol, 1986, 4(3):288-297.
- 13 Kelson I, Hardy A A. Strongly pumped fiber lasers. IEEE J Quantum Electron, 1998, 34(9): 1570-1577.
- 14 Xiao LM, Yan P, Gong M L, et al. An approximate analytic solution of strongly pumped Yb-doped double-clad fiber lasers without neglecting the scattering loss. Optics Communications, 2004, 230:401-410.
- 15 Brown D C, Hoffman H J. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power

- double-clad silica fiber lasers. IEEE J Quantum Electron, 2001, 37(2): 207-217.
- 16 Kelson I, Hardy A. Optimization of strongly pumped fiber lasers. J Lightwave Technol, 1999, 17(5): 891-896.
- 17 Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers. Appl Phys Lett, 1990, 56: 1831-1833.
- 18 Koplow J P, Goldberg L, Moeller R P, et al. Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier. Opt Lett, 2000, 25(7):442-444 .
- 19 Sakai J, Kimura T. Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers. Appl Opt, 1978, 17(10):1499-1506 .
- 20 王凤蕊, 李明中, 林宏兔, 等. 掺镱多模双包层光纤激光器弯曲选模研究. 激光技术, 2007, 31(6): 607-609.
- 21 李立波, 楼祺洪, 周军 等. 弯曲直径对多模光纤激光器输出性能的影响. 中国激光, 2007, 34(3): 323-326.
- 22 Marcuse D. Curvature loss founmula for optical fibers. J Opt Soc Am, 1976, 66(3):216-220.
- 23 Alvarez-Chavez J A, Grudinin A B, J Nilsson, et al. Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers with tapered section. Conference on Laser and Electro-Optics, MD: Baltimore, 1999, 1999:247-248.
- 24 李立波, 楼祺洪, 周军, 等. 大模场面积光纤激光器接锥法模式选择. 中国激光, 2007, 34(12):1625-1628.
- 25 Jeong H, Choi S, Oh K. Continuous wave single transverse mode laser oscillation in a Nd-doped large core double clad fiber cavity with concatenated adiabatic tapers. Opt Commun, 2002, 213 (123):33-37.
- 26 Jeong H, Oh K, Seo H S, et al, Enhancement of butt-coupling pump efficiency in a new Nd-doped large core double clad fiber laser cavity adiabatically tapered at both ends. Conference on Laser and Electro-Optics, MD: Baltimore, 2001, 2001:320-321.
- 27 sudesh V, Mccomb T, et al. Diode-pumped 200 μ m diameter core, gain-guided, index-antiguidd single mode fiber laser. Appl Phys B, 2008, 90(21-25): 369-372.

- 28 Hageman W B, Chen Y, Bass M, et al. Diode Side Pumping of a Gain Guided, Index Anti-Guided Large Mode Area Neodymium Fiber Laser. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), California: San Diego, 2010, ASSP Poster Session I (AMB).
- 29 Hageman W. The development of scalable pump techniques for GG-IAG fiber lasers and passive athermalization techniques for solid state lasers. Orlando: University of Central Florida, 2010.
- 30 Hageman W, Chen Y, Wang X R, et al. Scalable side-pumped, gain-guided index-antiguided fiber laser. J Opt Soc Am B, 2010, 27(12):2451-2459.
- 31 Siegman A E. Gain-guided, index-antiguided fiber lasers. J Opt Soc Am B, 2007, 24(8): 1677-1682.
- 32 Chen Y, McComb T, Sudesh V, et al. Very large-core, single-mode, gain-guided, index-antiguided fiber laser. Optics Letters, 2007, 32(17):2505-2507.

第六章 大功率全光纤激光器阵列的光束合成

大功率光纤激光器的单光纤输出功率最终将受制于纤芯的光、热损伤和非线性效应如受激拉曼散射（SRS）和受激布里渊散射（SBS），而且，激光器的输出光束质量也会随着功率的增加逐渐变差。为此，需要将多个光纤激光器组建成光纤激光器阵列，进行光束合成以获得高功率、高光束质量的激光输出，满足工业加工和国防等不同领域对更高功率光纤激光的需求。

6.1 激光器阵列光束合束方法

光束合成方法主要有非相干合束和相干合束二类。其中，非相干合束使多个非相干的单模激光束沿同一传输轴传播合成一束输出，主要技术有自适应反射镜非相干合束、衍射光栅光谱合束和体布拉格光栅频谱合束等。相干合束主要是通过主动锁相和被动锁相两种方法，实现多个相干激光器阵列元输出的相干叠加。

6.1.1 非相干合束技术

6.1.1.1 基于自适应反射镜的非相干合束

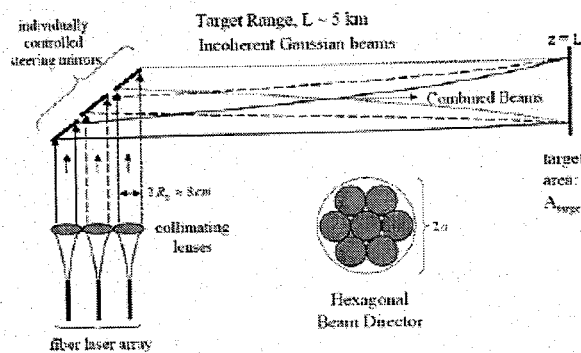


图 6-1 光纤激光器非相干合束

如图 6-1 所示为非相干合束的原理。参与合束的多个光纤激光器之间没有确定的位相关系和相同的偏振特性，它们一般在通过自适应的倾斜校正平面镜反射系统后合成一束射向靶面。美国海军实验室的 Sprangle 等进行了首次非相干合成光

束的大气传输实验，实验总的发射功率为 3kW，合成光束经过 1.2km 的大气传输后，在直径为 20cm 的靶面上获得合成功率率为 2.8kW，合束效率在 91%以上^[1,2]。

6.1.1.2 基于闪耀光栅的光谱合束

激光器阵列基于闪耀光栅的谱合束方案如图 6-2 所示^[3]。激光器阵列输出的不同波长光束，经过透镜后以不同角度入射到闪耀光栅上，经光栅衍射后在空间重叠而合成一束光输出。该技术要求激光器阵列输出端和光栅分别位于透镜的前、后焦平面上，这样可认为是输出阵列和输出耦合镜之间构成一个外腔，因此，这种方法也称为光栅外腔光谱合束方法^[4]。在频谱组束方案中，由于不同频率的光束在光栅上具有不同的衍射角，因此要求各个激光器单元具有不同的输出频率，可使各个光束在出射方向相同时，有不同的入射角，这有利于各个激光器输出端的排列。频谱组束对光束的偏振态和单元阵列之间的相位没有要求。但是，由于热效应会影响谱合成的效果，因此在高功率情况下，需要设计损坏阈值较高且热变形较低的衍射光栅^[5]。

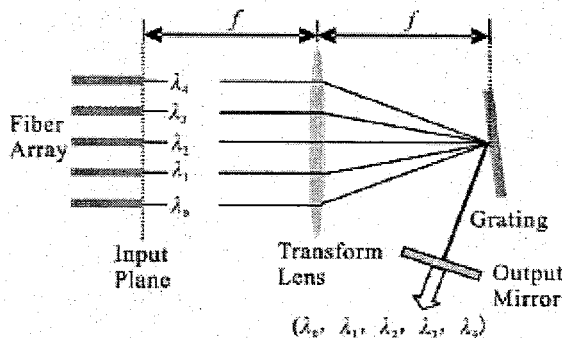


图 6-2 基于衍射光栅的外腔光谱合束原理

2008 年，佛罗里达大学的 Armen Sevan 等利用布拉格光栅，将五束激光合成 773W 功率的合成光束，合束效率达 91.7%。2009 年，德国 Wirth 等使用光子晶体光纤进行了 4 束激光 MOPA 放大后的光谱合束实验，实验原理如图 6-3 所示，实验在泵浦功率为 3395W 时获得了 2065W 的合成输出功率，整个系统的效率为 61%，光束的合束效率达到 99%^[6]。同年，德国 Schmidt 等也利用衍射光栅实现四束脉宽为 5ns，频率为 5MHz 的脉冲激光光谱合束，合束后的平均功率达到了

1.1kW, 合束效率达到 99%。同年, 他们获得了 187W 功率, 频率为 50kHz, 脉宽为 2ns, 单脉冲能量达到了 3.7mJ。

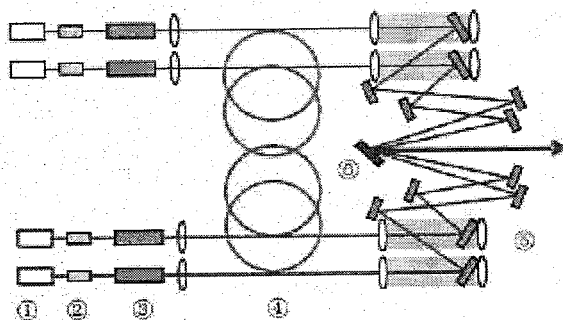


图 6-3 利用光子晶体光纤的 4 光束 MOPA 光谱合束

6.1.1.3 基于体布拉格光栅的频谱合束

2003 年, 佛罗里达大学的 Ciapurin 等提出了基于 PTR 布拉格光栅的频谱组束方案^[7]。刻写在光-热-折射率(PTR) 无机玻璃中的体布拉格光栅(VBG)(又称之为 PTR 布拉格光栅)对可见光到红外区的一个非常宽的光谱区域都有超过 95%的衍射效率。而且, 这种光栅有优异的热、光和机械稳定性使之用于激光相干合束能产生较稳定的合成功率输出。PTR 布拉格光栅只能对与光栅的布拉格条件相一致的激光束产生折射作用, 对于布拉格条件的激光束仅仅是一个透明玻璃片。使用 PTR 布拉格光栅的这种特性可以进行非相干合束, 原理如图 6-4 所示^[8]。假设第一束激光波长为 λ_1 , 以角度 θ_1 入射到布拉格光栅上后, 因为正好满足布拉格条件, 经过折射以后该光束大部分被反射并从光栅的另一面输出。另一束激光波长为 $\lambda_1 + \Delta\lambda$, 其入射方向正好与前一束光对称。这一束由于波长漂移不满足光栅的布拉格条件, 因而直接从光栅的另一面输出, 这两束光的输出光路正好重合, 因此得到两束光的非相干叠加。2004 年, Ciapurin 等利用 PTR 布拉格光栅对 2 个 100W 光纤激光器进行光谱合束实验, 得到 155W 输出, 残留光束功率为 15W, 合束效率超过 92%^[8]。Andrusyak 在 2008 年实验了 5 路掺镱光纤激光器的 PTR 光栅组束, 在每台光纤激光器输出 160W 功率时, 获得 770W 的非相干合成功率, 光束质量因子 $M^2=1.14$, 效率为 91.7%^[9,10]。

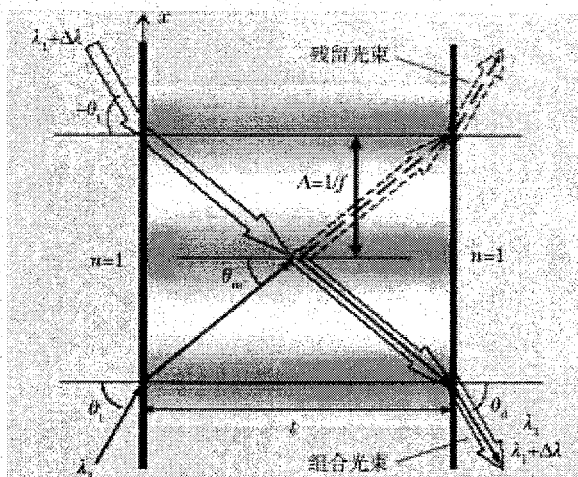


图 6-4 PTR 布拉格光栅 (VBG) 光谱组束原理

6.1.2 相干合束

几束光产生干涉的条件是存在相同的频率分量、相位差恒定和存在相互平行的偏振分量。如果几束光的波长、偏振方向和相位完全一致，就属于完全相干的情况^[11-13]。激光的相干合束是一个非常活跃的研究领域，国内外的研究人员已经提出多种相干合束技术。但是，由于光纤激光器光束的相干合束是最近才发展起来的，许多合束技术仍处于原理性的研究阶段。近几年，国内外已有的相干合束技术主要分为主动锁相技术和被动锁相技术。其中，主动锁相技术主要指主振荡功率放大（MOPA）技术，被动锁相技术包括多芯光纤的倏逝波耦合锁相技术、全光纤耦合锁相技术、光谱组束和外腔相干组束。

6.1.2.1 主振荡功率放大（MOPA）技术

主动相位控制的相干合束一般采用主振荡功率放大结构，即将主振荡器输出信号激光分为多路，再分别经光纤激光放大器实现功率放大，而多路相位的锁定是利用相位探测及控制器实现的。目前主振荡功率放大技术所采用的多路激光束相位锁定技术主要有外差、自参考和自适应三种锁相方法。

2000 年，美国 Northrop Grumman Space Technology(NGST)的研究人员提出外差锁相技术^[14-17]，实验原理如图 6-5 所示。该技术将主振荡器输出的激光作为种子激光分成多路，每路光束经激光放大器放大，再经准直器阵列后被合成一束激

光输出。为保证放大后的光束有较好的相干性,需要另外引出一路主振荡激光束作为参考光,并利用外差法得到这路参考光与其它经放大器输出光束的相位差,用以驱动相位控制器来实时调节所有子光束的位相,最终使各路输出相位一致。外差式主动相位锁定方法是目前较为热门的合成技术,国内外已经有很多研究机构对这种相干合成方法进行了研究。2006年,NGST公司使用该方案实现4路光纤激光相干合成460W输出^[18],合束效率约为73%。该公司还在2009年使用外差锁相主动功率放大合束技术对光纤激光器的输出使用板条功率放大器进行7路分束放大,激光器阵列获得了105kW的相干合成功率输出。

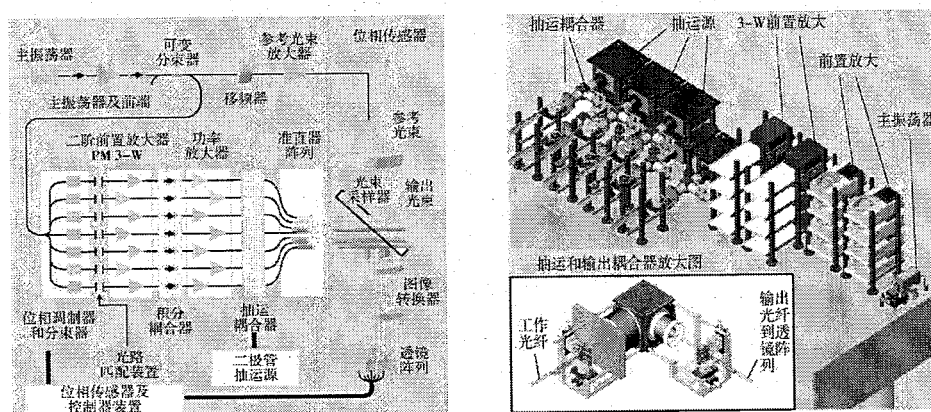


图 6-5 MOPA 方案实验原理图和实验装置的三维模型

自参考锁相的光纤激光 MOPA 相干合成技术是在 2004 年由美国空军实验室 (AFRL) 的 T M Shay 等人提出的,这种锁相技术也称为单探测器电频标记的相干锁相法(LOCSET)^[19-21],图 6-6 为实验原理。主振荡器的激光输出经保偏光纤分束器后被分成 N 路,每路信号光均包含有自己的相位调制器 (PM) 和保偏的光纤放大器,需要注意的是信号光进入放大器之前需要经过隔离器(ISO)以保护前端光路。对输出光束进行取样,并成像在一个光电探测器上 (PD)。而各路激光的相位调制器也会探测到一个光相位,因此,每路信号光的相位和输出光束的相位存在一个相位差,信号处理电路(Signal Processor)可以分离出这个相位差信号,并作为控制信号来驱动每路对应的相位调制器,就可以实现所有阵列元输出光束的相位锁定,实现各光束的相干合成。2009 年美国空军实验室的研究人员实现了 5 路 145W 光纤放大器相干合成,合成功率达到 725W^[22],实验测得的 RMS 相位差小

于 $\lambda/60$ 。近几年, 还有法国航空航天实验室、美国马里兰大学和国防科技大学等相继开展了这方面技术研究^[23-26]。

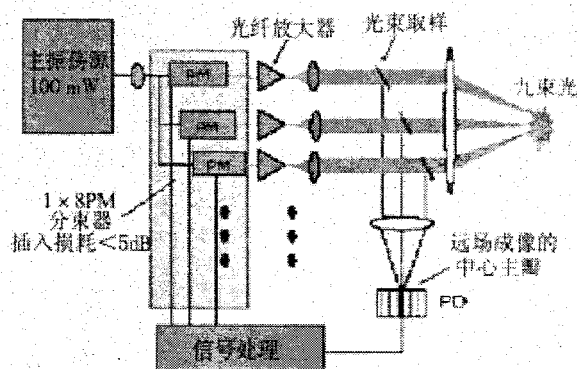


图 6-6 自参考锁相相干合成原理

在 2000 年, 美国加州的 HRL 实验室采用自适应锁相的 MOPA 相干合成技术成功实验了 5 路光纤放大器的相干合成（原理如图 6-7 所示）^[27]。按照 HRL 实验室的 O'Meara 提出的相干光自适应锁相理论（COAT），自适应锁相技术采用自适应光学系统，通过光信号探测器得到目标上的反馈光和各阵元激光间高频的相位误差，来驱动所有阵元进行高频振动。阵列元的这种高频振动可以消除阵列元间的相位差别，在远场得到较好的相干合成输出，因而能提高目标处的激光亮度。

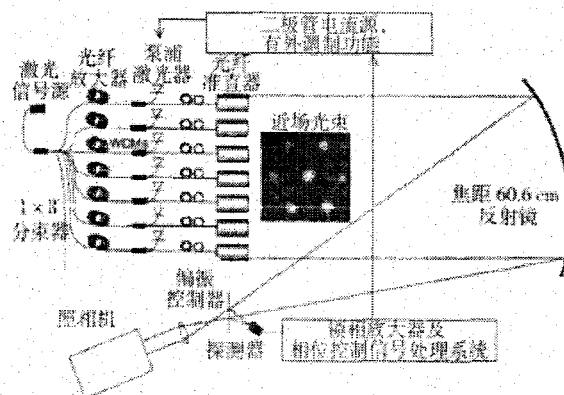


图 6-7 自适应锁相 MOPA 相干合成原理

采用外差锁相技术, 原理上可以实现无限多阵元光纤激光的相干合成, 而且利用现有的相位调制器列阵和外差探测技术, 还可实现相位调制器和相位控制电

路的集成化。然而，外差法对阵元之间的平行度要求很高，要求参考光和信号光的空间波前匹配^[28]，参考光和信号光的光斑直径最好相同，同时对相位控制电路的精度也有很高要求，这都会使增加阵列光束的路数时，系统的调节难度大大增加^[29,30]。自参考锁相的 MOPA 系统结构只是将各个阵元在电路上分开，因此可获得较高的填充因子，能在主瓣上集中更多功率，这也是自参考锁相区别于外差锁相的一个优点。自适应的相位控制系统不需要其它的相位调制就可以实现多路相位锁定，还可以对光路调节中的倾斜误差进行校正，减弱大气畸变噪声对相干合成的影响。但在增加单元数目时，自适应的相位控制系统需要增加控制系统的带宽才能保证整个激光器阵列系统的信噪比。

6.1.2.2 基于多芯光纤的倏逝波耦合技术

各路激光在传输过程中紧密排布，就会通过倏逝波与相邻激光发生耦合，最终使整个阵列光束之间由于相互耦合而实现相位锁定，这就是倏逝波耦合相干合成的基本原理。通过使用多芯增益光纤可以实现多路激光的倏逝波耦合^[31-36]。多芯光纤在一个共用的内包层中有多根单模纤芯，如图 6-8 所示。这些纤芯的参数完全相等，相互之间的距离大约有几个微米。纤芯规则排列成环形、矩形等形状，泵浦光在内包层内传输时被所有的掺杂纤芯吸收并转换为多路激光束输出。这种多芯光纤的倏逝波耦合技术是一种被动的相位锁定技术。

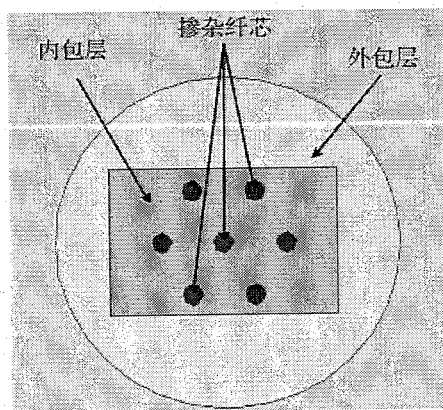


图 6-8 多芯光纤的横截面

自从德国研究人员 Glas 等提出多芯光纤激光器的概念以来，已经有多家研究机构开展了这方面的实验研究^[31-36]。2001 年，Photonics 公司实现了 7 芯光纤激光

阵列 5W 的相干输出, 激光器阵列的斜率效率达到 65.2%^[37]。2006 年, Michaille 等人实验 18 芯光子晶体光纤激光器, 实现 65W 锁相输出, 系统的斜率效率为 46%。此外, Huo 和 Cheo 等人对多芯光纤激光锁相输出进行了理论方面的分析研究, 结果表明, 多芯光纤激光器系统的光-光转换效率和合成光束质量会因纤芯数目的增多和输出功率的提高而下降^[32,38]。

6.1.2.3 全光纤自组织

如图 6-9 所示为 4 个全光纤激光器通过光纤耦合器实现全光纤自组织相干合成输出的原理^[39-42], 全光纤自组织的相干组束技术通常采用光纤耦合器, 将若干台光纤激光器的输出耦合到一根光纤输出。一般地, 激光输出光纤的端面 0° 抛磨处理, 用于对整个激光器系统提供约 4% 的反馈, 光纤激光器系统的高反端通常是熔接反射率约 100% 的光纤布拉格光栅, 形成激光器的谐振腔。泵浦光是通过光纤耦合器被耦合到各个光纤激光器增益光纤。耦合器的其它端头需要抛磨成约 45° 斜角, 避免不必要的端面反馈使激光器系统不能稳定工作。激光器系统的各个阵列元通过光纤耦合器互相注入信号激光, 各激光器之间光场相互叠加而实现位相锁定, 这种方法也属于被动锁相。2009 年, Vytran 公司使用 Y 型复合腔实验 4 路大模场面积保偏光纤激光相干合成, 实验获得了 75.5W 的输出功率, 合成效率为 85%^[43]。

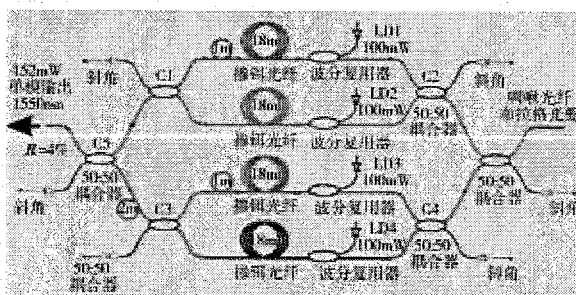


图 6-9 四个光纤激光器的全光纤自组织相干合成

全光纤自组织相干合成方法因为采用单一的光纤输出端口而使输出功率受到限制。改成多端口输出, 虽然可以实现多路光纤激光的相干合成, 但光纤激光器系统的抗干扰能力变差, 外界扰动很容易破坏系统的锁相状态^[44-46]。此外, 实验

和理论分析也表明,合成效率会随着激光阵列元数目的增多而降低,合成光束在远场亮度至多达到 12 倍左右就会饱和^[47,48]。

6.1.2.5 外腔式相干合束

外腔式相干合束技术主要包含自傅里叶变换腔 (Self-Fourier 或 S-F)、自成像腔 (Self-imaging)、光栅外腔和单模光纤滤波环形腔相干合束三种^[49-56]。

6.1.2.5.1 自傅里叶变换腔

Corcoran 等人于 2002 年提出利用自傅里叶激光腔进行相干合束的理论^[49]。如图 6-10 所示,自傅里叶变换腔源自基于傅里叶透镜的 4F 系统,一个傅里叶透镜和部分反射镜组合成自傅里叶变换腔的外腔耦合输出镜,耦合输出镜也可以由一个平面镀半透膜的平凸透镜代替。激光从进入外腔到被反射回来恰好进行了一次傅里叶变换。高斯函数的傅里叶变换函数仍是高斯函数,梳状函数的傅里叶变换还是梳状函数。若使输入光纤间距 $b=(F\lambda)^{1/2}$, F 为透镜焦距的一半, λ 为光波长,则从光纤发出的光经外腔反馈回来刚好又进入光纤中。因此,适当的设计光纤在傅里叶变换腔中的排列结构,就能使反射光有效的耦合进各个光纤激光器中,使激光器阵列实现锁相输出。2005 年,Corcoran 小组使用自傅里叶变换腔成功实验了 7 个光纤激光器的外腔相干合束,获得得 0.4W 相干输出,干涉图样的条纹可见度为 0.87^[50]。2008 年,他们又使用该实验装置获得了 6W 的更高相干合成功率^[51]。然而,使用自傅里变换腔的合成效率普遍较低。

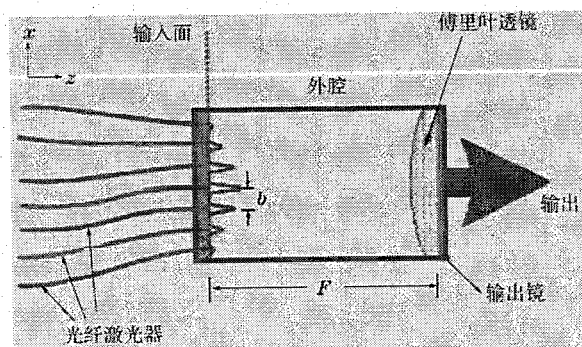


图 6-10 自傅里叶变换激光腔合束原理

6.1.2.5.2 自成像腔

自成像腔是 Liu 等人于 2004 年提出的一种光纤激光器的相干合束方案,实验

原理如图 6-11 所示^[52]。双色镜 M1 和 M2、准直透镜 L1 和 L2、傅里叶透镜 L 和输出耦合镜组成激光腔和自成像腔的腔体。其中，准直透镜和输出耦合镜分别位于傅里叶透镜的前、后焦面上，这样就使经 L1 和 L2 输出的光束到达输出镜后刚好完成一次傅里叶变换，而输出光束在自成像腔中往返一次刚好产生自己的像。如果两输出光束关于自成像腔轴对称，则光纤激光器阵列恰好可以发生耦合，使整个阵列输出的相位锁定。由于模式竞争导致的输出不稳定性，需要在输出镜上放置空间滤波器，使激光器阵列同相、稳定的工作。但是在实验中，空间滤波器的存在会产生输出损耗，使合成效率随着单元数目的增多而降低。

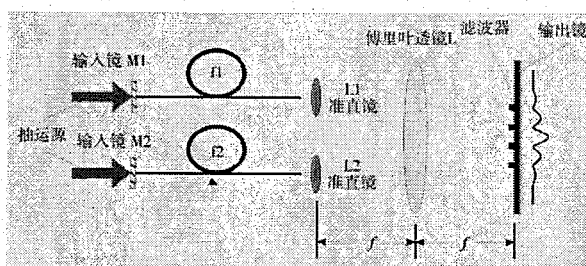


图 6-11 自成像腔相干合束原理

6.1.2.5.3 光栅外腔合束

Morel 等人在 1993 年使用光栅实验单模光纤激光器的相干合束，如图 6-12 为三个 Nd^{3+} 单模光纤激光器相干合束的实验原理^[55]。三个光纤激光器共用一个输出透镜。使用固定装置固定单模光纤激光器的输出光纤，使输出光束经过透镜后能以不同角度入射到特制的体光栅上。三光束经体光栅衍射后以相同的传输方向相干叠加输出，输出镜能够将一部分光束反馈进入其它光纤，实现各个光纤激光器相互注入信号光并锁相。光栅外腔合束理论上的效率高达 93.8%，但是实验上的耦合效率只有 70%。

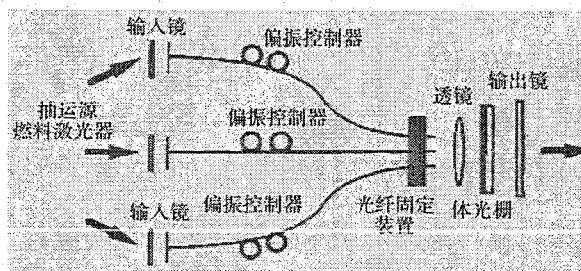


图 6-12 光栅外腔合束原理

6.1.2.5.4 单模光纤滤波环形腔

2007 年, Lhermite 等人首次使用单模光纤滤波环形腔对光纤激光器的相干合束进行了实验^[56], 图 6-13 为实验原理。图 6-13 中, 在由光纤放大器组成的光纤激光阵列的输出端口, 使用部分反射镜(BS)从输出光束中提取反馈光。反馈光经过会聚透镜后进入一根单模光纤(FF), 再放大后分束进入各个光纤放大器阵列。实验装置中, 激光器阵列的输出端面 P_2 位于透镜的前焦面, 单模光纤输入端 P_1 位于透镜后焦面, P_1 和 P_2 构成一个傅里叶变换对, 这样就使单模光纤对取样光束的空间频谱进行滤波。单模光纤输入端头 P_1 置于同相模所在处, 使反馈系统对同相模低损耗而其它空间模式高损耗, 使光纤激光放大器阵列形成一个稳定的锁相系统。

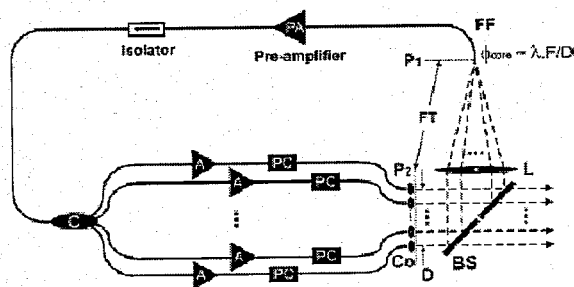


图 6-13 单模光纤滤波环形腔相干合束原理

Loftus 等利用单模光纤滤波环形腔实现 2 路和 4 路、输出功率分别为 426W 和 710W 的光纤放大器的相干合成^[57]。Shakir 等实验了 16 路、输出功率 80W 的光纤放大器相干合成^[58]。然而, 研究表明, 使用这种技术进行相干合束, 对相位控制的效率将会随激光功率增大而下降, 而且阵列元数目增多也会导致相干合成效率的下降^[57-60]。

6.2 合成光束的光束质量分析

高能激光阵列系统对目标的作用效果不但与输出功率有关, 激光合成光束的光束质量也是评价激光阵列实际效能和光束优劣的一项重要指标^[61]。因此, 对合成光束的光束质量进行分析是高能激光技术领域的重要研究课题。为比较相干、部分相干和非相干几种合成条件下的合成光束的光束质量, 以 4×4 矩形排列的光

纤激光器阵列理论模型，对 16 路输出的激光阵列光束合成效果进行了理论分析，对合成光束远场光强分布和光束质量进行了研究。如图 6-14 为激光器阵列输出孔径的排列顺序，每个输出单元孔径间距为 d ，各孔径中心坐标 (x_i, y_i) 。

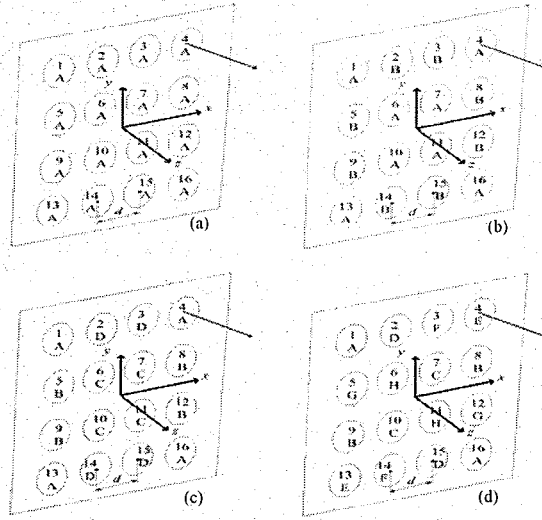


图 6-14 激光束阵列 (a)1×16 相干激光器阵列; (b)2×8 相干激光器阵列;
(c)4×4 相干激光器阵列; (d)8×2 相干激光器阵列

图 6-14(a)-(d)中的 $m \times n$ 相干激光器阵列，数字 m 为分组数，组与组之间非相干，每组 n 个阵列元之间相位锁定（字母标号相同的为同一组相干阵列元）。在排列激光器的输出单元时，使构成相干关系的各组激光关于中心原点对称分布，组内光束相干合成后中心峰值位于阵列原点，而不同组激光非相干合成后同轴传输。

设阵列元出射光场具有高斯分布

$$A_i(x, y) = \exp\left[-\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w^2}\right] \quad (6.1)$$

式中， w 为腰斑半径。(6.1)式的衍射积分即为出射的阵列元在远场的光场分布

$$\begin{aligned} E_i &\propto \iint_{-\infty}^{\infty} A_i(\xi, \eta) \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta \\ &\propto \pi w^2 \exp\left[-2\pi i\left(\frac{x_i x}{\lambda z} + \frac{y_i y}{\lambda z}\right)\right] \exp\left[-\pi^2 w^2 \left(\frac{x^2}{\lambda^2 z^2} + \frac{y^2}{\lambda^2 z^2}\right)\right] \end{aligned} \quad (6.2)$$

图 6-14 (a)中，16 束光相干叠加后的远场光强为

$$I(x, y, z) = \left| (E_1 + E_2 + \cdots + E_{16}) \right|^2 \quad (6.3)$$

图 6-14 (b)中, 两组光场非相干叠加后的远场光强为

$$I(x, y, z) = |(E_1 + E_4 + E_6 + E_7 + E_{10} + E_{11} + E_{13} + E_{16})|^2 + |(E_2 + E_3 + E_5 + E_8 + E_9 + E_{12} + E_{14} + E_{15})|^2 \quad (6.4)$$

图 6-14 (c)中的四组光场非相干合成后的远场光强为

$$I(x, y, z) = |(E_1 + E_4 + E_{13} + E_{16})|^2 + |(E_6 + E_7 + E_{10} + E_{11})|^2 + |(E_2 + E_3 + E_{14} + E_{15})|^2 + |(E_5 + E_8 + E_9 + E_{12})|^2 \quad (6.5)$$

图 6-14 (d)的八组非相干光场叠加得到的远场光强为

$$I(x, y, z) = |(E_1 + E_{16})|^2 + |(E_4 + E_{13})|^2 + |(E_6 + E_{11})|^2 + |(E_7 + E_{10})|^2 + |(E_2 + E_{15})|^2 + |(E_3 + E_{14})|^2 + |(E_5 + E_{12})|^2 + |(E_8 + E_9)|^2 \quad (6.6)$$

16 个激光器阵列远完全非相干的情况下, 光强分布为

$$I(x, y, z) = |E_1|^2 + |E_2|^2 + \cdots + |E_{16}|^2 \quad (6.7)$$

根据(6.3)-(6.7)式, 对几种合成条件下, 合成光束的远场光斑、 M^2 因子、桶中功率 PIB 和光束传输因子 BPF 进行了数值计算和分析^[62-64]。表 6-1 中给出了为五种相干组合情况下(分组 16×1 为完全非相干情况), 合成光束在不同占空比 ($2w/d$) 的远场 ($z=10m$ 处) 光强分布图。对比五种相干情况的合成光束的远场光强可知, 相干成分越多远场的峰值功率约大。而在改变占空比时, 峰值功率没有变化。但合成光场的旁瓣分布会随相干成分和占空比有较大变化。除相干合成时光束无旁瓣外, 随占空比的减小和非相干成份的增多, 合成光束的中心主瓣(宽度)能量减小, 旁瓣明显增多。因此, 为得到较好的远场光强分布, 应同时提高合成光束的相干成分和占空比。

图 6-15 为合成光束的 M^2 因子随占空比的变化曲线。由图可看出, 当占空比增加时 M^2 因子减小, 合成光束的光束质量变好。以 $2w/d=0.5$ 为分界点, 当占空比 $2w/d < 0.5$ 时, 五种相干情况下合成光束的 M^2 因子相等; 当占空比 $2w/d > 0.5$ 时, 完全相干的合成光束 M^2 因子明显优于其它情况, 比如 2×8 相干情况下的 M^2 因子要比 8×2 时的小。图 6-15 与远场光强分布表 6-1 分析表明, 较好远场分布的合成

光束需要从光束阵列的相干成分和占空比两个方面入手去提高。

表 6-1 合成光束的远场光强分布

占空比 分组	$2w/d=0.9$	$2w/d=0.6$	$2w/d=0.3$
1×16			
2×8			
4×4			
8×2			
16×1			

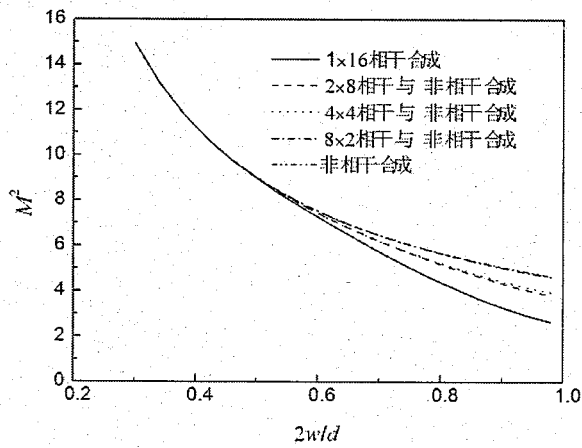


图 6-15 M^2 因子随占空比的变化

图 6-16 为合成光束在 $z=10m$ 处远场的桶中功率曲线。图 6-16(a) 中的占空比 $2w/d=0.8$ ，当桶半径 $h<2.5mm$ 时，完全相干情况下 (1×16) 激光器阵列合成光束的桶中功率大于其余四种情况；当 $2.5mm<h<4mm$ 时，桶中功率大小情况正好相反，完全相干时的桶中功率小于其余四种情况。当桶半径 $h>4mm$ 时，五种情况的相干合成光束桶中功率基本相同。因此，用桶中功率来评价合成光束的光束质量时，应合理选择桶的半径。图 6-16(b) 中的占空比 $2w/d=0.5$ ，比较图 6-16 (a)和(b) 可知，桶中功率的大小还与占空比有关系。

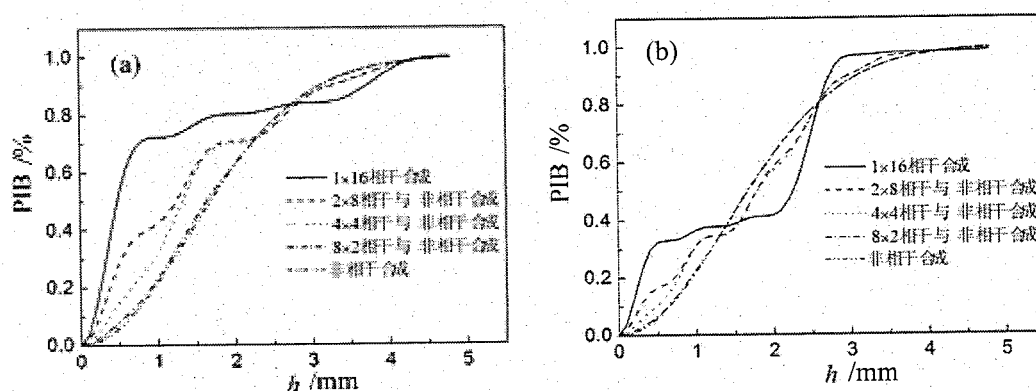


图 6-16 桶中功率(PIB)曲线 (a)占空比 $2w/d=0.8$; (b)占空比 $2w/d=0.5$

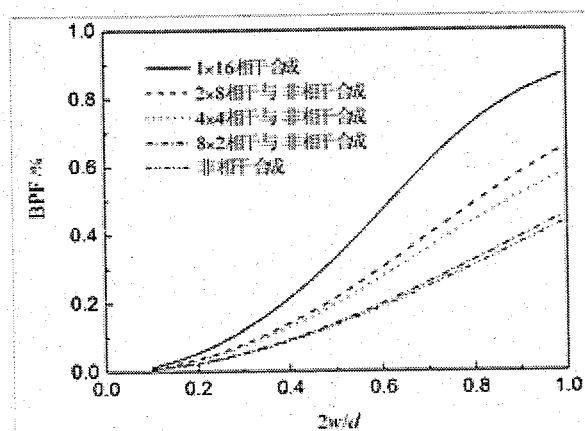


图 6-17 传输因子 BPF 随占空比的变化

图 6-17 为传输因子 BPF 随合成光束占空比的变化。由图可知，BPF 因子随着占空比的增加而增大。在占空比一定时，完全相干情况下合成光束 BPF 因子最大，此时的光束质量明显优于其余四种情况。在占空比较小的时候， 2×8 与 4×4 两种相

干情况 BPF 因子差别很小，且 8×2 与非相干合成情况下的 BPF 因子也几乎相等。而占空比较大时，可以看出五种情况下的合成光束的 BPF 因子有较大差别，即随相干成分的减小 BPF 因子也随之减小。

6.3 腔模互注入相位锁定实验

6.3.1 两大功率全光纤激光器相干合束

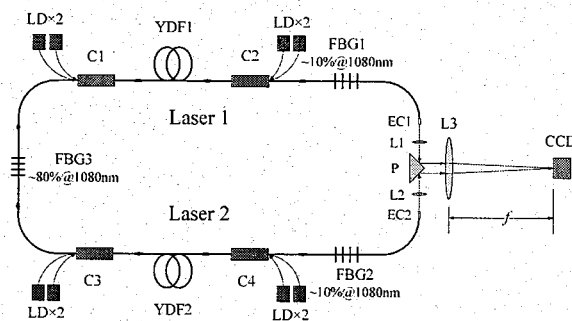


图 6-18 腔模互注入相位锁定实验原理

两大功率全光纤激光器实现腔模互注入相位锁定的实验原理如图 6-18 所示，激光器阵列由两全光纤激光器 Laser 1 和 Laser 2 组成，实验使用增益光纤 YDF1 和 YDF2、泵浦耦合器 C1-C4 分别与图 5-8 中掺镜双包层增益光纤、 $(6+1) \times 1$ 多模耦合器相同，泵浦源 LD 与图 5-8 中 LD2 相同。其中，增益光纤 YDF1、YDF2 长 25m，它们分别与四个耦合器 C1-C4 的信号光纤熔接在一起。八块大功率半导体泵浦源 $LD \times 8$ 分成四组分别与四个耦合器的泵浦传输光纤熔接，将泵浦光导入增益光纤。光纤光栅 FBG1 和 FBG2 对 1080nm 波长反射率约为 10%，它们的一端分别与耦合器 C2 和 C4 的信号光纤熔接，构成激光器 Laser 1 和 Laser2 的输出反馈端，另一端分别熔接光纤端帽 EC1 和 EC2，用于避免光纤输出端头的光热损伤。光纤光栅 FBG3 对 1080nm 波长反射率约为 80%，用作两光纤激光器的公共端，并将激光器 Laser 1 和 Laser2 两谐振腔连接起来，这样就使一个激光器的部分腔模通过共用腔镜 FBG3 直接泄露到另一激光谐振腔，实现两光纤激光器的互注入相位锁定。在实验中将三个光纤光栅熔接在四个耦合器外端，以减小通过光纤光栅的

光功率，从而起到对光纤光栅的保护作用。从光纤端帽 EC1 和 EC2 输出的激光束分别经过两个焦距为 11mm 的准直透镜 L1 和 L2 准直，再调节两激光器的准直装置使两激光束的传输轴相同但传输方向相反。准直光束经置于 L1 和 L2 之间的直角棱镜 P 反射后，变为平行光，其间距可通过前后调节棱镜 P 改变。平行光束通过焦距为 50cm 的凸透镜 L3 会聚，红外感光的 CCD 放置于会聚透镜 L3 的后焦面用于记录干涉图样。

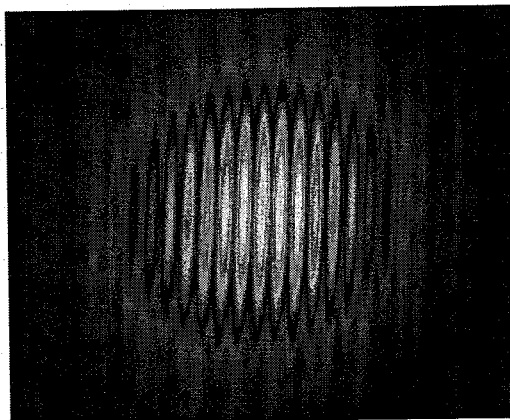


图 6-19 两激光器相位锁定后的输出干涉图样

在实验中，红外 CCD 观察到两束激光在远场叠加形成的干涉条纹见于图 6-19。图中干涉条纹清晰可见，可见度约为 46%，表明两光纤激光器成功实现相位锁定，处于高相干输出状态。在较长的实验过程中，干涉条纹清晰稳定，没有可见度下降的现象发生。

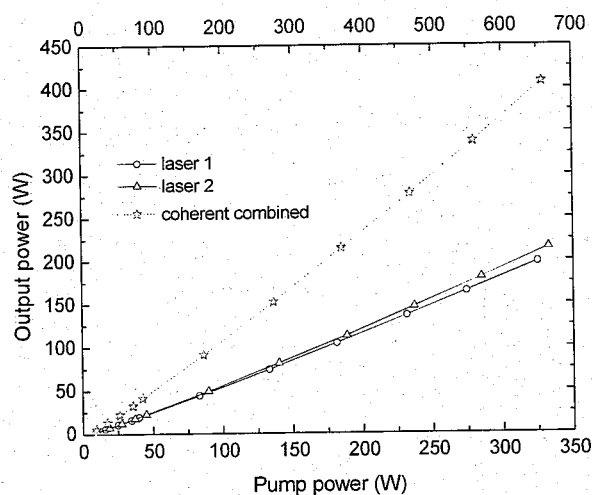


图 6-20 两激光器输出功率和相干合成功率

图 6-20 为两光纤激光器的输出功率及其相干合成功率随泵浦功率的变化图线。两光纤激光器的阈值泵浦功率约分别为 7W 和 6W，输出功率随各自泵浦功率的增大而线性增加。当泵浦功率分别为 325W 和 332.8W 时，它们分别获得 198.2W 和 215W 功率输出。两光纤激光器在相位锁定状态下，实现相干合成 407W 高功率输出，此时，光纤光栅、熔接点、泵浦耦合器和增益光纤只需放置在热沉上冷却。在较长的实验时间内整个激光器阵列工作稳定，没有观察到光热损伤现象。

图 6-21 为两光纤激光器的光-光转换效率和相干合成效率随它们的泵浦功率的变化，图中相干合成效率定义为 $\eta = P/(P_1 + P_2)$ ，式中 P 为两光纤激光器的相干合成功率， P_1 和 P_2 为它们各自的输出功率。当两光纤激光器的泵浦功率分别接近各自的阈值泵浦功率时，光-光转换效率分别为 27.5% 和 30%，且随各自泵浦功率的增加而增加。在最大功率输出的情况下，两光纤激光器的转换效率分别达到 61% 和 64.6%。两光纤激光器的相干合成效率约为 98%。合成输出的光谱如图 6-22 所示，光谱峰值中心波长为 1081nm，与全光纤激光器所用腔镜光纤光栅中心波长一致，光谱的半极大全宽 (FWHM) 约为 2nm。

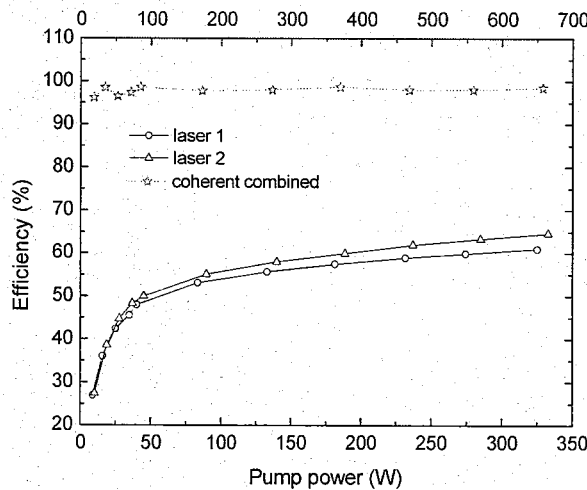


图 6-21 两光纤激光器的光-光转换效率和相干合成效率

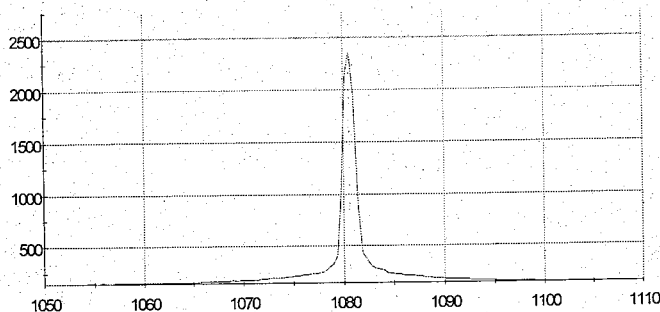


图 6-22 相干合成输出光谱

6.3.2 腔模互注入相位锁定技术的扩展方案

通过相干合束可以突破限制单光纤输出功率的瓶颈，提高激光输出功率的量级，扩大光纤激光器的实际应用范围。因此，合成方案的扩展性能成为一项得要的考察指标。我们在以上两个大功率全光纤激光器相干合成实验的基础上，提出两项扩展实验方案。这两项方案分别使用光纤激光耦合器和激光分束镜实现更多大功率全光纤激光器的腔模互注入相位锁定。

6.3.2.1 基于光纤激光耦合器的互注入方案

如图 6-23 为基于光纤激光耦合器的相位锁定扩展方案。图 6-23 中， n 台大功率全光纤激光器具有完全相同的结构，它们的输出端腔镜为对激光反射率为 10% 的光纤光栅组成光纤光栅阵列 FA，OC 为激光输出阵列。FC 为 2×1 光纤激光耦合器，使用 FC 将相邻三台全光纤激光器高反端输出的信号光相互注入，实现相位锁定。HFA 是对激光反射率约为 80% 的光纤光栅组成的光纤光栅阵列，相邻两个全光纤激光器通过光纤激光耦合器 FC 共用一个光纤光栅作为高反端腔镜。

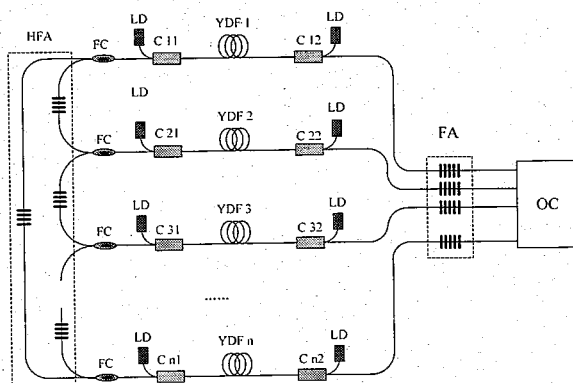


图 6-23 基于光纤耦合器的互注入锁相扩展方案

该方案能否将互注入相位锁定扩展至多台大功率全光纤激光器的关键是需要使用能够承受较大激光功率的光纤耦合器。目前,已经有文献研究了使用光纤耦合器的被动相干合束实验,但是这些研究仅限于原理上的验证,所产生的相干合成功率也在低于几十瓦的功率水平^[65-68]。因此,该扩展方案能否实现,还有待于开发较成熟的光纤耦合器,使其能承受较大功率的激光功率并具有较优的激光分束性能。

6.3.2.2 使用分束镜实现多激光器互注入相位锁定方案

为克服光纤激光耦合器不能承受高功率激光的限制,提出了使用分束镜实现多台较大功率全光纤激光器的互注入相位锁定的实验方案。如图 6-24 所示,OC1-OC4 为在全光纤激光器高反输出端的准直器,M1 为镀有半透膜的平面镜,当激光束以 45° 角入射平面镜 M1 时会被反射和折射得到两等功率激光束。基于该实验装置,从四台大功率全光纤激光器高反射腔镜(如图 6-15 中 FBG3,对激光波长的反射率约为 80%)输出的腔模分别经准直器 OC1-OC4 后以 45° 角入射平面镜 M1,每束激光都被一分为二,从另二台大功率全光纤激光器的高反射端注入,而每一台激光器都会接收二束自其它激光器注入的腔模,这样就实现了四台大功率全光纤激光器的腔模互注入相位锁定。

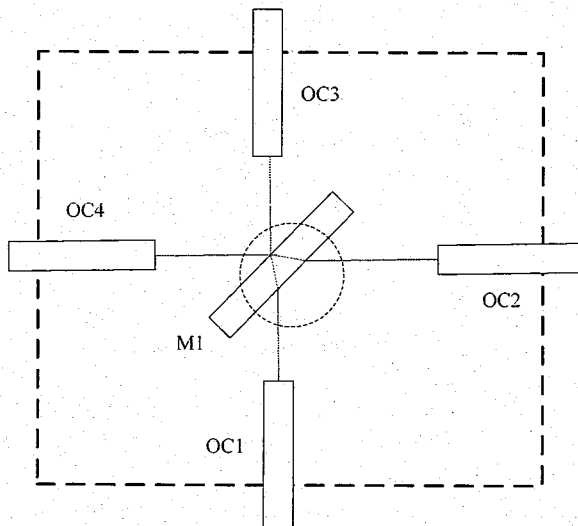


图 6-24 基于分束镜的互注入扩展方案

使用准直系统和半透半反分束镜的结构可用于四台较大功率全光纤激光器的

互注入相位锁定，也可以将图 6-24 所示互注入耦合系统级联，用于更多全光纤激光器的相干合成实验。然而，激光会在耦合过程中产生损失，而且，每一束信号激光在经过一次级联后都会以 2 的倍数被分解，注入信号的减弱会引起耦合效率的下降。因此，在实验中还需要根据实际情况确定方案，以获得最佳合成效果。

6.4 部分相干合束的实验研究

如图 6-25(a)所示， 2×2 部分相干全光纤激光器阵列由全光纤激光器 Laser1-Laser4 组成。其中，增益光纤 YDF1-YDF4 为双包层掺镱光纤，纤芯和包层直径分别为 $20\mu\text{m}$ 和 $400\mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.06 和 0.46，它对 915nm 波长泵浦光的吸收系数为 0.55dB/m，对 976nm 波长泵浦光的吸收系数为 1.7dB/m。YDF1、YDF2 长度为 32m，YDF3、YDF4 长度为 13m。C1-C8 为 $(6+1) \times 1$ 泵浦耦合器，它们的信号光纤与增益光纤的参数相同，泵浦光纤纤芯/包层直径为 $200/220\mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.22。C1-C8 分别熔接于增益光纤 YDF1-YDF4 两端。LD1 和 LD2 为最大输出功率 100W 的大功率半导体泵浦光源，它们的泵浦光波长分别为 915nm 和 976nm，谱宽为 5 nm。LD1 和 LD2 共 20 台分别与耦合器 C1-C8 的泵浦传输光纤熔接，为增益光纤 YDF1-YDF4 提供泵浦功率。光纤光栅 FBG1、FBG2、FBG4 和 FBG5 对 1080nm 波长激光的反射率为 10%，它们分别与 C2、C4、C6 和 C8 的信号光纤熔接，成为 Laser1-Laser4 的输出腔镜。光纤光栅 FBG3 和 FBG6 对 1080nm 波长激光的反射率为 80%。FBG3 两端分别与 C1 和 C3 的信号光纤熔接，成为 Laser1 和 Laser2 的共用腔镜，这样两激光器的腔模通过 FBG3 互相注入对方实现相位锁定，成为第一组相干激光器。同样，FBG6 的两端分别与 C5 和 C7 的信号光纤熔接，成为 Laser3 和 Laser4 的共用腔镜，使激光器 Laser3 和 Laser4 成为第二组相干光纤激光器。四束激光分别经准直器 OC1-OC4 准直输出。

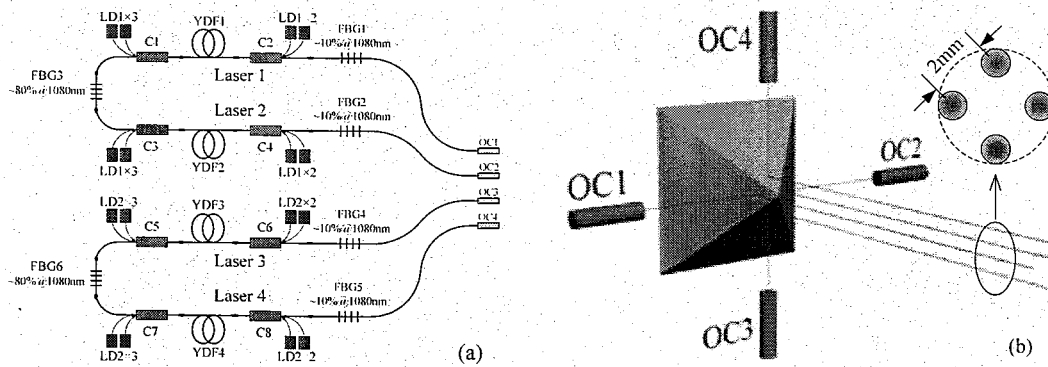


图 6-25 (a) 2×2 部分相干全光纤激光器阵列; (b) 部分相干合成实验原理

部分相干合束原理如图 6-25 (b)所示, P 为四面直角棱镜, 它的四个反射面与底面的夹角为 45° 。将 OC1 和 OC2、OC3 和 OC4 两两相对放置, 并调节四个准直器的位置使激光束以 45° 角分别入射到直角棱镜 P 的四个反射面, 经棱镜反射后变为四束平行光。仔细调节棱镜 P 的前后位置, 使四束平行光的出射光斑成为光束中心距为 2mm 的正方形。这种方法使两组激光束对称排列, 使组内光束两两相干合成后功率密度最高的零频分量位置重合并保证同轴传输, 从而在远场获得组间非相干合成的高功率激光束。

为证明两组光纤激光器的相干性, 分别开启图 6-25 中的第一组 (Laser1 和 Laser2)或第二组(Laser3 和 Laser4)激光器, 并使激光束经棱镜 P 后, 通过一长焦距透镜, 然后进入放置于透镜焦平面上的 CCD, 这样分别观察两组光纤激光在远场叠加后的光强分布。实验中发现, 虽然每组光纤激光器在结构上是对称的, 但由于泵浦功率、光纤、光纤器件以及光纤熔接损耗等方面的差异, 两组激光束的输出强度都存在不平衡的现象。为得到可见度较好的相干图样, 需要适度拉开光束之间的距离, 并使用衰减片对输出较强的一路激光进行衰减, 使之与另一路激光强度近似相等。实验观察到的干涉图样如图 6-26 所示, 图 6-26 (a) 为 Laser1 和 Laser2 的相干条纹, 图 6-26 (b)为 Laser3 和 Laser4 的干涉条纹, 两组干涉条纹的可见度约分别为 43%和 38%, 表明两组全光纤激光器 Laser1 和 Laser2, Laser3 和 Laser4 均已实现相位锁定。

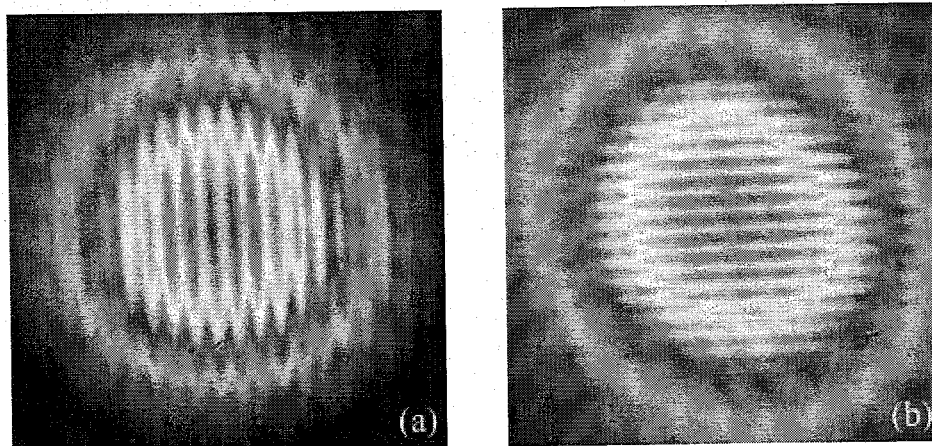


图 6-26 干涉图样 (a)第一组 Laser1 和 Laser2;
(b)第二组 Laser3 和 Laser4

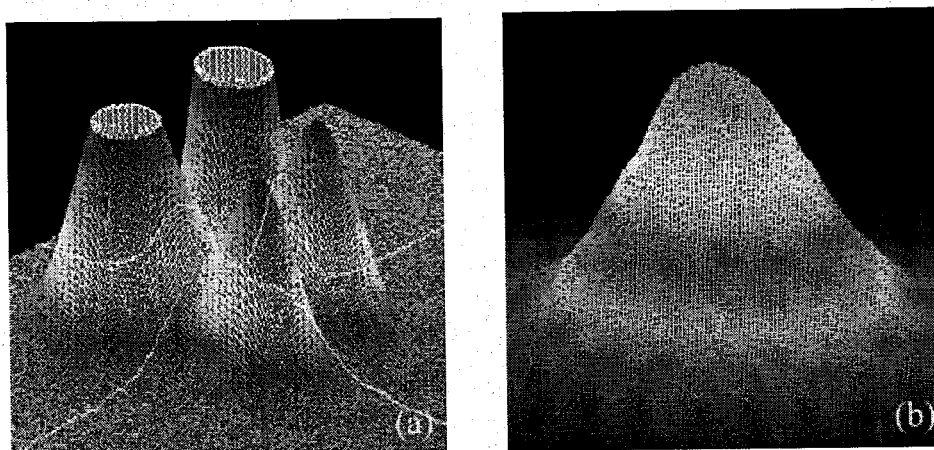
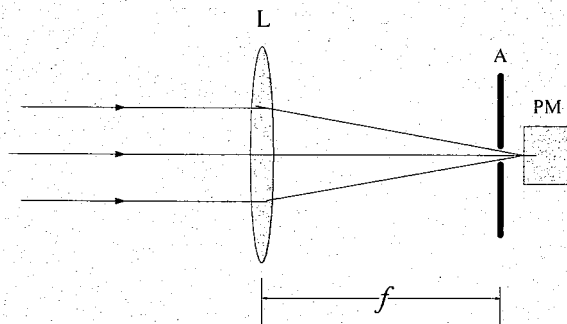


图 6-27 光场强度分布 (a)近场; (b)远场

为在远场获得较好的合成效果，得到较好的光束质量，需要尽量缩小光束之间的距离。图 6-27(a)、(b)分别为 2×2 光纤激光器阵列的近场和远场光强分布。由图 6-27 (a)可以看出合成光束在近场为四个分离的光斑，此时四光斑彼此间隔 2mm，合成光束占空比达 0.54。随传输距离增加，四束激光逐渐扩大并重合，最终在远场合成为一圆形光束，如图 6-27 (b)所示，说明在远场获得了较好的合成效果。

图 6-28 光束质量 BQ 值测量装置

合成光束的远场聚焦能力是评价光束合成效果的重要指标，为此，我们采用 BQ 值来分析实验所得合成光束的光束质量^[64]。图 6-28 为测量光束质量 BQ 值的实验装置，其中会聚透镜 L 的焦距 $f=2000\text{mm}$ ，A 为透镜焦平面上直径 $D_a=0.7\text{mm}$ 的小孔光阑，PM 为功率计。分别在光阑前、后测量合成光束的功率 P_t 和 P_a ，由公式 $BQ=(0.838P_t/P_a)^{1/2}$ 可得合成光束的光束质量 BQ 值。表 6-2 为实验测得结果，计算可得光束质量 BQ 值的平均值约为 1.95。

表 6-2 光束质量 BQ 值

P_t/W	0.49	1.01	1.88	2.61	3.14	3.85	4.79
P_a/W	0.11	0.22	0.42	0.57	0.73	0.84	1.07
BQ	1.94	1.97	1.95	1.97	1.91	1.97	1.95

图 6-29 为两组光纤激光器输出及其部分相干合成后输出功率随泵浦功率的变化曲线图。两组激光器 Laser1 和 Laser2，Laser3 和 Laser4 的泵浦阈值功率约分别为 12W 和 8W，各组输出功率随它们的泵浦功率的增大而线性增加。当泵浦功率分别为 824.2W 和 799.6W 时，两组相干激光器处于相位锁定状态，并分别获得 474W 和 451W 相干合成功率，整个激光器阵列 Laser1-Laser4 部分相干合成后获得 925W 高功率输出。在高功率输出状态，增益光纤、光纤光栅、泵浦耦合器和光纤熔接点需放置在热沉上冷却，在较长的实验时间内整个激光器阵列工作稳定，没有观察到光热损伤现象。

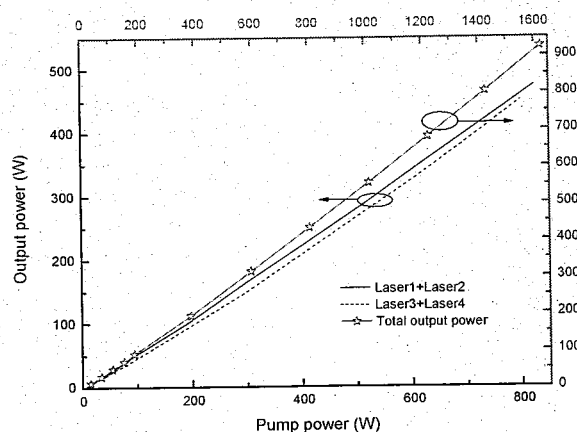


图 6-29 两组光纤激光器相干合成功率率和它们的部分相干合成功率随泵浦功率的变化

6.5 结论

理论上,对合成光束的远场光强分布、 M^2 因子、PIB桶中功率和传输因子BPF的数值计算和分析都表明,提高输出光束的占空比和尽可能多的相干成份是提高合成光束光束质量的关键途径。基于新的腔模互注入相位锁定原理,对两大功率全光纤激光器的相干合成进行了实验研究。在此基础上,提出综合利用相干和非相干合束的部分相干合束方案,对 2×2 大功率全光纤激光器的光束合成进行了实验研究。

腔模互注入相位锁定技术使用一个反射率约为80%的光纤光栅作为两光纤激光谐振腔的共用腔镜,两谐振腔通过腔模泄露实现两光纤激光器的相位锁定。实验观察到清晰干涉条纹,可见度达46%,获得407W合成功率输出,合成效率高达98%。在高相干合成功率输出状态下,激光器阵列工作稳定,没有观察到干涉条纹可见度下降以及光热损伤的现象发生。实验表明,这种新的互注入技术可被用于大功率全光纤激光器相干合成实现高功率输出。使用扩展技术将腔模技术应用于多个大功率全光纤激光器的相干合成,或使用更多的泵浦源或增加放大级,可以实现更高的功率输出。

对 2×2 全光纤激光器阵列的部分相干合成实验中,将四个全光纤激光器分为两组,两组之间非相干,而组内两激光器因腔模相互注入实现相位锁定。在输出端相干和非相干激光在空间上对称排布,使相干光束合成后功率密度最高的零频

分量的空间位置重合并保证同轴传输，从而在远场获得组间非相干合成的高功率输出。实验在较高占空比条件下获得了较好的合成效果。研究表明，这种综合利用相干和非相干技术进行光束合成的方法是获得较高合成功率的有效途径，通过提高单根输出功率和增加激光器组数，可使合成功率进一步提高。

参考文献

- 1 Sprangle P, Penano J, Hafizi B, et al. Incoherent combining of high-power fibers lasers for long-range directed energy applications. *Directed Energy*, 2007, 2:273-284.
- 2 Sprangle P, Ting A, Penano J, et al. Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications. *IEEE J Quantum Electronics*, 2009, 45(2): 138-148.
- 3 Bochove E J. Theory of spectral beam combining of fiber lasers. *IEEE J Quantum Electronics*, 2002, 38(5):432-445.
- 4 Cook C C, Fan T Y. Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers in an external cavity. *OSA Trends in Optics and Photonics*, 1999, 26: 163-166.
- 5 Fan T Y. Laser beam combining for high-power, high-radiance sources. *IEEE J Quantum Electronics*, 2005, 11(3):567-577.
- 6 Wirth C, Schmidt O, Tsybin I, et al. 2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers. *Opt Exp*, 2009, 17(3): 1178-1183.
- 7 Igor V Ciapurin, Leonid B Glebov, Larissa N Glebova, et al. Incoherent beam combining of 100W Yb-fiber laser beams by PTR Bragg grating. *Proc of SPIE*, 2003, 4974:209-219.
- 8 Ciapurin I V, Glebov L B, Smirnov V I. Spectral combining of high-power fiber laser beams using Bragg grating in PTR glass. *Proc of SPIE*, 2004, 5335:116-123.
- 9 Sevian A, Andrusyak O, Ciapurin O, et al. Efficient Power Scaling of Laser Radiation By Spectral Beam Combining. *Opt Lett*, 2008, 33(4): 384-386.
- 10 Andrusyak O, Smirnov V I, Venus G, et al. Applications of volume Bragg gratings for spectral control and beam combining of high power fiber Lasers. *Proc of SPIE*, 2009, 7195: 71951Q.

- 11 Eugene H. Optics. Fourth edition. Beijing: Higher Education Press, 2005.
- 12 赵凯华, 钟锡华. 光学. 北京: 北京大学出版社, 1984.
- 13 潘笃武, 贾玉润, 陈善华. 光学. 上海: 复旦大学出版社, 1997.
- 14 Heflinger D G, Heflinger L O. Dynamic optical phase state detector. US, Patent, 6147755, Nov. 2000.
- 15 Heflinger D G, Heflinger L O. Dynamic optical micrometer. US, Patent, 6243168 B1, June. 2001.
- 16 Brosnan S J, Heflinger D G, Heflinger L O. Heterodyne wavefront sensor. US, Patent, 6229616 B1, May 2001.
- 17 Brosnan S J, Heflinger D G, Heflinger L O. High average power fiber laser system with high-speed, parallel wavefront sensor. US. Patent, 6366356 B1, Apr. 2002.
- 18 Anderegg J, Brosnan S, Cheung E, et al. Coherently coupled high power fiber arrays. Proc of SPIE, 2006, 6102:61020U.
- 19 Shay T M , Benham V. A novel technique for phase locking optical fiber arrays. Proc of SPIE, 2004 , 5550: 313-319.
- 20 Shay T M , Benham V , Baker J T , et al. First experimental demonstration of self-synchronous phase locking of an optical array. Opt Express, 2006, 14 (25) : 12015-12021.
- 21 Shay T M. Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam. Opt Express, 2006, 14 (25): 12188-12195.
- 22 Shay T M, Baker J T, Sanchez A D, et al. High power phase locking of a fiber amplifier array. Proc of SPIE, 2009, 7195: 71951M.
- 23 Liu L, Loizos D N, Vorontsov M A, et al. Coherent combining of multiple beams with multi-dithering technique: 100 kHz closed-loop compensation demonstration. Proc of SPIE, 2007, 6708: 67080D-1~67080K-9.
- 24 Bourdon P, Jolivet V, Bennai B, et al. Coherent beam combining of fiber amplifier arrays and application to laser beam propagation through turbulent atmosphere. Proc of SPIE, 2008, 6873: 687316.

- 25 Bourdon P, Jolivet V, et al. Theoretical analysis and quantitative measurements of fiber amplifier coherent combining on a remote surface through turbulence. *Proc of SPIE*, 2009, 7195: 719527.
- 26 Jolivet V, Bourdon P, Bennai B, et al. Beam shaping of single-mode and multimode fiber amplifiers array for propagation through atmosphere turbulence. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2009, 15(2):257-268.
- 27 Minden M. Coherent coupling of a fiber amplifier array. *Thirteenth Annual Solid State and Diode Laser Technology Review (SDL TR)*. 2000.
- 28 肖瑞. 主振荡功率放大器方案光纤激光相干合成技术: 学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2007.
- 29 Lou Q, Zhou J, He B, et al. Fiber lasers and their coherent beam combination, *Optics Photonics News*, 2008, 19(5):46-51.
- 30 Limpert J, Roser F, Klingebiel S, et al. The rising power of fiber lasers and amplifiers. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2007, 13(3):537-545.
- 31 Huo Y P, Cheo, King G. Fundamental mode operation of a 19-core phase-locked Yb-doped fiber amplifier. *Opt Express*, 2004, 12, 6230-6239.
- 32 Cheo P K, King G G, Huo Y. Recent advances in high-power and highenergy multicore fiber lasers. *Proc of SPIE*, 2004, 5335:106-115.
- 33 Huo Y, Cheo P K. Thermomechanical properties of high-power and high-energy Yb-doped silica fiber lasers. *IEEE Photo Tech Lett*, 2004, 16(3):759-761.
- 34 Michaille L, Shepherd T J, Bennett C R, et al. Phase locking of multicore photonic crystal fibres. *Proc of SPIE*, 2004, 5335:170-179.
- 35 Michaille L, Bennett C R, Taylor D M, et al. Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area. *Opt Lett*, 2005, 30:1668-1670.
- 36 Michaille L, Bennett C R, Taylor D M, et al. Multi-core photonic crystal fibers for high power lasers and amplifiers. *Proc of SPIE*, 2006, 6102:61020W-1-9.
- 37 Cheo P K, Liu A, King G G. A high-brightness laser beam from phase-locked multicore

- Yb-doped fiber laser array. *Photonics Tech Lett*, 2001, 13(5):439-441.
- 38 Huo Y, Cheo P K. Analysis of transverse mode competition and selection in multicore fiber lasers. *J Opt Soc Am B*, 2005,22:2345-2349.
- 39 Shirakawa A, Saitou T, Sekiguchi T. Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler. *Opt Express*, 2002, 10(21):1167-1172.
- 40 Shirakawa A, Matsuo K, Ueda K. Power summation and bandwidth narrowing in coherently coupled fiber laser array. *IEEE Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2004, 2:3.
- 41 Shirakawa A, Matsuo K, Ueda K, et al. Fiber laser coherent array for power scaling of single-mode fiber laser. *Proc of SPIE*, 2004, 5662:482-487.
- 42 Shirakawa A, Matsuo K, Ueda K, et al. Fiber laser coherent array for power scaling, bandwidth narrowing, and coherent beam direction control. *Proc of SPIE*, 2005,5709:165-174.
- 43 Wang B, Mies E, Minden M, et al. All-fiber 50 W coherently combined passive laser array. *Optics Letters*, 2009, 34(7):863-865.
- 44 Chen Z, Hou J, Zhou P, et al. Mutual injection locking and coherent combining of two individual fiber lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 2008, 44(6):515-519.
- 45 Zhou P, Wang X, Chen Z, et al. Coherent combining of two pulsed fibre lasers in phase modulated mutually coupled fibre laser array. *Electron Lett*, 2008, 44(21): 1238-1239.
- 46 Zhou P, Chen Z, Xu X, et al. Modeling self-organized coherent fiber laser array (invited paper). *Proc of SPIE*, 2007, 6823: 68230G-1-10.
- 47 Kouznetsov D, Bisson J, Shirakawa A, et al. Limits of coherent addition of lasers:simple estimate. *Opt Rev*,2005, 12(6):445-447.
- 48 Rothenberg J E. Passive coherent phasing of fiber laser arrays. *Proc of SPIE*, 2008, 6873:687315.
- 49 Corcoran C J. Compact phase-locked laser array. 5th Annual Directed Energy Symp, Monterrey, CA: Directed Energy Professional Society, Nov. 2002.
- 50 Corcoran C J, Durville F. Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity. *Appl Phys Lett*, 2005, 86(20):2011181-2011183.

- 51 Corcoran C J, Durville F. Passive Phasing in a Coherent Laser Array. *IEEE J Quantum Electronics*, 2008, 15(2): 294-300.
- 52 Liu L P, Zhou Y, Kong F T, et al. Phase locking in a fiber laser array with varying path lengths. *Appl Phys Lett*, 2004, 85(21):4837-4829.
- 53 He B, Lou Q, Wang W, et al. Experimental demonstration of phase locking of a two-dimensional fiber laser array using a self-imaging resonator. *Appl Phys Lett*, 2008, 92(25):251115-251117.
- 54 Li J, Duan K, Wang Y, et al. High-power coherent beam combining of two photonic crystal fiber lasers. *IEEE Photo Tech Lett*, 2008, 20(11):888-890.
- 55 Morel J, Woodtli A, Dandliker R. Coherent coupling of an array of Nd^{3+} -doped single-mode fiber lasers by use of an intracavity phase grating. *Opt Lett*, 1993, 18(18): 1520-1522.
- 56 Lhermite J, Desfarges-Berthelemot A, Kermene V, et al. Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop. *Opt Lett*, 2007, 32(13):1842-1844.
- 57 Thomas A M, Loftus T H, Alison M, et al. Four-Channel, High Power, Passively Phase Locked Fiber Array. *Advanced Solid-State Photonics (ASSP)*, Japan: Nara, 2008.
- 58 Shakir S A, Culver B, Nelson B, et al. System response in passively phased fiber amplifier arrays. *Proc of SPIE*, 2008, 7070: 70700O1-9.
- 59 Shakir S A, Culver B, Nelson B, et al. Power scaling of passively phased fiber amplifier arrays. *Proc of SPIE*, 2008, 7070:70700N1-6.
- 60 Bochove E J, Shakir S A. Analysis of a spatial-filtering passive fiber laser beam combining system. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2009, 15:320-327.
- 61 周朴, 王小林, 马阎星, 等. 激光阵列部分相干合成的光束质量. *光学学报*, 2010, 30(4):1066-1070.
- 62 Siegman A E. New development in laser resonator. *Proc of SPIE*, 1990, 2:1224.
- 63 吕百达. 激光光学. 第三版. 北京: 高等教育出版社, 2003.
- 64 刘泽金, 周朴, 许晓军. 高能激光光束质量通用评价标准的探讨. *中国激光*, 2009, 36(4):773-778.

- 65 Chen Z L, Zhou P, Wang X L, et al. Synchronization and coherent addition of three pulsed fiber lasers by mutual injection and phase modulation. *Optics&Laser Technology*, 2009, 41:710-713.
- 66 Lei B, Feng Y. Phase locking of an array of three fiber lasers by an all-fiber coupling loop. *Optics Express*, 15(25):17114-17119.
- 67 Auroux S, Kermene V, Desfarges-Berthelemot A, et al. Coherence properties of two fiber lasers coupled by mutual injection. *Optics Express*, 2009, 17(20):17694-17699.
- 68 Wang B S, Mies E, Minden M, et al. All-fiber 50W coherently combined passive laser array. *Optics Letters*, 2009, 34(7):863-865.

第七章 总结和展望

自从 E.Snitzer 提出基于双包层光纤的包层泵浦技术以来, 大功率全光纤激光技术已经得到迅速发展。基于大功率半导体泵浦技术, 使用大功率泵浦耦合器进行耦合泵浦并使用大模场光纤光栅作为反射腔镜的全光纤激光器, 因为其结构紧凑、性能稳定、转换效率高等优点, 在许多应用领域展现了巨大的应用前景。本论文工作主要是对全光纤激光器及其阵列光束的合成开展了实验研究, 并对全光纤激光器的关键器件如大模场光纤、大模场光纤光栅和大功率泵浦耦合技术进行了理论和实验的研究, 具体是:

1. 在国内首次实验 MOPA 结构全光纤激光器实现超过 1000W 连续输出功率。实验采用全光纤元件, 解决了全光纤元件的熔接、激光谐振腔的高阶模抑制和激光器系统的热管理方面的难题。激光器中心波长为 1081nm, 波谱宽度为 2nm, 光-光转换效率为 62 %。
2. 提出腔模互注入相位锁定技术实现两大功率全光纤激光器的相位锁定。激光器阵列获得稳定的干涉条纹, 可见度达 46%, 合成输出功率 407W, 合成效率高达 98%。
3. 提出综合利用相干和非相干技术的部分相干合束技术, 使用 2×2 全光纤激光器阵列获得 925W 高功率部分相干合成输出。激光器阵列在输出光束占空比为 0.54 时, 获得 BQ 值约为 1.95 的高质量合成光束。
4. 基于广义光纤模式耦合理论, 对一种新型的大模场增益引导-折射率反引导光纤的耦合特性进行了研究, 并使用速率方程对基于这种光纤的激光器增益特性和单模输出条件进行了理论模拟和分析。
5. 将一种矩阵算法拓展并应用于数值求解多模耦合模微分方程, 并使用该矩阵算法对大模场光纤光栅的光谱特性进行了理论研究。大模场多模光纤光栅因存在模式的自耦合和互耦合而使反射谱存在多个反射峰。当光栅周期存在啁啾时, 反射峰会分裂, 峰值反射率也会减小。使用高斯切趾函数可使啁啾光栅反射峰

的分裂在一定程度上得到改善。

6. 提出一种新型的单模泵浦耦合器结构。单模泵浦耦合器使用单模传输光纤作为泵浦光纤，从根本上改变了现有多模耦合器的结构，能够在现有的工艺条件下大大降低泵浦耦合器的插入损耗。
7. 对一种同时包含传输芯和增益芯的复合结构光纤中的泵浦耦合特性进行了理论分析，并对基于这种复合结构光纤的激光放大器的增益特性和温度分布进行了数值计算和分析。结果表明，复合结构光纤中泵浦光的耦合特性与泵浦光的模式、纤芯半径和纤芯距离等因素有关。与使用端面泵浦技术的光纤激光放大器相比，这种复合结构光纤放大器对泵浦光的吸收和激光转换相对平缓，光纤具有相对低的温度分布。基于这种复合结构光纤的新型泵浦技术为研制超大功率光纤激光（放大）器提供了一种新的途径。

本论文只是对大功率全光纤激光器进行了一些初步的理论和实验的研究，所取得的研究结果还离国内高功率全光纤激光技术的发展目标相去甚远。因此，在之前工作的基础上，今后还应对大功率全光纤激光技术的理论进行深入研究，并解决大功率全光纤激光器的工程化技术和关键器件的制作工艺难题。具体目标是：

1. 大功率全光纤激光器的单光纤输出功率水平向 2000W 目标迈进；
2. 首先解决大功率全光纤激光器的泵浦耦合器件的制作工艺，研制出承载 1000W 功率的泵浦耦合器。研究新的泵浦耦合技术，突破现有的端泵浦技术限制，以实现更高功率的单光纤输出功率；
3. 解决光纤激光相干合成系列关键问题，实验研究高能光纤激光的相干合成新方案，实现全光纤激光相干合成 5000-10000W 输出，以服务于工业加工和国防等对更高功率光纤激光的需求。